

Х. Мейнке и Ф. Гундлаж

РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ  
*справочник*

ГОСЭНЕРГОИЗДАТ

---

---

# TASCHENBUCH DER HOCHFREQUENZTECHNIK

herausgegeben von  
**H. Meinke und F. W. Gundlach**

1956



---

---

Х. МЕЙНКЕ и Ф. В. ГУНДЛАХ

# РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ СПРАВОЧНИК

ТОМ II

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ. ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ.  
УСИЛИТЕЛИ. ВЫПРЯМИТЕЛИ. ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ.  
ЭЛЕМЕНТЫ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕХНИКИ. ФЛУКТУАЦИИ.  
МОДУЛЯЦИЯ. ОСНОВЫ ТЕОРИИ СВЯЗИ. ПЕРЕДАТЧИКИ.  
ПРИЕМНИКИ. ИЗМЕРЕНИЯ

*Перевод с немецкого*

*Во втором томе приведен обширный материал справочного характера по теории и расчетам электронных ламп, различных ламповых схем, флуктуационных явлений, модуляции (амплитудной, частотной и импульсной) и по радиотехническим измерениям.*

*Книга предназначена для широкого круга инженеров и техников, работающих в области радиотехники в промышленности, в научно-исследовательских организациях и учебных заведениях.*

6Ф2(083) Радиотехнический справочник, том II. Перевод с немецкого. М.—Л. Госэнергоиздат 1962.  
576 с илл.

6Ф2

Редактор Б. А. Доброхотов

Техн. редактор Н. И. Борунев

Сдано в набор 14/VII 1961 г.

Подписано к печати 8/I 1962 г.

Т-00106

Бумага 70×108 $\frac{1}{16}$ 

49,32 печ. л.

Уч.-изд. л. 72,8

Тираж 63 000 экз. Цена в переплете № 5—5 р. 20 к., в переплете № 7—5 р. 25 коп. Зак. 398

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб. 10.

## ОТ ИЗДАТЕЛЬСТВА

Второй том Радиотехнического справочника является продолжением перевода книги, изданной в ФРГ в 1956 г. под редакцией директора Института радиотехники в Мюнхене проф. Х. Мейнке и директора Института радиотехники в Берлине проф. Ф. Гундлаха.

Как было упомянуто в предисловии к изданному в 1960 г. первому тому перевода, составители справочника считали своей задачей «представить новейший уровень знаний в безупречном изложении, не смотря на тот риск, что при большом числе составителей может пострадать единство изложения. Книга не является учебником; в первую очередь это — справочник для радиоинженера, в котором он найдет нужные ему графики, формулы, цифровые коэффициенты и основные научные сведения, необходимые для проведения исследований и разработок различной аппаратуры».

В первый том Справочника вошли материалы по теории и расчету некоторых важнейших элементов радиотехнических устройств (катушки, конденсаторы, спротивления, кварцевые пластины, колебательные контуры и фильтры, линии передачи, высокочастотные кабели, полые и диэлектрические волноводы, коаксиальные и объемные резонаторы), а также по антеннам и по распространению радиоволн.

Второй том Справочника содержит в основном материалы по теории и расчету ламп и ламповых схем (усилители, приемники, передатчики), по основам теории связи и радиотехническим измерениям.

Некоторые разделы этого тома отличаются такой полнотой и систематичностью изложения, что вполне смогут быть использованы не только как собрание справочных и расчетных данных, но и как обзоры, полезные при изучении теории вопросов. К таким разделам, содержащим среди другого результаты сравнительно мало известных у нас работ и работ самих составителей разделов, можно отнести, например, разделы 13 (лампы с динамическим управлением электронным потоком), 14 (усилители напряжения и мощности), 20 (флукутации), 21 (модуляция). Не мало интересного материала, основанного на результатах работ немецких специалистов, выполненных в послевоенные годы, помещено в разделах 15 (генераторы с посторонним возбуждением), 18 (возбуждение колебаний), 25 (измерения) и др. Более ограниченный материал содержат разделы 11 (полупроводниковые приборы) и 19 (элементы импульсной техники), что, по-видимому, может быть объяснено быстрым развитием этих отраслей именно за годы, прошедшие после составления Справочника, и сознательным обходом составителями областей радиолокации и телевидения.

Так же, как и разделы первого тома Справочника, разделы второго тома не свободны от

недостатков: в ряде случаев не выдержано единообразие терминологии, встречаются повторения, для одних и тех же физических величин применяются разные сокращенные обозначения и т. п. В русском переводе Справочника эти недостатки частично устранены. Применены главным образом термины, рекомендованные Комитетом технической терминологии АН СССР. Однако в связи с неполнотой этих рекомендаций пришлось прибегать к таким терминам, которые, возможно, не являются общепринятыми в нашей литературе.

Ввиду отсутствия в оригинале справочника ссылок на советскую радиотехническую литературу каждый раздел перевода дополнен перечнем советских книг по соответствующей тематике.

Составителями разделов Справочника являются: Разд. 2 — К. Н. Fischer, W. Herzog, H. Kehbel, M. Kornetzki, A. Ruhrmann. Разд. 3 — W. Herzog, H. Meinke, A. Rihaczek. Разд. 4 — H. Meinke. Разд. 5 — H. Kaden, H. Meinke. Разд. 6 — A. Egger, H. Meinke, A. Ruhrmann. Разд. 7 — H. Groll, H. Meinke. Разд. 8 — H. Meinke. Разд. 9 — H. Graziadei, J. Grosskopf, A. Heilmann, K. O. Schmidt. Разд. 10 — G. Eckart, K. Rawer. Разд. 11 — H. Henker, G. Ruthemann. Разд. 12 — L. Brück, W. Graf-funder. Разд. 13 — L. Brück, F. W. Gundlach. Разд. 14 — H. Bartels, H. Behling, R. Cantz. Разд. 15 — A. Ruhrmann. Разд. 16 — R. Cantz. Разд. 17 — R. Cantz. Разд. 18 — A. Jaumann. Разд. 19 — A. Jaumann, K. Steinbuch. Разд. 20 — W. Kleen. Разд. 21 — E. Kettel, A. Ruhrmann. Разд. 22 — K. Küpfmüller. Разд. 23 — A. Ruhrmann. Разд. 24 — J. Hacks, W. Pöhlmann. Разд. 25 — R. Eichacker, F. Grosskopf, A. Kraus, R. Leonhardt, H. Ramundt, A. Ruhrmann, H. Schmidt.

В подготовке перевода первого тома Справочника принимали участие: Л. Н. Авилова, О. К. Граф, В. А. Дубов, Н. А. Ульяновский, Г. Г. Фридолин.

Перевод и редактирование второго тома Справочника выполнили: И. А. Болошин (полупроводниковые приборы), А. С. Бучинский (электронные лампы), В. А. Ильин и В. А. Дьяков (лампы с динамическим управлением электронным потоком и элементы импульсной техники), Н. К. Свистов и П. Н. Куксенко (усилители, детектирование, флукуационные явления, радиоприемники), В. Е. Сапирштейн (модуляция), В. Е. Сапирштейн и Л. Ю. Блюмберг (преобразование частоты), Н. А. Ульяновский (возбуждение колебаний и общие принципы передачи информации), Б. М. Пушной (ламповые генераторы и радиопередатчики), Г. А. Ремез (измерения на высоких частотах).

Общее редактирование выполнил Б. А. Доброхотов.

По техническим причинам список литературы к разд. 25 не приводится.

## СОДЕРЖАНИЕ

От издательства . . . . .	5
Введение . . . . .	11

### РАЗДЕЛ 11

#### ТЕРМОСОПРОТИВЛЕНИЯ, ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ, ТРАНЗИСТОРЫ

##### Термосопротивления

11-1. Общие сведения о термосопротивлениях (термисторах) . . . . .	13
11-2. Механизм проводимости полупроводников . . . . .	13
11-3. Материалы для изготовления термисторов . . . . .	14
11-4. Изготовление термисторов . . . . .	14
11-5. Удельное сопротивление и его зависимость от температуры . . . . .	15
11-6. Собственный разогрев термисторов и их вольт-амперные характеристики . . . . .	16
11-7. Термическая постоянная времени и неустановившиеся процессы . . . . .	18
11-8. Влияние величины, полярности и частоты напряжения. Постоянство во времени . . . . .	19
11-9. Применение термисторов. Термисторы с малым собственным рассеянием . . . . .	19
11-10. Термисторы со значительным собственным рассеянием и с определенными характеристиками . . . . .	20
11-11. Термисторы с косвенным подогревом . . . . .	24
11-12. Термисторы для замедления и ослабления скачков тока при включении . . . . .	22
11-13. Промышленные типы термисторов . . . . .	23

##### Полупроводниковые диоды

11-14. Общие сведения о полупроводниковых диодах . . . . .	24
11-15. Собственная и примесная проводимость . . . . .	25
11-16. <i>p-n</i> переходы . . . . .	25
11-17. Точечные диоды . . . . .	26
11-18. Параметры полупроводниковых диодов на постоянном токе и на низких частотах . . . . .	27
11-19. Параметры полупроводниковых диодов на высоких частотах . . . . .	28
11-20. Типы полупроводниковых диодов . . . . .	29

##### Транзисторы

11-21. Физические процессы в транзисторах . . . . .	30
11-22. Точечный транзистор . . . . .	31
11-23. Плоскостной транзистор . . . . .	31
11-24. Фотодиод типа <i>p-n</i> , фототранзистор типа <i>n-p-n</i> . . . . .	32
11-25. Параметры транзисторов на постоянном токе . . . . .	33
11-26. Параметры транзисторов для переменного тока при малых амплитудах . . . . .	34
11-27. Параметры транзисторов для переменного тока при больших амплитудах . . . . .	37
11-28. Применения транзисторов . . . . .	39
Литература . . . . .	41

### РАЗДЕЛ 12

#### ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ, КОНСТРУКЦИИ И ХАРАКТЕРИСТИКИ

##### Конструкции электронных ламп

12-1. Конструкции катодов . . . . .	43
12-2. Стекло, металл и керамика в производстве электронных ламп . . . . .	46
12-3. Геттеры . . . . .	50
12-4. Приемно-усилительные лампы . . . . .	50
12-5. Генераторные лампы . . . . .	52

##### Термоэлектронная эмиссия

12-6. Ток насыщения . . . . .	53
12-7. Свойства катодов . . . . .	54
12-8. Распределение скоростей термоэлектронов . . . . .	54

##### Законы токопрохождения в вакууме

12-9. Начальный участок статической характеристики диода . . . . .	55
12-10. Характеристика в области пространственного заряда . . . . .	57
12-11. Отклонения от закона степени $3/2$ . . . . .	59
12-12. Действующее напряжение и проникаемость . . . . .	60

##### Характеристики и параметры

12-13. Характеристики и параметры диода . . . . .	60
12-14. Характеристики и параметры триода . . . . .	61
12-15. Ток сетки при отрицательных напряжениях на сетке . . . . .	62
12-16. Характеристики триода при положительных напряжениях на сетке . . . . .	63
12-17. Многосеточные лампы . . . . .	64

##### Эквивалентные схемы и полные проводимости

12-18. Схемы включения и эквивалентные схемы . . . . .	67
12-19. Полные проводимости триодов . . . . .	68
12-20. Полные проводимости пентодов . . . . .	70
12-21. Проводимости смесительных ламп . . . . .	71

##### Данные некоторых типов ламп

12-22. Коэффициент широкополосности . . . . .	73
12-23. Электронно-световые индикаторы . . . . .	73
12-24. Электрометрические лампы . . . . .	74
12-25. Электронные умножители . . . . .	75
12-26. Электронные переключатели . . . . .	76

##### Мешающие эффекты, за исключением шума

12-27. Гудение . . . . .	76
12-28. Микрофонный эффект . . . . .	78
12-29. Помехи, вызываемые вторичной эмиссией изоляторов . . . . .	78

##### Газоразрядные лампы

12-30. Обзор газоразрядных ламп . . . . .	79
12-31. Газоразрядные лампы с холодным катодом . . . . .	80
12-32. Газоразрядные лампы с накаливаем катодом . . . . .	81
12-33. Непрерывно управляемые газоразрядные лампы . . . . .	81

##### Методы измерений

12-34. Измерение параметров катода . . . . .	82
12-35. Измерение характеристик и параметров . . . . .	84
12-36. Измерение малых сеточных токов . . . . .	85
12-37. Измерение междуэлектродных емкостей . . . . .	85
12-38. Измерение полных проводимостей ламп . . . . .	86
Литература . . . . .	86

### РАЗДЕЛ 13

#### ЛАМПЫ С ДИНАМИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

##### Потоки электронов в постоянных электрических полях

13-1. Основные положения . . . . .	91
13-2. Плоские системы электродов. Постоянные поля . . . . .	91

13-3. Цилиндрические системы электродов. Постоянные поля . . . . .	94
13-4. Плоские и цилиндрические системы с постоянным магнитным и электрическим полями	95
13-5. Электронно-лучевые системы . . . . .	98

### Движение электронов в слабых переменных электрических полях

13-6. Электроны в переменных электрических полях; конвекционный ток, ток смещения, наведенный ток, емкостный ток . . . . .	101
13-7. Плоские системы электродов при пренебрежимо малом пространственном заряде и небольших переменных полях . . . . .	103
13-8. Плоские системы электродов с учетом действия пространственного заряда и небольших переменных полей . . . . .	106
13-9. Плоские системы электродов при учете явлений начального тока . . . . .	107
13-10. Электронные потоки в бегущих полях . . . . .	108
13-11. Пролетные явления в триодах . . . . .	111

### Лампы с динамическим управлением электронным потоком

13-12. Лампы с тормозящим полем . . . . .	112
13-13. Возбужденные колебания в днодах . . . . .	113
13-14. Клистроны . . . . .	113
13-15. Отражательные клистроны . . . . .	115
13-16. Замедляющие системы ламп бегущей волны	117
13-17. Лампы бегущей волны с замедляющими системами в виде спирали . . . . .	121
13-18. Другие типы ламп бегущей волны . . . . .	124
13-19. Магнетроны с неразрезным анодом . . . . .	125
13-20. Многорезонаторные магнетроны (магнетроны с бегущим полем) . . . . .	125
13-21. Модуляция ламп с динамическим управлением электронным потоком . . . . .	127

### Конструкция ламп, работающих на частотах выше 500 Мгц

13-22. Конструкция триодов для частот выше 500 Мгц	127
13-23. Конструкция тетродов для частот выше 500 Мгц . . . . .	129
13-24. Конструкция клистронов . . . . .	129
13-25. Конструкция отражательных клистронов . . . . .	130
13-26. Конструкция ламп бегущей волны . . . . .	131
13-27. Конструкция магнетронов . . . . .	131
Литература . . . . .	133

## РАЗДЕЛ 14

### УСИЛИТЕЛИ НАПРЯЖЕНИЯ И МОЩНОСТИ

#### Общие сведения об усилителях

14-1. Общие сведения об усилителях напряжения	136
14-2. Эквивалентные схемы и определения . . . . .	137
14-3. Входные каскады для сверхвысоких частот	137
14-4. Нежелательные обратные связи в усилителе напряжения . . . . .	139

#### Узкополосные усилители

14-5. Переходные четырехполюсники и частотные характеристики узкополосных усилителей . . . . .	141
14-6. Усилитель с одиночными контурами и усилитель на сопряжениях . . . . .	142
14-7. Узкополосный усилитель с двухконтурным полосовым фильтром . . . . .	144
14-8. Узкополосный усилитель с трехконтурным полосовым фильтром . . . . .	150
14-9. Узкополосный усилитель с четырехконтурным полосовым фильтром . . . . .	163
14-10. Усилитель с $n$ -контурным фильтром . . . . .	173
14-11. Емкостная связь . . . . .	176
14-12. Примеры расчета узкополосных усилителей	176
14-13. Усилитель с переменной полосой пропускания . . . . .	179

#### Широкополосные усилители

14-14. Основные сведения о широкополосных усилителях . . . . .	182
14-15. Широкополосный усилитель с одиночными, одинаково настроенными контурами . . . . .	183
14-16. Широкополосный усилитель с двухконтурными полосовыми фильтрами . . . . .	183
14-17. Широкополосный усилитель с трехконтурными полосовыми фильтрами . . . . .	184
14-18. Широкополосный усилитель с двухконтурными полосовыми фильтрами при малой добротности контуров . . . . .	184

14-19. Усилитель с взаимно расстроенными одиночными контурами . . . . .	186
14-20. Искажения времени запаздывания (фазовые искажения) . . . . .	188
14-21. Примеры расчета широкополосных усилителей . . . . .	189

### Усилители мощности

14-22. Общие сведения об усилителях мощности . . . . .	193
14-23. Усилитель класса А . . . . .	194
14-24. Двухтактный усилитель . . . . .	194
14-25. Усилитель класса В . . . . .	194
14-26. Усилитель класса С . . . . .	195
14-27. Семейство ламповых характеристик . . . . .	195
14-28. Наибольшая отдаваемая мощность . . . . .	195
14-29. Мощность рассеяния на аноде . . . . .	196
14-30. Подводимая мощность . . . . .	196
14-31. Входной трансформатор . . . . .	196
14-32. Выходной трансформатор . . . . .	198
14-33. Нелинейные искажения в усилителе мощности . . . . .	199
14-34. Расчет нелинейных искажений . . . . .	199
14-35. Искажения при комплексной нагрузке . . . . .	200
14-36. Искажения за счет гистерезиса . . . . .	200
14-37. Искажения за счет сеточных токов . . . . .	201

### Отрицательная обратная связь

14-38. Общие сведения об отрицательной обратной связи . . . . .	201
14-39. Схемы с отрицательной обратной связью . . . . .	201
14-40. Расчет отрицательной обратной связи . . . . .	202
14-41. Графический метод расчета отрицательной обратной связи . . . . .	202
14-42. Усиление и частотная характеристика . . . . .	203
14-43. Нелинейные искажения при отрицательной обратной связи . . . . .	204
14-44. Выходное и входное сопротивления . . . . .	204
14-45. Условия устойчивости усиления . . . . .	204
14-46. Стабилизующие цепи . . . . .	205
14-47. Наибольшая отрицательная обратная связь	206
Литература . . . . .	207

## РАЗДЕЛ 15

### ЛАМПОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ С ПОСТОРОННИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ И НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ

#### Общие сведения

15-1. Основные сведения о ламповых генераторах с посторонним возбуждением . . . . .	209
15-2. Коэффициент использования анодного тока	210
15-3. Коэффициент использования анодного напряжения . . . . .	213
15-4. Коэффициент полезного действия генератора	215
15-5. Мощность возбуждения . . . . .	217
15-6. Умножение частоты . . . . .	218
15-7. Тетроды и пентоды . . . . .	220
15-8. Работа генераторной лампы с неограниченным током эмиссии . . . . .	221

#### Динамические характеристики

15-9. Колебательные характеристики . . . . .	224
15-10. Амплитудные характеристики . . . . .	225
15-11. Усиление модулированных колебаний . . . . .	226
15-12. Модуляционные характеристики . . . . .	226

#### Нейтрализация

15-13. Основные сведения по нейтрализации . . . . .	226
15-14. Обратное действие и самовозбуждение в схеме с заземленным катодом . . . . .	227
15-15. Методы устранения обратного действия . . . . .	228
15-16. Схемы нейтрализации с индуктивной связью	228
15-17. Схема сеточной нейтрализации с делителем напряжения . . . . .	229
15-18. Анодная нейтрализация . . . . .	231
15-19. Прохождение мощности при нейтрализации	231
15-20. Нейтрализация с помощью двойного моста	233
15-21. Влияние выводов электродов лампы . . . . .	233
15-22. Лампы с коаксиальными выводами катода и сетки . . . . .	234
15-23. Схема с заземленной сеткой . . . . .	235
15-24. Нейтрализация генераторов на тетродах и пентодах . . . . .	236
Литература . . . . .	237

## РАЗДЕЛ 16

## ДЕТЕКТИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ

## Общие сведения

16-1. Диодное детектирование в приемнике . . . . .	239
16-2. Детектирование при наличии блокировочного конденсатора . . . . .	240
16-3. Детектирование малых напряжений в ч. . . . .	241
16-4. Напряжения и токи при выпрямлении больших напряжений в ч. . . . .	242
16-5. Нагрузка контура в ч. детекторным каскадом . . . . .	243
16-6. Семейство характеристик выпрямления . . . . .	245
16-7. Искажения при диодном детектировании . . . . .	245

## Линейная трактовка вопросов детектирования

16-8. Схема эквивалентного четырехполосника . . . . .	246
16-9. Расчет схемы эквивалентного четырехполосника . . . . .	247
16-10. Примеры применения схемы эквивалентного четырехполосника . . . . .	248

## Схемы детектирования

16-11. Схемы с детекторами, используемые для получения регулирующего напряжения . . . . .	250
16-12. Сеточное детектирование . . . . .	251
16-13. Регенеративный сеточный детектор . . . . .	253
16-14. Диодное детектирование . . . . .	254
16-15. Детектирование АМ колебаний при одновременном воздействии сигналов мешающего модулированного передатчика . . . . .	256
16-16. Добавление несущей и подъем несущей . . . . .	257
16-17. Прием одной боковой полосы частот . . . . .	257
16-18. Искажения при несинфазности добавляемой несущей или при устранении одной боковой полосы частот . . . . .	258
Литература . . . . .	259

## РАЗДЕЛ 17

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ

## Смесительные лампы

17-1. Принцип действия супергетеродинных приемников . . . . .	260
17-2. Односеточное и двухсеточное преобразование частоты . . . . .	261
17-3. Расчет крутизны преобразования . . . . .	262
17-4. Амплитуда гетеродина и рабочая точка . . . . .	263
17-5. Измерение крутизны преобразования . . . . .	264
17-6. Смешение при помощи диодов и кристаллических детекторов . . . . .	265

## Гетеродин

17-7. Общие сведения о гетеродинах . . . . .	266
17-8. Гетеродин по схеме Колпитца . . . . .	267
17-9. Гетеродин с индуктивной обратной связью и демпфирующим сопротивлением . . . . .	268
17-10. Различные проблемы гетеродинных каскадов . . . . .	268

## Схемы смешения

17-11. Схемы двухсеточного преобразования частоты . . . . .	269
17-12. Схемы односеточного преобразования частоты . . . . .	270
17-13. Устранение взаимозависимости настройки контуров гетеродина и сигнала . . . . .	270
17-14. Автогенераторные каскады односеточного преобразования частоты . . . . .	272
17-15. Деление напряжения обратной связи в гетеродине . . . . .	273
17-16. Обратные действия . . . . .	274
17-17. Смешение на гармониках . . . . .	276
17-18. Обратное смешение в рефлексных схемах . . . . .	277
17-19. Различные проблемы схем преобразования частоты . . . . .	277

## Сопряжение настройки

17-20. Общие сведения о сопряжении . . . . .	278
17-21. Сопряжение в двух точках . . . . .	279
17-22. Сопряжение в трех точках . . . . .	281
Литература . . . . .	281

## РАЗДЕЛ 18

## ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ

## Колебательные системы

18-1. Уравнения колебаний . . . . .	282
18-2. Комплексная проводимость колебательного контура . . . . .	283

18-3. Диаграмма проводимости колебательного контура . . . . .	284
18-4. Возбуждение затухающих колебаний . . . . .	284
18-5. Возбуждение незатухающих колебаний . . . . .	285

## Общие условия возбуждения

18-6. Генератор-двухполосник . . . . .	285
18-7. Отрицательная проводимость и отрицательное сопротивление . . . . .	287
18-8. Электронная лампа как возбуждающий четырехполосник . . . . .	288
18-9. Общие условия самовозбуждения генератора-четырёхполосника . . . . .	288
18-10. Возбуждение связанных колебательных контуров . . . . .	290
18-11. Частотно-независимая обратная связь . . . . .	292

## Схемы генераторов

18-12. Генератор с колебательным контуром . . . . .	292
18-13. Генераторные схемы без индуктивностей. Генераторы $RC$ . . . . .	294
18-14. Генерирование частот от 300 до 1 000 Мгц . . . . .	295
18-15. Генерирование частот выше 1 000 Мгц . . . . .	296

## Стабильность колебаний

18-16. Возбуждение колебательных систем с малым затуханием . . . . .	298
18-17. Мягкое и жесткое самовозбуждение колебаний . . . . .	298
18-18. Ограничение амплитуды с помощью сеточного тока . . . . .	299
18-19. Стабилизация амплитуды при помощи термоспрогнозителей . . . . .	300
18-20. Колебательные системы с несколькими собственными частотами . . . . .	302

## Схемы стабилизации

18-21. Генераторы с высокой стабильностью частоты . . . . .	304
18-22. Простые схемы генераторов с кварцем . . . . .	304
18-23. Влияние возбуждающей системы на частоту . . . . .	305
18-24. Генераторы с мостикой стабилизацией . . . . .	305
18-25. Генераторы с частотной и амплитудной стабилизацией . . . . .	306
Литература . . . . .	307

## РАЗДЕЛ 19

## ЭЛЕМЕНТЫ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕХНИКИ

## Релаксационные колебания

19-1. Релаксационные генераторы-двухполосники с симметричной характеристикой . . . . .	308
19-2. Несимметричные релаксационные колебания двухполосника . . . . .	310
19-3. Транзистрон как релаксационный генератор-четырёхполосник . . . . .	311
19-4. Релаксационные схемы с одним устойчивым состоянием . . . . .	312
19-5. Двухламповые релаксационные схемы . . . . .	313
19-6. Противофазный релаксационный генератор (мульти vibrator) . . . . .	314
19-7. Релаксационные схемы с двумя устойчивыми состояниями . . . . .	314
19-8. Блоккинг-генератор . . . . .	315
19-9. Синхронизация релаксационных колебаний. Деление частоты . . . . .	316

## Элементы импульсной техники

19-10. Основные определения импульсной техники . . . . .	317
19-11. Ограничение по амплитуде . . . . .	317
19-12. Дифференцирование . . . . .	319
19-13. Интегрирование . . . . .	320
19-14. Фантастрон . . . . .	321
19-15. Усилители импульсов . . . . .	322
19-16. Электрические линии задержки . . . . .	323
19-17. Электромеханические линии задержки . . . . .	325
19-18. Схемы для логических операций . . . . .	326
Литература . . . . .	327

## РАЗДЕЛ 20

## ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

## Общие сведения

20-1. Определения и основные сведения . . . . .	328
20-2. Возникновение флуктуаций . . . . .	330

## Термические флуктуации

20-3. Шум сопротивлений и контуров . . . . .	330
20-4. Наибольшая отдаваемая шумовая мощность . . . . .	332
20-5. Шумовая температура . . . . .	332

<b>Флуктуации электронного потока при насыщении и в области начального тока</b>		<b>Амплитудная модуляция с помощью лампы</b>	
20-6. Дробовой эффект электронных ламп в режиме насыщения . . . . .	333	21-9. Диодная модуляция . . . . .	366
20-7. Флуктуации на начальном участке характеристики лампы . . . . .	333	21-10. Модуляция возбуждением сетки (сеточная модуляция) . . . . .	366
20-8. Флуктуации тока вторичной эмиссии . . . . .	334	21-11. Модуляция смещением сетки . . . . .	368
<b>Флуктуации при ограничении тока пространственным зарядом</b>		21-12. Модуляция на экранирующую сетку . . . . .	368
20-9. Депрессия дробового эффекта в лампах с пространственным зарядом . . . . .	334	21-13. Модуляция на защитную сетку . . . . .	368
20-10. Флуктуации за счет распределения электронного потока . . . . .	335	21-14. Анодная модуляция, общие сведения . . . . .	370
20-11. Эквивалентное шумовое сопротивление лампы . . . . .	336	21-15. Схемы анодной модуляции . . . . .	372
20-12. Флуктуации в электронных лампах при конечном значении времени пролета . . . . .	337	<b>Амплитудная модуляция с помощью специальных схем</b>	
20-13. Флуктуации в лампах с пространственным зарядом при малых пролетных углах . . . . .	338	21-16. Модуляция поглощением . . . . .	373
20-14. Флуктуации в электронных пучках . . . . .	339	21-17. Двухтактный (балансный) модулятор с подавленной несущей . . . . .	374
<b>Коэффициент шума и предельная чувствительность</b>		21-18. Кольцевой и звездный модуляторы . . . . .	374
20-15. Коэффициент шума приемников и усилителей (определения) . . . . .	340	21-19. Модуляция дефазированием (по Ширексу) . . . . .	376
20-16. Коэффициент шума линейных активных четырехполюсников . . . . .	340	21-20. Модуляция по Догерти . . . . .	379
20-17. Влияние обратной связи на коэффициент шума . . . . .	343	21-21. Модуляция по Тратту . . . . .	381
20-18. Коэффициент шума ламп бегущей волны . . . . .	344	21-22. Схемы с обратной подачей мощности . . . . .	382
20-19. Коэффициент шума вакуумных и кристаллических диодных преобразователей частоты . . . . .	345	21-23. Модуляция питающих выпрямителей . . . . .	383
20-20. Уровень шума и отношение сигнал/шум при квадратичном детектировании . . . . .	345	21-24. Модуляция с плавающей несущей . . . . .	383
20-21. Уровень внутреннего и внешнего шума. Практически достижимые значения коэффициента шума . . . . .	345	<b>Однополосная модуляция</b>	
<b>Флуктуационные явления в усилителях низкой частоты</b>		21-25. Однополосная модуляция . . . . .	384
20-22. Эффект мерцания . . . . .	346	21-26. Получение одной полосы частот фильтрацией . . . . .	385
20-23. Источники флуктуаций в усилителях низкой частоты и постоянного напряжения . . . . .	347	21-27. Получение одной полосы частот подавлением другой боковой полосы . . . . .	386
<b>Прохождение флуктуационных напряжений через нелинейные элементы схем</b>		<b>Общие сведения об импульсной модуляции</b>	
20-24. Спектры шума на выходе нелинейных элементов схемы . . . . .	348	21-28. Импульсная модуляция . . . . .	387
20-25. Выпрямление сигнала и шумового напряжения . . . . .	349	21-29. Теорема отсчетов . . . . .	388
20-26. Пределы точности измерений при применении детектора и измерительного прибора . . . . .	352	21-30. Многоканальная передача с временным уплотнением . . . . .	389
20-27. Прохождение шума и сигнала через ограничитель . . . . .	352	21-31. Отношение сигнала к помехе при сжатии и расширении динамического диапазона . . . . .	389
<b>Измерение коэффициента шума</b>		21-32. Прохождение импульсов через селективные системы . . . . .	390
20-28. Измерение шума при помощи генератора стандартных сигналов . . . . .	353	<b>Амплитудно-импульсная и широтно-импульсная модуляции</b>	
20-29. Общие сведения об измерениях с помощью шумового генератора . . . . .	353	21-33. Спектры при амплитудно-импульсной модуляции (АИМ) . . . . .	391
20-30. Измерение коэффициента шума при помощи шумового днада . . . . .	354	21-34. Отношение сигнала к помехе при АИМ—ЧМ . . . . .	392
20-31. Газоразрядный генератор шума . . . . .	355	21-35. Схемы амплитудно-импульсной модуляции . . . . .	393
20-32. Другие типы генераторов шума . . . . .	355	21-36. Широтно-импульсная модуляция (ШИМ) . . . . .	394
Литература . . . . .	356	<b>Фазово-импульсная и частотно-импульсная модуляции</b>	
<b>РАЗДЕЛ 21</b>		21-37. Фазово-импульсная модуляция (ФИМ) . . . . .	395
<b>МОДУЛЯЦИЯ</b>		21-38. Системные искажения при ФИМ и ШИМ . . . . .	396
<b>Общие сведения об амплитудной модуляции</b>		21-39. Шумовые помехи при ФИМ—АМ . . . . .	397
21-1. Неискаженное амплитудно-модулированное колебание . . . . .	359	21-40. Примеры схем фазово-импульсной модуляции . . . . .	399
21-2. Измерение коэффициента модуляции . . . . .	361	21-41. Частотно-импульсная модуляция (ЧИМ) и оптимально-импульсная модуляция (ОИМ) . . . . .	400
21-3. Получение амплитудно-модулированных колебаний . . . . .	362	<b>Кодово-импульсная модуляция</b>	
21-4. Идеальная характеристика модулятора . . . . .	362	21-42. Кодово-импульсная модуляция (КИМ) . . . . .	401
21-5. Многократная модуляция . . . . .	363	21-43. Кодирование . . . . .	402
21-6. Перекрестная модуляция . . . . .	363	21-44. Пороговое значение отношения сигнала к помехе при КИМ—АМ . . . . .	402
21-7. Искажения модуляции . . . . .	363	21-45. Методы кодирования . . . . .	403
21-8. Манипуляция . . . . .	365	21-46. Сравнение важнейших методов модуляции, применяемых в многоканальных системах . . . . .	405
<b>Общие сведения о частотной модуляции</b>		<b>Общие сведения о частотной модуляции</b>	
21-9. Теория частотной модуляции . . . . .	406	21-47. Теория частотной модуляции . . . . .	406
21-10. Спектр частотно-модулированного колебания . . . . .	407	21-48. Спектр частотно-модулированного колебания . . . . .	407
21-11. Шумовые помехи при идеальном ограничении амплитуды . . . . .	408	21-49. Шумовые помехи при идеальном ограничении амплитуды . . . . .	408
21-12. Неидеальный амплитудный ограничитель . . . . .	409	21-50. Неидеальный амплитудный ограничитель . . . . .	409
21-13. Импульсные помехи при ЧМ . . . . .	410	21-51. Импульсные помехи при ЧМ . . . . .	410
21-14. Интерференционные помехи при ЧМ . . . . .	411	21-52. Интерференционные помехи при ЧМ . . . . .	411
<b>Прохождение частотно-модулированных колебаний через селективные системы</b>		<b>Прохождение частотно-модулированных колебаний через селективные системы</b>	
21-53. Динамический коэффициент передачи . . . . .	414	21-53. Динамический коэффициент передачи . . . . .	414
21-54. Фазовые искажения мгновенной частоты . . . . .	414	21-54. Фазовые искажения мгновенной частоты . . . . .	414
21-55. Искажения при малом индексе модуляции . . . . .	415	21-55. Искажения при малом индексе модуляции . . . . .	415
<b>Частотные и фазовые модуляторы</b>		<b>Частотные и фазовые модуляторы</b>	
21-56. Частотная и фазовая модуляции . . . . .	416	21-56. Частотная и фазовая модуляции . . . . .	416
21-57. Реактивные лампы при малых возбуждениях сетки . . . . .	416	21-57. Реактивные лампы при малых возбуждениях сетки . . . . .	416

21-58. Реактивные лампы при больших возбуждениях сетки . . . . .	419
21-59. Различные частотные модуляторы . . . . .	421
21-60. Фазовые модуляторы . . . . .	422

### Частотные Демодуляторы

21-61. Демодуляторы частотно-модулированных колебаний . . . . .	424
21-62. Демодулятор, работающий на спаде резонансной кривой . . . . .	425
21-63. Дискриминатор . . . . .	426
21-64. Детектор отношения . . . . .	427
21-65. Фазовый детектор . . . . .	428
21-66. Затягиваемый генератор как детектор ЧМ колебаний . . . . .	428
21-67. Линия как демодулятор . . . . .	429
Литература . . . . .	430

## РАЗДЕЛ 22

### ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ

#### Временные функции и спектры

22-1. Передача информации, определения . . . . .	433
22-2. Временные функции техники связи . . . . .	434
22-3. Временные функции телеграфии . . . . .	435
22-4. Временные функции телефонии . . . . .	436
22-5. Мощность разговорных токов в линиях дальней связи . . . . .	437
22-6. Передача звучания . . . . .	438
22-7. Фототелеграфия, телевидение . . . . .	438
22-8. Спектральная плотность и автокорреляция . . . . .	440

#### Переходные явления в линейных системах

22-9. Определения теории систем передачи . . . . .	441
22-10. Системы, пропускающие нижние частоты без существенных искажений времени пробега . . . . .	442
22-11. Системы, пропускающие нижние частоты с искажением времени пробега . . . . .	443
22-12. Полосовые системы . . . . .	443
22-13. Цепочка CR . . . . .	444
22-14. Цепочка RC . . . . .	445

#### Теория информации; емкость каналов

22-15. Дискретные источники информации . . . . .	446
22-16. Непрерывные источники информации . . . . .	448
22-17. Емкость канала . . . . .	449

#### Полоса частот и уровень шума

22-18. Общая проблема полосы частот . . . . .	450
22-19. Уменьшение кажущегося потока информации . . . . .	450
22-20. Преобразование кажущегося потока информации . . . . .	452
22-21. Требования к системе передачи . . . . .	453
Литература . . . . .	455

## РАЗДЕЛ 23

### РАДИОПЕРЕДАТЧИКИ

#### Основные проблемы

23-1. Классификация излучений . . . . .	457
23-2. Многокаскадные передатчики . . . . .	457
23-3. Нагрузка генератора . . . . .	458
23-4. Простые схемы связи генератора с нагрузкой . . . . .	459
23-5. Несимметричный выход и нейтрализация . . . . .	461
23-6. Фильтрация гармоник и трансформация сопротивления . . . . .	463
23-7. Параллельное включение передатчиков . . . . .	464
23-8. Каскады предварительного усиления . . . . .	466

#### Схемы передатчиков

23-9. Передатчики средних и длинных волн . . . . .	467
23-10. Работа передатчиков на общей волне . . . . .	468
23-11. Коротковолновые передатчики . . . . .	468
23-12. Однополосные передатчики . . . . .	469
23-13. Ультракоротковолновые передатчики . . . . .	470
23-14. Телеграфные передатчики . . . . .	471
Литература . . . . .	472

## РАЗДЕЛ 24

### РАДИОПРИЕМНИКИ

#### Основные проблемы

24-1. Основные определения . . . . .	474
24-2. Реальная избирательность приемника амплитудно-модулированных колебаний . . . . .	475
24-3. Отношение сигнала к помехе при приеме амплитудно-модулированных колебаний . . . . .	477
24-4. Искажения при приеме амплитудно-модулированных колебаний . . . . .	478
24-5. Реальная избирательность при приеме частотно-модулированных колебаний . . . . .	478

24-6. Отношение сигнала к помехе при приеме частотно-модулированных колебаний . . . . .	480
24-7. Искажения в приемниках частотно-модулированных колебаний . . . . .	481
24-8. Приемники импульсных сигналов . . . . .	482
24-9. Точность настройки приемника и ее стабильность . . . . .	482
24-10. Автоматическая регулировка усиления . . . . .	483
24-11. Автоматическая подстройка частоты . . . . .	484
24-12. Входные цепи приемника . . . . .	486
24-13. Мешающее излучение и экранирование . . . . .	488

#### Снижение помех

24-14. Прием одной боковой полосы частот . . . . .	488
24-15. Многократный радиоприем . . . . .	489

#### Измерения и примеры

24-16. Испытания радиоприемников . . . . .	490
24-17. Примеры схем приемников . . . . .	492
Литература . . . . .	495

## РАЗДЕЛ 25

### ИЗМЕРЕНИЯ НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

#### Измерение силы тока

25-1. Источники погрешностей при измерении токов высокой частоты . . . . .	497
25-2. Тепловые методы измерения токов . . . . .	498
25-3. Измерители тока с выпрямителями . . . . .	500
25-4. Расширение пределов измерения. Трансформатор тока . . . . .	502

#### Измерение напряжения

25-5. Измерение напряжения амперметром с добавочным сопротивлением . . . . .	504
25-6. Электростатический вольтметр . . . . .	504
25-7. Измерение напряжения пиковым ламповым вольтметром . . . . .	505
25-8. Детектирование на начальном (экспоненциальном) участке характеристики . . . . .	507
25-9. Усиление выпрямленного напряжения . . . . .	509
Схемы ламповых вольтметров . . . . .	509

#### Измерение мощности

25-11. Измерение поглощаемой мощности . . . . .	511
25-12. Ваттметры поглощающего типа . . . . .	512

#### Измерение фазы

25-13. Косвенные методы измерения сдвига фаз . . . . .	513
25-14. Прямые методы измерения сдвига фаз . . . . .	515

#### Измерение частоты

25-15. Измерение частоты методом определения длины волны . . . . .	518
25-16. Измерение частоты с помощью резонансных контуров и мостовых схем . . . . .	519
25-17. Измерение частоты с помощью счетчиков . . . . .	519
25-18. Эталоны частоты . . . . .	521
25-19. Измерение частоты методом гетеродинарования . . . . .	523

#### Измерение полного сопротивления

25-20. Нулевые методы измерения полных сопротивлений на частотах ниже 30 Мгц . . . . .	524
25-21. Измерение полных сопротивлений показывающими приборами на частотах ниже 30 Мгц . . . . .	527
25-22. Нулевые методы измерения полных сопротивлений на частотах выше 30 Мгц . . . . .	529
25-23. Резонансные методы измерения полного сопротивления . . . . .	532
25-24. Измерение полного сопротивления с помощью измерительных линий . . . . .	535
25-25. Измерение полных сопротивлений с помощью направленных ответвителей . . . . .	539

#### Делители напряжения и магазины затуханий

25-26. Делители напряжения для приемников . . . . .	541
25-27. Делители напряжения для измерительных генераторов . . . . .	543
25-28. Магазины затуханий . . . . .	545

#### Измерительные генераторы

25-29. Измерительные генераторы для частот ниже 300 Мгц . . . . .	550
25-30. Измерительные генераторы для частот выше 300 Мгц . . . . .	560

#### Измерения параметров антенн

25-31. Измерение диаграммы направленности, выигрыша и эффективной поглощающей площади антенны . . . . .	563
25-32. Измерение напряженности поля . . . . .	567
Предметный указатель . . . . .	568



## ВВЕДЕНИЕ

Перед пользованием справочником рекомендуется ознакомиться со следующими пояснениями к принятой в нем системе распределения и оформления материала:

**1. Отыскание** нужного вопроса выполняется с помощью указателя содержания, помещенного в начале справочника, или с помощью предметного указателя, находящегося в конце справочника.

**2. Распределение материала.** Материал справочника делится на разделы, параграфы и пункты. Разделы пронумерованы одним числом, а параграфы — двумя числами, из которых первое означает раздел. Пункты не пронумерованы, но первые слова их набраны полужирным шрифтом. Группы тематически близких параграфов имеют групповые подзаголовки, облегчающие отыскание нужного параграфа.

В колоннотитулах левых страниц указано наименование раздела; в колоннотитулах правых страниц указано наименование параграфа.

**3. Ссылки.** В тексте имеются ссылки, состоящие из знака или сокращенного обозначения «ур.», «рис.», «табл.» и двух чисел; первое из этих чисел означает раздел, а второе — порядковый номер.

Ссылки, состоящие из буквы «Л» и числа, заключенных в прямые скобки, означают ссылку на соответствующий пункт описки литературы, приведенного в конце данного раздела.

**4. Единицы измерения физических величин** в формулах (за немногими исключениями) помещены в прямых скобках справа от данной физической величины. На рисунках единицы измерения помещены без скобок, справа от данной физической величины, после запятой.

**5. Сокращенные обозначения единиц измерения.** В справочнике приняты (за исключением мест, где в тексте указано иное) следующие сокращенные обозначения:

Ампер	<i>a</i>
Вольт	<i>v</i>
Ватт	<i>вт</i>
Ом	<i>ом</i>
Мо	<i>1/ом</i>
Кулон	<i>к</i>
Фарада	<i>ф</i>
Генри	<i>гн</i>
Герц	<i>гц</i>
Децибел	<i>дб</i>
Непер	<i>неп</i>
Метр	<i>м</i>
Микрон	<i>мк</i>

Радан	<i>рад</i>	
Грамм	<i>г</i>	<i>г</i>
Секунда	<i>сек</i>	
Вебер	<i>вб</i>	
Максвелл	<i>мкс</i>	
Гаусс	<i>гс</i>	
Эрстед	<i>э</i>	
Минута	<i>мин</i>	
Час	<i>ч</i>	

Десятичные приставки к сокращенным обозначениям единиц измерения:

Кратность или дольность	Наименование	Сокращенное обозначение
10 <sup>12</sup>	тера	<i>T</i>
10 <sup>9</sup>	гига	<i>G</i>
10 <sup>6</sup>	мега	<i>M</i>
10 <sup>3</sup>	кило	<i>k</i>
10 <sup>2</sup>	гекто	<i>г</i>
10 <sup>1</sup>	дека	<i>да</i>
10 <sup>-1</sup>	деци	<i>д</i>
10 <sup>-2</sup>	санти	<i>с</i>
10 <sup>-3</sup>	милли	<i>м</i>
10 <sup>-6</sup>	микро	<i>мк</i>
10 <sup>-9</sup>	нано	<i>н</i>
10 <sup>-12</sup>	пико	<i>п</i>

**6. Уравнения.** Встречающиеся в справочнике уравнения, в которые входят только числа и физические величины, но в которых не указаны единицы измерения этих величин, дают правильные количественные результаты при применении следующих единиц измерения:

Напряжение	вольт
Ток	ампер
Сопротивление	ом
Проводимость	мо
Емкость	фарада
Индуктивность	генри
Заряд	кулон
Единица времени	секуда
Частота	герц

Надо иметь в виду, что магнитные единицы эрстед, гаусс и максвелл неприменимы в данных случаях; при принятии за единицу длины сантиметра напряженность магнитного поля выражается в *a/cm*, магнитная индукция — в *v·сек/cm<sup>2</sup>* и магнитный поток в *v·сек*. Для пересчета служат формулы, приведенные в § 2-1.

**7. Буквенные обозначения физических и технических величин,** часто встречающиеся в справочнике, приведены ниже; иные и реже встречающиеся обозначения оговорены в соответствующих местах текста:

Напряжение, амплитуда *U*

Напряжение, мгновенное значение	$u$	Масса электрона	$m = 9,04 \cdot 10^{-28} \text{ г}$
Ток, амплитуда	$I$	Удельный заряд электрона	$e/m = 1,76 \times 10^{15} \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}^2$
Ток, мгновенное значение	$i$	Коэффициент распространения волны	$\gamma = \alpha + j\beta$
Напряженность электрического поля и э. д. с., амплитуда	$E$	Коэффициент затухания	$\alpha$
Напряженность электрического поля и э. д. с., мгновенное значение	$e$	Коэффициент фазы	$\beta$
Напряженность магнитного поля, амплитуда	$H$	Коэффициент передачи (четырёхполосника)	$g = a + jb$
Мощность активная	$P$	Коэффициент стоячей волны	$k$
Мощность реактивная	$P_b, P_p$	Коэффициент бегущей волны	$m$
Мощность полная	$P_S$	Коэффициент отражения	$\Gamma$
Сопротивление активное	$R$	Коэффициент преломления	$n$
Сопротивление реактивное	$jX$	Коэффициент потерь	$\text{tg } \delta, d = 1/Q$
Сопротивление полное	$Z$	Коэффициент связи	$k$
Сопротивление волновое линии передачи	$Z_L, Z_w$	Коэффициент полезного действия	$\eta$
Сопротивление волновое волновода	$Z_F$		
Сопротивление волновое свободного пространства	$Z_0 = 120\pi \text{ ом} = 376,7 \text{ ом}$		
Сопротивление удельное	$\rho$		
Проводимость активная	$G$		
Проводимость реактивная	$jB$		
Проводимость полная	$Y$		
Проводимость удельная	$\chi$		
Индуктивность	$L$		
Взаимная индуктивность	$M$		
Емкость	$C$		
Заряд	$Q$		
Добротность	$Q$		
Затухание	$d = 1/Q$		
Длина волны	$\lambda$		
Длина волны в волноводе	$\lambda_b$		
Длина волны критическая	$\lambda_k$		
Длина волны в пустоте	$\lambda_0$		
Частота	$f$		
Угловая частота	$\omega$		
Период	$T$		
Время	$t$		
Температура	$t$		
Скорость света	$c = 2,99778 \times 10^{10} \text{ см/сек} \approx 3 \times 10^{10} \text{ см/сек}$		
Магнитная проницаемость в общем смысле	$\mu$		
Магнитная проницаемость абсолютная	$\mu = \mu_r \mu_0$		
Магнитная проницаемость относительная	$\mu_r$		
Магнитная постоянная	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9} \text{ гн/см} = 12,57 \cdot 10^{-9} \text{ гн/см}$		
Диэлектрическая проницаемость в общем смысле	$\epsilon$		
Диэлектрическая проницаемость абсолютная	$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$		
Диэлектрическая проницаемость относительная	$\epsilon_r$		
Электрическая постоянная	$\epsilon_0 = \frac{1}{3,6\pi} \times 10^{-12} \text{ ф/см} = 0,08855 \cdot 10^{-12} \text{ ф/см}$		
Заряд электрона	$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ к}$		

8. Комплексные величины обозначены в тексте и формулах прямым полужирным шрифтом. (Комплексные величины, обозначаемые греческими буквами, отмечены черточкой над буквой).

### 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте:

- э. д. с. — электродвижущая сила;  
 к. с. в. — коэффициент стоячей волны;  
 к. б. в. — коэффициент бегущей волны;  
 т. к. е. — температурный коэффициент емкости;  
 т. к. и. — температурный коэффициент индуктивности;  
 т. к. с. — температурный коэффициент сопротивления;  
 к. н. д. — коэффициент направленного действия;  
 к. п. д. — коэффициент полезного действия;  
 н. ч. — низкая частота;  
 в. ч. — высокая частота;  
 с. в. ч. — сверхвысокая частота;  
 п. ч. — промежуточная частота;  
 у. п. ч. — усилитель промежуточной частоты;  
 а. р. у. — автоматическая регулировка усиления;  
 л. б. в. — лампа бегущей волны;  
 л. о. в. — лампа обратной волны;  
 АМ — амплитудная модуляция;  
 ЧМ — частотная модуляция;  
 АИМ — амплитудно-импульсная модуляция;  
 ЧИМ — частотно-импульсная модуляция;  
 ШИМ — широтно-импульсная модуляция;  
 ФИМ — фазово-импульсная модуляция;  
 ОИМ — оптимально-импульсная модуляция;  
 КИМ — кодово-импульсная модуляция;  
 ОБП — одна боковая полоса;  
 ДБП — две боковые полосы;  
 МПЧ — максимальная применяемая частота;  
 НПЧ — наименьшая применяемая частота;  
 ОРЧ — оптимальная рабочая частота;  
 $\bar{a}$  — среднее значение величины  $a$ ;  
 $\vec{a}$  — пространственный вектор величины  $a$ ;

$$\exp x = e^x.$$

10. Перечни литературы, приведенные в конце каждого раздела, являются переводами перечней оригинала, дополненными списками советской литературы (книг) по данной теме.

## РАЗДЕЛ 11

# ТЕРМОСОПРОТИВЛЕНИЯ, ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ, ТРАНЗИСТОРЫ

## Термосопротивления

### 11-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ТЕРМОСОПРОТИВЛЕНИЯХ (ТЕРМИСТОРАХ) [Л. 1—3]

Термистор представляет собой сопротивление с большим отрицательным температурным коэффициентом сопротивления, которое, следовательно, проводит лучше в горячем состоянии, чем в холодном.

Обладая высоким отрицательным температурным коэффициентом сопротивления (т. к. с.), который в 5—12 раз больше положительного т. к. с. большинства чистых металлов, термисторы оказываются весьма пригодными для измерения и регулирования температуры. Используется свойство термистора изменять сопротивление вместе с изменением температуры окружающей среды. Термистор применяется также для компенсации положительного температурного коэффициента чистых металлов, особенно меди.

Термистор, включенный в цепь тока и нагретый им до температуры, существенно превышающей температуру окружающей среды, может быть подобно неоновым лампам использован для стабилизации небольших напряжений. При этом желательно иметь малую инерционность. Изменение сопротивления термистора в зависимости от электрической нагрузки используется для измерения мощности на высоких частотах вплоть до нескольких тысяч мегагерц. Для регулирования уровня мощности используются термисторы с косвенным подогревом. Цепь подогрева должна иметь хороший тепловой контакт с термистором и в то же время быть электрически изолирована от него. При этом получается конструкция переменного сопротивления, не имеющая скользящего контакта и обладающая постоянством пути тока.

В то время как при упомянутых выше применениях постоянная времени термистора должна быть возможно меньше, имеется ряд случаев, когда она должна иметь некоторую определенную величину. Например, термистор в нагретом состоянии обладает гораздо меньшим сопротивлением, чем при комнатной температуре, поэтому его можно использовать для ослабления пусковых токов при включении электрических цепей. В момент включения со-

противление термистора велико, затем в результате протекания тока термистор постепенно нагревается и его сопротивление снижается до величины, соответствующей рабочему режиму.

Тепловая инерционность термисторов используется также для замедления срабатывания реле.

### 11-2. МЕХАНИЗМ ПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Механизм проводимости полупроводников (термисторов, кристаллических диодов и транзисторов) существенно отличается от механизма проводимости металлических проводников [Л. 4, 13].

При любом виде проводимости справедливо равенство

$$\kappa = Nuev, \quad (11-1)$$

которое показывает, что проводимость  $\kappa$  пропорциональна числу носителей зарядов  $N$ , заряду каждого из них  $e$  и их подвижности  $v$ . Так как проводимость при электролизе приводит к необратимому изменению химического состава проводящего вещества, то в полупроводниковых приборах отдается предпочтение таким материалам, процесс проводимости в которых не носит электролитического характера. Поэтому мы в дальнейшем будем интересоваться только электронной проводимостью.

Подвижность  $v$  в металлах и полупроводниках уменьшается с повышением температуры из-за возрастания препятствий движению зарядов, вызываемых усилением колебаний кристаллической решетки.

В то время как число электронов, участвующих в процессе проводимости в металлах, очень велико и не зависит от температуры — примерно по одному электрону на атом, число таких электронов в полупроводниках при комнатной температуре на несколько порядков меньше. Эта особенность объясняется зонной теорией. Согласно этой теории в твердом теле возможно очень большое, но ограниченное число энергетических состояний (уровней).

Эти уровни подразделяются на зоны, в пределах которых энергетические уровни плотно примыкают друг к другу. Между зонами имеется значительное энергетическое расстояние величиной в несколько десятых электронвольта. Каждый энергетический уровень может быть занят только некоторым определенным числом электронов. Если высшая зона занята только частично (как это имеет место в металлах), то при добавлении очень небольшой энергии электрон может перейти на более высокий уровень и принять участие в проводимости. Необходимую энергию электроны получают от теплового движения.

Если же зона заполнена, а следующая, более высокая, не заполнена, то электроны, чтобы принять участие в проводимости, должны быть возбуждены, т. е. получить добавочную энергию, достаточную для преодоления расстояния между зонами. В полупроводниках только небольшая часть электронов имеет такую большую энергию, вследствие чего у них  $N$  на несколько порядков меньше, чем у металлов. С ростом температуры повышается тепловая энергия электронов и вместе с ней число электронов, участвующих в проводимости  $N$ .  $N$  растет по экспоненциальному закону, и этот рост  $N$  с температурой обычно полностью перекрывает обратную температурную зависимость подвижности электронов. При большом расстоянии между занятой и незанятой зонами (т. е. при большой запретной зоне) проводимость при комнатной температуре очень мала, но тем заметнее при этом ее рост с увеличением температуры.

В качестве исходных материалов для изготовления термисторов применяются почти исключительно оксиды, проводимость которых при комнатной температуре оказывается в ряде случаев недостаточной. В связи с этим их проводимость повышается введением примесей. Эти примеси действуют таким образом, что для очень большого, но ограниченного числа мест в кристаллической решетке энергия возбуждения (энергия активации), т. е. энергия, необходимая для перехода, уменьшается. Поэтому при комнатной температуре значительно большее число электронов имеет возможность принять участие в проводимости.

### 11-3. МАТЕРИАЛЫ

#### Для изготовления термисторов

Для изготовления термисторов применяются почти исключительно оксиды или оксидные смеси. Так как удельное сопротивление чистых оксидов для многих применений оказывается слишком большим, то для его уменьшения вводятся различные примеси и применяется специальная технология. Так, например, проводимость термистора с составом  $MgO \cdot TiO_2$ , который имеет структуру шпинели и является изолятором, повышается искусственно путем восстановления в атмосфере водорода при высокой температуре. Следствием такой технологии является свойство этих термисторов окисляться на воздухе при высокой температуре, что приводит к увеличению сопротивления.

Проводимость некоторых однородных материалов можно повысить путем добавления небольшого количества оксида металла, валентность которого отличается от валентности основного металла. К таким материалам принадлежат, например,  $NiO$  и  $CuO$  с присадкой  $Li_2O$ .

Так называемые разбавленные термисторы имеют решетку очень хорошо проводящего оксида, в которую включены ионы другого металла, вызывающие уменьшение проводимости. В шпинели  $Fe_3O_4$  на эквивалентных местах решетки находятся как двух-, так и трехвалентные ионы железа, которые очень легко могут обмениваться электронами и создавать относительно высокую проводимость.

Для некоторых целей используются также полупроводниковые соединения трех- и пятивалентных металлов.

### 11-4. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ТЕРМИСТОРОВ

Изготовление термисторов имеет много общего с изготовлением керамических изделий. Оксид или оксидная смесь размалывается, после чего в случае необходимости добавляются примеси.

Придание термисторам той или иной формы может происходить тремя различными способами:

- 1) путем прессования в формах (рис. 11-1, а—б);
- 2) путем выдавливания через мундштук смеси порошка с пластификаторами (рис. 11-1, в—з);
- 3) путем нанесения капли оксидной массы на две тонкие платиновые проволоки (рис. 11-1, г, и).

После придания необходимой формы и в ряде случаев предварительной просушки термистор спекается на воздухе или в газовой атмосфере при температуре, превышающей в большинстве случаев  $1000^\circ C$ . Термисторы, требующие восстановления, восстанавливаются затем в атмосфере водорода.

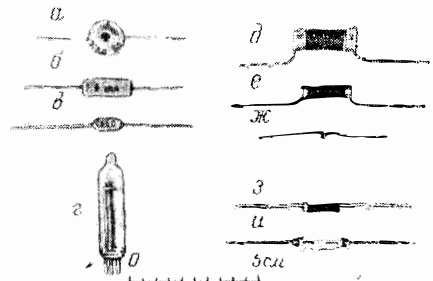


Рис. 11-1. Различные конструктивные формы термисторов.  
а, б, в — термисторы для измерения и регулирования температуры и для термокомпенсации; г — термистор с косвенным подогревом в стеклянном баллоне; д, е, ж — пусковые термисторы с различной инерционностью; з — термистор для измерений на высокой частоте; и — бусинковый регулировочный термистор в стеклянном баллоне.

Термисторы, формованные первым или вторым способом, снабжаются металлическими контактными покрытиями, которые наносятся путем разбрызгивания, распыления или наложения проводящих лаков или хорошо восстанавливающихся оксидов. На металлическое покрытие надеваются металлические колпачки или припаиваются провода. Некоторые термисторы запаиваются в оболочку из пластмассы, металла или стекла, которая иногда наполняется инертным газом или откачивается. В особенности это относится к термисторам в виде бусинок на платиновых проволочках, вес которых вместе с платиновыми проволочками составляет в ряде случаев менее 1 мг.

При спайке происходит большая усадка, которая может достигать 30% в каждом направлении, поэтому разброс размеров и веса получается довольно большим.

### 11-5. УДЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ЕГО ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Представляющие интерес для техники удельные сопротивления термисторов лежат в диапазоне примерно от 1 до 10 ом·см при 20°C.

Путем выбора геометрии термисторов, в частности поперечного сечения и длины, множителю  $l/q$  в выражении для сопротивления  $R = \rho \frac{l}{q}$  можно придавать величину в пределах от 0,02 до 500 см<sup>-1</sup>, вследствие чего из одного и того же материала могут быть изготовлены термисторы с весьма различными абсолютными величинами сопротивлений. Для термисторов, сопротивление которых уменьшается за счет собственного нагрева, не всегда подходят формы в виде плоских тонких шайб, так как в результате неоднородности массы или худшего отвода тепла от центра в шайбе могут возникать местные перегревы. По этому месту потечет большой ток, который снова повысит температуру, и т. д. По этой же причине термисторы, даже одного типа, можно включать параллельно только при соблюдении определенных мер предосторожности. Либо надо обеспечить небольшое рассеяние, либо позаботиться о том, чтобы каждый термистор выдерживал полное рассеяние, либо, наконец, снабдить каждый прибор дополнительным сопротивлением.

Температурная зависимость сопротивления термисторов следует иному закону, чем температурная зависимость металлов (§ 11-2).

Для металлов в первом приближении справедливо равенство

$$R_T = R_{T_0} [1 + \beta(T - T_0)] \quad (11-2a)$$

или, обозначая  $\theta = T - T_0$ ,

$$R_T = R_{T_0} (1 + \beta\theta), \quad (11-2b)$$

где  $R_T$  и  $R_{T_0}$  — сопротивления при рабочей абсолютной температуре  $T$  и при начальной абсолютной температуре  $T_0$ ;

$\beta$  — температурный коэффициент сопротивления (т. к. с.) при начальной температуре.

Отсюда следует, что приросту температуры на 1°C всегда соответствует изменение сопротивления на одну и ту же величину.

Для термисторов температурная зависимость сопротивления может быть приблизительно описана экспоненциальным законом

$$R_T = R_\infty \exp(K/T), \quad (11-3)$$

где  $R_\infty$  — сопротивление при бесконечно высокой температуре, а  $K$  — постоянная. Так как  $R_\infty$  измерить невозможно и эта величина может быть получена лишь путем экстраполяции, то для практических целей предпочтительнее пользоваться преобразованным выражением этого закона, а именно:

$$R_T = R_{T_0} \exp \left[ -K \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right]. \quad (11-4)$$

Выберем начальную температуру равной 20°C (293°K); тогда

$$R_T = R_{20} \exp \left\{ (\alpha_{20} [^\circ\text{C}^{-1}]) \times 293^2 \left( \frac{1}{293} - \frac{1}{T [^\circ\text{K}]} \right) \right\}, \quad (11-5)$$

где  $R_{20}$  — сопротивление при 20°C (так называемое холодное сопротивление), а  $\alpha_{20}$  — т. к. с. при 20°C.

Уравнения (11-4) и (11-5) могут быть представлены нагляднее при использовании величины разности температур:

$$R_T = R_{T_0} \exp \left( -K \frac{\theta}{T_0 T} \right) \quad (11-6)$$

и

$$R_T = R_{T_0} \exp \left( \alpha_{T_0} \theta \frac{T_0}{T} \right), \quad (11-7)$$

$$R_T = R_{20} \exp \left( \alpha_{20} \theta \frac{293^2}{T} \right). \quad (11-8)$$

При небольших отклонениях температуры (до 5°C) от начального значения можно изменение сопротивления приблизительно определить, умножив  $\theta$  на т. к. с. При больших изменениях температуры следует пользоваться экспоненциальной функцией, но приблизительно в пределах до 30°C можно пренебречь поправочным членом  $T_0/T$ . При еще больших величинах  $\theta$  нужно учитывать и эту поправку, иначе можно сильно ошибиться. Например, для  $R_{20}/R_T$  при  $\theta = 100^\circ\text{C}$  и  $\alpha_{20} [^\circ\text{C}^{-1}] = -0,04$  получается величина 54,5 вместо 19,6, а при  $\theta = 200^\circ\text{C}$  получается величина 3250 вместо 117.

Т. к. с. термисторов уменьшается с температурой быстрее, чем т. к. с. металлов, а именно:

$$\alpha_T = -K/T^2$$

и соответственно

$$\alpha_T = \alpha_{20} (293^2)^2 / T^2, \quad (11-9)$$

где  $\alpha_T$  — т. к. с. при температуре  $T$ . Для металлов (например, платины) т. к. с. в диапазоне температур от 0 до 500°C примерно пропорционален  $1/T$ .

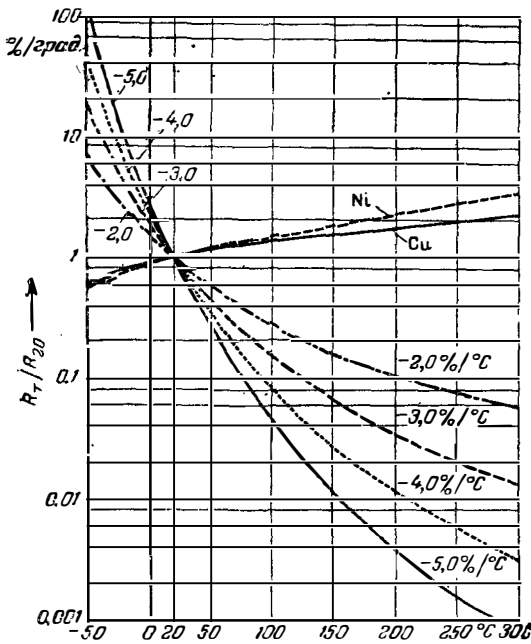


Рис. 11-2. Отношение сопротивлений  $R_T/R_{20}$  (в логарифмическом масштабе) при различных температурных коэффициентах сопротивления в диапазоне температур от  $-50$  до  $+300^\circ\text{C}$ . Для сравнения приведены аналогичные кривые для никеля и меди.

Абсолютная величина т. к. с. термисторов при  $20^\circ\text{C}$  значительно (примерно в 5—12 раз) больше, чем у чистых металлов. (Если отсутствуют какие-либо указания о температурных условиях, то всегда подразумевают т. к. с. при  $20^\circ\text{C}$ .)

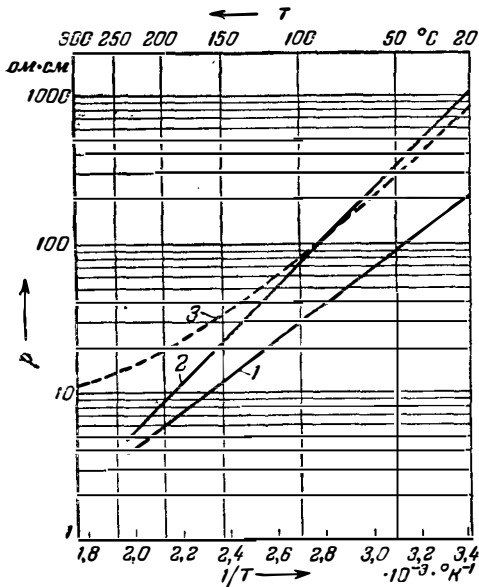


Рис. 11-3. Удельное сопротивление термисторов из трех различных материалов в функции от  $\frac{1}{T}$ .

Кривая 3 относится к термистору с примесями.

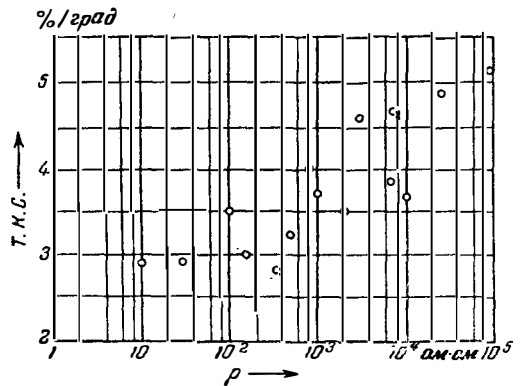


Рис. 11-4. Зависимость т. к. с. (при  $20^\circ\text{C}$ ) от удельного сопротивления материала термистора.

Т. к. с. наиболее употребительных термисторов лежит в пределах от  $-2$  до  $-5\%$  на  $1^\circ\text{C}$ , в специальных случаях от  $-1$  до  $-6\%$  на  $1^\circ\text{C}$ . На рис. 11-2 представлена зависимость  $R_T/R_{20}$  (в логарифмическом масштабе) от температуры (в линейном масштабе) для температур от  $-50$  до  $+300^\circ\text{C}$ .

Для сравнения на том же рисунке приведены кривые  $R_T/R_{20}$  для чистого никеля и чистой меди. Из рисунка видно, что при высоких т. к. с. диапазон регулировки, т. е. отношение  $R_{20}$  к  $R$ , при максимально допустимой температуре может достигать значения 1000.

Если отложить удельное сопротивление различных термисторных материалов (в логарифмическом масштабе) как функцию  $1/T$ , то получатся прямые, которые идут тем круче, чем больше т. к. с. (рис. 11-3). Кривая 3 относится к типичному термистору с примесями.

Как указывалось в § 11-2, удельное сопротивление и т. к. с. (который пропорционален энергии активации  $\epsilon$ ) связаны друг с другом, а именно — с ростом удельного сопротивления обычно возрастает и абсолютная величина т. к. с. На рис. 11-4 представлена зависимость т. к. с. (в линейном масштабе) от удельного сопротивления (в логарифмическом масштабе) для некоторых термисторных материалов.

Отметим, что во многих случаях желательно при данном удельном сопротивлении иметь возможно больший т. к. с.

### 11-6. СОБСТВЕННЫЙ РАЗОГРЕВ ТЕРМИСТОРОВ И ИХ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Во многих случаях очень важно знать зависимость повышения температуры термистора от рассеиваемой в нем мощности. Повышение температуры зависит от формы термистора, подводющих проводников и среды, в которую помещен рабочий элемент термистора (воздух, вакуум, жидкость и т. д.) [Л. 8]. Приближительный расчет температуры перегрева термистора возможен с помощью коэффициента рассеяния  $A$ , который определяет мощность, необходимую для нагрева терми-

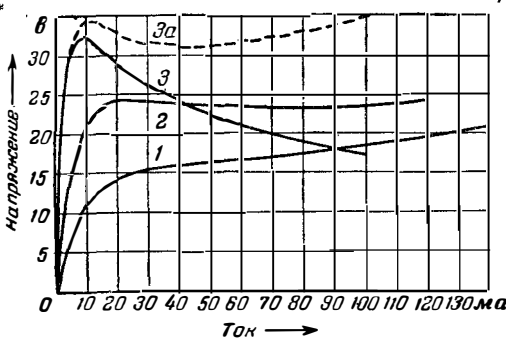


Рис. 11-5. Статическая вольт-амперная характеристика термисторов с различными т. к. с. Кривая 1 относится к термистору с очень малым т. к. с. ( $-1,5\%/^{\circ}\text{C}$ ); кривая 2 — к термистору с т. к. с., равным  $-2,2\%/^{\circ}\text{C}$ ; кривая 3 — к термистору с т. к. с., равным  $-4,0\%/^{\circ}\text{C}$ ; кривая 3а представляет вольт-амперную характеристику термистора 3 вместе с последовательно включенным сопротивлением.

сторона на  $1^{\circ}\text{C}$  по сравнению с температурой окружающей среды. Поскольку отвод тепла от термистора происходит частью через подводящие проводники, частью с помощью теплопередачи и конвекции в окружающих его газах, а частью с помощью излучения, то температура перегрева термистора повышается медленнее, чем подводимая мощность  $P$ ; следовательно, отношение  $P/\theta$  не является постоянным. Для перегревов до  $200^{\circ}\text{C}$  и температуры окружающей среды  $20^{\circ}\text{C}$  это отношение равно:

$$\frac{P}{\theta} = 1 \div 2,54. \quad (11-10)$$

Чем меньше  $\theta$  и чем большая доля тепла отводится через подводящие проводники, тем ближе к 1 коэффициент в правой части выражения (11-10). При больших  $\theta$  и большой до-

ле теплоизлучения (например, в эвакуированном корпусе) коэффициент приближается к 2,5. Зависимость напряжения, приложенного к термистору, от тока обычно имеет вид прямой, соответствующей закону Ома, пока ток мал или пока короткие импульсы тока не вызывают заметного разогрева термистора. Если же при больших токах выждать установления стационарного состояния, то вследствие разогрева термистора с ростом тока происходит уменьшение сопротивления и вольт-амперная характеристика все больше отклоняется от прямой, соответствующей закону Ома. Встречаются три различные формы характеристик, которые определяются в основном т. к. с. термистора: 1) при малых т. к. с. монотонно поднимающаяся характеристика (рис. 11-5, кривая 1), которая все же поднимается заметно медленнее, чем это следует из закона Ома; 2) при средних величинах т. к. с. характеристика с горизонтальным участком (кривая 2), и 3) при больших т. к. с. характеристика с падающим участком (кривая 3). На форму характеристики, кроме т. к. с., оказывает влияние также ход изменения с температурой отношения  $P/\theta$ . В общем при больших значениях коэффициента рассеяния (при равных сопротивлениях) характеристика смещается в сторону больших мощностей. Особый интерес представляют термисторы с горизонтальной или падающей характеристиками. Путем включения соответствующего добавочного сопротивления к термистору с падающей характеристикой можно получить на цепи, состоящей из термистора и сопротивления, примерно постоянное напряжение (рис. 11-6, кривые 1', 1а, 3' и 3а и рис. 11-5, кривые 3 и 3а). Предположив, что  $P/\theta$  постоянно, можно по точкам вычислить характеристику термистора:

$$i^2 = A\theta R_0^{-1} \exp\left(-\alpha_0\theta \frac{T_0}{T_0 + \theta}\right); \quad (11-11)$$

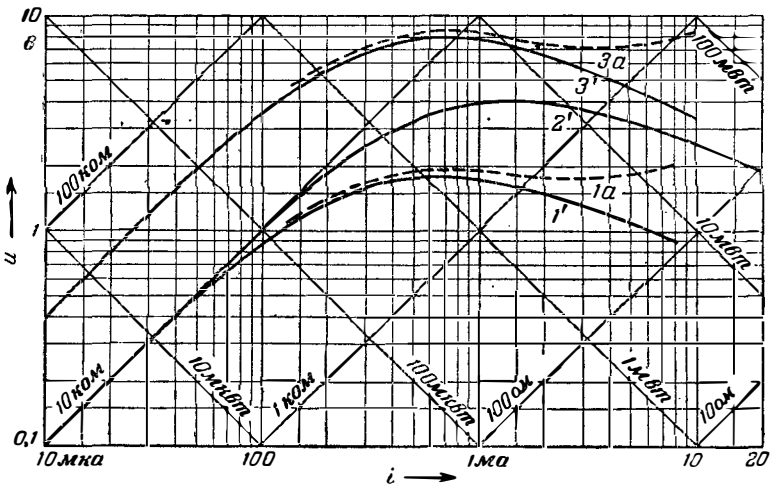


Рис. 11-6. Вольт-амперные характеристики трех регулировочных термисторов (в двойном логарифмическом масштабе). Прямые, проведенные под углом  $45^{\circ}$  к оси токов, являются прямыми постоянных сопротивлений; проведенные под углом  $135^{\circ}$  к оси токов — прямыми постоянной мощности. Кривые 1а и 3а соответствуют напряжениям на термисторах 1 и 3 вместе с последовательно включенными сопротивлениями.

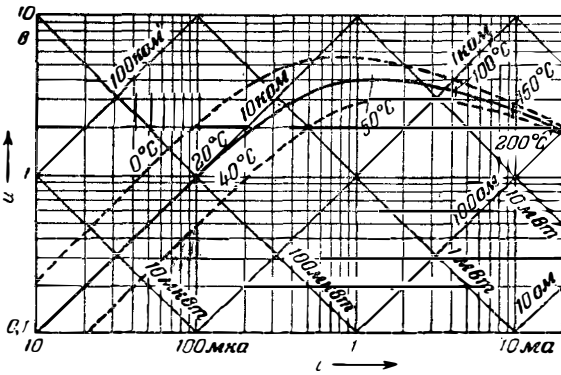


Рис. 11-7. Вольт-амперные характеристики термистора при различных температурах окружающей среды. На кривой для температуры среды в 20°С в отдельных точках указаны температуры термистора.

$$u^2 = A\theta R_0 \exp\left(\alpha_0 \theta \frac{T_0}{T_0 + \theta}\right). \quad (11-12)$$

Для температуры перегрева при максимальном напряжении имеем:

$$\theta_m = -\frac{1}{\alpha_m} = -\frac{1}{\alpha_0} \left(1 - \frac{2}{\alpha_0 T_0} + \dots\right). \quad (11-13)$$

Членами более высокого порядка здесь пренебрегают.

Для термисторов с т. к. с. от -3,0 до -5,5%/°С, имеющих температуру окружающей среды, сопротивление при максимальном напряжении приблизительно можно считать равным  $R_m = \frac{1}{3} R_0$ .

На рис. 11-6 представлены вольт-амперные характеристики некоторых термисторов в двойном логарифмическом масштабе. Прямые, расположенные под углом 45° к оси токов, являются прямыми постоянных сопротивлений; прямые, расположенные под углом 135°, являются прямыми постоянной мощности.

При использовании термисторов для поддержания постоянной величины небольшого напряжения следует обратить внимание на то, что это напряжение несколько зависит от окружающей температуры; зависимость тем больше, чем меньше температура перегрева термистора (рис. 11-7).

При использовании термисторов для стабилизации напряжения или в пусковых устройствах напряжение источника питания должно быть примерно на 50% выше наибольшего напряжения на термисторе при самой низкой температуре окружающей среды. Кроме того, необходимо всегда ограничивать ток включением добавочных сопротивлений или дросселей для избежания перегрузки термисторов.

### 11-7. ТЕРМИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ ВРЕМЕНИ И НЕУСТАНОВИВШИЕСЯ ПРОЦЕССЫ

Если термистор в результате рассеяния в нем мощности имел некоторую температуру перегрева, то после выключения тока темпера-

тура термистора уменьшается по экспоненциальному закону. Под постоянной времени  $\tau$  понимают время, по истечении которого перегрев уменьшается до  $1/e$  от его первоначальной величины, т. е.  $\tau$  можно было бы назвать термической постоянной охлаждения. Увеличение сопротивления термистора может быть рассчитано по известным температуре перегрева, температуре окружающей среды, т. к. с. и постоянной времени. Можно пользоваться простым правилом: к моменту времени  $t = \tau$  величина сопротивления становится приблизительно равной среднему геометрическому начального и конечного значений сопротивления.

Соответствующая постоянная времени разогрева не может быть определена в общем виде, так как увеличение температуры со временем зависит не только от постоянной времени термистора (термической постоянной охлаждения), но и от данных электрической цепи, в особенности от величины напряжения и добавочного сопротивления. Чем больше напряжение, тем быстрее нагревается термистор. На рис. 11-8 представлено изменение тока со временем после замыкания цепи, состоящей из источника питания, добавочного сопротивления и термистора. При этом добавочное сопротивление выбрано всюду такой величины, что в установившемся состоянии через термистор протекает ток 300 ма.

Таблица 11-1

**Время, по истечении которого величина сопротивления термистора становится равной среднему геометрическому величин сопротивления в холодном и горячем состоянии (при различных напряжениях источника)**

Напряжение [в] . . . . .	220	120	90	60	45	30
$t_m$ [сек] . . . . .	12,5	28	41	75	150	500

Термическая постоянная времени термистора, использованного при составлении рис. 11-8, равна 180 сек. Табл. 11-1 дает время  $t_m$ , по истечении которого сопротивление термистора достигает среднего геометрического начального и конечного значений при различных напряжениях. Видно, что постоянная времени разогрева может быть как больше, так и меньше термической постоянной охлаждения. Ма-

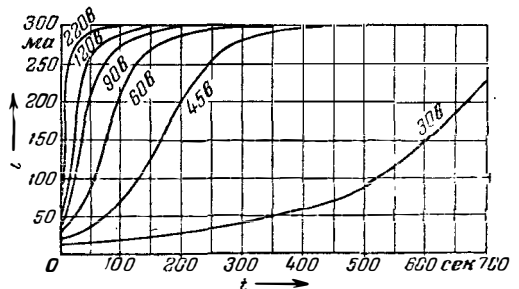


Рис. 11-8. Нарастание тока пускового термистора со временем ( $R_{20} = 1,6 \text{ кОм}$ ) при различных напряжениях сети. Дополнительное сопротивлениебиралось таким образом, чтобы установившийся ток был равен 300 ма; при этом сопротивление термистора составляло 40 ом.



ксимум напряжения характеристики термистора равен  $20 \text{ в}$ . Постоянная времени разогрева может быть еще больше увеличена или уменьшена, однако при ее увеличении возрастает зависимость от окружающей температуры.

### 11-8. ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ, ПОЛЯРНОСТИ И ЧАСТОТЫ НАПРЯЖЕНИЯ. ПОСТОЯНСТВО ВО ВРЕМЕНИ

Сопротивление термисторов, предназначенных для измерительных или компенсационных целей, не должно зависеть от направления и величины приложенного напряжения. В большинстве случаев это требование выполняется; так, например, изменение сопротивления компенсационных термисторов при удвоении напряжения не превышает  $1\%$  (при условии, что за время измерения не происходит самонагревания). То же самое относится и к перемене полярности. Для пусковых термисторов не требуется выполнения этих требований; применяются пусковые термисторы, сопротивление которых при удвоении напряжения уменьшается на  $10\%$  и более.

Для измерения мощности на высоких частотах необходимо, чтобы материал термистора имел малую диэлектрическую проницаемость и был однородным, так как параллельная емкость вредна. Некоторые пусковые термисторы из ферромагнитных материалов показывают при  $100 \text{ кГц}$  падение модуля полного сопротивления на  $10\%$  по отношению к сопротивлению на постоянном токе, а при  $1 \text{ МГц}$  дают сдвиг фазы на  $45^\circ$ . Такие термисторы не пригодны для работы на высоких частотах. На рис. 11-9 приведена частотная зависимость модуля полного сопротивления термистора одного типа, применяемого для измерений на высоких частотах. Термистор имеет сопротивление постоянному току  $20 \text{ ком}$  при  $20^\circ \text{С}$ . Он нагревался постоянным током до различных температур, после чего измерялось полное сопротивление на различных частотах. Рисунок 11-9 показывает, что сопротивление при значениях от  $100$  до  $3000 \text{ ом}$  и в области частот до  $300 \text{ МГц}$  отклоняется от сопротивления постоянному току не более чем на  $10\%$ .

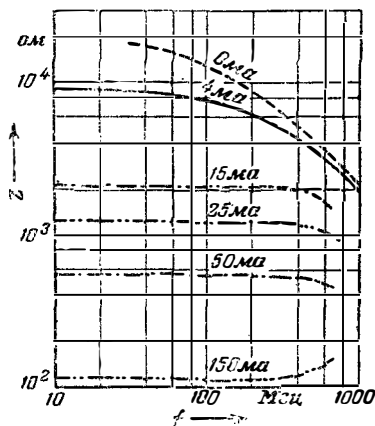


Рис. 11-9. Зависимость модуля полного сопротивления термистора  $Z$  от частоты. Параметром кривых является постоянный ток через термистор.

Термисторы специальной конструкции могут применяться для измерения мощности на частотах до  $10\,000 \text{ МГц}$ . В отличие от металлических проводников поверхностный эффект в термисторах не вызывает затруднений вследствие большой величины удельного сопротивления. Постоянство величины сопротивления термисторов (например, холодного сопротивления) во времени сильно зависит от условий применения и нагрузки. У пусковых термисторов наблюдалось изменение холодного сопротивления на  $20\%$  после  $1\,000 \text{ ч}$  работы, что почти не мешает работе. Изменение холодного сопротивления компенсационных термисторов при малом собственном рассеянии и при колебаниях температуры до  $100^\circ \text{С}$  после  $4\,000 \text{ ч}$  работы составляет обычно менее  $2\%$ , что соответствует температурной ошибке приблизительно  $1/2^\circ \text{С}$ . Эти изменения величины сопротивления со временем уменьшаются и частично могут быть устранены путем старения термисторов.

### 11-9. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМИСТОРОВ. ТЕРМИСТОРЫ С МАЛЫМ СОБСТВЕННЫМ РАССЕЯНИЕМ

В зависимости от характера использования термисторы можно разделить на четыре основные группы:

1. Термисторы с малым собственным рассеянием, работающие при столь малых токах, что их сопротивление определяется в основном температурой окружающей среды, а не протекающим током. Термисторы этой группы применяются для измерения и регулирования температуры, а также для компенсации изменения сопротивления металлов.

2. Термисторы с большим собственным рассеянием, сопротивление которых определяется в основном протекающим по ним током. Эти термисторы имеют определенную вольт-амперную характеристику и применяются для регулирования напряжения или мощности, а также для измерения мощности на высоких частотах (§ 11-10).

3. Термисторы косвенного подогрева, у которых рабочая цепь (цепь термистора) электрически изолирована от подогревателя. Сопротивление таких термисторов определяется током подогревателя. Они применяются для регулировки усиления или выходного уровня усилителей, а также в качестве реле выдержки времени (§ 11-11).

4. Термисторы, у которых уменьшение сопротивления при увеличении протекающего или ним тока используется для ослабления скачков тока в момент включения и для замедления переходных процессов.

Для большинства случаев применения термисторов первых трех групп величина постоянной времени не имеет значения, если она значительно меньше постоянной времени процесса, подлежащего измерению или регулированию. При использовании же термисторов четвертой группы постоянная времени является очень важным фактором и должна иметь совершенно определенное значение. Для термисторов первой группы допустимую измеряемую мощность можно рассчитать с помощью

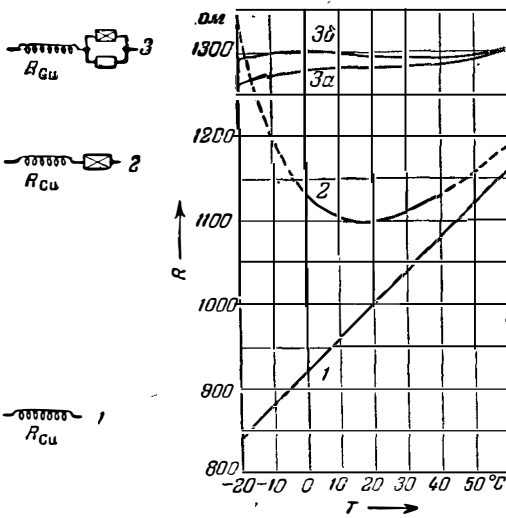


Рис. 11-10. Компенсация температурной зависимости сопротивления катушки из медного провода. Кривая 1 — катушка из медного провода; кривая 2 — та же катушка с последовательно включенным термистором; кривые 3а и 3б — параллельно термистору включено сопротивление; в случае 3а сопротивление подобрано, так, чтобы обеспечить наименьшее изменение сопротивления в середине заданного диапазона температур; в случае 3б обеспечено наименьшее изменение сопротивления во всем температурном диапазоне.

коэффициента рассеяния (§ 11-6). Напряжение, приложенное к термистору и вызывающее уменьшение сопротивления на 1% в установленном режиме, определяется выражением

$$u_H = \sqrt{\frac{AR}{-\alpha}}, \quad (11-14)$$

где  $A$  — упомянутый выше коэффициент рассеяния;  
 $R$  — сопротивление;  
 $\alpha$  — т. к. с. при данной температуре.

Постоянная времени термистора должна быть меньше постоянной времени измеряемого или компенсируемого процесса.

Термисторы первой группы имеют вид шайб или пластин (толщиной до 2 мм, см., например, рис. 11-1,а—в), тонких стержней диаметром от 3 до 0,4 мм или бусинок. Для повышения измеряемой мощности шайбы или бусинки иногда укрепляют на металлических основаниях, обеспечивающих хороший тепловой контакт (рис. 11-1,а). Применение металлических оснований позволяет иногда также уменьшить постоянную времени термистора. Стержневые термисторы диаметром от 1 до 2 мм применяются для измерения температуры, например в метеорологических зондах. Благодаря малым размерам такие термисторы используются для регулирования температуры в термостатах (например, для кварцевых генераторов). По сравнению с термометрами сопротивления они имеют преимущество большего т. к. с. и большего (на несколько порядков) сопротивления; поэтому мешающее действие подводящих проводов практически отсутствует.

В технике высокой частоты представляет интерес применение термисторов для компенсации положительного температурного коэффициента меди. В простейшем случае термистор включают последовательно с катушкой из медного провода. Если, например, применяю термистор, т. к. с. которого в середине компенсируемого диапазона температур составляет  $-4\%/^{\circ}\text{C}$ , а т. к. с. катушки равен  $+0,4\%/^{\circ}\text{C}$ , то сопротивление термистора должно составлять лишь 10% сопротивления катушки. Хорошая компенсация достигается при этом только в относительно небольшой области температур. Это объясняется тем, что т. к. с. термистора в соответствии с равенством (11-9) падает пропорционально  $1/T^2$ , в то время как т. к. с. меди изменяется пропорционально  $1/T$ . Несмотря на это, в диапазоне  $\pm 15^{\circ}\text{C}$  температурные изменения можно снизить примерно в 5 раз. Для работы в более широком диапазоне температур и при более высоких требованиях компенсация может быть значительно улучшена посредством включения параллельно термистору сопротивления, не зависящего от температуры (из константана, манганина или слоя угля), если допустимо увеличение общего сопротивления приблизительно на 30% (рис. 11-10).

Если катушка сильно нагревается за счет собственного рассеяния, то термисторы иногда целесообразно размещать непосредственно на обмотке или заделывать в катушку при намотке. При этом необходимо позаботиться о хорошем теплоотводе термисторов, для чего особенно пригодны плоские формы.

Вследствие возрастания применения полупроводниковых приборов различных типов (диодов, транзисторов, зависящих от напряжения сопротивлений, и др.), обладающих сильной температурной нестабильностью, компенсация их температурных уходов играет все большую роль. Для этой цели обычно используются термисторы, включаемые по мостовой или потенциометрической схеме, при которых отношение деления напряжения не зависит от температуры.

## 11-10. ТЕРМИСТОРЫ СО ЗНАЧИТЕЛЬНЫМ СОБСТВЕННЫМ РАССЕЯНИЕМ И С ОПРЕДЕЛЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Термисторы, вольт-амперная характеристика которых имеет горизонтальный участок, могут быть использованы в регуляторах уровня и величины коэффициента усиления для поддержания примерно постоянными малых напряжений, например сеточного напряжения при сильных колебаниях нагрузки. С той же целью могут применяться термисторы с падающей характеристикой, если напряжение снимается с термистора и последовательно с ним включенного сопротивления (рис. 11-6, кривые 1а и 3а). С помощью так называемых регуляров тока термисторов можно при изменении тока в пределах от 5 до 100% максимального значения поддерживать напряжение на термисторе постоянным с точностью  $\pm 10\%$ . Некоторые регуляровочные

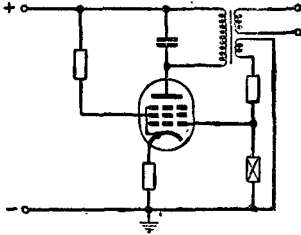


Рис. 11-11. Ламповый генератор с индуктивной обратной связью, в котором с помощью термистора поддерживается постоянная величина переменного напряжения на сетке. Схема позволяет уменьшить искажения при колебаниях нагрузки.

термисторы могут работать при постоянном токе только с уменьшенной нагрузкой.

Типичный пример применения регулирующего термистора в генераторе с обратной связью приведен на рис. 11-11. Так как термистор независимо от нагрузки генератора поддерживает постоянными напряжение на сетке и рабочую точку характеристики лампы, удается снизить коэффициент нелинейных искажений с 5 до 0,5%. Постоянная времени термистора такого типа (характеристика на рис. 11-6, кривая 2') равна приблизительно 1,5 сек.

Так как срок службы усилительных ламп при перенапряжениях сильно уменьшается, то часто мощность накала ламп стабилизируют с помощью термисторов. Этот способ особенно часто применяется при питании приемников или от батарей, или от сети, а также в приемниках, которые не требуют стабилизации анодного напряжения. Термисторы дешевле электромагнитных стабилизаторов и надежнее железородных бареттеров. Так как кратковременные перенапряжения не опасны для электронных ламп, то постоянная времени термисторов в данном случае может быть не такой малой, как в предыдущем случае применения.

Для измерения мощности на высоких и сверхвысоких частотах к термистору подводят измеряемую мощность и измеряют его сопротивление с помощью постоянного тока или переменного тока низкой частоты. Калибровка (мощность как функция сопротивления) может производиться также на низких частотах. По сравнению с лампами накаливания термисторы имеют следующие преимущества: меньшая индуктивность, большее сопротивление (обычно), большее изменение величины сопротивления, большая чувствительность; зато постоянная времени у термисторов больше, чем у ламп.

На высоких и сверхвысоких частотах термисторы могут быть использованы также в качестве переменных нагрузочных сопротивлений или в соединении с постоянными сопротивлениями — в качестве потенциометров. Применение обычных потенциометров часто оказывается невозможным из-за наличия скользящих контактов и из-за изменения конфигурации цепи.

## 11-11. ТЕРМИСТОРЫ С КОСВЕННЫМ ПОДОГРЕВОМ

Во многих случаях электрическая связь регулирующей цепи с регулируемой бывает нежелательна. Поэтому были разработаны термисторы, сопротивление которых изменяется за счет тока, проходящего по подогревателю, электрически изолированному от термистора. Подобные термисторы выполняются в виде бусинок, спеченных на двух платиновых проволочках (рис. 11-1,2), в виде трубочек, а иногда в виде тонких стержней. Для электрической изоляции на бусинки наносится керамическая масса или стекло, которые служат для укрепления обмотки подогревателя. Подогрев трубчатых термисторов осуществляется с помощью стержня или обмотки, смонтированных внутри трубки и изолированных от нее эмалью, изоляционным оксидом или керамической трубкой.

Термисторы в форме бусинок характеризуются малой постоянной времени (до 2 сек). Однако такие термисторы вследствие небольших геометрических размеров могут рассеивать лишь небольшую мощность, в лучшем случае до 50 мвт, а в большинстве случаев — меньше. Термисторы в виде трубочек могут рассеивать большую мощность, но имеют значительную постоянную времени (10 сек и более). Допустимое напряжение между бусиновым термистором и подогревателем обычно не менее 15 в; оно может быть повышено до 220 в и более у термисторов трубчатого типа за счет повышения постоянной времени по меньшей мере до 20 сек.

Термисторы с косвенным подогревом применяются главным образом для регулировки усиления и уровня сигнала, а также в качестве реле времени. Их преимущество состоит в том, что регулирующий орган может быть отнесен от усилителя и его можно не экранировать. В соединении с обычным постоянным сопротивлением, например поверхностным, такой термистор можно использовать как потенциометр.

На рис. 11-12 приведены вольт-амперные характеристики термистора с косвенным подогревом при различных токах подогрева в качестве параметра.

Термисторы с косвенным подогревом в сочетании с реле широко используются в схемах периодического включения и выключения и в пусковых устройствах, работающих в условиях сильных колебаний температуры. Косвенный подогрев дает возможность уменьшить колебания времени включения при колебаниях окружающей температуры. Для периодического включения термистор вводится в качестве добавочного сопротивления в цепь обмотки реле. Напряжение источника выбирают таким, чтобы реле при включении не срабатывало. Цепь подогрева включается через замкнутый контакт реле. Термистор постепенно нагревается подогревателем, и его сопротивление уменьшается до величины, при которой происходит срабатывание реле. При этом цепь подогрева размыкается. Устройство рассчитывается таким образом, чтобы ток, проходящий через термистор после срабатывания реле, был настолько мал, чтобы термистор охлаждался и реле через некоторое время выключалось.

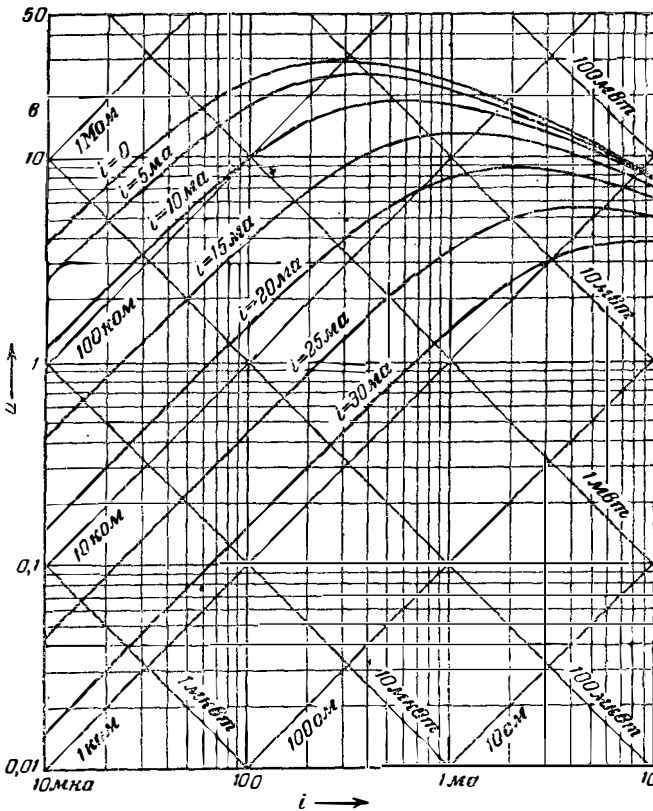


Рис. 11-12. Вольт-амперные характеристики термистора с косвенным подогревом при различных токах подогрева в качестве параметра. Кривые нанесены в двойном логарифмическом масштабе. Сопротивление подогревателя 90 ом.

В большинстве упоминавшихся ранее случаев применения термисторов желательно было иметь возможно меньшие постоянные времени термисторов; в последних же рассмотренных случаях применения часто требуются довольно большие постоянные времена. Без особых затруднений термическая постоянная охлаждения может быть повышена примерно до 5 мин. Отношение времени нагревания к времени охлаждения может составлять от  $1/50$  до 3. Это отношение тем меньше, чем больше мощность подогревателя.

## 11-12. ТЕРМИСТОРЫ ДЛЯ ЗАМЕДЛЕНИЯ И ОСЛАБЛЕНИЯ СКАЧКОВ ТОКА ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ

Падение сопротивления термистора при нагреве протекающим по нему током используется в термисторах, предназначенных для замедления включения пусковых реле и контакторов. При этом напряжение выбирается таким образом, что в холодном состоянии термистор препятствует срабатыванию реле, а затем за счет собственного разогрева уменьшает свое сопротивление настолько, что реле может сработать. Так как сопротивление термистора может снижаться

до  $\frac{1}{30 \div 1000}$  своего значения в холодном состоянии, то в установившемся режиме сопротивление термистора обычно бывает значительно меньше сопротивления реле. В момент включения, напротив, сопротивление термистора настолько велико, что определяет величину тока в цепи. Поскольку сопротивление термистора в ненагруженном состоянии зависит от температуры, то с повышением температуры увеличивается величина тока в момент включения и уменьшается время включения; однако во многих случаях применения это допустимо.

К рассматриваемой группе следует отнести и так называемые пусковые термисторы, которые используются для ослабления резких скачков тока, возникающих при включении ряда устройств: конденсаторов, трансформаторов (так как магнитный поток во вторичной обмотке отсутствует, то в течение первых полувольт при известных условиях могут возникнуть скачки тока, в несколько раз превышающие номинальное значение тока) и цепей с сопротивлениями, обладающими положительным т. к. с., например ламп накаливания и цепей накала электронных ламп. Эти скачки

тока в некоторых случаях могут в 50 раз превышать установившееся значение тока и либо уменьшают срок службы соответствующих приборов, либо делают невозможной защиту цепей плавкими или автоматическими предохранителями.

Пусковые термисторы, которые снижают перегрузочные токи ламп накаливания и нити накала электронных ламп, по существу являются компенсирующими сопротивлениями, которые уравновешивают положительный т. к. с. вольфрама. Однако они работают при значительно более низких температурах, чем нити накала. Коэффициент падения сопротивления термистора выбирают обычно много больше коэффициента повышения сопротивления вольфрама, и, таким образом, ток в момент включения получается значительно меньше номинального тока. Это необходимо для того, чтобы избежать выброса тока за номинальное значение, так как мощность, выделяющаяся на термисторе непосредственно после включения, значительно превосходит мощность в установившемся состоянии и, следовательно, в самом начале сопротивления термистора падает очень быстро, быстрее, чем растет сопротивление нити накала. Можно, используя параллельное соединение двух термисторов с различными т. к. с. или сочетание термистора и не зависящего от темпе-

ратуры сопротивления, понизить общее сопротивление и повысить силу тока включения до нормального эксплуатационного значения. Осуществление этого мероприятия требует, однако, тщательного подбора сопротивления, что вызывает определенные трудности при изготовлении и эксплуатации.

При включении конденсаторов при определенных условиях возникают очень большие кратковременные импульсы тока, которые могут вызвать ряд нежелательных явлений (обгорание контактов выключателя, возникновение паразитных колебаний и т. д.). Однако они легко могут быть подавлены сравнительно небольшим термистором. То же самое относится к большим токам, возникающим при определенной фазе напряжения в первые полупериоды после включения трансформатора.

Для последнего случая применения желательны термисторы, которые уменьшают пусковые токи, но в установившемся режиме имеют возможно меньшее сопротивление и, следовательно, вызывают небольшие потери мощности. Таким образом, для этой цели целесообразно выбирать термисторы с возможно большим отношением величины сопротивления в холодном состоянии к сопротивлению при нормальном токе.

Еще одной областью использования термисторов этой группы являются радиоприемники с универсальным питанием, в которых лампочки освещения шкал и нити накала радиоламп включаются последовательно. При этом параллельно лампочке для освещения шкалы включается термистор, который имеет настолько высокое сопротивление в холодном состоянии, что при нормальном напряжении

горения лампы, например 18 в, он не нагревается, т. е. максимум его вольт-амперной характеристики лежит выше 18 в. Если осветительная лампочка перегорит, то почти все напряжение сети кратковременно прикладывается к термистору, он быстро нагревается и через несколько секунд его сопротивление становится примерно равным сопротивлению перегоревшей лампы. В результате удается избежать выхода из строя приемника из-за перегорания такой сравнительно второстепенной детали, как осветительная лампочка.

### 11-13. ПРОМЫШЛЕННЫЕ ТИПЫ ТЕРМИСТОРОВ

В заключение приводится обзор типов термисторов, выпускавшихся в ФРГ. Обзор не претендует на полноту.

В зависимости от применения наибольшее значение имеют различные характеристики термисторов. Важнейшими данными термисторов для компенсационных и измерительных целей являются его сопротивление (при 20°С), температурный коэффициент сопротивления, коэффициент рассеяния и постоянная времени. Регулировочный термистор характеризуется напряжением, которое он может поддерживать приблизительно постоянным, диапазоном токов и постоянной времени. Для термисторов с косвенным подогревом важнейшими данными являются сопротивление в холодном состоянии, наименьшее сопротивление в нагретом состоянии и мощность подогрева. Пусковые термисторы характеризуются напряжением на термисторе при номинальном токе, массой и постоянной времени.

Таблица 11-2

Измерительные и компенсационные термисторы

Тип	$R_{20}$ [ом]	$\alpha_{20}$ [%/°C]	$A$ [мвт/°C]	Вес $G$ [г]	$T$ [сек]	Размеры [мм]
Ph. 83920	2K; 4K; 7K	-2,0	прибл. 5; 8; 12	прибл. 0,5; 0,8; 1,3	60	$\varnothing$ 3,0; $l=15$ ; 28; 45
Ph. 83921	17,5K; 35K; 70K	-4,4	прибл. 5; 8; 12	прибл. 0,5; 0,8; 1,3	60	$\varnothing$ 3,0; $l=14$ ; 28; 46
S. H. K 11	50; 100; 200; 500; 1K	-3,5	8	0,4	30	11×5×2
S. H. K 11	5K; 10K; 20K; 50K	-3,8	8	0,4	30	11×5×2
S. H. K 11	50K; 100K; 200K; 50K	-5,0	8	0,4	30	11×5×2
S. H. K 13	50K	-5,5	16 ... 60 <sup>7</sup>	5	180 ... 50 <sup>7</sup>	$\varnothing$ 15; $h=6$

Таблица 11-3

Регулировочные термисторы

Тип	Номинальное напряжение [в]	Диапазон регулировки тока		$T$ [сек]	$R_2$ [ком]	Вес $G^1$ [мг]	Форма <sup>6</sup>	$A$ [мвт/°C]	$P_{\max}$ [мвт]	$R_T^2$ [ом]
		[ма]	[ма]							
Ph. 83900	2	3	30	1,5	прибл. 1,5	0,2	Б	0,2	40	20
Ph. 83901	16	0,3	6	1,5	200	0,2	Б	0,2	40	1500
S. H. R 4/1/20 <sup>10</sup>	4	1	29	1,5	19	0,2	Б	0,2	40 <sup>5</sup>	100
S. H. D 9/1/24/32 <sup>4</sup>	—	5	100	10	25	300 <sup>2</sup>	Т	15	1800	—
S. H. R 1,4/15/100 <sup>9</sup>	1,4	15	100	12	0,3	10	Ш	0,5	140	4 <sup>8</sup>

Примечания: 1. Только термистора и платиновой проволоки. 2. Добавочное сопротивление для получения горизонтальной вольт-амперной характеристики у термистора с падающей характеристикой. 3. Включая подводящие проводники. 4. Для измерения на высоких частотах до 300 Мгц. 5. Только для термистора без добавочного сопротивления. 6. Б—бусинка, Т—трубка, Ш—шайба. 7. В зависимости от монтажа. 8. Добавочное сопротивление смонтировано внутри термистора. 9. Для регулирования накала миниатюрных радиоламп. 10. Вольт-амперная характеристика приведена на рис. 11-6, кривая 2.

Таблица 11-4

## Термисторы с косвенным подогревом

Тип	$R_{20}$ [ком]	$R_{мин}$ [ом]	Мощность подогрева [мвт]	Сопротив- ление по- догревате- ля [ом]	$T$ [сек]	Форма <sup>1</sup>	$A$ [мвт/°C]	$u^2$ [е]
Ph. 83905	1,5	100	30	100	6	Б	0,15	—
Ph. 83906	200	600	30	100	5	Б	0,1	—
S. H. F 72/23/21	2	20	1 000	10	20	Т	2	300
S. H. F 71/53/51	5	50	100	100	3	Б	0,4	25

<sup>1</sup> Б—бусинка; Т—трубка<sup>2</sup> Максимальное напряжение между термистором и подогревателем.

Таблица 11-5

## Пусковые термисторы

Тип	Номиналь- ное напря- жение [е]	Номиналь- ный ток [ма]	Вес $G$ [г]	$T$ [сек]	$R_{20}$ [ком]	Диаметр, [мм]	Длина [мм]	Примеча- ние <sup>1</sup>
N. S. F. 1810 . . . 212	18	100	0,25	30	23	2	12	Л
N. S. F. 2410 . . . 425	24	100	2,4	100	8,5	4,2	25	Р
N. S. F. 2430 . . . 738	24	300	6,8	180	4,4	7,2	38	Т
Osrām U 2410 PL <sup>2</sup>	24	100	1,6	100	2,0	4,8+2,7	14—25	Р
Osrām U 2310L	24	100	2,5	120	3,5	5,6	26	Р
Osrām UB 10000 L	20	100	1,0	50	12	4,8	14	Л
Ph. 100026/01	26	100	4	100	2,5	5,3	35	Р
Ph. 100102	13	300	6	180	2,5	7	30	Т
S. H. Zub. Wd 611	0,8	250	0,05 <sup>3</sup>	10	0,08	1,8	1,0	Д
S. H. A10/30e	10	30	1,01 <sup>3</sup>	8	30	1,3	1,0	Реле
Stemag 100/24 RD	24	100	4	120	1,5	6	25	Р
Stemag 2000/5RS	5	2 000	5	400	0,15	20	4	—
Stemag 100/24RS	24	100	3	140	3,5	6	25	Р

<sup>1</sup> Л—для ламп накаливания, Р—для радиоприемников, Т—для телевизоров, Д—для пуска ламп дневного света.<sup>2</sup> Два в параллель.<sup>3</sup> Включая и подводящие проводники.

## Полупроводниковые диоды

11-14. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ  
О ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ

Современные диоды ведут свое начало от открытого Брауном в 1874 г. и широко применявшегося на заре радиотехники кристаллического детектора. Последний состоял из естественного полупроводникового кристалла, например медного колчедана (халькопирита), железного колчедана (пирита), цинкита и т. д., и острая, прижимаемого к кристаллу пружиной.

Во время второй мировой войны был совершен переход от неочищенных естественных кристаллов к полупроводниковым элементам кремнию и германию. В результате этого современные полупроводниковые диоды стали надежными элементами высокочастотной техники [Л. 12].

В германии и кремнии проводимость тока вызывается только электронами. Атомы остаются на своих местах, так что структура и химический состав во время протекания тока не могут изменяться. Оба элемента являются четырехвалентными и кристаллизуются в решетку типа алмаза. Каждый атом име-

ет связи с четырьмя соседними атомами. Связь осуществляется силой взаимодействия между двумя электронами соседних атомов. При температуре абсолютного нуля все электроны связаны между собой и отсутствуют электроны, которые могли бы свободно перемещаться в кристаллической решетке. В таком состоянии полупроводник является изолятором. Однако если воздействовать какой-либо энергией, например падающим светом, корпускулярным излучением или тепловыми колебаниями, то некоторые из связей нарушаются. При этом возникают свободные электроны, которые могут перемещаться в кристаллической решетке. Кроме того, возникают «дырки». Под ними понимают те самые места в системе межатомных связей, в которых отсутствуют электроны, ставшие свободными. Эти дырки могут также перемещаться в кристалле в результате того, что электрон из соседней заполненной связи может перескочить в дырку, оставляя за собой дырку на новом месте, и т. д. Оказывается, что гораздо проще описать движение дырок, чем «прыгающих» электронов. Можно показать, исходя из квантовой теории и экспериментально, что дырки

ведут себя, как частицы, имеющие противоположный электрону заряд и равную с ним массу. Энергия, необходимая для образования пары, состоящей из электрона и дырки, составляет для германия  $0,75 \text{ эв}$  (электрон-вольт) и для кремния  $1,1 \text{ эв}$ .

### 11-15. СОБСТВЕННАЯ И ПРИМЕСНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Хотя средняя тепловая энергия электрона при комнатной температуре составляет только  $0,04 \text{ эв}$ , все же, хотя и с малой вероятностью, встречается электроны с высокой энергией, достаточной для образования пары. Возникающая таким образом проводимость называется собственной проводимостью полупроводника.

Обратный процесс, при котором электрон и дырка снова соединяются в кристаллической решетке, так называемая рекомбинация, наступает при наличии определенных электрических условий. В то время как скорость образования пар  $g(T)$  зависит только от температуры  $T$ , скорость рекомбинации пропорциональна концентрациям  $n$  и  $p$  соответственно свободных электронов и дырок. Если коэффициент рекомбинации обозначить через  $r$ , то справедливо равенство

$$g(T) = rn p. \quad (11-15)$$

Оно означает, что в равновесном состоянии произведение числа электронов и дырок в элементе объема полупроводника постоянно при данной температуре.

Далее следует

$$n p = \frac{g(T)}{r} = n_i^2. \quad (11-16)$$

Для случая собственной проводимости  $n = p = n_i$ ;  $n_i$  называют собственной плотностью (плотностью носителей заряда в чистом полупроводнике). Она составляет для германия при комнатной температуре ( $300^\circ \text{K}$ ) около  $2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , для кремния  $6,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

Проводимость  $\kappa$ , зависящая от плотности носителей зарядов, может быть определена по формуле

$$\kappa = e(n\mu_n + p\mu_p), \quad (11-17)$$

где  $e$  — заряд электрона;

$\mu_n$  — подвижность электронов, равная  $3900 \text{ см}^2 \cdot \text{в}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$  для германия и  $1900 \text{ см}^2 \cdot \text{в}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$  для кремния;

$\mu_p$  — подвижность дырок, равная  $1900 \text{ см}^2 \times \times \text{в}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$  для германия и  $425 \text{ см}^2 \times \times \text{в}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$  для кремния.

Удельное сопротивление, соответствующее собственной проводимости при  $300^\circ \text{K}$ , равно около  $50 \text{ ом} \cdot \text{см}$  для германия и  $63000 \text{ ом} \cdot \text{см}$  для кремния.

Иные соотношения получаются, если в кристаллическую решетку введены и статистически распределены примесные атомы элементов соседних групп периодической системы. Атомы пятой группы (например, As, Sb, Bi) имеют пять валентных электронов. Четыре из

них образуют связи в кристаллической решетке. Пятый не находит партнера в соседних атомах. Он может благодаря высокой диэлектрической проницаемости германия и кремния ( $\epsilon_{\text{Ge}}=16$ ,  $\epsilon_{\text{Si}}=14$ ) при очень малой энергии ( $\Delta W=0,01 \div 0,04 \text{ эв}$ ) отделиться от примесного атома и стать свободным электроном, обеспечивающим проводимость. Положительно заряженный ион остается на своем месте. Этот вид проводимости называется электронной проводимостью или проводимостью типа  $n$  (от слова negative — отрицательный, так как электроны являются носителями отрицательного заряда). Примесные атомы, которые способны отдавать электроны, называются донорами.

Атомы третьей группы периодической системы (например, Al, Ga, In) имеют по три валентных электрона. При внесении в германий у такого атома возникают незаполненные связи — дырки. Они также могут при подводе некоторой энергии отделяться от примесного атома, который становится отрицательно заряженным ионом. Таким образом возникает дырочная проводимость или проводимость типа  $p$  (от слова positive — положительный, так как носители заряда заряжены положительно). Такие примесные атомы называются акцепторами. Если имеются одновременно доноры и акцепторы, то проводимость падает, так как электроны рекомбинируются с дырками и выключаются из механизма проводимости.

Проводимость, обусловленную наличием примесей, называют примесной проводимостью. Концентрация примесных атомов в германии, используемом для изготовления диодов, составляет в большинстве случаев от  $10^{-6}$  до  $10^{-8}$  числа атомов основного материала.

### 11-16. p-n ПЕРЕХОДЫ

Для пояснения физики работы диодов, а также транзисторов, которые рассматриваются ниже, особое значение имеет электрическое поведение так называемого p-n перехода. Под последним понимают место в полупроводниковом монокристалле, в котором соприкасаются между собой области с проводимостями типа  $p$  и типа  $n$ . Такой p-n переход обладает выпрямляющим действием. Проведем воображаемый опыт (рис. 11-13), соединив вместе, в один кристалл, предварительно разъединенные области с разными типами проводимости. Тогда некоторые из преобладающих в  $n$ -области электронов и некоторые из преобладающих в  $p$ -области дырок будут диффундировать в область с противоположным типом проводимости. Так как ионы доноров и акцепторов, компенсирующие заряд подвижных носителей, остаются при этом на месте, то обе части кристалла заряжаются друг относительно друга до тех пор, пока не прекратится диффузия или, другими словами, пока диффузионный ток не будет скомпенсирован противоположно направленным током, создаваемым возникающим в результате диффузии электрическим полем. Образующееся в кристалле распределение концентрации подвижных носителей зарядов показано на

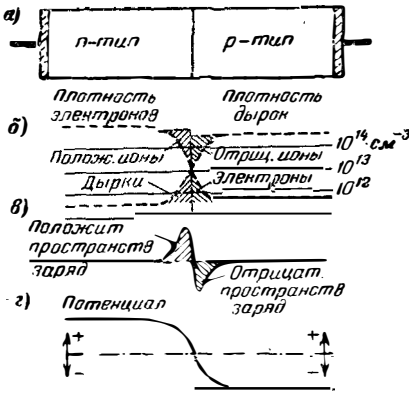


Рис. 11-13. Плотность носителей зарядов (б), пространственный заряд (в) и распределение потенциала (г) на p-n переходе (а).

рис. 11-13,б. В переходной зоне показана заштрихованная область, в которой ионизированные доноры или акцепторы электрически не компенсируются подвижными носителями. Возникающее распределение пространственного заряда представлено на рис. 11-13,в. На основе уравнения Пуассона это приводит к распределению потенциала, показанному на рис. 11-13,г.

Область *n* заряжается положительно по отношению к области *p*. Если эту разность потенциалов (контактную разность потенциалов), имеющую место в равновесном состоянии, еще более увеличить, а именно область *n* сделать еще более положительной по сравнению с областью *p*, то основные носители (носители, находящиеся в большинстве в данной области, т. е. электроны в области *n* и дырки в области *p*) еще дальше отойдут от перехода (границы областей). Переход обедняется носителями, и его сопротивление возрастает. При такой полярности p-n переход запирается. Неосновные носители, имеющиеся в обеих областях в незначительных количествах [см. уравнение (11-16)], вызывают протекание небольшого тока в запирающем направлении. Так как приложенное поле из-за наличия двух пространственных зарядов не проникает далеко в пограничные области полупроводников, неосновные носители могут перемещаться оттуда только в результате диффузии. Поэтому ток весьма мал и слабо зависит от приложенного напряжения. Предполагается при этом, что образованием электронно-дырочных пар в результате тепловых процессов также можно пренебречь. Это имеет место в хорошо сформированных кристаллах. Если напряжение указанной полярности еще более увеличивать, то при напряженности поля в слое между пространственными зарядами порядка  $2 \cdot 10^5 \text{ в/см}^{-1}$  возникает ток пробоя (явление Ценера). Этот ток состоит из электронов и дырок, которые смещены сильным полем с их мест в кристаллической решетке.

Направление пропускания соответствует подаче на область *p* положительного, а на область *n* отрицательного потенциала. Имеющиеся в избытке свободные носители зарядов протекают через переход

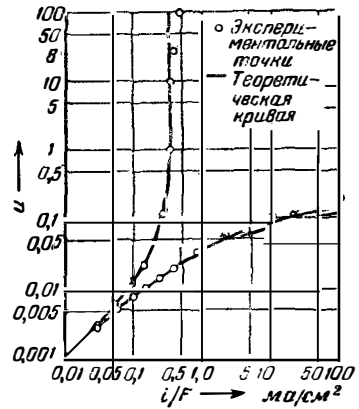


Рис. 11-14. Экспериментальная и расчетная вольт-амперные характеристики p-n перехода.

в обоих направлениях. Пространственные заряды и высокоомный промежуточный слой исчезают, и сопротивление становится на много порядков меньше, чем в запирающем направлении.

Зависимость тока от напряжения и температуры выражается формулой Вагнера [Л. 9]:

$$i = i_s [\exp(eu/kT) - 1], \quad (11-18)$$

где  $i$  — ток;  $i_s$  — ток насыщения в запирающем направлении;  $e$  — заряд электрона;  $u$  — приложенное напряжение;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура.

Электрические свойства плоскостного p-n перехода могут быть рассчитаны с большой точностью. Насколько хорошо согласуются теоретические и экспериментальные данные, показывает рис. 11-14. На нем представлены вольт-амперные характеристики p-n перехода, рассчитанные теоретически и полученные экспериментально.

В пропускном направлении рекомбинация носителей лишь в небольшой степени происходит в переходном слое, большая часть рекомбинаций происходила до перехода и за ним. Если вероятность рекомбинации мала, как это имеет место в случае ненарушенной решетки, то носители могут далеко проникать (на 1 мм и более) в область с другим типом проводимости, прежде чем они рекомбинируются.

## 11-17. ТОЧЕЧНЫЕ ДИОДЫ

Рассмотренная выше упрощенная картина работы p-n перехода с некоторыми ограничениями справедлива и для точечных диодов, принцип устройства которых показан на рис. 11-15. Можно считать, что в непосредственной близости от острия в результате формовки образуется область с проводимостью типа *p*, которая с остальным кристаллом, обладающим проводимостью типа *n*, образует p-n переход. Однако в связи с большой плотностью тока и влиянием поверхностных явлений на кристалле (адсорбция молекул) возникают некоторые отклонения от процессов в идеальном переходе. Разогрев контакта достигает  $100^\circ \text{C}$  на 1 вт подводимой мощ-



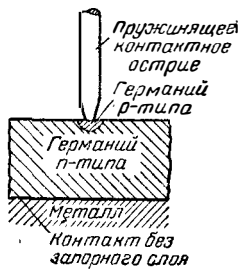


Рис. 11-15. Точечный диод.

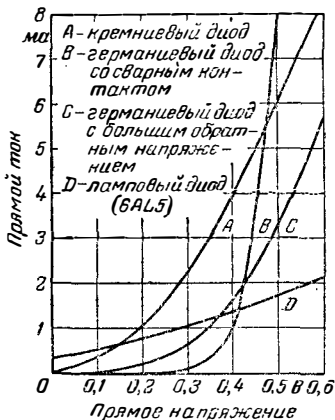


Рис. 11-16. Вольт-амперные характеристики лампового и полупроводниковых диодов вблизи нулевой точки (прямой ток).

ности. Время, по прошествии которого устанавливается равновесная температура после изменения тока через контакт, составляет от 1 до 2 мксек. В области непротекания тока p-n переход представляет собой конденсатор с емкостью от 0,01 до 1 мкф/см<sup>2</sup>. Так как в точечных диодах площадь перехода чрезвычайно мала, то их емкость лежит в пределах от 0,1 до 1 пф. Это свойство позволяет применять точечные диоды на самых высоких частотах.

По сравнению с ламповым диодом полупроводниковый диод имеет меньшие габариты, большую крутизну характеристик вблизи нуля и не требует накала. Большая крутизна характеристик диодов (рис. 11-16) делает эти диоды способными к выпрямлению весьма малых напряжений.

### 11-18. ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ И НА НИЗКИХ ЧАСТОТАХ

Свойства диодов на постоянном токе полностью характеризуют вольт-амперные характеристики и характеристики сопротивлений (рис. 11-17 и 11-18). Часто удовлетворяются знанием нескольких точек на характеристике, например прямого тока при напряжении 1 в и обратного тока

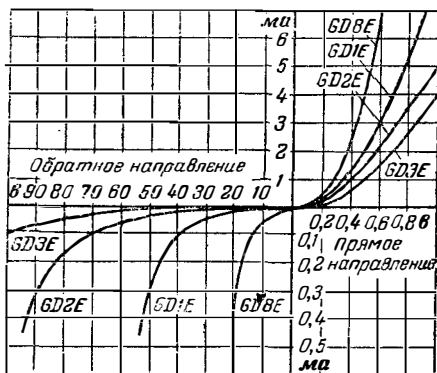


Рис. 11-17. Вольт-амперные характеристики некоторых диодов.

или обратного сопротивления при определенных напряжениях, как-то 5, 10 или 50 в.

В рабочей точке делают различие между сопротивлением постоянному току и сопротивлением для переменного тока, или динамическим сопротивлением. Сопротивление постоянному току равно отношению приложенного к диоду напряжения к протекающему через него току. Сопротивление для переменного тока, или динамическое сопротивление, равно отношению малого

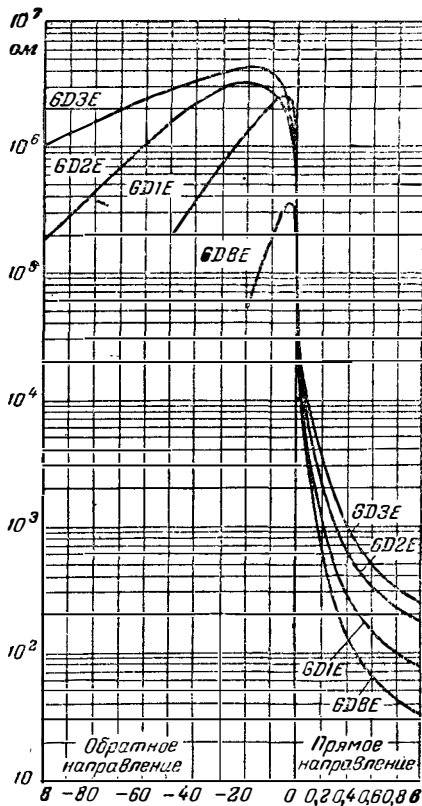


Рис. 11-18. Характеристики сопротивления некоторых диодов.

приращения напряжения к малому изменению тока, вызванному этим приращением. Оба сопротивления в общем случае отличаются друг от друга и зависят от положения рабочей точки.

Отношение динамических сопротивлений при равных напряжениях в прямом и обратном направлениях называют отношением выпрямления.

Отношение кривизны  $T$  к крутизне  $S$  характеристики в определенной рабочей точке называют постоянной выпрямления диода.

Особенностью полупроводниковых приборов является относительно сильная температурная зависимость; например, температурный коэффициент обратного сопротивления лежит между  $-2$  и  $-4\%$  на  $1^\circ\text{C}$ . Ниже  $0^\circ\text{C}$  и при высоких обратных напряжениях эта величина становится меньше и может даже принимать положительные значения. Сопротивление в прямом направлении зависит от температуры слабее.

### 11-19. ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Образование запирающего слоя связано с электронными процессами; все же при переходе от состояния запирающего к состоянию проводимости и наоборот иногда имеют место инерционные явления. Пропустим, как это показано на рис. 11-19, импульс тока через «инерционный» диод в пропускном направлении и проследим за возникающим на диоде напряжением. Мы получим показанную на рис. 11-19 справа кривую. Искажение формы импульса можно объяснить возникновением дырочного пространственного заряда, который при пропускном направлении тока образуется перед острием и еще более повышает проводимость, а после изменения направления тока на обратное должен быть сначала нейтрализован.

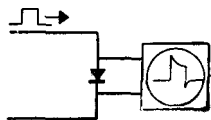


Рис. 11-19. Изменение формы импульса в результате инерционности диода.

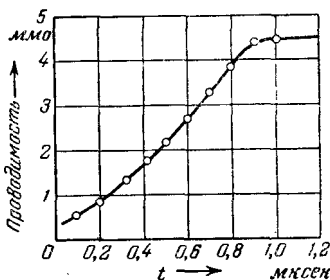


Рис. 11-20. Зависимость прямой проводимости от времени.



Рис. 11-21. Характеристики выпрямления (рабочие характеристики) диода.

Кривая, показывающая зависимость проводимости в прямом направлении от времени, приведена на рис. 11-20 [Л. 10].

У нормальных проводниковых диодов форма характеристики сильно зависит от частоты. Если частота настолько велика, что проводимость за время, равное половине периода, не может достигнуть установившегося значения, то кривизна характеристики получается меньшей. Снятие такой характеристики при очень высоких частотах становится трудным. Поэтому для оценки работы диода при очень высоких частотах пользуются характеристикой выпрямления или коэффициентом выпрямления.

Характеристика выпрямления (§ 16-6) представляет зависимость выпрямленного тока от приложенного к диоду постоянного напряжения при определенной частоте колебаний и пренебрежимо малом внешнем сопротивлении. Амплитуда переменного напряжения является параметром семейства кривых (рис. 11-21).

Коэффициент выпрямления определяется обычно по схеме, представленной на рис. 11-22. К полупроводниковому диоду подводят переменное напряжение различных частот, но одинаковой амплитуды, чаще всего 1 в (действующая)

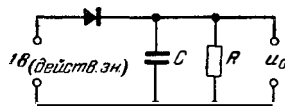


Рис. 11-22. Схема для измерения коэффициента выпрямления.

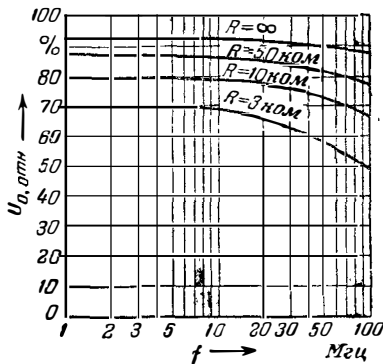


Рис. 11-23. Зависимость коэффициента выпрямления от частоты.

щее значение). Получаемое на выходе постоянное напряжение  $U_0$  является мерой протекающего по цепи выпрямленного тока. На рис. 11-23 показана зависимость этого напряжения от частоты, причем величина сопротивления  $R$  является параметром; видно, что на высоких частотах напряжение  $U_0$  и выпрямленный ток через сопротивление  $R$ , а вместе с ними и коэффициент передачи падают. Кремниевые диоды, предназначенные для работы на у. к. в., не имеют частотной зависимости до 1 000 Мгц.

Нелинейность характеристики делает полупроводниковые диоды пригодными для умножения и преобразования частоты. В последнем случае вводят понятие о коэффициенте передачи мощности преобразователя, который равен отношению мощности колебаний промежуточной частоты на нагрузке к подводимой к детектору высокочастотной мощности.

### 11-20. ТИПЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ

Эквивалентная схема полупроводникового диода показана на рис. 11-24. Здесь обозначено:  $R_1$  — сопротивление запорного слоя (обратное сопротивление) (от 50 ом до 10 Мом),  $R_2$  — прямое сопротивление (от 10 до 500 ом);  $C_1$  — емкость запор-

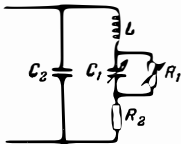


Рис. 11-24. Эквивалентная схема полупроводникового диода.

ного слоя (от 0,1 до 0,5 пф);  $C_2$  — емкость выводов и корпуса диода (от 0,3 до 1 пф);  $L$  — индуктивность пружинки и подводящих проводников (от 10 до 30 нгн).

Имеющиеся в эквивалентной схеме реактивные сопротивления, несмотря на их малость, проявляются в упомянутой выше инерционности диодов и в частотной зависимости мно-

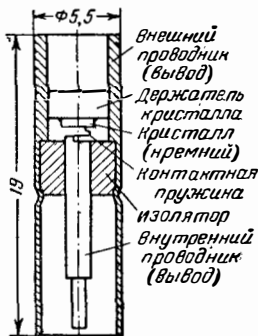


Рис. 11-25. Полупроводниковый диод для с. в. ч.

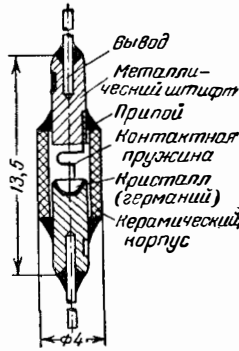


Рис. 11-26. Пример конструкции полупроводникового диода.

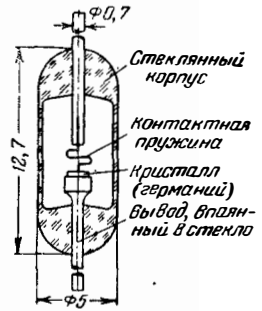


Рис. 11-27. Пример конструкции полупроводникового диода.

гих свойств диодов. Например, в обычных диодах, применяемых на волнах от 10 до 20 см, часто возникают вредные резонансные явления. Поэтому для сантиметрового диапазона имеются диоды специальной конструкции. В них собственные емкости и индуктивности значительно уменьшены или же вредное влияние этих реактивностей уменьшено применением коаксиальной конструкции. Пример подобного устройства показан на рис. 11-25. Нормальные конструкции, которые использу-

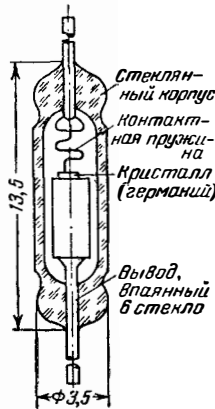


Рис. 11-28. Пример конструкции полупроводникового диода.

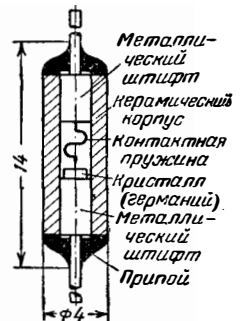


Рис. 11-29. Пример конструкции полупроводникового диода.

ются от самых низких частот до волн метрового диапазона, приведены на рис. 11-26—11-29.

Многообразные применения полупроводниковых диодов привели к разработке большого числа различных типов [Л. 11]. Выпускается много специальных типов диодов, а также диодов, подобранных парами и четверками; продолжается интенсивная разработка новых полупроводниковых диодов.

В табл. 11-6 приведены данные диодов некоторых типов.

Таблица 11-6

## Основные данные диодов некоторых типов

Тип	Наименьшее значение прямого тока при 1 в [ма]	Наименьшее значение обратного напряжения при 1 ма [в]	Наименьшее обратное сопротивление при указанном напряжении		Примечания
			[ком]	[в]	
Siemens RL 31	2	40	900	10	Универсальный диод для радиоприемников
Siemens RL 232	—	40	—	—	Двойной диод для схем сравнения
Siemens RL 43	2	80	900	10	Фиксирующий диод для телевизоров
Siemens RL41	—	20	—	—	Для детектора изображения в телевизорах
Siemens GD 1E	5	40	900	10	Универсальный диод
Siemens GD 2E	4	80	500	10	Универсальный диод
Siemens GD 3E	3	100	1 000	10	Универсальный диод
Siemens GD 5E	8	40	200	10	Для релейных схем
Siemens GD 7E	2	40	100—900	—	Диод для очень высоких частот
SAF DS 160a	10	—	80	40	Для измерений
SAF DS 161	3	80	400	40	
SAF DS 161s	25	80	670	40	Телевизионный
SAF DS 162	3	120	240	120	Для особых целей
SAF DS 1606	—	25	—	—	Телевизионный
Telefunken OA 150	4	70	200	10	Многоцелевой
Telefunken OA 160	4	25	50	10	Телевизионный
Telefunken OA 161	2	120	240	120	С высоким обратным напряжением
Telefunken OA 172	3	30	150	30	Парный диод для схем сравнения
Intermetall M 2150	2	150	330	100	
Intermetall M 6100	6	100	330	10	
Intermetall M 550	5	55	200	10	
Philips-Valvo OA 50	5	60	200	10	
Philips-Valvo OA 51	5	35	1 000	10	
Philips-Valvo OA 53	4	100	125	100	
Philips-Valvo OA 60	5	25	—	—	Телевизионный
Philips-Valvo OA 70	—	15	—	—	Телевизионный
Philips-Valvo OA 71	3	60	500	10	Фиксирующий телевизионный
Philips-Valvo OA 74	4	40	200	40	Многоцелевой

## Транзисторы

11-21. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ  
В ТРАНЗИСТОРАХ

Для грубого объяснения физических процессов в транзисторах можно воспользоваться приведенными в § 11-15 сведениями о полупроводниках (см. также [Л. 13—20]). Там указывалось, что в полупроводнике в равновесном состоянии произведение концентраций свободных электронов  $n$  и дырок  $p$  равно постоянной величине:

$$np = n_i^2 = \text{const.} \quad (11-19)$$

Если это равновесие нарушено введением в кристалл некоторого количества дырок или электронов, то через некоторое время они исчезнут в результате рекомбинации. Время, по истечении которого число носителей, отклонившихся от равновесного состояния («неравновесных носителей»), уменьшается в  $e$  раз, называется их временем жизни  $\tau$ . Оно связано с диффузионной длиной  $l$  и коэффициентом диффузии  $D$  выражением

$$l = \sqrt{D\tau}. \quad (11-20)$$

Диффузионная длина есть среднее расстояние, которое неравновесные носители успевают пройти (вследствие диффузии) за время жизни. Транзисторный эффект возможен в веществах, в которых проводимость обусловлена двумя видами носителей зарядов (основными и неосновными носителями) и в кото-

рых диффузионная длина неосновных носителей имеет некоторую минимальную величину (50—100 мк).

На рис. 11-30 показана схема эксперимента Шокли и Хэйнса с нитевым транзистором, служащая для объяснения явлений, происходящих в транзисторах. Если в этой схеме на электрод, названный эмиттером, подается положительный, очень короткий импульс, то на электроде, названном коллектором, возникают два импульса. Первый из них возникал бы и в том случае, если бы вместо германия было включено обычное сопротивление. Он соответствует по форме и длительности входному импульсу. Второй, размытый импульс, появляющийся на несколько микросекунд позже, возникает потому, что эмиттер «эмитировал» («и н ж е к т и р о в а л») в германий с проводимостью типа  $n$  дырки, кото-

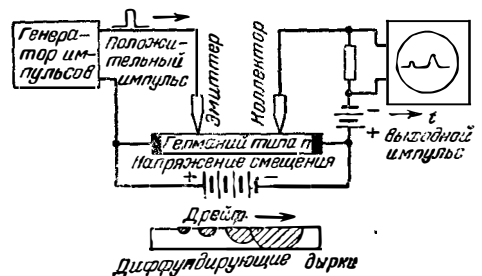


Рис. 11-30. Схема эксперимента с нитевым транзистором.

рые, как это и полагается положительно заряженным частицам, под влиянием приложенного поля устремляются направо. Скорость их дрейфа существенно меньше скорости распространения происшедшего изменения поля. Дырки (неосновные носители) могут преодолеть имеющийся у отрицательно заряженного коллектора запиорный слой, и в результате их поступления коллекторный ток возрастает. На пути к коллектору дырки диффундируют, расширяя занимаемую область, как это показано в нижней части рис. 11-30, и создают на коллекторе размытый импульс.

Этот эксперимент показывает следующее:

1. Положительно заряженное (в направлении пропускания) острое инжектирует дырки в германий типа *n*. (При германии типа *p* острое должно быть отрицательно; инжектируются избыточные электроны.)

2. Дырки ведут себя как положительно заряженные частицы (это подтверждается путем воздействия на полупроводник магнитным полем).

### 11-22. ТОЧЕЧНЫЙ ТРАНЗИСТОР

Если острия на рис. 11-30 сближены до расстояния порядка 50—100 мк, то напряжение, создающее дрейф, не играет никакой роли по сравнению с полями острив, и оно может отсутствовать. Два контакта на краях полупроводника можно свести в один. При этом получается схематически изображенный на рис. 11-31 точечный транзистор. Он состоит, например, из монокристалла германия типа *n* с габаритами 1,5×1,5×0,7 мм, с большим плоским контактом (без запиорного слоя), называемым базой, и двух острив из фосфористой бронзы, отстоящих друг от друга на 50—100 мк. На электрод, называемый эмиттером, подается напряжение в направлении пропускания, а на коллектор подается напряжение в направлении запиорания. Если к последнему приложено, например, напряжение от —10 до —30 в, то через образованный коллектором и базой диод протекает обратный ток, обычно меньший 1 ма.

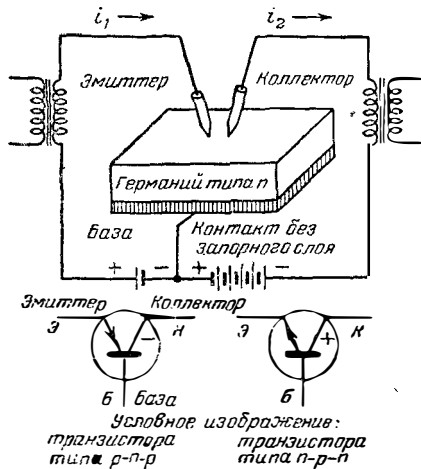


Рис. 11-31 Точечный транзистор (схематическое изображение).

Если через эмиттер пропустить ток в прямом направлении (направление пропускания), то он инжектирует, как показывает опыт с итвевым транзистором, дырки. В результате диффузии и воздействия поля дырки достигают коллектора, проходят запиорный слой (§ 11-16) и поступают в цепь коллектора. Там они могут вследствие высокого коллекторного напряжения произвести значительно большую работу, чем была необходима для получения эмиттерного тока, так что если даже изменения тока в цепи эмиттера и коллектора равны, то получится усиление мощности. Но в точечных транзисторах, кроме того, происходит усиление тока в цепи коллектора в 1,5—3 раза, а иногда и более. В результате обоих эффектов мощность, поступающая в цепь эмиттера, может быть усилена на 20—30 дб. Причина усиления тока пока не получала исчерпывающего объяснения.

Частотные свойства точечных транзисторов определяются временем пробега неосновных носителей от эмиттера до коллектора и влиянием пространственного заряда внутри транзистора. На частотах порядка 1 Мгц параметры транзистора (§ 11-26) становятся комплексными, а на частотах свыше 15—20 Мгц усилительные свойства вообще теряются; последнее не относится к новейшим специальным конструкциям.

Шумы точечных транзисторов зависят от нагрузки и, вообще говоря, очень высоки; они уменьшаются с ростом частоты *f* по закону 1/*f*. Физические причины такой закономерности еще мало изучены.

### 11-23. ПЛОСКОСТНОЙ ТРАНЗИСТОР

Плоскостной транзистор представляет собой монокристалл, в котором в результате специальной технологической обработки созданы три области с разными типами проводимости, как это схематически показано на рис. 11-32.

На образованный между базой и коллектором *p-n* переход подается напряжение полярности, соответствующей запиоранию, вследствие чего этот переход имеет высокое сопротивление. Если через *p-n* переход, образованный между эмиттером и базой, проходит ток в прямом направлении, то дырки из эмиттерной области с проводимостью типа *p* проходят в область базы с проводимостью типа *n*; если рекомбинация достаточно мала, а область базы очень тонкая, дырки проходят через запиорный слой в коллекторную область и втягиваются имеющимся там полем в цепь коллектора. В существующих плоскостных транзисторах в коллекторном запиорном слое не про-

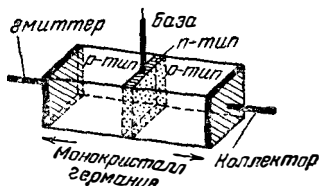


Рис. 11-32. Плоскостной транзистор (схематическое изображение).

исходит усиления тока. Усиление напряжения вследствие большого коллекторного сопротивления получается весьма большим, так что у современных плоскостных транзисторов обычно достигается усиление мощности на 30—40 дб.

Отсутствие точечных контактов придает этим транзисторам чрезвычайно высокую механическую прочность и надежность. Они выдерживают кратковременные перегрузки; некоторые серийные типы плоскостных транзисторов способны отдавать полезную мощность до 10 вт, а опытные образцы — до 100 вт. Плоскостные транзисторы работают при подводимой мощности ниже 1 мквт и входном напряжении менее 0,2 в. Шумы плоскостных транзисторов малы; они превышают мощность шумов идеального омического сопротивления на 5—20 дб. Вследствие большой емкости запорного слоя частотные границы плоскостных транзисторов часто лежат ниже, чем у точечных транзисторов. Путем введения второго электрода в область базы, уменьшением размеров и другими мерами удается повысить предельные частоты до 50—100 Мгц и более. Можно также путем схемных мероприятий компенсировать вредное влияние емкости запорного слоя и поднять частотные границы еще выше. В зависимости от способа изготовления плоскостные транзисторы носят название: тянутые, ступенчато-тянутые, сплавные, диффузионные и др.

Тянутые транзисторы получают путем медленного вытягивания монокристалла из расплава, в который последовательно вводят примеси донорные и акцепторные; при этом в монокристалле получаются зоны с разными типами проводимости. При изготовлении ступенчато-тянутых транзисторов в расплаве находятся одновременно определенным образом подобранные доноры и акцепторы. Необходимое чередование слоев с различной проводимостью достигается путем изменения скорости вытягивания кристалла из расплава. Из вытянутого кристалла нарезаются перпендикулярно слоям маленькие стерженьки, подобные показанному на рис. 11-32.

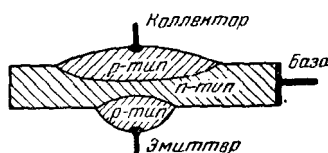


Рис. 11-33. Сплавной плоскостной транзистор.

Сплавные транзисторы получают следующим образом. На обе стороны германиевой шайбочки кладут таблетки вещества, имеющего проводимость обратного типа относительно проводимости германия. При кратковременном нагревании до 600—700°С эти таблетки сплавляются с германием и образуется показанное на рис. 11-33 расположение слоев с разными типами проводимости.

## 11-24. ФОТОДИОД ТИПА *p-n*, ФОТОТРАНЗИСТОР ТИПА *n-p-n*

Необходимые для управления запорным слоем неосновные носители могут образовываться и при воздействии света. Если облучить запертый *p-n* переход светом определенной длины волны, то в полупроводнике под действием световых квантов образуются пары свободных электронов и дырок. Из этих двух типов носителей зарядов те, которые являются неосновными, могут вследствие своей полярности преодолеть запорный слой и повысить ток перехода. Падающий свет играет здесь такую же роль, как эмиттер в нормальных транзисторах. Такое устройство поэтому называют фототранзистором типа *p-n* или правильнее фотодиодом типа *p-n*. Отличительными особенностями фотодиода являются малые размеры и малый диапазон чувствительности. Максимальная чувствительность фотодиода приблизительно совпадает с максимумом энергии излучения лампы накаливания; поэтому чувствительность при освещении лампой накаливания весьма высока: от 30 до 40 ма/лм. Простая схема включения и кривые абсолютной и спектральной чувствительности фотодиода типа *p-n* приведены на рис. 11-34.

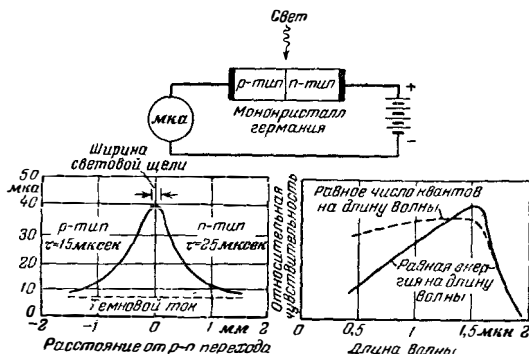


Рис. 11-34. Чувствительность в разных точках и спектральная чувствительность фотодиода *p-n* (типа TP50).

Конструкция и вольт-амперные характеристики приведены на рис. 11-35. При переменном освещении фототок следует безынерционно за изменением интенсивности освещения на частотах, достигающих 100 кГц.

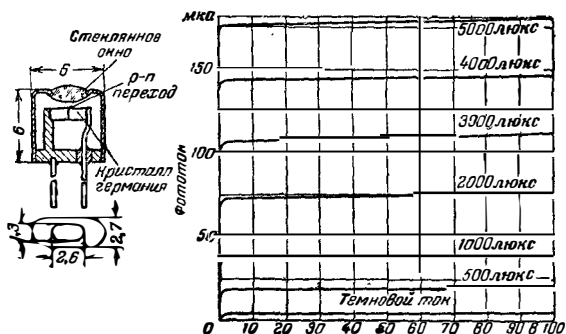


Рис. 11-35. Конструкция и характеристика фотодиода (типа TP50).

В 10—20 раз большую чувствительность имеют фототранзисторы типа *n-p-n*. Светочувствительной областью у них является *n-p-n* переход, подобный показанному на рис. 11-32, но без вывода базы. Граничные частоты таких транзисторов лежат около 15 кГц.

**11-25. ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРОВ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ**

В зависимости от условий применения для характеристики транзистора можно использовать разные параметры, однако в выборе системы параметров достаточного единообразия в литературе еще нет. Транзистор можно использовать в шести различных схемах вклю-

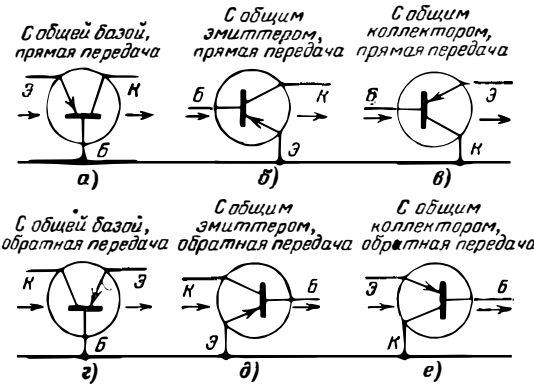


Рис. 11-36. Схемы включения транзистора.

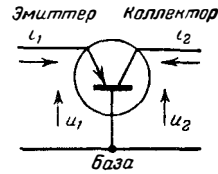


Рис. 11-37. Принятые обозначения токов и напряжений транзистора.

чения. Их различают в зависимости от того, какой из электродов транзистора является общим для входной и выходной цепей; кроме того, каждая из трех схем может быть использована в двух направлениях — прямом и обратном (рис. 11-36). Обычно токи и напряжения и их направления обозначают так, как показано на рис. 11-37. Вследствие того, что в транзисторах существует сильное взаимное влияние различных токов и напряжений, для характеристики поведения транзистора на постоянном токе требуется по крайней мере два семейства характеристик, в которых должны участвовать все четыре величины:  $i_1$ ,  $u_1$ ,  $i_2$ ,  $u_2$ . Для точечных транзисторов чаще всего дается четыре семейства вольт-амперных характеристик для схемы с общей базой (рис. 11-38). Для плоскостных транзисторов чаще всего даются входные и выходные характеристики для схемы с общей базой и для схемы с общим эмиттером (рис. 11-39 и 11-40).

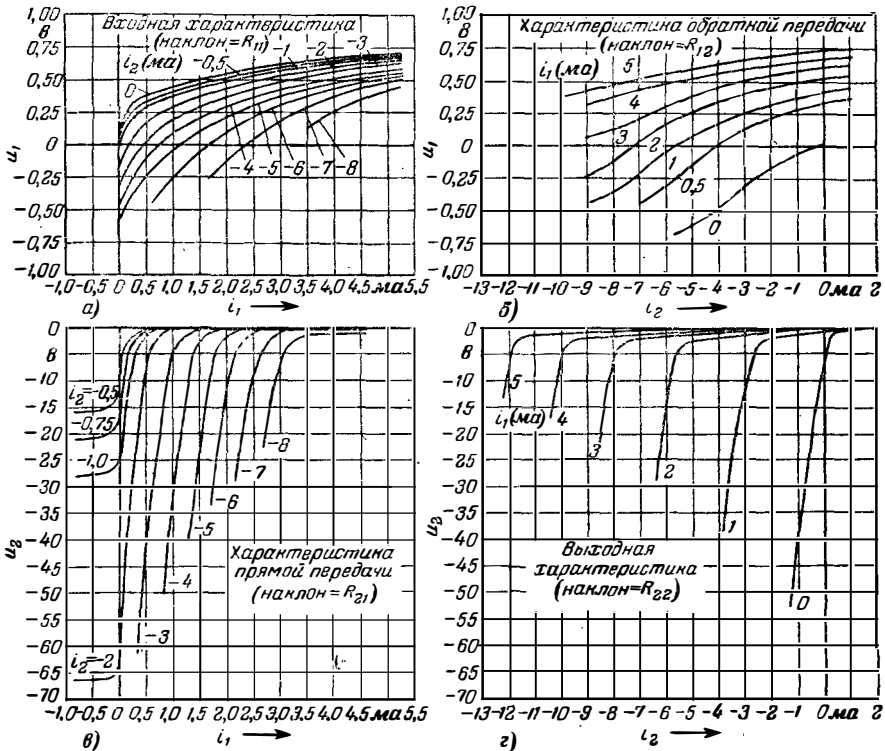


Рис. 11-38. Семейства характеристик точечного транзистора (типа TS 33).

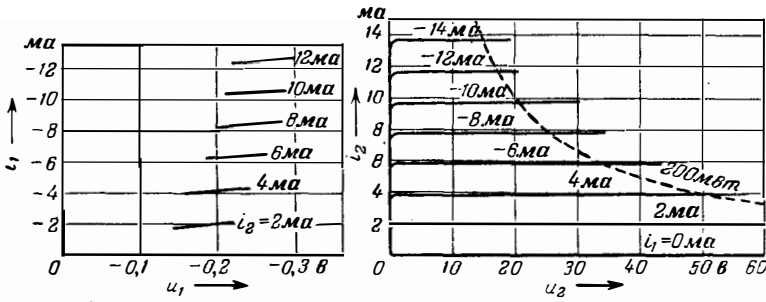


Рис. 11-39. Входные и выходные характеристики тянутого плоскостного транзистора (типа TF71) в схеме с общей базой.

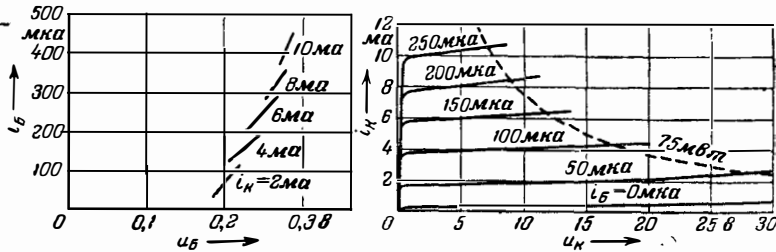


Рис. 11-40. Входные и выходные характеристики тянутого плоскостного транзистора (типа TF71) с общим эмиттером.

**11-26. ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРОВ  
ДЛЯ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА  
ПРИ МАЛЫХ АМПЛИТУДАХ**

Характеристики транзистора аналитически могут быть представлены следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= f_1(i_1, i_2); \\ u_2 &= f_2(i_1, i_2). \end{aligned} \right\} \quad (11-21)$$

Для описания поведения транзистора при малых амплитудах и низких частотах достаточно уравнение (11-21) разложить в ряд Тэйлора и пренебречь членами высших порядков.

Если рабочая точка определена постоянными токами  $i_{10}$  и  $i_{20}$ , то амплитуды наложенных малых токов и напряжений могут быть определены из выражений

$$U_1 = \left( \frac{\partial u_1}{\partial i_1} \right)_{i_{20}} I_1 + \left( \frac{\partial u_1}{\partial i_2} \right)_{i_{10}} I_2; \quad (11-22)$$

$$U_2 = \left( \frac{\partial u_2}{\partial i_1} \right)_{i_{20}} I_1 + \left( \frac{\partial u_2}{\partial i_2} \right)_{i_{10}} I_2 \quad (11-23)$$

или при другой записи

$$U_1 = R_{11}I_1 + R_{12}I_2; \quad (11-24)$$

$$U_2 = R_{21}I_1 + R_{22}I_2. \quad (11-25)$$

Здесь входное сопротивление при разомкнутом выходе

$$R_{11} = \left( \frac{\partial u_1}{\partial i_1} \right)_{i_{20}}; \quad (11-26)$$

сопротивление обратной передачи при разомкнутом входе

$$R_{12} = \left( \frac{\partial u_1}{\partial i_2} \right)_{i_{10}} \quad (11-27)$$

является мерой обратного действия выходного тока на входное напряжение.

Сопротивление прямой передачи при разомкнутом выходе

$$R_{21} = \left( \frac{\partial u_2}{\partial i_1} \right)_{i_{20}} \quad (11-28)$$

является мерой действия входного тока на выходное напряжение.

$$R_{22} = \left( \frac{\partial u_2}{\partial i_2} \right)_{i_{10}} \quad (11-29)$$

есть выходное сопротивление при разомкнутом входе.

Матрицей уравнений (11-24) и (11-25) и указанием соответствующей рабочей точки полностью определяется поведение транзистора при малых переменных токах низкой частоты. Для описания поведения транзистора при более высоких частотах эти уравнения могут быть представлены в более общем виде, для чего действительные  $R$ -параметры должны быть заменены комплексными  $Z$ -параметрами. Эквивалентная схема для этого случая приведена на рис. 11-41,а.

При измерении  $R$ -параметров плоскостных транзисторов возникают трудности из-за низкой величины входного сопротивления и высокой — выходного сопротивления. Поэтому

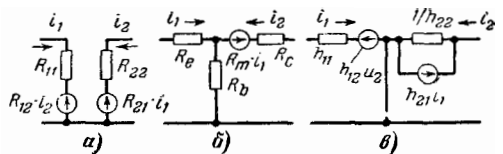


Рис. 11-41. Эквивалентные схемы транзистора.



в последнее время для характеристик плоскостных транзисторов стали применять другие параметры, которые могут быть легче определены экспериментально. Решение уравнений (11-24) и (11-25) относительно  $U_1$  и  $I_2$  дает:

$$U_1 = \frac{\Delta}{R_{22}} I_1 + \frac{R_{12}}{R_{22}} U_2 = h_{11} I_1 + h_{12} U_2;$$

$$I_2 = -\frac{R_{21}}{R_{22}} I_1 + \frac{1}{R_{22}} U_2 = h_{21} I_1 + h_{22} U_2,$$

где  $\Delta = R_{11}R_{22} - R_{12}R_{21}$ . В матричном представлении эти уравнения имеют вид:

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ U_2 \end{pmatrix}. \quad (11-30)$$

Величины  $h$  (так называемые  $h$ -параметры или гибридные параметры) имеют следующий смысл (для схемы с общей базой):

$h_{11}$  — входное полное сопротивление при короткозамкнутом выходе;

$h_{12}$  — коэффициент обратного усиления по напряжению при разомкнутом входе;

$h_{21} = k_{12}$  — коэффициент прямого усиления по току при короткозамкнутом выходе;

$h_{22}$  — выходная полная проводимость при разомкнутом входе.

Эквивалентная схема, соответствующая  $h$ -матрице, показана на рис. 11-41,а. Часто пользуются также эквивалентной схемой, представленной на рис. 11-41,б. Взаимосвязь параметров различных эквивалентных схем видна из табл. 11-7, а примерные величины этих параметров — из табл. 11-8.

Таблица 11-7

**Связь между параметрами различных систем**

$R_{11} = h_{11} - \frac{h_{12}h_{21}}{h_{22}} = R_e + R_b$	$h_{11} = \frac{\Delta^*}{R_{22}}$
$R_{12} = \frac{h_{12}}{h_{22}} = R_b$	$h_{12} = \frac{R_{12}}{R_{22}}$
$R_{21} = -\frac{h_{21}}{h_{22}} = R_m + R_b$	$h_{21} = \frac{R_{21}}{R_{22}}$
$R_{22} = \frac{1}{h_{22}} = R_c + R_b$	$h_{22} = \frac{1}{R_{22}}$

$\Delta^* = (R_{11}R_{22} - R_{12}R_{21})$ .

Таблица 11-8

**Примерные значения параметров различных систем (TF71)**

$h_{11} = 30 \text{ ом}$	$R_{11} = 145 \text{ ом}$	$R_e = 25 \text{ ом}$
$h_{12} = 0,45 \cdot 10^{-4}$	$R_{12} = 120 \text{ ом}$	$R_b = 120 \text{ ом}$
$h_{21} = 0,95$	$R_{21} = 1,4 \text{ Мом}$	$R_m = 2,4 \text{ Мом}$
$h_{22} = 0,4 \text{ мксек}$	$R_{22} = 2,5 \text{ Мом}$	$R_c = 2,5 \text{ Мом}$

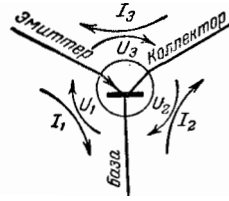


Рис. 11-42. Симметричное определение направлений токов и напряжений транзистора.

Все приведенные выше системы параметров транзисторов имеют тот недостаток, что при переходе от одной схемы включения к другой получаются несимметричные формулы, вывод которых затруднителен. Путем несколько иного определения переменных токов и напряжений, указанного на рис. 11-42, удается для всех схем включения получить симметричные соотношения. Для постоянных токов можно использовать старые определения (рис. 11-37), так как режим работы транзистора по постоянному току и определение его поведения на переменном токе обычно представляют собой две совершенно различные проблемы.

Для переменного тока вводятся три независимых друг от друга контурных тока  $I_1, I_2, I_3$  и три напряжения  $U_1, U_2, U_3$ . Составляются три линейных уравнения (11-31)—(11-33), которым соответствует матричное уравнение (11-34):

$$U_1 = R_{11}I_1 + R_{12}I_2 + R_{13}I_3; \quad (11-31)$$

$$U_2 = R_{21}I_1 + R_{22}I_2 + R_{23}I_3; \quad (11-32)$$

$$U_3 = R_{31}I_1 + R_{32}I_2 + R_{33}I_3; \quad (11-33)$$

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{pmatrix}. \quad (11-34)$$

По определению токи не зависят друг от друга. Кроме того, все напряжения на транзисторе остаются неизменными, если все токи изменяются в одинаковое число раз. Отсюда следует, что суммы строк и столбцов матрицы равны нулю. Получается следующая система уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \rightarrow R_{11} + R_{12} + R_{13} &= 0; \\ \rightarrow R_{21} + R_{22} + R_{23} &= 0; \\ \rightarrow R_{31} + R_{32} + R_{33} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (11-35)$$

Из этих шести уравнений только пять являются независимыми, так что из 9 элементов матрицы должны быть известны 4 независимых  $R$ -параметра, чтобы остальные могли быть рассчитаны. В качестве примера приводится матрица плоскостного транзистора (величины в омах):

Плоскостной транзистор (TF71)

$$\begin{pmatrix} 146 & -120 & -25 \\ -2,4 \cdot 10^6 & 2,5 \cdot 10^6 & -0,1 \cdot 10^6 \\ 2,4 \cdot 10^6 & -2,5 \cdot 10^6 & 0,1 \cdot 10^6 \end{pmatrix}.$$

Чтобы получить уравнения для определенной схемы включения, необходимо только один из токов, указанных на рис. 11-42, положить равным нулю. Пусть, например, в схеме с общей базой  $I_3=0$ ; тогда  $I_1$  — ток эмиттера,  $I_2$  — ток коллектора. В матричном уравнении (11-34) при этом можно пренебречь всеми членами, умножаемыми на  $I_3$ , т. е. вычеркнуть весь третий столбец. Третья строка в этом случае также оказывается излишней, и для схемы с общей базой получаются уравнения

$$\begin{vmatrix} U_1 \\ U_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} I_1 \\ I_2 \end{vmatrix}. \quad (11-36)$$

Внешне они подобны уравнениям (11-24) и (11-25), но различие заключается в том, что теперь величины  $R_{12}$  и  $R_{21}$  являются отрицательными. Если в уравнении (11-34) вычеркнуть вторую строку и второй столбец, то получаются уравнения для схемы с общим эмиттером (рис. 11-36,б):

$$\begin{vmatrix} U_1 \\ U_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} R_{11} & R_{13} \\ R_{31} & R_{33} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} I_1 \\ I_3 \end{vmatrix}. \quad (11-37)$$

Аналогично получаются уравнения для схемы с общим коллектором (рис. 11-36,в) путем вычеркивания первой строки и первого столбца:

$$\begin{vmatrix} U_2 \\ U_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} R_{22} & R_{23} \\ R_{32} & R_{33} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} I_2 \\ I_3 \end{vmatrix}. \quad (11-38)$$

Детерминанты

$$\Delta = \begin{vmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} R_{11} & R_{13} \\ R_{31} & R_{33} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} R_{22} & R_{23} \\ R_{32} & R_{33} \end{vmatrix} \quad (11-39)$$

для всех трех схем имеют одно и то же значение.

Поэтому  $\Delta$  используется как параметр транзистора, служащий для оценки стабильности; если  $\Delta < 0$ , то транзистор в режиме короткого замыкания неустойчив, что может иметь место у точечных транзисторов. У более стабильных плоскостных транзисторов  $\Delta$  всегда  $> 0$ .

С помощью трех аналогичных уравнений (11-36) — (11-38) можно одним и тем же путем рассчитать все необходимые электрические параметры транзистора для любой схемы включения. Формулы различаются только индексами, а именно (по сравнению со схемой с общей базой) — в схеме с общим эмиттером впереди вместо 2 ставится 3, в схеме с общим коллектором вместо 1 ставится 2, вместо 2 ставится 3. При работе в обратном направлении оба индекса меняются местами.

Для схемы с общей базой при использовании обозначений, приведенных на рис. 11-43, ниже даются значения наиболее часто употребляемых параметров. Входное сопротивление

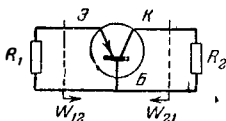


Рис. 11-43. Обозначения некоторых сопротивлений транзистора.

при прямой передаче (равно выходному сопротивлению при обратной передаче) определяется выражением

$$W_{12} = R_{11} - \frac{R_{12}R_{21}}{R_{22} + R_2}. \quad (11-40)$$

При разомкнутом выходе (при холостом ходе)

$$(W_{12})_{х.х} = R_{11}. \quad (11-41)$$

При коротком замыкании на выходе

$$(W_{12})_{к.з} = \frac{\Delta}{R_{22}}. \quad (11-42)$$

Выходное сопротивление при прямой передаче (равно входному сопротивлению при обратной передаче):

$$W_{21} = R_{22} - \frac{R_{21}R_{12}}{R_{11} + R_1}. \quad (11-43)$$

При разомкнутом входе

$$(W_{21})_{х.х} = R_{22}. \quad (11-44)$$

При коротком замыкании на входе

$$(W_{21})_{к.з} = \frac{\Delta}{R_{11}}. \quad (11-45)$$

Средние геометрические значения сопротивлений холостого хода и короткого замыкания дают оба внешних характеристических сопротивления.

Внешнее характеристическое сопротивление прямой передачи

$$Z_{12} = \sqrt{\Delta \frac{R_{11}}{R_{22}}}. \quad (11-46)$$

Внешнее характеристическое сопротивление обратной передачи

$$Z_{21} = \sqrt{\Delta \frac{R_{22}}{R_{11}}}. \quad (11-47)$$

При подключении этих сопротивлений транзистор дает максимальное усиление по мощности

$$g_{12} = \left( \frac{R_{21}}{\sqrt{\Delta + \sqrt{R_{11}R_{22}}}} \right)^2. \quad (11-48)$$

При нагрузке на произвольное сопротивление  $R_2$  получается усиление мощности

$$\left| \frac{U_2 I_2}{U_1 I_1} \right| = \frac{R_{21}^2 R_2}{R_{11} R_2^2 + R_2 (\Delta + R_{11} R_{22}) + \Delta R_{22}}. \quad (11-49)$$

Усиление транзистора по току равно:

$$\frac{I_2}{I_1} = - \frac{R_{21}}{R_{22} + R_2}. \quad (11-50)$$

При  $R_2 = 0$  получается усиление по току при коротком замыкании  $K_{12}$ , которое часто используется как параметр транзистора,

$$K_{12} = - \frac{R_{21}}{R_{22}}. \quad (11-51)$$

Усиление по напряжению равно:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{R_{21}}{R_{11} + \frac{\Delta}{R_2}} \quad (11-52)$$

и при холостом ходе:

$$\left(\frac{U_2}{U_1}\right)_{x,x} = \frac{R_{21}}{R_{11}} \quad (11-53)$$

Изложенная выше методика пригодна и для более сложных транзисторных схем, например для схемы, приведенной на рис. 11-44. Здесь в подводящих проводах и между электродами включены сопротивления, которые могут быть и комплексными. Для участков схемы между точками 4, 5 и 6 применимы следующие уравнения, соответствующие уравнениям (11-31)—(11-34):

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{R_{11} + \frac{\Delta}{R_2} + \frac{\Delta}{R_3}}{D} + R_4 + R_5 & \frac{R_{12} - \frac{\Delta}{R_3}}{D} - R_5 & \frac{R_{13} - \frac{\Delta}{R_2}}{D} - R_4 \\ \frac{R_{21} - \frac{\Delta}{R_3}}{D} - R_5 & \frac{R_{22} + \frac{\Delta}{R_1} + \frac{\Delta}{R_3}}{D} + R_5 + R_6 & \frac{R_{23} - \frac{\Delta}{R_1}}{D} - R_6 \\ \frac{R_{31} - \frac{\Delta}{R_2}}{D} - R_4 & \frac{R_{32} - \frac{\Delta}{R_1}}{D} - R_6 & \frac{R_{33} + \frac{\Delta}{R_1} + \frac{\Delta}{R_2}}{D} + R_4 + R_6 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{pmatrix} \quad (11-54)$$

$$D = 1 + \frac{R_{11}}{R_1} + \frac{R_{22}}{R_2} + \frac{R_{33}}{R_3} + \left(\frac{1}{R_1 R_2} + \frac{1}{R_1 R_3} + \frac{1}{R_2 R_3}\right) \Delta \quad (11-55)$$

Уравнение (11-54) может быть использовано в большинстве транзисторных схем; следует лишь полагать некоторые из сопротив-

лений на рис. 11-44 равными нулю или бесконечности. С помощью этой матрицы можно рассчитывать так же, как и с помощью уравнения (11-34); можно также пользоваться выведенными из (11-34) формулами с соответствующим изменением R-параметров. Примененные там определения параметров транзисторов могут быть распространены на более сложные транзисторные схемы.

### 11-27. ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРОВ ДЛЯ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА ПРИ БОЛЬШИХ АМПЛИТУДАХ

Режим «больших» амплитуд используется прежде всего в переключающих схемах. Поясним принцип действия таких транзисторных схем. Для этой цели используем схему, показанную на рис. 11-45, и снятую

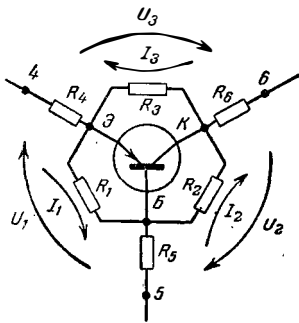


Рис. 11-44. Транзистор с параллельными и последовательными сопротивлениями.

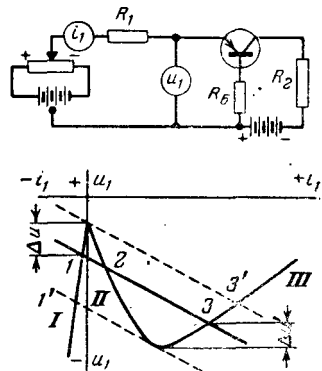


Рис. 11-45. Действие переключающего транзистора.

с ее помощью вольт-амперную характеристику, представляющую зависимость эмиттерного напряжения от тока эмиттера для точечного транзистора (нижний рисунок). При отрицательном напряжении на эмиттере (запорное направление) рабочая точка находится на участке I. Через эмиттер протекает весьма малый обратный ток. При уменьшении отрицательного смещения эмиттера (при достаточном

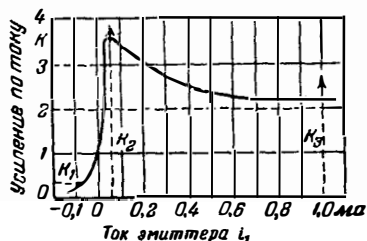


Рис. 11-46. Зависимость усиления по току от тока эмиттера (TS33).

отрицательном напряжении на коллекторе) положительный ток эмиттера начнет протекать еще до того, как эмиттерное напряжение станет равным нулю. Как показано на рис. 11-46, при малых положительных токах эмиттера имеет место большое усиление тока. Это приводит к сильному росту тока коллектора и создает ладение напряжения на внутреннем и внешнем сопротивлении базы, что в свою очередь повышает напряжение на эмиттере. Ток эмиттера при этом еще больше растет и т. д. Режим становится неустойчивым. Рабочая точка переходит на падающий участок II. Увеличение тока происходит до тех пор, пока напряжение на коллекторе резко снизится и усиление по току упадет.

При дальнейшем росте тока эмиттера напряжение на эмиттере опять повышается вследствие влияния падения напряжения на сопротивлениях базы и эмиттера. Рабочая точка при этом находится на участке III кривой рис. 11-45. Включив в цепь эмиттера соответствующее сопротивление, можно добиться того, чтобы нагрузочная прямая, соответствующая этому сопротивлению, пересекала вольт-амперную характеристику в трех точках. Точки 1 и 3 устойчивы, точка 2 неустойчива. Если у транзистора, находящегося в состоянии I, повысить эмиттерное напряжение на  $\Delta u$ , то схема перебросятся в состояние 3', а затем, если восстановить первоначальное напряжение, перейдет в состояние 3. Если в этом состоянии эмиттера напряжение кратковременно понизит на  $\Delta u'$ , то транзистор через 1' перейдет опять в состояние I. Таким образом, можно с помощью импульсов напряжения переключать схему из одного состояния в другое. Подобные же процессы переключения можно получить в схемах с общим эмиттером и общим коллектором.

Для описания свойств переключающих транзисторов приводят либо семейство характеристик, как на рис. 11-38, либо некоторые наиболее характерные точки в трех рабочих областях I, II и III. В области I, когда транзистор находится в «выключенном» состоянии, желательно иметь высокие обратные сопротивления эмиттера и коллектора.

В области III транзистор «включен» и при определенных токах эмиттера и коллектора коллекторное напряжение должно быть возможно меньшим. Часто для трех рабочих областей приводят еще коэффициенты усиления по току ( $K_1$ ,  $K_2$  и  $K_3$  на рис. 11-46). Дополнительно для переключающих транзисторов приводится величина, позволяющая уста-

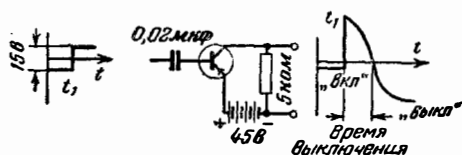


Рис. 11-47. Измерение времени выключения переключающего транзистора.

новить, насколько быстро осуществляется переход из области I в область III. Вследствие влияния пространственного заряда и конечной скорости носителей зарядов время пробега носителей от одного электрода до другого имеет величину от 0,2 до 4 мксек. Часто указываемое «время выключения» определяется следующим образом: до подачи внешнего импульса (схема рис. 11-47) от эмиттера к коллектору протекает определенный ток покоя. Если на базу поступает положительный импульс, то ток коллектора быстро нарастает, так как вблизи коллектора имеется еще достаточное количество носителей (дырок), инжектированных эмиттером. Одновременно прекращается дальнейшее поступление носителей. Имеющиеся дырки частично рекомбинируются, а частично стекают в цепь коллектора, и ток резко падает. Время, протекающее от момента начала импульса до момента достижения током своей прежней величины, называется временем выключения.

На низких частотах параметры транзисторов действительны, при более высоких частотах они становятся комплексными. Основной причиной этой частотной зависимости наряду с небольшим влиянием коллекторной емкости является время пробега носителей зарядов от эмиттера к коллектору. Частоту, на которой усиление тока падает на 3 дБ по сравнению с усилением на низких частотах, называют предельной частотой усиления по току.

Существенным недостатком транзисторов является температурная зависимость, которая обусловливается увеличением собственной проводимости с ростом температуры. На рис. 11-48 и 11-49 приведены выходные характеристики

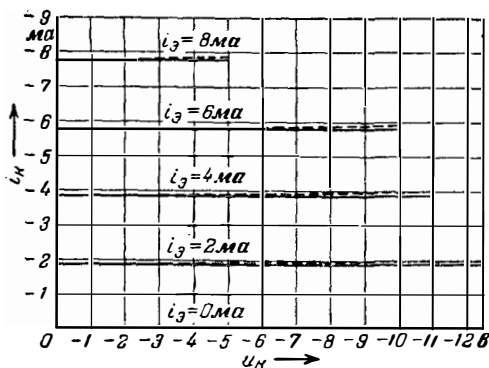


Рис. 11-48. Выходные характеристики сплавного плоскостного транзистора (TF65) в схеме с общей базой при различных температурах. — 20° С; - - - 60° С.

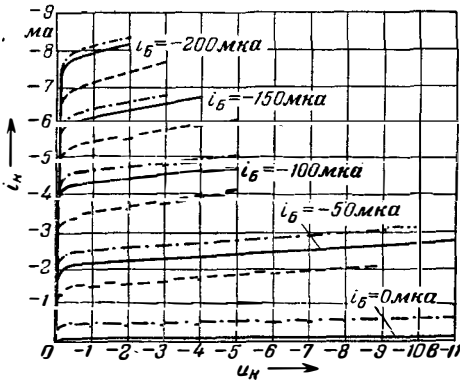


Рис. 11-49. Выходные характеристики сплавного плоскостного транзистора (TF65) в схеме с общим эмиттером при различных температурах. — 20° С; - - - 40° С; - · - 60° С.

сплавного транзистора типа *p-n-p* (TF 65) в схемах с общей базой и общим эмиттером при различных температурах.

11-28. ПРИМЕНЕНИЯ ТРАНЗИСТОРОВ

На рис. 11-50 показаны примеры конструкции транзисторов. В табл. 11.9 приведены данные транзисторов некоторых типов

При применении транзисторов часто возникают две задачи. Первая заключается в обеспечении определенных показателей по переменному току; при этом оказывается возможным в некоторой мере использовать опыт, имеющийся в области ламповых схем. Другая задача заключается в обеспечении такого питания по постоянному току, чтобы необходимые рабочие точки оставались стабильными. Эта задача облегчается тем обстоятельством, что стабилизация тока эмиттера или базы стабилизирует также ток коллектора.

В примере, приведенном на рис. 11-51, напряжение  $U_{0B}$  выбрано существенно больше, чем это требуется для питания эмиттера. При

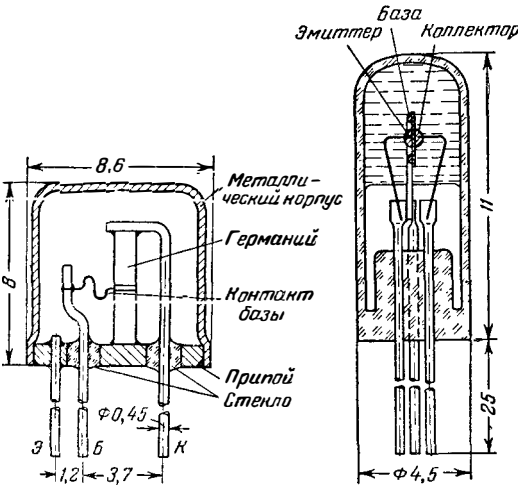


Рис. 11-50. Конструкция плоскостных транзисторов TF71 и TF65.

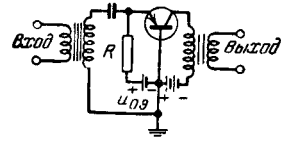


Рис. 11-51. Стабилизация рабочей точки транзистора с помощью дополнительного сопротивления *R*.

этом добавочное сопротивление *R* должно быть выбрано настолько большим, чтобы ток эмиттера определялся главным образом этим сопротивлением, а не свойствами транзистора.

Так как входное и выходное сопротивления транзисторов сильно отличаются друг от друга, то между усилительными каскадами часто используется трансформаторная связь. Если при этом постоянный ток транзистора протекает по обмотке трансформатора, то подмагничивание заставляет увеличивать размеры трансформаторов и терять преимущества, связанные с малогабаритностью транзисторов. Способ обхода этого затруднения показан на рис. 11-52. На нем изображен двухкаскадный

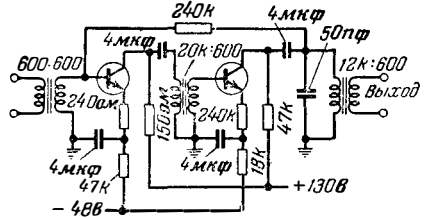


Рис. 11-52. Питание транзисторов через дополнительные сопротивления.

усилитель, у которого питание коллекторов производится через добавочные сопротивления, а трансформаторы защищены от постоянного тока разделительными конденсаторами. Однако при этой схеме к. п. д., составляющий при чисто трансформаторном включении примерно 50%, падает до 8% или даже ниже.

При двухтактном включении также устраняется подмагничивание трансформатора. Третий метод, пригодный только для плоскостных транзисторов, показан на рис. 11-53. Для питания по постоянному току усилительного транзистора  $T_1$  используется дополнительный транзистор  $T_2$ , который действует как цепь малого сопротивления для постоянного тока и большого сопротивления — для переменного.

Дальнейшие возможности открываются при использовании симметричности транзисторов типов *n-p-n* и *p-n-p*. На рис. 11-54 приведена схема двухкаскадного двухтактного усилителя с плоскостными транзисторами.

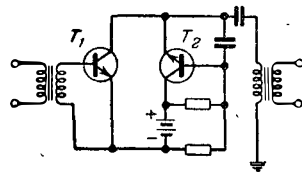


Рис. 11-53. Питание постоянным током через дополнительный транзистор.

## Основные данные транзисторов некоторых типов

Тип	Режим по постоянному току в схеме с общей базой (Б) и в схеме с общим эмиттером (Э): а) нормальный, б) максимальный				Коэффициент усиления по току	Параметры четырехполосника для переменного тока	Предельная частота усиления по току ( $M_{2\alpha}$ ). Время выключения ( $mксек$ )	Коэффициент шума	Максимальная мощность рассеяния в схеме с общей базой (Б) и общим эмиттером (Э)	Вид транзистора
	$U_{01}$ [в]	$i_{01}$ [мА]	$u_{12}$ [в]	$i_{02}$ [мА]						
Siemens TS33 Philips-Valvo OC51	а)	0 1	-40 -2	-1,5 -2		$R_{11} \approx 300 \text{ ом}$ $R_{12} \approx 150 \text{ ом}$ $R_{21} \approx 25 \text{ ком}$ $R_{22} \approx 12 \text{ ком}$ $h_{11} = 20 \dots 45 \text{ ом}$ $h_{22} < 2 \text{ мкМО}$	0,5 мксек			Точечный транзистор для схем переключения
SAF VS 201 Siemens TF71	б) — 100 а)	15	-100 4,5	-15 1	0,94—0,98		0,5—1,2 Мгц	20	(Б) 120	Тянутый плоскостной транзистор <i>п-р-п</i>
Siemens TF70	б) а)		(Б) 60 (Э) 25 4,5	25 25 1	0,88—0,94	$h_{11} = 20-45 \text{ ом}$ $h_{22} < 2 \text{ мкМО}$	0,3—0,8 Мгц	25	(Б) 200 (Э) 75	Тянутый плоскостной транзистор <i>п-р-п</i>
Siemens TF65	б) а)		(Б) 60 (Э) 30 -4,5	25 25 -1	0,95—0,99	$h_{11} = 30 \text{ ом}$ $h_{22} < 2 \text{ мкМО}$	0,5—1,5 Мгц	< 20	(Б) 200 (Э) 100	Сплавной плоскостной транзистор <i>п-р-п</i>
Philips-Valvo OC70	б) а)	10 0,5	-12 -2	-10	0,968	$h_{11} = 71 \text{ ом}$ $h_{12} = 4 \cdot 10^{-4}$ $h_{22} = 0,7 \text{ мкМО}$		10—18	10	Сплавной плоскостной транзистор <i>р-п-р</i>
Philips-Valvo OC 71	б) а)		-4,5 -2	-10	0,979	$h_{11} = 17 \text{ ом}$ $h_{12} = 6,5 \cdot 10^{-4}$ $h_{22} = 1,6 \text{ мкМО}$		10—25	6	Сплавной плоскостной транзистор <i>р-п-р</i>
Telefunken OC 601	б) а)		-4,5 -4,5	-10	0,9—0,94	$h_{11} = 30-50 \text{ ом}$ $h_{22} = 0,5-2 \text{ мкМО}$	0,25—0,6 Мгц	5—40	6	Сплавной плоскостной транзистор <i>р-п-р</i>
Telefunken OC 602	б) 20 а)		-20 -4,5	-20	0,95—0,98	$h_{11} = 30 \dots 50 \text{ ом}$ $h_{22} < 2 \text{ мкМО}$		30	50	Сплавной плоскостной транзистор <i>р-п-р</i>
SAF OC 110	б) 20 а)		-20 -10	-1	0,90—0,95	$h_{11} = 80-100 \text{ ом}$ $h_{12} = 4-5 \cdot 10^{-4}$ $h_{22} = 0,5-2 \text{ мкМО}$	0,3 Мгц	20	50	Сплавной плоскостной транзистор <i>р-п-р</i>
SAF OC 120	б) а)		-20 -10	-10 -1	0,95—0,97	$h_{11} = 70-90 \text{ ом}$ $h_{12} = 4-5 \cdot 10^{-4}$ $h_{22} = 0,33-1 \text{ мкМО}$	0,3 Мгц	< 20		Сплавной плоскостной транзистор <i>р-п-р</i>
SAF OC 130	б) а)		-20 -10	-10 -1	> 0,97	$h_{11} = 60-80 \text{ ом}$ $h_{12} = 4-5 \cdot 10^{-4}$ $h_{22} = 0,33-1 \text{ мкМО}$	0,3 Мгц	< 20		Сплавной плоскостной транзистор <i>р-п-р</i>
Siemens TP 50	б)	5—50 а	-20	-10						Фотодиод <i>р-п</i>

30 ма/лм

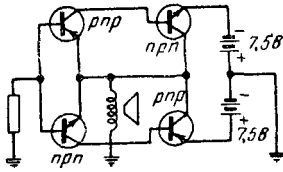


Рис. 11-54. Двухтактный усилитель с симметричными транзисторами.

Путем соответствующего выбора сопротивлений и подключения емкостей или индуктивностей можно на переключающих транзисторах получить схемы с одним устойчивым состоянием или автоколебательные схемы. В первом случае рабочая точка через определенное (регулируемое) время после приложения запускающего импульса снова возвращается в устойчивое положение. Во втором случае возникают релаксационные колебания. При этом могут быть получены импульсы длительностью до 0,2 мксек при частоте повторения до 1 Мгц. Особенно стабильную и легко регулируемую схему можно получить, комбинируя плоскостные транзисторы типов *n-p-p* и *p-n-p*, пример чего показан на рис. 11-55.

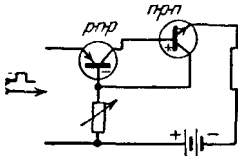


Рис. 11-55. Работа транзисторов *n-p-p* и *p-n-p* в схеме переключения.

Если в переключающем транзисторе установить постоянные токи таким образом, чтобы входное сопротивление было отрицательным, то его можно использовать для компенсации затухания.

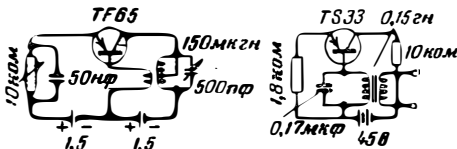


Рис. 11-56. Схемы генераторов на транзисторах.

Условия генерации синусоидальных колебаний хорошо известны из ламповой техники. Поэтому ограничиваемся здесь приведением двух генераторных схем на транзисторах (рис. 11-56).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Sachse H., Siemens-Z., 1939, 19, 214—218.
2. Becker J. A., Green C. B., Pearson G. L., Transact. Electr. Engrs, 1946, 65, 711—725.
3. Weise E., Technische Halbleitwiderstände, Leipzig, 1949.
4. Stöckmann F., Krautz E.,

- Meyer W., Weise E., в Justi, Leitfähigkeit und Leitungsmechanismus fester Stoffe, Göttingen, 1948, 167—186.
5. DRP 757999 и Stöckmann F., Naturw., 1951, 38, 151—154.
6. Verwey E. J. W., Haaijman P. W., Romeijn F. C., Chem. Weekbl., 1948, 44, 705.
7. Welker H., Naturforschung, 1953, 8a, 284—291.
8. Lueder H., Spenke E., Z. techn. Phys., 1935, 16, 373.
9. Wagner C., Phys. Z., 1931, 32, 641.
10. Einsele Th., Z. angew. Phys., 1952, 4, 183—185.
11. Stürzinger O., Bull. schweiz. elektrotechn. Ver., 1952, № 2.
12. Torrey H., Whitmer Ch., Crystall rectifiers, New York, 1948, см. [Л. 22].
13. Spenke E., Elektronische Halbleiter, Berlin, 1954.
14. Shockley, Electrons and holes in semiconductors with applications to transistor electronics, New York, 1950, см. [Л. 25].
15. Chea, Principles of transistor circuits, New York, 1953, см. [Л. 43].
16. Strutt M. J. O., Transistoren, Wirkungsweise, Eigenschaften und Anwendung, Zürich, 1954, см. [Л. 32].
17. Proc. Inst Rad. Engrs., N. Y., 1952, 40, № 11.
18. Malsch, Beneking, Arch. elektr. Übertrag., 1951, 5, 139, 425, 476 и Arch. elektr. Übertrag., 1952, 6, 73, 333.
19. Roessler, ETZ, 1952, 73, 338.
20. Heywang, Henker, Z. Elektrochem., 1954, 58, № 5, 283.
21. Иоффе А. Ф., Электронные полупроводники, Гостехиздат, 1933.
22. Кристаллические детекторы, изд. «Советское Радио», 1950.
23. Хениш Г., Полупроводниковые выпрямители, изд. ИЛ, 1951.
24. Пумпер Е. Я., Кристаллические диоды и триоды, Госэнергоиздат, 1953.
25. Шошли В., Теория электронных полупроводников, изд. ИЛ, 1953.
26. Адирович Э. И., Электрическое сопротивление твердых тел, изд. «Знание», 1953.
27. Кристаллические выпрямители и усилители, под ред. Калашникова С. Г., изд. «Советское Радио», 1954.
28. Веселов М. Г., Элементарная квантовая теория атомов и молекул, Гостехиздат, 1955.
29. Федотов Я. А., Кристаллические триоды, Госэнергоиздат, 1955.
30. Иоффе А. Ф., Полупроводники, изд. АН СССР, 1955.
31. Вассер Ж. П., Схемы на полупроводниковых приборах, изд. «Советское Радио», 1956.
32. Стретт М., Полупроводниковые приборы, Госэнергоиздат, 1956.
33. Гольдреев И. Г. и Рогинский В. Ю., Нелинейные сопротивления, Госэнергоиздат, 1956.
34. Кобленц А. и Оуэнс Г., Транзисторы—теория и применения, изд. ИЛ, 1956.
35. Гершзон Е. В. и Николаевский И. Ф., Полупроводниковые триоды в схе-

мах радиовещательной и телевизионной аппаратуры, Госэнергоиздат, 1957.

36. Ко не в Ю. И., Кристаллические триоды в устройствах автоматического управления, изд. «Советское Радио», 1957.

37. А ди ро в ич Э. И., Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов, Гостехиздат, 1957.

38. Жу з е В. П. и Ре г е л ь А. Р., Технические применения эффекта Холла, Ленинград, 1957.

39. Ио ф ф е А. Ф., Физика полупроводников, изд. АН СССР, 1957.

40. Пе тр о в И. Н., Полупроводниковые приборы, Воениздат, 1957.

41. Ш и Р. Ф., Усилители звуковой частоты на полупроводниковых триодах, изд. ИЛ, 1957.

42. Су ба ш и е в В. К., Полупроводниковые диоды и триоды, Ленинград, 1957.

43. Ш и Р., Полупроводниковые приборы и их применение, Госэнергоиздат, 1957.

44. Ра й т Д. А., Полупроводники, изд. ИЛ, 1957.

45. Ше ф т е л ь И. Т., Термосопротивления, Физматгиз, 1958.

46. Ло у, Э н д р ю с и др., Основы полупроводниковой электроники, изд. «Советское Радио», 1958.

47. Со м и н с к и й М. С., Полупроводники, Лениздат, 1958.

48. Да н л э п У., Введение в физику полупроводников, изд. ИЛ, 1959.

49. Полупроводниковые термосопротивления, Сборник статей под ред. Сотскова Б. С., Госэнергоиздат, 1959.

50. Полупроводниковая электроника, Сборник статей под ред. Шамшура В. И., Госэнергоиздат, 1959.

51. Ми д д л б р у ж, Введение в теорию транзисторов, Атомиздат, 1960.

52. Ма с л о в А. А., Электронные полупроводниковые приборы, Госэнергоиздат, 1960.

53. Полупроводниковые приборы и их применение, Сборник статей под ред. Федотова Я. А., вып. 1—5, изд. «Советское Радио», 1956—1960.



## РАЗДЕЛ 12

# ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ, КОНСТРУКЦИИ И ХАРАКТЕРИСТИКИ

## Конструкции электронных ламп

### 12-1. КОНСТРУКЦИИ КАТОДОВ

Наиболее простым и старейшим катодом для усилительных ламп является накаленная вольфрамовая проволока. Но вольфрамовый катод расходует сравнительно большую мощность накала на единицу тока эмиссии (ток насыщения) и поэтому его применение в настоящее время невелико. Он встречается почти исключительно в генераторных лампах большой мощности. Присутствие на эмиттирующей поверхности металла с меньшей, чем у вольфрама, работой выхода, такого, как торий или барий, заметно повышает ток насыщения, приходящийся на единицу мощности накала. Только при применении этих металлов стал возможным переход от катодов прямого накала, у которых эмиттирует поверхность самой накаливаемой проволоки, к катодам косвенного накала. У последних подогреватель (накаливаемая проволока) служит только для подогрева окружающего его металлического зерна, на внешней поверхности которого находится эмиттирующий слой из смеси оксидов бария (BaO) и стронция (SrO) со следами свободного бария (Ba). Подобные катоды именуются оксидными.

В то время как вольфрамовый катод готов к работе сразу же после установки его в лампе, катоды из торированного вольфрама и оксидные катоды необходимо подвергать специальной термической обработке для того, чтобы создать эффективный эмиттирующий слой. Эта обработка называется активированием. Она производится частично во время откачки лампы, частично во время тренировки последней после отпайки.

**Торированный (Th) вольфрамовый (W) катод** (пленочный катод) употребляется как прямонакальный. Вольфрамовая проволока в этом случае содержит около 1,5% тория, который вводится в виде  $\text{ThO}_2$ . При активировании эта проволока около 2 мин прокаливается при температуре 2800° К для того, чтобы восстановить Th из  $\text{ThO}_2$ . Затем в течение 20 мин снижают температуру до 2100° К. При этой температуре торий испаряется с поверхности проволоки медленнее, чем он диффундирует на поверхность из глу-

бины проволоки, и на поверхности проволоки создается эмиттирующий слой из тонкой ториевой пленки. Рабочая температура торированного вольфрамового катода обычно равна около 1900° К.

Для уменьшения испарения тория и его чувствительности к ионной бомбардировке проволоку из торированного вольфрама карбидируют путем прокалывания в парах углеводородов. При этом создается оболочка из карбида вольфрама, которая по толщине достигает 30% радиуса проволоки.

**Оксидный катод** [Л. 16] используется и как прямонакальный и как катод косвенного накала. В первом случае его применение ограничивается лампами, рассчитанными на работу с малыми мощностями накала, например лампами для батарейных приемников. Значительно шире применяются оксидные катоды косвенного накала. Имеются три основные разновидности этих катодов: а) обычные оксидные катоды; б) спеченные (синтерированные); в) металлокапиллярные (Л-катоды). В полости катода, имеющего форму трубочки или колпачка (рис. 12-1), находится изолированный подогреватель из вольфрамовой проволоки. Нити подогрева придана форма бифилярной двойной спирали (рис. 12-2) для того, чтобы сосредоточить в минимальном объеме большую мощность накала и чтобы уменьшить величину магнитного поля подогревателя в области эмиттирующего слоя. Наряду с другими веществами в качестве изолятора широко применяется алунд (окись алюминия  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), который наносится на вольфрамовую проволоку либо опрыскиванием суспензией, либо же с помощью электрофореза. Затем нанесенный слой прокаливается в водороде при температуре от 1800 до 2000° К, чем и завершается изготовление подогревателя. Теперь он может быть размещен в полости катода. Алунд должен быть особо чистым для того, чтобы обеспечить хорошую изоляцию между подогревателем и катодом при рабочей температуре подогревателя (1100—1600° К). Присадкой 1% окиси бериллия можно повысить изоляционные свойства алунда на 30—40%.

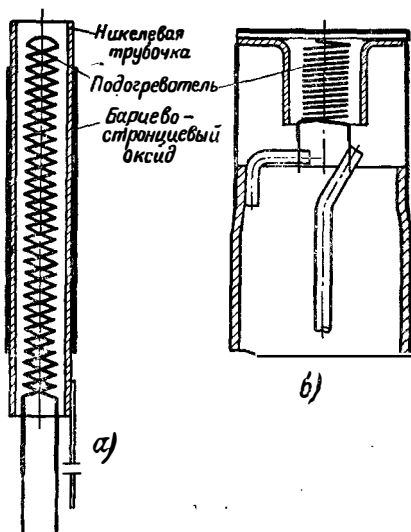


Рис. 12-1. Конструкции оксидных катодов.  
а — для приемно-усилительных ламп; б — для сверхвысоко-частотных триодов

Обычный оксидный катод (рис. 12-1), применяемый, например, в приемно-усилительных лампах, состоит из тонкостенной (150—250 мк) никелевой трубочки или колпачка (у электронно-лучевых трубок), на которые нанесен слой толщиной от 30 до 100 мк, состоящий из смеси 50% (молекулярный вес) окисла бария и 50% окисла стронция. Незначительные примеси в никеле, например магния (<0,07%), алюминия (<0,1%), кремния (<0,25%) или вольфрама (<6%), являются необходимыми. Они восстанавливают Ва из ВаО, благодаря чему катод и приобретает хорошие эмиссионные свойства. Из упомянутых веществ магний значительно испаряется уже при рабочей температуре катода, и поэтому, если содержание его в катоде достаточно велико, то на остальных электродах и изоляторах может осадиться нежелательный слой магния. Нужно также учитывать, что магний и кремний в процессе работы лампы образуют с окисью бария плохо проводящий слой между никелевым керном и оксидным слоем; при кремнии этот слой имеет большее сопротивление, чем при магнии. Во время работы лампы этот слой действует в цепи катода подобно сопротивлению с параллельно включенной емкостью и создает отрицательную обратную связь, которая снижает усиление на высоких частотах [Л. 194, 202]. Восстановительные свойства вольфрама ниже, чем у других примесей. Поэтому катоды из никеля с добавкой вольфрама (4%) необходимо активировать несколько

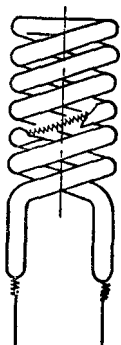


Рис. 12-2. Бифилярная двойная спираль, покрытая вольфрамом.

дольше, чем с примесью магния, но эти катоды особенно пригодны для ламп, рассчитанных на большой срок службы. Оксиды бария и стронция неустойчивы при пребывании на воздухе. Под воздействием водяных паров и углекислоты они превращаются в гидроксиды и карбонаты. Поэтому при изготовлении катодов используют карбонаты, которые при нагревании во время отточки лампы превращаются в оксиды. Смесь из карбонатов бария и стронция наносится либо намазыванием, либо методом погружения, либо же методом электрофореза, который также именуется катафорезом, так как при этом керн катода играет роль отрицательного полюса. Метод погружения особенно пригоден для прямонакальных катодов. Во время активирования (создания эмитирующего слоя) катода на откачном посту его нагревают в течение нескольких минут при температуре 1500°К для того, чтобы перевести карбонаты в оксиды. Затем температуру снижают примерно до 1200°К и начинают отбирать ток от катода. При этом все остальные электроды соединяются вместе и на них подается соответствующее напряжение. Вначале ток бывает небольшим, но потом постепенно по мере улучшения вакуума он растет и достигает требуемой окончательной величины. Рабочая температура обычного оксидного катода лежит в пределах от 1000 до 1100°К в соответствии с требуемой плотностью тока эмиссии.

Сетчатые и спеченные (синтерированные) катоды предназначены для работы при больших напряженностях поля, большом эмиссионном токе и длительном сроке службы катода. Сетчатые катоды изготавливаются путем укрепления на никелевом керне катода никелевой сетки с последующим нанесением на нее оксидной пасты. Спеченный катод изготавливается спеканием нанесенного на его керн измельченного никелевого порошка с последующим покрытием бариево-стронциевым карбонатом. Слой никелевого порошка действует аналогично сетке и придает оксидному слою большую прочность и проводимость; одновременно увеличивается поверхность соприкосновения ВаО—SrО с Ni, что ведет к более интенсивному возникновению свободного Ва. Эти типы катодов применяются в магнетронах, работающих в импульсном режиме.

Применяется также смешивание бариево-стронциевого карбоната с 50—70% никелевого порошка и нанесение этой смеси на керн катода. По своим свойствам этот тип спеченного катода лежит между обычным оксидным катодом и Л-катодом. Его рабочая температура равна 1100—1200°К.

Металло-капиллярные катоды, иногда называемые Л-катодами (катоды Лемменса), отличаются способностью допускать большую плотность тока эмиссии ( $a/cm^2$ ), отсутствием искрения и нечувствительностью к ионной бомбардировке. На рис. 12-3 показаны два варианта конструкции таких катодов [Л. 195—197]. Молибденовый керн катода имеет две полости, в большей из которых помещается подогреватель, а в меньшей — смесь бариевого и стронциевого карбонатов. Закрывается меньшая полость колпачком из пори-

Рис. 12-3. Конструкция металлокапиллярных катодов. а — с подогревателем; б — с смесью карбонатов.

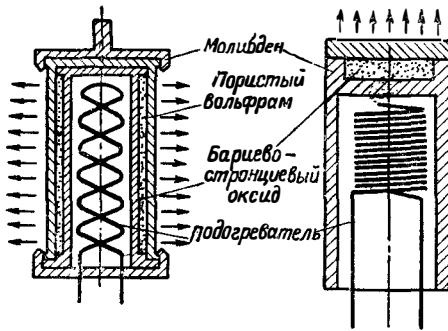


Рис. 12-3. Конструкция двух типов металло-капиллярных катодов (Л-катодов).

стого вольфрама. При активировании катод сперва прогревается при температуре 1500° К для того, чтобы бариево-стронциевый карбонат перевести в оксид. После этого температура повышается и начинается отбор тока. Когда ток устанавливается, катод считается готовым. Рабочая температура металло-капиллярного катода лежит в пределах 1200—1500° К.

Во время работы катода Ва диффундирует из резервуара с ВаО и SrO сквозь поры вольфрамового колпачка на эмиттирующую поверхность. Если при перегрузке катода произойдет истощение бария на поверхности, то при дальнейшей нормальной работе достаточное количество бария снова диффундирует на нее и нормальные эмиссионные свойства катода восстановятся. Так как колпачку из пористого вольфрама можно придать очень ровную поверхность, то эти катоды часто применяются для ламп с весьма малыми расстояниями между сеткой и катодом.

**Импрегнированный (пропитанный) катод** является новой разновидностью Л-катода. В нем отсутствует специальная полость для оксида щелочноземельного металла, который непосредственно вводится в вольфрамовую губку. Губка содержит около 5% окиси бария либо в виде карбоната, либо в виде смеси нормального и основного алюминатов бария. Алюминат имеет то преимущество перед карбонатом, что при активировании катода он не выделяет никакого газа. Это позволяет сократить время откатки. Кроме того, достоинства-

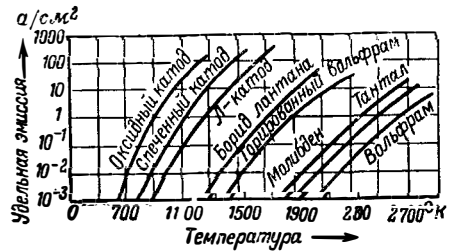


Рис. 12-4. Удельная эмиссия катодов различных типов в зависимости от температуры.

ми импрегнированного катода являются то, что у него меньше мощность накала, затрачиваемая на 1 а тока эмиссии, а также более низкая рабочая температура. При 1000° С можно получить ток эмиссии 8 а/см² [Л. 198, 199].

**Полиборидный катод** состоит из соединения бора с щелочноземельным или редкоземельным металлом в форме МВ<sub>6</sub> [Л. 200]. Наибольшую эмиссию дает гексаборид лантана LaB<sub>6</sub>. КERN катода изготовляют из тантала и на его поверхности создают тонкий слой карбида тантала, который должен противодействовать диффузии бора в катод при работе катода. Так как борид плохо держится на катодной поверхности, то при плоском катоде необходимо лепешку боридов специально крепить по краям. У катода, имеющего форму проволоки, на катод навивается более тонкая проволока таким образом, чтобы между отдельными витками оставались промежутки, равные диаметру проволоки. Эти промежутки заполняются боридом. Катод спекается в вакууме при 2000° К в течение 15—60 мин.

Полиборидный катод не чувствителен к ионной бомбардировке и имеет длительный срок службы при высокой рабочей температуре и при большой плотности тока эмиссии. Он не разрушается на воздухе. При разборке лампы, в которой катод уже работал, его можно переставить в другую лампу, так как он снова активируется при температуре 1750—1900° К.

В табл. 12-1 и на рис. 12-4 приведены данные катодов наиболее распространенных типов.

Таблица 12-1

Данные некоторых распространенных типов катодов [Л. 201]

Тип катода	Максимальная удельная эмиссия в рабочих условиях [а/см²]	Ток эмиссии в а/см² на 1 вт мощности накала	Отравляемость	Устойчивость в отношении искрения	Устойчивость в отношении бомбардировки быстрыми ионами
Вольфрам	1	0,006	Малая	Хорошая	Хорошая
Торированный вольфрам	2	0,070	Большая	Хорошая	Плохая
Оксидный катод при работе на постоянном токе	0,2 (0,5)	0,25	Большая	Плохая	Хорошая в течение короткого времени
Оксидный катод в импульсном режиме	50	20,00	Большая	Довольно хорошая	Хорошая в течение короткого времени
Л-катод	300	10,00	Малая	Отличная	Отличная

## 12-2. СТЕКЛО, МЕТАЛЛ И КЕРАМИКА В ПРОИЗВОДСТВЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП

**Стекло.** Широкое применение стекла в производстве ламп объясняется той легкостью, с которой ему можно придать ту или иную форму. Стекло сплавается с металлом, является хорошим изолятором и вполне подходит для изготовления вакуумных колб. У ламп небольшой мощности, к которым принадлежит большинство приемно-усилительных ламп, электродная система размещается в стеклянной колбе. В ряде случаев стекло является только частью вакуумплотной оболочки и обеспечивает должную изоляцию между электродами. Подобным образом оно применяется в крупных генераторных лампах, где большое количество тепла, выделяющееся на их анодах, требует водяного или воздушного охлаждения, а также в специальных лампах, в частности в лампах, работающих на частотах выше 500 Мгц. Многообразие применений стекла в производстве ламп обусловило ряд требований к его физическим свойствам [Л. 203, 204].

Если стекло сплавается с металлом, то их температурные коэффициенты линейного расширения должны быть по возможности близкими для того, чтобы в стекле при изменениях температуры не возникали механические напряжения, могущие повести к его разрушению. Различные коэффициенты линейного расширения допустимы лишь тогда, когда спай таков, что в стекле могут возникать только сжимающие усилия, либо же металл так мягок, что может легко деформироваться, давая стеклу возможность расширяться в нужном направлении. Подобные условия имеют место, когда стекло сплавается с тонкостенными медными деталями.

Коэффициент линейного расширения медленно увеличивается при росте температуры почти до точки превращения, затем его рост становится более быстрым. На рис. 12-5 показаны кривые зависимости линейного расширения некоторых сортов стекол от температуры.

При работе лампы к различным местам стеклянного спаи прикладываются постоянные или переменные напряжения. Стекло должно обеспечивать наилучшую изоляцию и в местах, лежащих в переменном поле, иметь минимальный угол потерь на рабочей частоте. Большой угол потерь может снизить

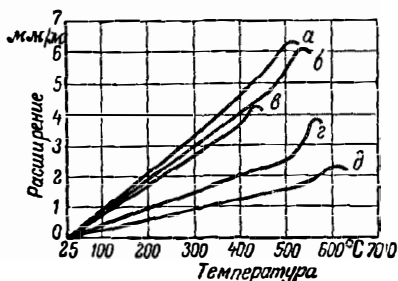


Рис. 12-5. Линейное расширение стекла некоторых сортов.  
а — LR (Пур); б — магниезильное 105 (Осрам); в — М-123а (Осрам); г — 911б (Осрам) и 1447-115 (Шотт); д — пирекс.

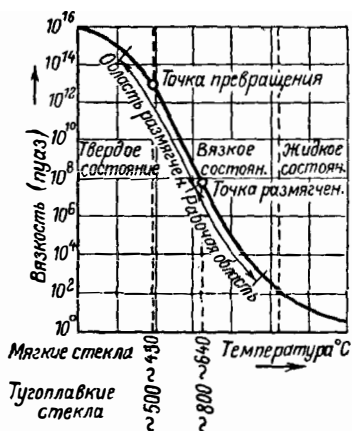


Рис. 12-6. Изменение вязкости стекла в зависимости от температуры.

к. п. д. лампы потому, что часть мощности в ч. будет в стекле превращаться в тепло. При этом стекло может нагреваться до такой степени, что лампа будет повреждена. С ростом температуры растет и проводимость стекла. Изоляционные свойства стекла характеризуются температурой, при которой его удельная проводимость достигает величины  $100 \cdot 10^{-10} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Эта температура именуется точкой  $T_{100}$ .

Другим важным параметром стекла является зависимость его вязкости от температуры. Этот параметр дает представление о температуре, при которой может проводиться обработка стекла. Стекло ведет себя, как переохлажденная жидкость, и поэтому не имеет определенной точки плавления. При увеличении температуры, как это видно из рис. 12-6, оно становится более жидким. Точкой превращения  $T_D$  стекла называют температуру, при которой его вязкость достигает приблизительно  $10^{13}$  пуаз (абсолютных единиц). Пуаз является единицей вязкости и выражает силу в динах, необходимую для перемещения двух поверхностей площадью в  $1 \text{ см}^2$ , находящихся на расстоянии  $1 \text{ см}$  друг относительно друга, со скоростью  $1 \text{ см/сек}$ , если между поверхностями находится данная жидкость. Ниже температуры  $T_D$  стекло является хрупким, а выше ее настолько вязким, что при стекловидных операциях может следовать за расширением металла. Поэтому можно подбирать коэффициенты линейного расширения стекла и металла не очень точно совпадающими. Температура стекла при стекловидной обработке берется на  $300-400^\circ \text{C}$  выше точки превращения при вязкости  $< 10^{7,6}$  пуаз. Температура, при которой вязкость равняется  $10^{7,6}$  пуаз, называется точкой размягчения.

Для сплавания со стеклом пригодны платина, вольфрам, молибден, медь и различные сплавы железа с никелем, кобальтом и хромом. Эти сплавы известны под названиями: ковар (= вакон), фени, фернико и т. п. Они распадаются на две группы. У одной из них коэффициент линейного расширения равен примерно  $80 \cdot 10^{-7}$ . Сплавы этой группы

Таблица 12-2

## Физические свойства некоторых сортов стекла

Сорт стекла	Фирма-изготовитель	Коэффициент линейного расширения $\alpha \cdot 10^7$ ( $20 \dots 100^\circ \text{C}$ )	Точка превращения $T_D$ [ $^\circ \text{C}$ ]	$T_k 100$ [ $^\circ \text{C}$ ]	С чем сплавляется	Применение
Магнезиальное 105	Осрам	89	508	173		Колбы для приемно-усилительных ламп
Магнезиальное 123а с высоким содержанием свинца	Осрам	86	425	325	Платинит [кери—фени, оболочка (25% по весу) медь]	Трубочное стекло с высокими изоляционными свойствами, ножки радиолампы
Свинцовое	Шотт	81	475	340	Платина, платинит	
Молибденовое 1447 III	Шотт	50	515	186	Молибден, ковар, вакон	Лампы для частот $> 1000 \text{ Мгц}$
№ 756	Осрам	49	500	222	Молибден, ковар, вакон	Генераторные лампы, лампы для частот $> 1000 \text{ Мгц}$
Молибденовое 911 b	Осрам	49	506	340	Молибден, ковар, вакон	Генераторные лампы, лампы для частот $> 1000 \text{ Мгц}$
Молибденовое 1639 III	Шотт	49	503	226	Молибден, ковар, вакон	Лампы для частот $> 1000 \text{ Мгц}$
Молибденовое 637 h	Осрам	48	550	245	Молибден, ковар, вакон	Лампы для частот $> 1000 \text{ Мгц}$
Вольфрамовое 1646 III	Шотт	41	532	259	Вольфрам	Генераторные лампы. Телевизионные трубки. Выпрямительные лампы
Вольфрамовое 362а	Осрам	39	522	356	Вольфрам	Мощные генераторные лампы

сплавляются с мягкими стеклами. Сплавы второй группы имеют коэффициент линейного расширения порядка  $50 \cdot 10^{-7}$  и применяются взамен молибдена при работе с тугоплавкими стеклами.

Перед сплавиванием со стеклом металлическая деталь должна быть оксидирована. Толщина и характер оксидного слоя имеют большое значение для прочности соединения стекла с металлом. При сплавивании часть оксидного слоя растворяется в стекле. После сплавивания необходимо полученное изделие медленно охладить, чтобы дать возможность вязкому стеклу следовать за металлом. Это позволяет предотвратить образование напряжений в стекле. Допустимая скорость охлаждения зависит от разницы в величинах линейного расширения стекла и металла. Обычно она лежит в пределах от 1 до  $5^\circ \text{C}$  в минуту.

На рис. 12-7 показано несколько основных форм спаев стекла с металлом, применяемых в производстве ламп. На рис. 12-7,а показана гребешковая ножка с платинитовыми вводами, применявшаяся ранее для приемно-усилительных ламп. На рис. 12-7,б представлены части плоской ножки современных ламп (2 — из мягкого стекла с платинитовым вводом и 1 — из тугоплавкого стекла с коваровым штырем). На рис. 12-7,в показан заостренный кольцевой спай, при котором у металлической детали (ковар, медь) делается заостренный край, погружаемый в стекло. На рис. 12-7,г показаны кольцевые (дисковые) спаи, которые часто применяются для ламп, работающих на частотах выше  $1000 \text{ Мгц}$ .

В табл. 12-2 приведены данные некоторых сортов стекла, применяемых в производстве ламп. В табл. 12-3 приведены величины коэффициента линейного расширения и удельного сопротивления металлов и металлических сплавов, применяемых для сплавивания со стеклом.

В последние годы широкое применение в производстве ламп получило так называемое спеченное стекло. Металлические детали, подлежащие соединению с помощью стекла, помещаются в графитовую форму и промежутки засыпаются стеклянным порошком. Возможно также прессование сплавов из густой кашеобразной массы, состоящей из смеси стеклянного порошка и связующего органического вещества (парафина). В обоих случаях заключительной операцией является спекание стеклянного порошка в печи, при чем получается вакуумплотный спай.

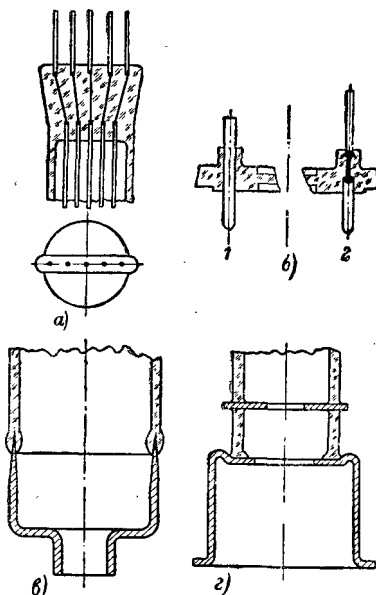


Рис. 12-7. Спай металла со стеклом. а — гребешковая ножка; б — штампованная плоская ножка или плоская ножка из спеченного стекла; в — заостренный кольцевой спай; г — кольцевой спай.

Таблица 12-3

**Коэффициент линейного расширения и удельное сопротивление некоторых металлов, спаивающихся со стеклом**

Металл	Средний коэффициент линейного расширения $\alpha = \alpha_1 \cdot 10^{-7}$		Удельное сопротивление $\rho$ [ $\text{М.м}^2 \cdot \text{О.М.}/\text{М}$ при 20° С]
	Температура [°С]	$\alpha_1$	
Вольфрам	20...700	45	0,055
Молибден	20...300	53...57	0,049
	20...700	58...62	
Платина	0...300	89	0,10
Железо	0...100	125	0,10
	0...300	131	
	0...500	140	
	0...700	145	
Медь	0...100	165	0,0175
	100...200	173	
	200...300	180	
	300...400	189	
	400...500	197	
500...600	205		
Феррико I: 28 Ni, 18 <sub>2</sub> Co, 54 Fe	20...350	45	0,46
Ковар: 29 Ni, 17 Co, 54 Fe	20...350	47	0,44
Феррико II: 31 Ni, 15 Co, 54 Fe	20...350	50	0,438
Ni—Fe 420 (сплав 42) 42 Ni, 58 Fe	20...100	52	0,66
	20...200	52	
	20...300	53	
	20...400	63	
	20...500	81	
20...600	95		
Вакоп 10: 28 Ni, 18 Co, остальное Fe	20...100	60	0,45
	20...200	56	
	20...300	51	
	20...400	50	
	20...500	61	
20...600	78		
Вакоп 12: 28 Ni, 18 Co, остальное Fe	20...100	58	0,45
	20...200	53	
	20...300	48	
	20...400	47	
	20...500	59	
20...600	76		
Вакоп 20: 28 Ni, 21 Co, остальное—железо	20...100	71	0,45
	20...200	68	
	20...300	65	
	20...400	63	
	20...500	63	
20...600	76		
Вакопит 426: 42 Ni, 6 Cr, остальное—железо	20...100	69	0,95
	20...200	72	
	20...300	83	
	20...400	101	
	20...500	114	
20...600	124		
Вакопит 501: 49 Ni, 1 Cr, остальное—железо	20...100	91	0,58
	20...300	91	
	20...400	89	
	20...500	97	
20...600	107		
Вакопит 511: 51 Ni, 1 Co, 48 Fe	20...100	101	0,51
	20...200	101	
	20...300	101	
	20...400	101	
	20...500	102	
20...600	109		

Продолжение табл. 12-3

Металл	Средний коэффициент линейного расширения $\alpha = \alpha_1 \cdot 10^{-7}$		Удельное сопротивление $\rho$ [ $\text{М.м}^2 \cdot \text{О.М.}/\text{М}$ при 20° С]
	Температура [°С]	$\alpha_1$	
Вакопит 540: 54 Ni, 46 Fe	20...200	106	0,35
	20...400	107	
	20...500	108	
	20...600	113	
Высокохромистая сталь 25: 25 Cr, 75 Fe	20...100	103	0,70
	20...200	105	
	20...300	107	
	20...400	109	
	20...500	111	
	20...600	112	

**Керамика** применяется во многих типах ламп в качестве материала для изготовления деталей электродных систем. Колбы из керамики применяются лишь для больших генераторных ламп и специальных ламп, работающих на частотах выше 500 Мгц; в этом случае большая часть колбы состоит из металла. Преимуществами керамики являются, во-первых, то, что она допускает больший, чем у стекла, нагрев соприкасающихся с ней металлических деталей, а, во-вторых, то, что она легче, чем стекло, сверлится и шлифуется, что позволяет из нее изготавливать центрирующие и дистанционные прокладки.

Керамика может быть соединена с металлом с помощью мягкого или твердого припоя, а также с помощью глазури [Л. 203, 205]. Два последних способа являются предпочтительными, так как дают спай, термически более стойкие; из них пайка твердым припоем имеет большее значение, так как полученные при этом соединения допускают больший нагрев при работе лампы, чем соединения, полученные с помощью глазури.

Перед пайкой на спаиваемую часть поверхности керамики должен быть нанесен слой металла. Металлизация производится намазыванием или пульверизацией суспензии из достаточно мелкого железного, или молибденового, или вольфрамового порошка в спирту или амилацетате с незначительной примесью органического биндера. Иногда к металлическому порошку добавляют стеклянный в количестве 10—20% (по весу). После тщательного высушивания при температуре около 100°С керамическая деталь прогревается в газовой печи при температуре 1200—1400°С в защитной атмосфере для спекания металлического порошка с керамикой. При этом незначительные следы кислорода, создавая частичное окисление металлического порошка, улучшают его связывание с керамикой. Полученный таким образом слой металла затем никелируется либо гальванически, либо путем нанесения суспензии мелкого никелевого порошка (намазыванием или пульверизацией) и прогрева в атмосфере водорода при температуре 1100—1200°С. Теперь можно керамическую деталь с помощью серебряного припоя спаять (также в атмосфере водорода)

Температуры обезгаживания, распыления и рабочие температуры некоторых типов геттеров

Материал	Ta	Cb	Zr	Th	Цезо	Mg	Al—Mg	Ва и соеди- нения Ва	Бато	Баталовый	Барнево- бериллатный
Способ приме- нения	Сплошное покрытие	Сплошное покрытие	Сплошное покрытие	Покрытие	Покрытие	Распыление					
Форма геттера	Лист, порошок	Таблетки	Лист, проволока, порошок	Порошок	Порошок	Лента, проволока	Порошок	Металличе- ский капсуль, таблетки	Никеле- вый капсуль	Намязка BaCO <sub>3</sub> на тантале	Намязка BaReO <sub>3</sub> на тантале
Температура обез- гаживания [°C]	1 600—2 000	1 650	700—1 300	800—1 000 на металлической подложке  1 500—1 600 на графитовой подложке	800—1 200	400	400	600—700	—	800—1 100	900—1 000
Температура рас- пыления [°C]	—	—	—	—	—	500	—	900—1 300	700—800 (900)	1 200—1 300	1 300
Рабочая темпера- тура [°C]	700—1 200	500	800	400—500	200—500	Абсорбирует газ лишь во время распыления		20—200 (макс.)	20—200	20—200	20—200
Область приме- нения	D, E, M	D, E	C, D, E, F, I, K, L, M, N	C, D	P	I, K	A, F	A, B, D, F, G, H, I, (L), N	D, M	A, F	A, F

A—небольшие приемные лампы;  
B—миниатюрные лампы;  
C—лампы для высоких частот;  
D—генераторные лампы средней мощности;  
E—мощные генераторные лампы;

F—лампы с оксидным катодом;  
G—электронно-лучевые трубки;  
H—фотоэлементы;  
I—газоразрядные лампы;  
K—лампы с парами ртути;

L—рентгеновские трубки;  
M—мощные вакуумные лампы;  
N—лампы с торированными катодами;  
P—лампы, в которых нельзя применять ни распы-  
ляющиеся, ни высокотемпературные геттеры,  
например Zr и Ta.

с металлической деталью, которая тоже никелируется в месте спайки.

Для надежной спайки температурные коэффициенты линейного расширения керамики и металла, как и при спаивании металла со стеклом, должны совпадать. В качестве керамической массы хорошо зарекомендовали себя магнезиальные силикаты с 58—63%  $\text{SiO}_2$ , 27—29%  $\text{MgO}$  и 6,5—12,5%  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Они имеют коэффициент линейного расширения около  $80 \cdot 10^{-7}$  и могут спаиваться с соответствующими железоникелевыми сплавами.

### 12-3. ГЕТТЕРЫ

Геттерами (газопоглотителями) называются вещества, которые обладают способностью поглощать и химически или физически связывать остатки газов, которые либо остаются в лампе после откачки, либо высвобождаются в ней во время работы. Применение геттера позволяет сократить время откачки при массовом производстве ламп. На откачном автомате достигается давление около  $10^{-3}$  мм рт. ст., а его дальнейшее понижение за  $10^{-5}$  мм рт. ст. осуществляется распылением геттера. Для генераторных ламп, клистронов и ламп бегущей волны требуется еще лучший вакуум ( $<10^{-6}$  мм рт. ст.) для того, чтобы предотвратить разрушение эмитирующего слоя катода бомбардировкой ионами и молекулами газа, что приводит к сокращению срока службы лампы.

В качестве геттера применяются магний, кальций и прежде всего барий, а также мишметалл (сплав церия и лантана)—см. табл. 12-4. Эти геттеры распыляются в лампе после откачки (например, с помощью нагрева током высокой частоты) и образуют на стенке колбы тонкое металлическое покрытие (геттерное зеркало). Такие легко испаряемые геттеры употребляются в приемно-усилительных лампах и генераторных лампах малой мощности. В тех же лампах, которые достаточно сильно нагреваются в процессе работы, в качестве геттеров применяются вещества, испаряющиеся не так легко. К ним относятся цирконий, торий, тантал и сето (представляющий собой смесь 80% тория и 20% мишметалла). Цирконий применяется в виде тонкой ленты, проволоки или мелкого порошка, наносимого на электроды лампы. Его газопоглотительная способность по отношению к различным газам изменяется с изменением температуры (табл. 12-5).

На рис. 12-8 представлены две конструкции распыляющихся геттеров. В первой из них геттер (g) приварен к концам никелевой дужки (н). Проволокообразный геттер состоит из железной оболочки, содержащей внутри барий, обычно с присадкой магния или алюминия (Феба). При нагревании геттер распыляется сквозь отверстия в оболочке. Для

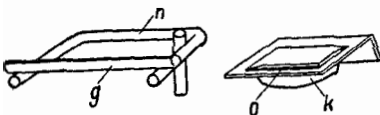


Рис. 12-8. Крепление геттера.

Таблица 12-5

### Газопоглощения циркония, нанесенного пульверизацией [Л. 206]

Газ	Температура [°C]	Абсолютное количество в $1 \text{ см}^3 \times 1 \text{ мм рт. ст.}$ на 1 мг Zr
$\text{O}_2$	25	0,38
	400	1,99
$\text{N}_2$	500	0,11—1,0
	800	1,46
CO	25	0
	500	0,43
	800	3,65
$\text{CO}_2$	25	0
	500	0,57
	800	3,04
$\text{H}_2$	25	0,09
	350	13,33

распыления током высокой частоты применяется капсульная конструкция геттера, в которой геттер содержится в никелевом капсуле (к), имеющем небольшие отверстия (о).

### 12-4. ПРИЕМНО-УСИЛИТЕЛЬНЫЕ ЛАМПЫ

Современные приемно-усилительные лампы [Л. 203—210] по конструкции могут быть отнесены к трем основным группам: лампы с гребешковой ножкой (до 1936 г. все лампы выпускались с ней); металлические лампы (они доминировали в период с 1936 по 1945 г.) и лампы с плоской стеклянной штампованной ножкой, получившие распространение с 1946 г. Попутно с изменением конструкции и технологии изготовления ламп происходило уменьшение их наружных размеров, так как благодаря непрерывному росту точности изготовления деталей ламп (сетки, катоды и т. д.) стало возможным выполнение нужных требований к электрическим параметрам ламп с электродными системами меньших размеров.

На рис. 12-9 показана конструкция стеклянной лампы с гребешковой ножкой. В ножку сварены траверсы, к которым крепится электродная система. Изоляционные шайбы из слюды или керамики служат для скрепления отдельных электродов между собой и их точной установки. В верхней части системы укреплены пружинящие слюдяные крылышки, которые, прилегая к стенкам колбы, служат для крепления в целом.

Геттер обычно находится в нижней части лампы на высоте гребня ножки.

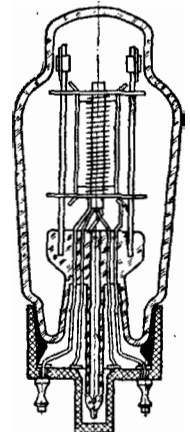


Рис. 12-9. Оконечный лентод с гребешковой ножкой.



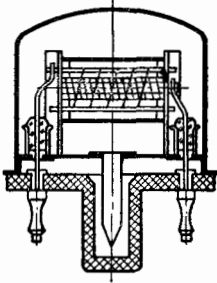


Рис. 12-10. Конструкция металлической лампы.

Внутренняя часть стеклянной колбы, находящаяся вблизи электродной системы, покрывается тонким слоем графита, который предназначен для отвода со стенок колбы электрических зарядов, образуемых рассеянными электронами. Для экранировки от внешних электрических полей колба лампы снаружи покрывается слоем цинка, который имеет цветное защитное покрытие. Технология откачки для всех стеклянных приемно-усилительных ламп одинакова. Она описана в разделе, посвященном миниатюрным лампам.

Конструкция металлической лампы показана на рис. 12-10. Электродная система крепится между двумя профильными стойками, которые привариваются к железному доньшку. Токоподводящие вводы на стеклянных бусах привариваются во втулки (глазки) из феррико. Последние, как и штенгель, через который ведется откачка, припаиваются к доньшку медью. Стальная колба сваривается с доньшком с помощью переменного тока силой  $\cdot 150\ 000\text{--}200\ 000\ \text{a}$  (0,06 сек).

При изготовлении миниатюрных ламп электродная система, подобно тому как это делается у металлических ламп, спер-

ва собирается в единое целое (рис. 12-11), а затем сажается на штампованную ножку (рис. 12-12). После этого ножка сплавляется в пламени горелки с колбой, у которой имеется штенгель для откачки. Затем лампа откачивается на откачном автомате. При этом она движется через проходную печь, где про-

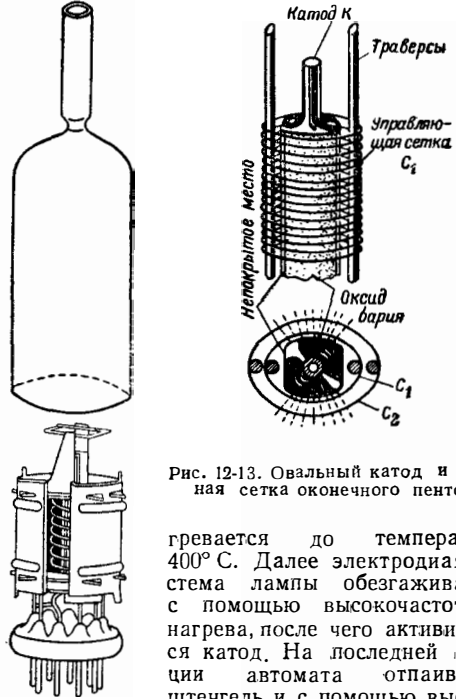


Рис. 12-13. Овальный катод и овальная сетка оконечного пентода.

гревается до температуры  $400^{\circ}\text{C}$ . Далее электродная система лампы обезгаживается с помощью высокочастотного нагрева, после чего активируется катод. На последней позиции автомата отпаивается штенгель и с помощью высокочастотного нагрева расплывается сеттер. Затем лампа клеймится, тренируется и проходит проверку. После этого она считается готовой.

Рис. 12-12. Конструкция миниатюрной лампы (EF80) со штампованной плоской ножкой.

Аноды ламп штампуются из никелевого или железного листа толщиной от 0,15 до 0,3 мм. С помощью шаблонов им придается нужная форма. Часто железный лист покрывается с внешней стороны слоем алюминия. При прокаливании анода алюминий сплавляется с железом и анод окрашивается в черный цвет. Это улучшает условия рассеивания тепла. Сетки навиваются на специальных автоматах, причем за один рабочий цикл на оправке получается сразу несколько сеток. Траверсы сеток делают либо из меди, которая хорошо отводит тепло, либо из меди с никелевым покрытием для того, чтобы обеспечить лучшую сварку с проволокой сетки, либо же из никеля. Сетка навивается из никелевой или молибденовой проволоки. Витки либо привариваются к траверсе, либо же задавливаются в специально продельваемые автоматом насечки. Кроме катодов с круглым поперечным сечением, все больше и больше применяются овальные катоды, в особенности для выходных ламп (рис. 12-13). Овальные катоды на своих узких сторонах, обращенных к траверсам, не покрываются эмиттирующим слоем. Эти области и при круглых катодах,

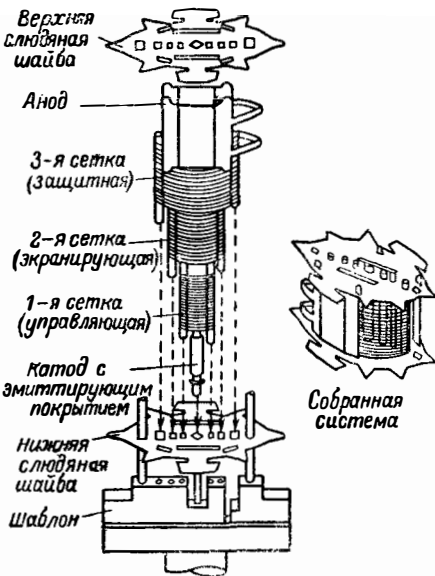


Рис. 12-11. Сборка электродной системы с помощью шаблона.

которые одинаково со всех сторон покрываются эмиттирующим слоем, играют лишь незначительную роль в создании электронного тока. Овальные катоды при заданной эмиттирующей поверхности потребляют на накал меньшую мощность, так как не покрытые боковые части получают меньше тепла. Кроме того, они удобны для конструкций с малыми расстояниями между сетками и катодами, так как позволяют точнее выдерживать эти расстояния, чем обеспечивается равномерность электронного тока. В приемно-усилительных лампах в настоящее время применяются исключительно оксидные катоды.

Для специальных целей (например, аппараты для тугоухих) изготавливаются очень маленькие лампы, так называемые субминиатюрные. В этих лампах электродная система устанавливается либо на маленькой штампованной ножке, либо же на обращенной наружу гребешковой ножке с платиновыми выводами. Стеклообразная колба лампы имеет длину около 38 мм; поперечное сечение ее круглое или эллиптическое с шириной 9,8 мм и толщиной 7,3 мм. Выводы снаружи лампы лудятся оловом и припаиваются прямо к схеме прибора.

## 12-5. ГЕНЕРАТОРНЫЕ ЛАМПЫ

Конструкции генераторных ламп определяются в основном диапазоном частот, в котором лампы должны работать, и величиной мощности, которая преобразуется в лампах. По способу отведения тепла, выделяющегося на аноде, различаются лампы с радиационным охлаждением (рассеиваемая мощность до 1 кВт), с воздушным охлаждением (рассеиваемая мощность от 1 до 10—20 кВт) и с водяным охлажде-

нием (свыше 10—20 кВт). Последнее осуществляется обычно при температурах охлаждающей воды от 70 до 90°С. Иногда применяют «испарительное» охлаждение, при котором тепло уносится паром, образующимся при кипении воды на наружной части анода (Вапоротрон) [Л. 211]. Диапазон частот, на который рассчитана лампа, определяет конструкцию вводов, которые при частотах свыше 100 Мгц в ряде случаев выполняются в виде дисков. Стержнеобразные выводы при больших токах должны иметь достаточную толщину. Часто в штампованную ножку или ножку из спеченного стекла вваривается трубочка (глазок) из ковара, в которую впаивается молибденовый стержень, служащий для подвода тока к электродам (рис. 12-14).

Лампы большой мощности работают при напряжениях 10 кВ и больше. Возникающие при этом специальные требования к электрическим свойствам стекла (малый угол потерь, большая величина  $T_{к100}$ ) наилучшим образом выполняются при применении вольфрамового стекла. Поэтому для длинноволновых генераторных ламп применяются вольфрамовое стекло и заостренный кольцевой спай с медью. Для ламп, предназначенных для работы в ультракоротковолновых передатчиках, лучше подходят дисковые вводы, позволяющие осуществлять контуры в. ч. с хорошими параметрами; эти вводы делаются из ковара, а колбы ламп — из коварового стекла. Для уменьшения потерь те части вводов, которые находятся внутри лампы, меднятся, а наружные — серебрятся.

В генераторных лампах применяются прямонакальные катоды. В лампах с радиационным и воздушным охлаждением при рабочем анодном напряжении до 16 кВ чаще всего применяются катоды из торированного вольфрама. Для ламп большой мощности с большим анодным напряжением и водяным охлаждением применяются чисто вольфрамовые катоды, характерные также и для старых ламп с радиационным охлаждением. В настоящее время, однако, в маломощных лампах применяются и катоды из торированного вольфрама, так как теперь удается получить лучший вакуум (от  $10^{-5}$  до  $10^{-6}$  мм рт. ст.) и более прочные катоды (благодаря их карбидированию) [Л. 212, 213].

Катод может быть закреплен только с одной стороны. При этом он делается из достаточно толстой проволоки и имеет форму спирали (рис. 12-14 и 12-15). Часто катод изготовляется из большого количества тонких проволок, размещаемых по цилиндрической поверхности и туго натягиваемых пружинами (рис. 12-16). Иногда проволоки сплетаются в крупноячеистую сетку, которая образует эмиттирующую оболочку цилиндрического катода к которой сверху и снизу привариваются токоподводящие кольца (рис. 12-16,б).

Сетка делается из молибденовой проволоки или из молибденовой проволоки с платиновым покрытием для снижения эмиссии сетки. С той же целью применяется циркониевое покрытие.

Аноды ламп с радиационным охлаждением делаются из молибдена и с наружной стороны покрываются циркониевым порошком. По-

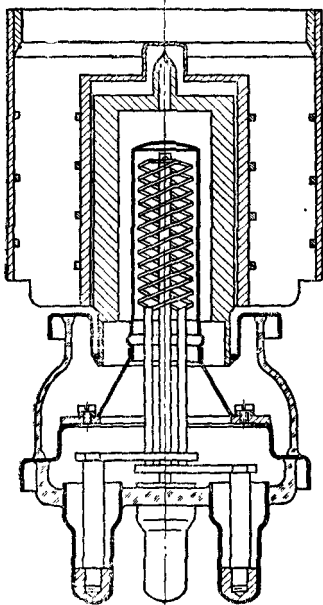


Рис. 12-14. Ультракоротковолновый триод RC732 с воздушным охлаждением.

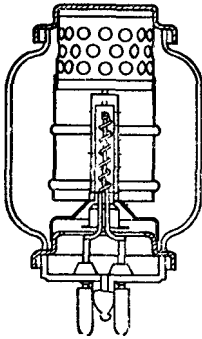


Рис. 12-15. Ультракоротковолновый тетрод RC682 с радиационным охлаждением.

следний повышает излучение тепла и одновременно действует как геттер. Есть лампы с анодами из листового тантала, который во время работы лампы также действует как геттер. Аноды ламп с воздушным, водяным и испарительным охлаждением делаются из меди,

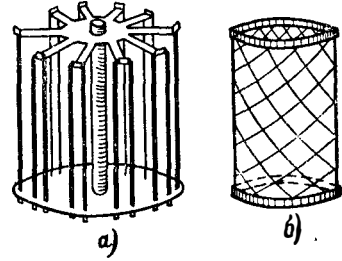


Рис. 12-16. Катоды генераторных ламп.

полученной плавкой в вакууме (свободной от кислорода и имеющей высокую проводимость). При воздушном охлаждении охлаждающую насадку вместе с охлаждающими ребрами насаживают на гладкий анод и заливают зазор свинцом. Наружная часть анодов ламп с водяным охлаждением делается гладкой или слегка шероховатой. У ламп же с испарительным охлаждением она имеет многочисленные пирамидообразные выступы.

## Термоэлектронная эмиссия

### 12-6. ТОК НАСЫЩЕНИЯ

Среди многочисленных электронов, которые имеются у каждого атома металла, только немногие являются столь легко подвижными («электроны проводимости», «свободные электроны»), что их нельзя отнести к тому или иному определенному атому. Выйти из металла могут только те свободные электроны, которые имеют достаточно большую компоненту скорости, перпендикулярную в поверхности выхода, для того, чтобы преодолеть работу выхода. Энергетические соотношения могут быть пояснены с помощью диаграммы потенциального барьера, изображенной на рис. 12-17. Нижняя заштрихованная полоса соответствует энергии электронов, жестко связанных с отдельными атомами. Верхняя полоса относится к свободным электронам. Верхняя пунктирная граничная линия этой полосы соответствует границе Ферми при температуре 0° К. Показанные над ней точки соответствуют сравнительно малочисленным электронам с большей энергией. Только те из них, которые имеют энергию > eφ<sub>к</sub> (φ<sub>к</sub> — работа выхода катода), могут выйти в вакуум через барьер. Исходя из этих представлений, можно получить следующее выражение для тока эмиссии с 1 см<sup>2</sup> поверхности (плотность тока насыщения [Л. 12—16]\*):

$$I_S = A(1-r)T_k^2 \exp\left[-\frac{e(\varphi_a - \varphi_i)}{kT_k}\right] = A(1-r)T_k^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_k}{kT_k}\right), \quad (12-1)$$

где r — коэффициент отражения электронов.

\* В разд. 12 буквами I, U и E обозначены мгновенные значения тока, напряжения и напряженности поля.

Величина коэффициента A, определяемая путем расчета на основе квантовой теории, равняется:

$$A [a \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-2}] = \frac{4\pi e m k^2}{h^3} = 120,4. \quad (12-2)$$

Даже и для достаточно быстрых электронов существует конечная вероятность отражения от потенциального барьера металл — вакуум [Л. 11]. Поэтому A надо умножить на коэффициент (1-r), где (0 ≤ r ≤ 1).

Для экспериментальной проверки графически строится зависимость величины

$$y = \ln\left(\frac{I_S}{T_k^2}\right) = \ln[A(1-r)] - \frac{e\varphi_k}{k} \cdot \frac{1}{T_k} \quad (12-3)$$

от 1/T<sub>к</sub>. На рис. 12-18 показаны полученные таким образом для различных металлов «прямые Ричардсона».

Из наклона этих прямых  $dy/d(1/T_k) = -e\varphi_k/k$  можно определить работу выхода φ<sub>к</sub>. Продолжение этих прямых до точки пересечения с осью ординат дает величину коэффициента A(1-r).

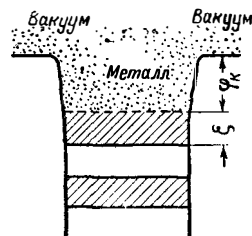


Рис. 12-17. Диаграмма потенциального барьера. φ<sub>к</sub> — внешняя работа выхода («Ричардсоновская работа\*»); ε — внутренняя энергия свободных электронов при T = 0° К.

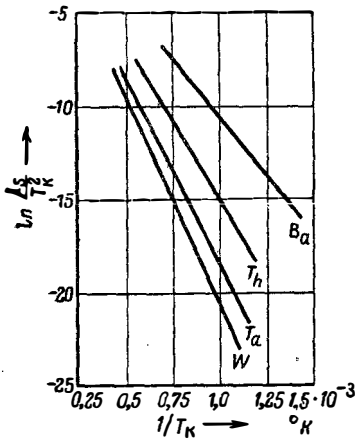


Рис. 12-18. Прямые Ричардсона для чистых металлов.

Подставляя численные значения, получаем:

$$\frac{e}{k} \cdot \frac{\varphi_k}{T_k} = \frac{b}{T_k} = \frac{11\,600\varphi_k [\text{эВ}]}{T_k [^\circ\text{K}]} \quad (12-4)$$

### 12-7. СВОЙСТВА КАТОДОВ

Для получения достаточно большой электронной эмиссии необходимо нагреть катод по возможности высоко. Поэтому в качестве материала для катода необходимо брать металл с большой температурой плавления. С другой стороны, работа выхода его должна быть по возможности малой. В табл. 12-6 приведены для некоторых чистых металлов температура плавления и работа выхода (при 0°K). Температурный коэффициент работы выхода имеет величину порядка +10<sup>-4</sup> эВ/°K.

Таблица 12-6

Металл	Обозначение	Точка плавления [°K]	Работа выхода [эВ]
Вольфрам	W	3 643	4,5
Торий	Th	2 118	3,4
Платина	Pt	2 047	6,2
Тантал	Ta	3 300	4,1
Никель	Ni	1 728	5,0
Ниобий	Nb	2 220	4,0
Молибден	Mo	2 893	4,3
Медь	Cu	1 356	4,2
Кальций	Ca	1 083	3,2
Серебро	Ag	1 233	4,7
Цезий	Cs	302	1,8
Цирконий	Zr	2 173	4,1

Металлы с малой работой выхода (например, торий, барий, стронций) можно наносить в виде тонкой пленки на металлическую подложку (большой частью вольфрам). Работа выхода подобных металлов пленочных катодов лежит в пределах 1,6—2,0 эВ, причем она оказывается меньше работы выхода исходного металла, из которого делается пленка. Так как в процессе работы эта пленка испаряется, то необходимо ее постоянные об-

новление с (помощью диффузии эмиттирующего вещества из толщ подложки). Наибольшее распространение получил оксидный катод, в котором применена смесь окислов бария и стронция. Работа выхода оксидных катодов имеет значительный температурный коэффициент. Она может быть определена с достаточным приближением формулой

$$\varphi_k [\text{эВ}] = 1,2 + 3 \cdot 10^{-4} T_k [^\circ\text{K}] \quad (12-5)$$

Методы изготовления катодов различных типов и данные о токах насыщения и рабочих температурах этих катодов рассмотрены в § 12-1.

### 12-8. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ТЕРМОЭЛЕКТРОНОВ

Так как часть свободных электронов внутри металлического катода имеет скорости, большие необходимых для преодоления работы выхода, то они могут оставить катод с некоторой конечной скоростью. Если общее число электронов, эмиттируемых плоским катодом, равно N<sub>об</sub>, а число электронов, скорость которых лежит в пределах v и v+dv, равно dN, то имеет место следующая зависимость:

$$dN = N_{об} \frac{2v}{v_T^2} \exp \left[ -\left(\frac{v}{v_T}\right)^2 \right] dv \quad (12-6)$$

(максвелловское распределение). Здесь v<sub>T</sub><sup>2</sup> является средней квадратичной скоростью:

$$v_T^2 = \frac{1}{N_{об}} \int_0^\infty v^2 dN. \quad (12-7)$$

v<sub>T</sub> связана с температурой катода T<sub>k</sub> следующей формулой:

$$v_T = \sqrt{\frac{2k}{m} \cdot T_k};$$

$$v_T \left[ \frac{\text{см}}{\text{сек}} \right] = 5,5 \cdot 10^5 \sqrt{T_k [^\circ\text{K}]}. \quad (12-8)$$

Из уравнения (12-6) следует, что число электронов, скорость которых больше v, равно:

$$N = N_{об} \frac{2}{v_T^2} \int_v^\infty v \exp \left[ -\left(\frac{v}{v_T}\right)^2 \right] dv. \quad (12-9)$$

На рис. 12-19 представлены: а — «дифференциальное» распределение скоростей в соответствии с уравнением (12-6) и б — «суммарная» кривая, соответствующая уравнению (12-9). Существует наибольшая вероятность а скорость v<sub>вер</sub>, которая соответствует максимуму кривой а и для которой действительно выражение

$$v_{вер} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot v_T. \quad (12-10)$$

При практических расчетах удобнее оперировать с энергией, чем с распределением ско-

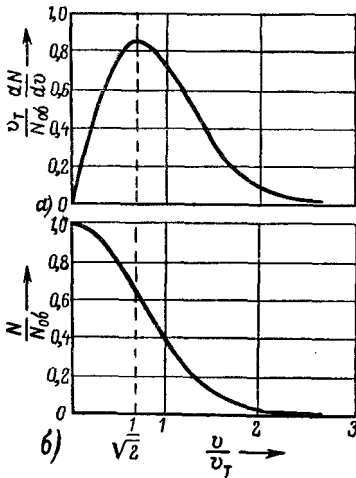


Рис. 12-19. Распределение скоростей термоэлектронов. а — число электронов, скорость которых лежит в диапазоне от  $v$  до  $v + dv$  [см. ур. (12-6)]; б — число электронов, скорость которых больше  $v$  [см. ур. (12-9)].

ростей. Из уравнения кинетической энергии электрона  $\frac{1}{2} mv^2 = eU$  следует:

$$v dv = \frac{e}{m} dU \quad (12-11)$$

и, следовательно,

$$v_T^2 = \frac{2e}{m} U_T. \quad (12-12)$$

Иногда произведение  $eU$  называют скоростью электронов, выраженной в электронвольтах. Но это произведение имеет размерность энергии, и 1 электронвольт ( $\varepsilon\text{в}$ ) есть та энергия, которая приобретает электрон, пройдя разность потенциалов в 1 в. 1  $\varepsilon\text{в}$  равен  $1,6 \cdot 10^{-12}$  эрг ( $1,6 \cdot 10^{-19}$  дж).

Из уравнений (12-6) и (12-11) вытекает следующее выражение для числа электронов, у которых энергия выхода лежит в диапазоне от  $U$  до  $U + dU$   $\varepsilon\text{в}$ :

$$dN = \frac{N_{06}}{U_T} \exp\left(-\frac{U}{U_T}\right) dU. \quad (12-13)$$

### Законы токопрохождения в вакууме

#### 12-9. НАЧАЛЬНЫЙ УЧАСТОК СТАТИЧЕСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДА

Электроны, исходящие из термокатода, имеют начальные скорости и могут преодолеть тормозящее поле. Даже при отрицательном анодном напряжении в анодной цепи протекает анодный ток — так называемый начальный ток.

При плоскопараллельных электродах возможность достижения электроном анода при наличии тормозящего поля определяется величиной нормальной составляющей его началь-

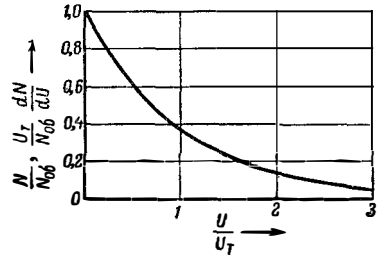


Рис. 12-20. Распределение энергии термоэлектронов в соответствии с уравнениями (12-13) и (12-14).

Аналогичным образом из уравнения (12-9) выводится выражение для полного числа электронов, у которых энергия больше  $U$   $\varepsilon\text{в}$ :

$$N = \frac{N_{06}}{U_T} \int_U^\infty \exp\left(-\frac{U}{U_T}\right) dU = N_{06} \exp\left(-\frac{U}{U_T}\right). \quad (12-14)$$

Уравнения (12-13) и (12-14) представлены графически на рис. 12-20 в функции  $U/U_T$ . Как видно, они существенно отличаются от кривых распределения скоростей, представленных на рис. 12-19.

Между  $U_T$ ,  $v_T$  и  $T_k$  в соответствии с уравнениями (12-8) и (12-12) существует следующая зависимость:

$$U_T [\text{в}] = \frac{T_k}{11\,600} [^\circ\text{K}] = 2,85 \cdot 10^{-16} \times \left(v_T \left[\frac{\text{см}}{\text{сек}}\right]\right)^2. \quad (12-15)$$

$U_T$  называется средним температурным напряжением. Для нормальной рабочей температуры оксидного катода ( $\approx 1\,100^\circ\text{K}$ )  $U_T \approx 0,1$  в; для чисто вольфрамового катода ( $T_T \approx 2\,500^\circ\text{K}$ )  $U_T \approx 0,21$  в.

ной скорости. Из максвелловского распределения начальных скоростей [см. уравнения (12-6) и (12-13)] вытекает следующее выражение для начального тока:

$$I_a = I_S \exp(U_a/U_T), \quad U_T [\text{в}] = \frac{T_k [^\circ\text{K}]}{11\,600}; \quad U_a < 0 \quad (12-16)$$

( $I_S$  — ток насыщения,  $U_T$  — среднее температурное напряжение электронов). Зависимость  $\ln I_a$  или  $\lg I_a = f(U_a)$  имеет линейный характер.

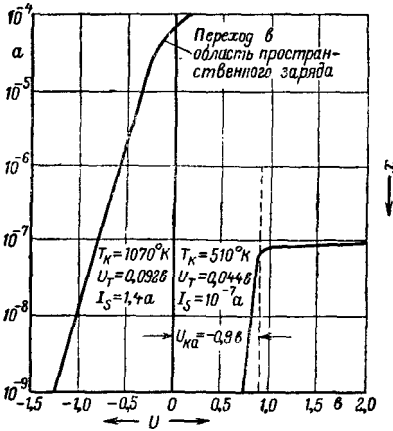


Рис. 12-21. Определение контактной разности потенциалов  $U_{к.а}$  по положению перехода начального участка характеристики к насыщению.  $U_{к.а} = \varphi_k - \varphi_a$  ( $\varphi$  — работа выхода).

Из выражений

$$\frac{d(\ln I_a)}{dU_a} = \frac{1}{I_a} \cdot \frac{dI_a}{dU_a} = \frac{1}{U_T};$$

$$\frac{d(\lg I_a)}{dU_a} = \frac{1}{2,3U_T} \quad (12-17)$$

можно определить  $U_T$ , а значит, и  $T_k$  [Л.16, 19]. Таким образом анодный ток изменяется в  $a$  раз при

$$\Delta U_a [\text{в}] = (U_T [\text{в}]) \ln a = \frac{\ln a}{11,600} \cdot T_k [^\circ \text{K}]$$

( $\Delta U_a = 0,21$  в, если  $a = 10$  и  $T_k = 1050^\circ \text{K}$ , что соответствует нормальной рабочей температуре оксидного катода).

Истинная разность потенциалов  $U'_a$  между катодом и анодом в лампе отличается от напряжения, измеренного на соответствующих зажимах лампы,  $U_a$  на величину контактной разности потенциалов  $U_{к.а}$  между катодом и анодом:

$$U'_a = U_a + U_{к.а} = U_a + \varphi_k - \varphi_a \quad (12-18)$$

( $\varphi_k$  и  $\varphi_a$  — величины работы выхода для катода и анода).

Если между электродами отсутствует пространственный заряд и  $U_a + U_{к.а} = 0$ , то все электроны достигают анода. При этом  $I_a = I_n$ . При ничтожно малом влиянии пространственного заряда на ход характеристики [см. уравнения (12-23) и (12-24)] насыщение наступает при напряжении, равно отрицательной контактной разности потенциалов между катодом и анодом (рис. 12-21).

Если преобразовать уравнение (12-16) с помощью уравнения (12-1), то из формулы (12-18) получаем:

$$I_a = A(1-r) T_k^2 \exp\left(\frac{U_a - \varphi_a}{U_T}\right). \quad (12-19)$$

Из (12-19) видно, что в области начального тока анодный ток не зависит от работы выхода катода [Л.20].

Если экстраполировать кривую начального тока, имеющую в полулогарифмическом масштабе в области малых токов прямойлинейный характер, до точки, где  $U_a = U_a + U_{к.а} = 0$  (на рис. 12-21  $U_{к.а} = 0,9$  в), то можно определить ток насыщения из формулы

$$\lg I_s = \lg I_a - \frac{U_a}{2,3U_T}. \quad (12-20)$$

Но так как при этом определении не учитывается влияние температуры на контактную разность потенциалов, то этот метод является весьма приближенным. Определяемые таким образом значения тока насыщения завышены.

**При цилиндрической системе электродов** следует при рассмотрении начального участка характеристики для оценки возможности достижения электроном анода учитывать как его радиальную, так и тангенциальную составляющие начальной скорости. При  $r_1/r_2 \ll 1$  ( $r_1$  и  $r_2$  — радиусы катода и анода соответственно) и достаточно больших тормозящих полях можно пользоваться упрощенными выражениями [Л. 21]

$$I_a = I_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{-U_a}{U_T}} \exp(U_a/U_T);$$

$$U_T [\text{в}] = \frac{T_k [^\circ \text{K}]}{11\,600}. \quad (12-21)$$

Отсюда следует:

$$\frac{d \ln I_a}{dU_a} = \frac{1}{U_T} + \frac{1}{2U_a}; \quad U_a < 0. \quad (12-22)$$

При  $\frac{-U_a}{U_T} > 3$  вторым членом в правой части этой формулы можно пренебречь. И в этом случае начальный участок характеристики, нанесенный в полулогарифмическом масштабе (рис. 12-22), имеет линейный характер. Из наклона этой прямой можно определить  $U_T$  и температуру катода. Подобно тому, как это дела-

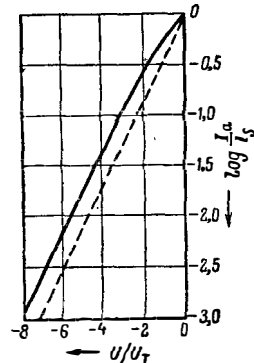


Рис. 12-22. Начальные участки характеристик цилиндрического диода (—) и плоскопараллельного диода (---) при одинаковых температурах катода.

лось в случае плоскопараллельных электродов, можно определить контактную разность потенциалов и ток насыщения.

Все уравнения для начального тока выведены в предположении, что между катодом и анодом нет никакой впадины потенциала, создаваемой пространственным зарядом. Тогда при  $I_S > 30 I_a$  для верхней границы начального участка характеристики при плоскопараллельных электродах и при величине поверхности катода  $O$  применима формула

$$I_a [a] \approx 0,24 \cdot 10^{-6} \left( \frac{T_k [^\circ K]}{1000} \right)^{3/2} \times \frac{O [cm^2]}{d^2 [cm^2]}, \quad (12-23)$$

а для цилиндрической системы электродов длины  $l$  — формула

$$I_a [a] \approx 1,5 \cdot 10^{-6} \left( \frac{T [^\circ K]}{1000} \right)^{3/2} \times \frac{l}{\left( r_2 \ln \frac{r_2}{r_1} \right)^2}. \quad (12-24)$$

Здесь  $d$  — расстояние между катодом и анодом;  $r_1$  — радиус катода;  $r_2$  — радиус анода [Л. 21, 22].

### 12-10. ХАРАКТЕРИСТИКА В ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Как показано (рис. 12-23), за область начального тока следует при более высоких токах область пространственного заряда. Усилительные и генераторные лампы работают исключительно в области пространственного заряда. Поэтому законы, применимые в этой области, служат основанием для расчета усилительных ламп. Расчет можно вести в первом приближении, приняв допущение о пренебрежимо малой величине начальных скоростей электронов. Ограничивающее влияние пространственного заряда является тогда следствием уменьшения напряженности поля у поверхности катода.

Плотность тока  $j$ , плотность пространственного заряда  $\rho$  и потенциал  $U$  связаны уравнением Пуассона

$$\nabla^2 U = - \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (12-25)$$

и формулой

$$\rho = \frac{j}{v} = \frac{j}{\sqrt{\frac{2e}{m} U}} \quad (12-26)$$



Рис. 12-23. Характеристика диода.

Интегрирование уравнения (12-25) дает уравнение пространственного заряда (закон степени  $3/2$ ), которое при пренебрежении начальными скоростями электронов имеет форму

$$I_a = jO = KU_a^{3/2}, \quad (12-27)$$

где  $K$  является постоянной пространственного заряда, зависящей только от размеров системы.

При плоскопараллельной системе электродов

$$K = \left[ \frac{a}{d^{3/2}} \right] = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{O [cm^2]}{d^2 [cm^2]}. \quad (12-28)$$

Для потенциала, напряженности поля и плотности пространственного заряда применимы формулы:

$$U(x) = U_a \left( \frac{x}{d} \right)^{4/3}; \quad (12-29)$$

$$E(x) = \frac{4}{3} \cdot \frac{U_a}{d} \left( \frac{x}{d} \right)^{1/3}; \quad (12-30)$$

$$\rho(x) = \frac{4}{9} \epsilon_0 \frac{U_a}{d^2} \left( \frac{d}{x} \right)^{2/3}. \quad (12-31)$$

Из уравнения (12-30) вытекает, что напряженность поля у анода ( $x = d$ ) в  $4/3$  раза больше, чем в случае отсутствия пространственного заряда. На рис. 12-24 дана зависимость  $I_a = f(U_a)$  для различных расстояний между электродами  $d$ . На рис. 12-25 даны кривые зависимости потенциала  $U(x)$ , напряженности поля  $E(x)$  и плотности пространственного заряда  $\rho(x)$  между плоскопараллельными электродами.

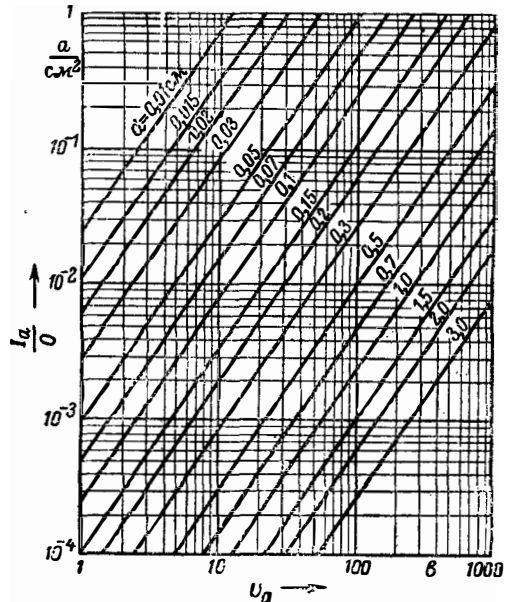


Рис. 12-24. Плотность тока  $I_a/O$  плоскопараллельного диода при ограничении тока пространственным зарядом и пренебрежимо малых начальных скоростях электронов.

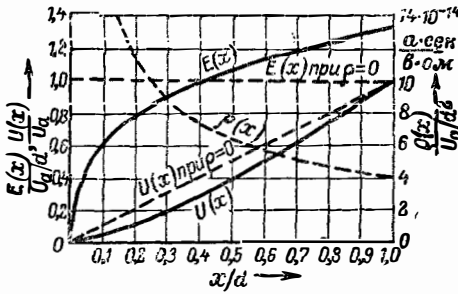


Рис. 12-25. Распределение потенциала  $U$ , напряженности поля и пространственного заряда  $\rho$  в плоскопараллельном диоде при ограничении тока пространственным зарядом и пренебрежимо малых начальных скоростях электронов.

При цилиндрической конструкции применимы формулы [Л.23, 24]:

$$I_a = 2\pi l \cdot \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{U_a^{3/2}}{r_2 \beta^2};$$

$$I_a [a] = 2\pi \cdot 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{l [cm]}{\beta^2 r_2 [cm]} (U [\epsilon])^{3/2}, \quad (12-32)$$

где  $l$  — длина катода;  $r_2$  — радиус анода;  $\beta^2$  — коэффициент, зависящий от отношения  $r_2/r_1$ ; он получается разложением в ряд, и величина его дается графиком рис. 12-26. Кривая потенциала в цилиндрической системе выражается формулой

$$U(r) = U_a \left( \frac{r \beta^2}{r_2 \beta^2} \right)^{2/3}. \quad (12-33)$$

При  $r_2 - r_1 = d \ll r_1$  применима формула

$$I_a [a] = 2,33 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{O [cm^2] r_2 [cm]}{d^2 [cm^2] r_1 [cm]} (U_a [\epsilon])^{3/2}. \quad (12-34)$$

Эта формула хотя и является приближенной, но часто обеспечивает хорошую точность при расчете цилиндрического катода косвенного накала.

Выведенные выше зависимости, характеризующие работу диода при наличии прост-

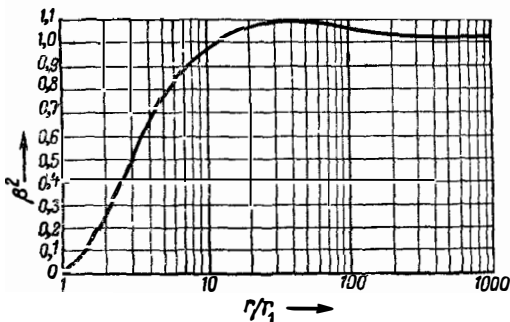


Рис. 12-26. Поправочный коэффициент  $\beta^2$  в формуле закона степени  $3/2$  для цилиндрической системы электродов при  $r_2 > r_1$ , где  $r_2$  — радиус анода и  $r_1$  — радиус катода.

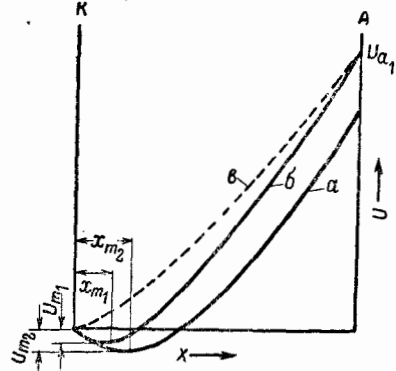


Рис. 12-27. Распределение потенциала в диоде при ограничении тока пространственным зарядом и максвелловском распределении скоростей электронов (кривые  $a$  и  $b$ ). Кривая  $v$  относится к случаю пренебрежимо малых начальных скоростей.

ранственного заряда, нуждаются в корректировке в связи с тем, что распределение скоростей электронов имеет максвелловский характер. В пространстве между катодом и анодом на расстоянии  $x_m$  от катода образуется потенциальный минимум, в котором  $U = U_m < 0$  (рис. 12-27).  $x_m$  и  $|U_m|$  увеличиваются, если уменьшается  $U_a$ . Только электроны с начальными скоростями  $v \geq \sqrt{\frac{2e}{m} |U_m|}$  могут преодолеть потенциальный барьер.

Влияние характера распределения скоростей на ток тем больше, чем больше ток насыщения  $I_S$  и чем меньше расстояние между электродами  $d$  и анодное напряжение  $U_a$ . Расчет и построение характеристики плоскопараллельного диода с учетом пространственного заряда и максвелловского характера распределения начальных скоростей могут быть проведены по следующей схеме, предусматривающей использование кривых рис. 12-28

[Л.25 — 28]: заданы  $\frac{I_a}{I_S}$ ;  $\frac{I_S}{T_k}$  и  $d$ ; необ-

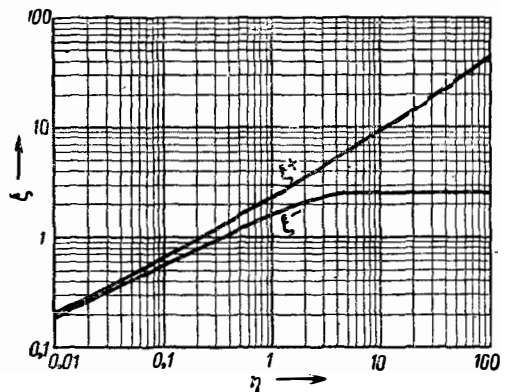


Рис. 12-28. Вспомогательные кривые для определения тока диода, ограниченного пространственным зарядом при учете максвелловского распределения скоростей электронов.



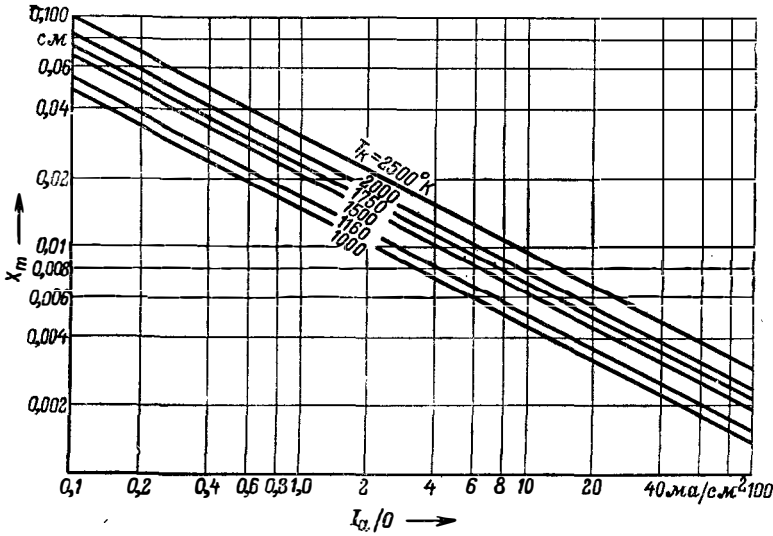


Рис. 12-29. Расстояние катода от минимума потенциала в диоде с плоскопараллельными электродами при ограничении тока пространственным зарядом и при  $I_S \gtrsim 30I_a$ .

ходимо вычислить  $U_a$ . Из формулы (12-16) следует, что  $U_T [\text{В}] = \frac{T_k [^\circ \text{K}]}{11600}$ . Затем находится

$$\eta_1 = \ln \frac{I_S}{I_a} = -\frac{U_m}{U_T}. \quad (12-35)$$

Из рис. 12-28 определяется величина  $\xi^-$ , соответствующая  $\eta_1$ . Далее получают  $(d - x_m)$ , пользуясь формулой

$$\xi = 9,2 \cdot 10^5 (T_k [^\circ \text{K}])^{-3/4} \left( \frac{I_a [a]}{O [c.m.^2]} \right)^{1/2} (d - x_m) [c.m.]. \quad (12-36)$$

Таким образом, из уравнений (12-35) и (12-36) определяют  $U_m < 0$  и  $x_m$ . Из уравнения (12-36) находится величина  $\xi^+$  и соответствующая ей величина  $\eta_2$  (рис. 12-28). Далее находится  $U_a$  с помощью формулы

$$\eta_2 = \frac{U_a - U_m}{U_T}. \quad (12-37)$$

Для  $x_m$  при  $I_S \gtrsim 30I_a$  получается выражение

$$x_m [c.m.] = 0,0156 (T_k [1000^\circ \text{K}])^{3/4} \times \left( \frac{1000I_a [a]}{\bullet [c.m.^2]} \right)^{-1/2} \quad (12-38)$$

(рис. 12-29).

Изменение работы выхода катода не влияет на анодный ток при наличии пространственного заряда.

### 12-11. ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЗАКОНА СТЕПЕНИ $3/2$

На форму характеристики оказывают влияние следующие явления:

1. При прямональном катоде действуют

еще анодное напряжение изменяется вдоль катода на величину падения напряжения  $U_H$ . При присоединении отрицательного полюса анодного источника питания к отрицательному концу катода анодный ток уменьшается; характеристика как бы сдвигается приблизительно на величину  $U_H/2$  (рис. 12-30).

2. Может иметь место насыщение для отдельных участков катода. Это приводит к спрямлению характеристики и заметному отклонению от закона степени  $3/2$ . Эти отклонения делаются хорошо заметными, если характеристику  $I_a = f(U_a)$  нанести на координатную сетку, у которой ось абсцисс имеет линей-

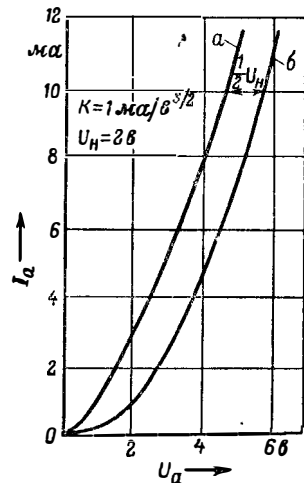


Рис. 12-30. Влияние падения напряжения  $U_H$  вдоль прямонального катода на характеристику диода при ограничении тока пространственным зарядом.  $a$  — характеристика при  $U_H = 0$ ;  $b$  — характеристика при  $U_H = 2 \text{ В}$  и подключении источника анодного напряжения к отрицательному концу катода.

ный масштаб, а ось ординат — масштаб, пропорциональный  $I_a^{2/3}$ . Кривые, которые точно следуют закону  $I_a = KU^{3/2}$ , на таком графике будут выглядеть прямыми (§ 12-34).

3. Иногда в генераторных лампах магнитное поле, создаваемое током накала, искривляет траектории электронов, что также приводит к спрямлению характеристики.

## 12-12. ДЕЙСТВУЮЩЕЕ НАПРЯЖЕНИЕ И ПРОНИЦАЕМОСТЬ

Если между катодом и анодом электронной лампы имеется управляющая сетка, то распределение потенциала и анодный ток (ток пространственного заряда) определяются потенциалами анода и управляющей сетки. Как и в диоде, перед катодом создается потенциальный барьер, от высоты

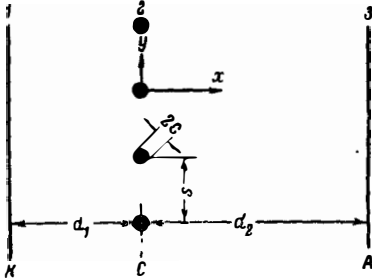


Рис. 12-31. Поперечное сечение триода. К — катод; С — управляющая сетка; А — анод.

которого зависит количество электронов, проникающих через него. Для облегчения численных расчетов предполагают, что сетка в триоде заменена сплошным однородным электродом, на который подается такой потенциал, что в этом эквивалентном диоде протекает такой же ток, как в триоде, и перед катодом создается такая же напряженность поля, как в триоде; это напряжение называют действующим напряжением сетки. Действующее напряжение зависит от геометрических параметров электродной системы (на рис. 12-31: диаметр проволоки сетки  $2c$ , шаг витка сетки  $s$ , расстояние сетка — катод  $d_1$  и расстояние сетка — анод  $d_2$ ), а также от потенциалов сетки и анода (проницаемость). Вычисление анодного тока триода основывается на вычислении анодной проницаемости  $D_{32}$  и

действующего напряжения из геометрических данных лампы. В цилиндрической системе электродов расстояния между ними весьма малы по сравнению с радиусами кривизны электродов, поэтому для цилиндрических систем расчет с хорошим приближением к действительности можно вести так же, как для плоскопараллельных электродов (при нумерации электродов в лампе принято идти изнутри наружу; таким образом катод получает индекс 1, управляющая сетка — 2, экранирующая сетка — 3 и т. д.).

Если  $E_1$  — напряженность поля у катода (рис. 12-31) при отсутствии электронов, то проницаемость определяется выражением

$$D_{32} = \frac{\partial E_1 / \partial U_3}{\partial E_1 / \partial U_2} = \frac{C_{1,3}}{C_{1,2}}, \quad (12-39)$$

где  $C_{1,3}$  — емкость катод — анод, а  $C_{1,2}$  — емкость катод — сетка.

Простейшее выражение для проницаемости имеет вид:

$$D = D_{32} \frac{s}{2\pi d_2} \ln \frac{s}{2\pi c}. \quad (12-40)$$

Оно выведено в предположении, что  $d_1 \gg s$ ,  $d_2 \gg s$  и  $s \gg c$  (рис. 12-31). Согласно этому приближенному выражению величина  $D_{32}$  не зависит от расстояния катод — сетка. Более точные формулы приведены в [Л. 30 — 39].

Так как распределение потенциала в лампе зависит от тока пространственного заряда, то и действующее напряжение зависит от пространственного заряда. Для системы с плоскопараллельными электродами при наличии пространственного заряда применимо выражение

$$U_{2 \text{ действ}} = \frac{U_2 + D_{32} U_3}{1 + D_{32} \left(1 + \frac{2}{3} \frac{d_2}{d_1}\right)} = \sigma (U_2 + D_{32} U_3). \quad (12-41)$$

Для цилиндрической системы электродов (с аксиальным катодом) аналогичное выражение имеет вид:

$$U_{2 \text{ действ}} = \frac{U_2 + D_{32} U_3}{1 + D_{32} \left(1 + \frac{2}{3} \ln \frac{r_3}{r_2}\right)} = \sigma (U_2 + D_{32} U_3), \quad (12-42)$$

где  $\sigma$  обозначает так называемую остроту управления. Для всех типов ламп она лежит в пределах от 0,5 до 1.

## Характеристики и параметры

### 12-13. ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ДИОДА

Рассмотрим начальный участок характеристики диода (рис. 12-23). Из уравнения (12-16) следует:

$$\frac{dI_a}{dU_a} = S = \frac{1}{R_i} = \frac{I_a}{U_T} = \text{крутизна} = \frac{1}{\text{внутреннее сопротивление}}; \quad (12-43)$$

$$\frac{d^2 I_a}{dU_a^2} = T = \frac{I_a}{U_T^2} = \text{„кривизна“}. \quad (12-44)$$

Практически можно считать для оксидных катодов при нормальной рабочей температуре ( $U_T \approx 0,1 \text{ в}$ )

$$S \left[ \frac{a}{\text{в}} \right] = 10 I_a [a]; \quad (12-45)$$

$$T \left[ \frac{a}{\text{в}^2} \right] = 100 I_a [a].$$

Для участка пространственного заряда при пренебрежении влиянием максвелловского распределения начальных скоростей электронов применимы выражения:

$$S = \frac{3}{2} K U_a^{1/2} = \frac{3}{2} \cdot \frac{I_a}{U_a} = \frac{3}{2} K^{2/3} I_a^{1/3} = a_S I_a^{1/3}; \quad (12-46)$$

$$T = \frac{3}{4} K U_a^{-1/2} = \frac{3}{4} \frac{I_a}{U_a^2}. \quad (12-47)$$

Здесь  $a_S = \frac{3}{2} K^{2/3}$  является константой крутизны. Для плоскопараллельной системы электродов

$$a_S \left[ \frac{a^{2/3}}{b} \right] = 2,64 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{(O[cm^2])^{2/3}}{(d[cm])^{1/3}}. \quad (12-48)$$

Для цилиндрической системы электродов

$$a_S = \left[ \frac{a^{2/3}}{b} \right] = 9 \cdot 10^{-4} \left( \frac{l[cm]}{\beta^2 r_2[cm]} \right)^{2/3}. \quad (12-49)$$

### 12-14. ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ТРИОДА

**Триоды с постоянной проницаемостью.** Из закона степени  $3/2$ , взятого с первым приближением:

$$I = K U_{\text{действ}}^{3/2}$$

вытекают следующие выражения для параметров триода при  $I_c = 0$ :

крутизна

$$S = \left( \frac{\partial I_a}{\partial U_c} \right)_{U_a = \text{const}} = \frac{3}{2} K \sigma^{3/2} U_c + D_{32} U_a)^{1/2} = 3/2 K \sigma U_{\text{действ}}^{1/2} = \frac{3}{2} \sigma \frac{I_a}{U_{\text{действ}}} = \frac{3}{2} K^{2/3} \sigma I_a^{1/3} = a_S I_a^{1/3} \quad (12-50)$$

(где  $a_S = \frac{3}{2} K^{2/3} \sigma = \text{константа крутизны}$ );

внутренняя проводимость

$$G_i = \left( \frac{\partial I_a}{\partial U_a} \right)_{U_c = \text{const}} = \frac{1}{R_i} = \frac{3}{2} K D_{32} \sigma^{3/2} (U_c + D_{32} U_a)^{1/2} = \frac{3}{2} K \sigma D_{32} U_{\text{действ}}^{1/2} = \frac{3}{2} \sigma D_{32} \frac{I_a}{U_{\text{действ}}}; \quad (12-51)$$

коэффициент усиления

$$\mu = \frac{(\partial I_a / \partial U_c)_{U_a = \text{const}}}{(\partial I_a / \partial U_a)_{U_c = \text{const}}} = - \left( \frac{dU_a}{dU_c} \right)_{I_a = \text{const}} = \frac{1}{D_{32}} \quad (12-52)$$

и равенство

$$S/G_i = S R_i = \mu (= 1/D_{32} \text{ для триодов с постоянной проницаемостью}). \quad (12-53)$$

**Три семейства характеристик триода,** показанные на рис. 12-32, применяются наиболее часто. Они дают следующие зависимости (в предположении, что  $D = D_{32} = \text{const}$ ):

$$I_a = f(U_c) \text{ и } I_c = f(U_c), \text{ параметр } U_a;$$

$$I_a = f(U_a) \text{ и } I_c = f(U_a), \text{ параметр } U_c;$$

$$U_c = f(U_a), \text{ параметры } I_a \text{ и } I_c.$$

Влияние непостоянства проницаемости рассмотрено ниже.

Параметры триода, зависящие от режима ( $I_a, U_c, U_a$ ), могут быть получены из этих семейств кривых на основании уравнений (12-50) — (12-52). Постоянство  $D_{32}$  проявляется в том, что на графике  $U_c = f(U_a)$  при  $I_a = \text{const}$  характеристики являются параллельными прямыми линиями.

**Триоды с непостоянной проницаемостью.** Введение «действующего напряжения» предполагает, что неоднородность поля сетки не проявляется вплоть до непосредственной близости к катоду. Однако это не выполняется, и проницаемость нельзя считать постоянной из-за следующих обстоятельств: расстояние катод — сетка мало и не постоянно над поверхностью катода; шаг сетки и толщина проволоки являются конечными величинами; наличие тра-

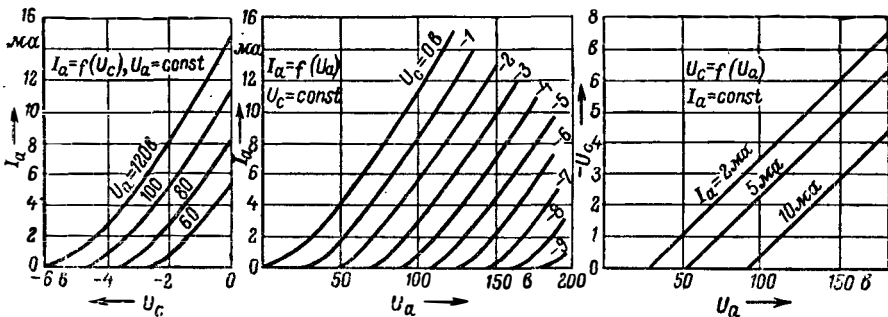


Рис. 12-32. Семейства характеристик триода с постоянной проницаемостью  $D = 1/\mu$ .

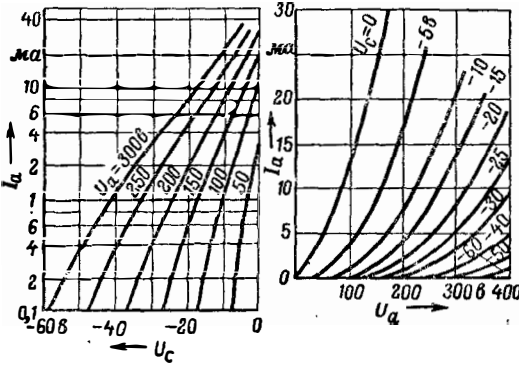


Рис. 12-33. Семейства характеристик триода с удлиненной характеристикой (лампа с переменной крутизной).

верс сетки. В результате проницаемость  $D_{32}$  различна для различных мест лампы. Различные части катода эмиттируют неодинаково. Особенно при значительных отрицательных напряжениях на сетке части катода, больше экранированные витками сетки, не участвуют в создании анодного тока («образование островов»). При изменяющейся от места к месту проницаемости  $D_{32}$  коэффициент усиления  $\mu$  продолжает оставаться только функцией отношения  $U_c/U_a$ , и поэтому теперь  $D_{32} \neq 1/\mu$ . Влияние непостоянства проницаемости на характеристики триода может быть вычислено [Л. 33, 35, 36, 39, 40].

Часто в целях получения характеристик нужного вида проницаемость умышленно изменяется вдоль катода. Это обычно делается с помощью соответствующего изменения шага сетки [Л. 36, 37, 40].

Для регулирования усиления часто требуется экспоненциальная характеристика, определяемая выражением

$$I_a = I_{a0} \exp\left(p \frac{U_c}{U_a}\right) \quad (12-54)$$

(лампа с удлиненной характеристикой, лампа с удаленной отсечкой анодного тока, лампа варимю). Если построить график  $\lg I_a = f(U_c)$ , то получаются прямые линии, подобно тому, как это имеет место у характеристик начального тока на рис. 12-21. По аналогии с уравнением (12-16) часто и для ламп варимю уравнение (12-54) пишется в такой форме:

$$\left. \begin{aligned} I_a &= I_{a0} \exp(U_c/U_T) \\ (U_T &= U_a/p). \end{aligned} \right\} \quad (12-55)$$

При этом  $p$  в первом приближении зависит от геометрии лампы и  $I_{a0}$  является только функцией  $U_a$ ; соответственно

$$S = \frac{I_a}{U_T} = p \frac{I_a}{U_a}. \quad (12-56)$$

Таким образом, при постоянном  $I_a$  крутизна приблизительно обратно пропорциональна  $U_a$ . Семейство характеристик  $I_a = f(U_a)$  такой лампы (рис. 12-33) имеет вид, характерный вообще для систем с изменяющейся проницае-

мостью: они как бы стягиваются в областях малых токов и больших анодных напряжений. Этому явлению соответствует сильное уменьшение  $\mu$  при росте отношения  $(-U_c/U_a)$ .

### 12-15. ТОК СЕТКИ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ НА СЕТКЕ

Имея тепловые начальные скорости, электроны могут достигать сетки даже при отрицательных напряжениях на ней. Электронный ток на сетку обычно исчезает у ламп с косвенным подогревом при  $-0,5 \text{ в} > U_c > -1,5 \text{ в}$  ( $I_c \ll 3 \cdot 10^{-7} \text{ а}$  можно считать точкой начала сеточного тока). У прямонакальных ламп это происходит при  $-1 \text{ в} < U_c < +1 \text{ в}$  (если минус источника анодного напряжения соединен с отрицательным концом нити). Точка начала сеточного тока меняется от одного типа лампы к другому. Кроме того, она смещается в процессе работы [Л. 41].

При больших отрицательных напряжениях на сетке сеточный ток вызывают следующие причины:

- а) плохой вакуум и как следствие — ионизация;
- б) термоэлектронная эмиссия сетки;
- в) плохая изоляция между сеткой и другими электродами.

Все эти токи имеют направление, противоположное электронному току на сетку. Их называют (условно) отрицательными токами сетки.

На рис. 12-34 показана зависимость  $I_c = f(U_c)$  при  $U_c < 0$ . Характеристика каждого из видов сеточного тока, упомянутых в п. «а» — «в», имеет свою типичную форму: при плохом

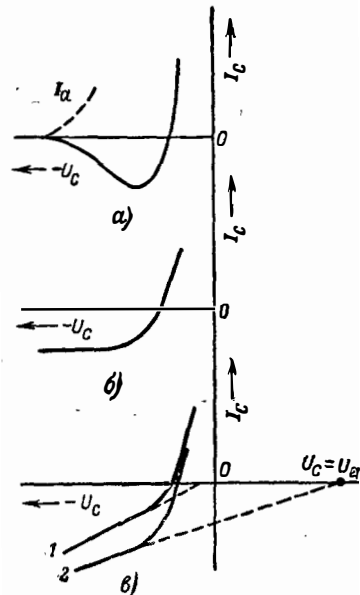


Рис. 12-34. Обратные сеточные токи. а — из-за плохого вакуума; б — из-за термоэмиссии сетки; в — из-за плохой изоляции между катодом и сеткой (кривая 1) или между сеткой и анодом или экранирующей сеткой (кривая 2).

вакууме ионный ток на сетку пропорционален давлению газа в лампе  $p$  и анодному току:

$$I_c = C p I_a \quad (12-57)$$

Он, следовательно, равен нулю в начальной точке характеристики  $I_a = f(U_c)$ . Коэффициент пропорциональности  $C$  зависит от рода газа, анодного напряжения (и напряжения экранной сетки) и размеров электродной системы. Для обычных ламп  $C$  лежит в пределах от 0,1 до 1 (мм рт. ст.)<sup>-1</sup>.

Кривая, характеризующая термоэлектронную эмиссию сетки [ $I_c = f(U_c)$ ], имеет характер насыщения. При увеличении напряжения накала этот ток резко возрастает.

Плохая изоляция между сеткой и другими электродами дает сеточный ток, который растет почти линейно при увеличении  $-U_c$ . Если недостаточна изоляция между сеткой и катодом, то касательная к характеристике проходит через точку, где  $I_c = 0$ ,  $U_c \approx 0$ . При плохой изоляции между сеткой и анодом касательная направлена к точке  $I_c = 0$ ,  $U_c \approx U_a$ . Обычно ход кривой в области больших отрицательных напряжений на сетке имеет нелинейный характер (что говорит о наличии поверхностных слоев полупроводникового характера).

Обратный ток сетки определяет максимально допустимую величину сопротивления утечки сетки (гридлик)  $R_c$ .  $\Delta U_c$  — падение напряжения на  $R_c$ , вызываемое током  $I_c$ , должно быть мало по сравнению с сеточным смещением. В ином случае в процессе работы может иметь место неконтролируемое блуждание рабочей точки. При  $\Delta U_c \leq 0,1$  в и  $I_c = 10^{-7}$  а получается  $R_c \leq 1$  Мом. Такого порядка бывают максимально допустимые величины  $R_c$  в схемах с приемными лампами. Только электрометрические лампы (§ 12-24) допускают значительно большие величины  $R_c$ .

### 12-16. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРИОДА ПРИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ НА СЕТКЕ

При положительном напряжении на сетке, так же как и при отрицательном напряжении, величина электронного тока с катода  $I_k$  (тока пространственного заряда) определяется действующим напряжением. Но этот ток распределяется между анодом и сеткой. Распределение тока зависит как от величины напряжения, так и от силы тока; в результате вид семейства характеристик существенно отличается от того, что имеет место при отрицательных напряжениях на сетке.

а) При положительной сетке отверстия сетки действуют подобно рассеивающим линзам (рис. 12-35). При этом электроны получают составляющую движения, перпендикулярную к направлению поля перед анодом. При небольших анодных напряжениях часть электронов из-за этого отражается от анода и возвращается на сетку [Л. 42—48].

б) При больших плотностях то,

а, а также под влиянием отраженных электронов в области сетки — анод может появиться пространственный заряд; это иногда приводит к образованию виртуального (мнимого) катода [Л. 49—52].

в) Распределение тока может быть искажено вторичной эмиссией электронов [Л. 53—57].

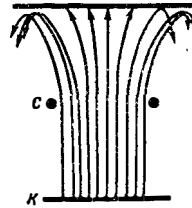


Рис. 12-35. Траектории электронов в триоде с положительным сеточным напряжением и небольшим положительным анодным напряжением.

На рис. 12-36 показаны семейства характеристик триода, построенные без учета перераспределения тока между электродами, вызываемого вторичной эмиссией. Сеточный ток на этих графиках показан пунктирными линиями. При увеличении анодного напряжения анодный ток вначале быстро растет и также быстро убывает сеточный ток (перераспределение тока от сетки к аноду). Максимальная мощность и к. п. д. оконечных и генераторных триодов зависят от крутизны кривой, выражающей зависимость  $I_a$  от  $U_a$ . В первом приближении характеристики можно рассматривать как прямые и их наклон  $dU_a/dI_a$  называется «нагрузочное внутреннее сопротивление» (рис. 12-36). Если имеет место обмен вторичными электронами между сеткой и анодом, то зависимость  $I_a$  и  $I_c$  от  $U_a$  имеет характер, показанный на рис. 12-37. При  $U_a < U_c$  появляются падающие характеристики, причем  $dI_a/dU_a < 0$  (динаэтронная характеристика). При больших величинах вторичной эмиссии  $U_c > U_a$  может быть  $I_a < 0$ , а при  $U_a > U_c$  может быть  $I_c < 0$ .

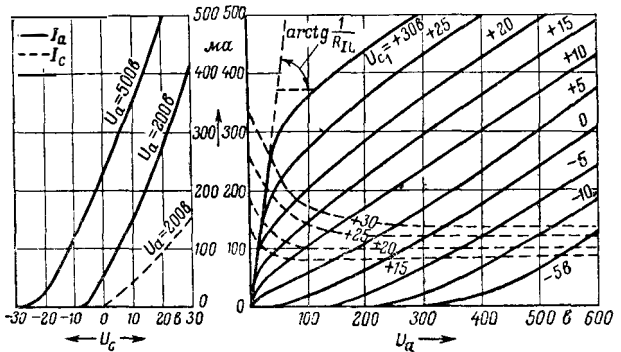


Рис. 12-36. Семейства характеристик триода. Обмен вторичными электронами между сеткой и анодом пренебрежимо мал,  $U_c > 0$ .

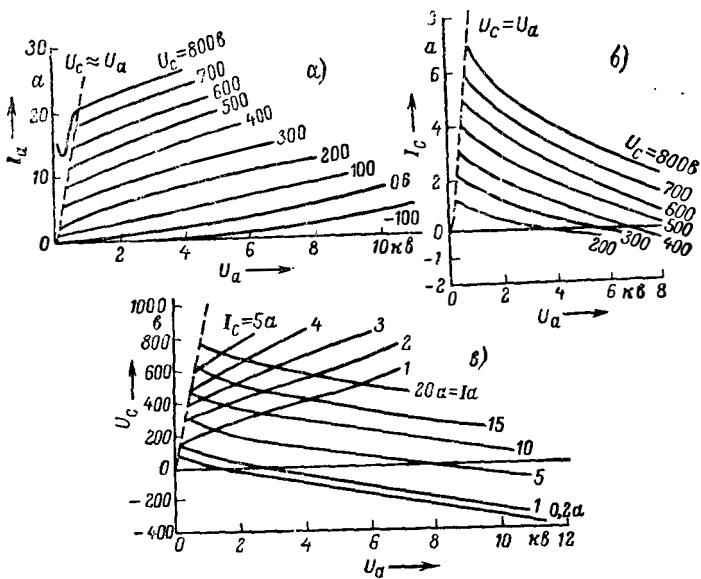


Рис. 12-37. Семейства характеристик генераторного триода, построенные с учетом обмена вторичными электронами между сеткой и анодом,  $U_c > 0$ .

12-17. МНОГОСЕТОЧНЫЕ ЛАМПЫ

**Пентод.** Важнейшей из многосеточных ламп является пентод [Л. 58, 59]. При работе в области частот ниже 100 Мгц он является наиболее часто применяемой усилительной лампой. На рис. 12-38 показаны поперечное сечение, распределение потенциала и характеристики

пентода. Ток с его катода определяется законом степени  $3/2$  и величиной действующего напряжения первой сетки

$$U_2 \text{ действ} = \sigma (U_2 + D_{32} U_3 \text{ действ}). \quad (12-58)$$

Защитная (антидинаatronная) сетка 4, имеющая потенциал катода, создает в пространстве между экранирующей сеткой 3 и анодом 5 такое распределение потенциала, при котором все вторичные электроны, вылетающие из экранирующей сетки и анода, тормозятся и возвращаются на места их возникновения. Для пентода характерны крутой подъем  $I_a$  при малых анодных напряжениях и большая величина  $R_i$  при  $U_5 \geq U_3$ . Законы токораспределения, которые определяют характерный для пентода ход кривых  $I_a = f(U_a)$ , описаны в литературе [Л. 45, 47, 57]. Техническими преимуществами пентода по сравнению с триодом являются: в каскадах усиления в. ч. — высокое внутреннее сопротивление и очень малая емкость  $C_{25} = C_{с.а}$  (порядка  $10^{-2} - 10^{-3}$  нф); в оконечных каскадах — крутой подъем  $I_a$  при малых  $U_a$ , что дает возможность использовать всю характеристику с малым остаточным напряжением и приводит к большому к. п. д.

**Тетрод.** У тетрода (экранирующая лампа) (рис. 12-39) по сравнению с пентодом отсутствует защитная сетка 4 — это приводит к обмену вторичными электронами между экранирующей сеткой и анодом и к изменению формы характеристик, как показано на рис. 12-39, в. При работе лампы должен быть исключен такой режим, при котором анодное напряжение становится меньше напряжения экранирующей сетки. Это является недостатком по сравнению с пентодом при применении тетрода в оконечных каскадах. Кроме того, емкость анод — управляющая сетка у тетрода больше, чем у пентода, из-за отсутствия за-

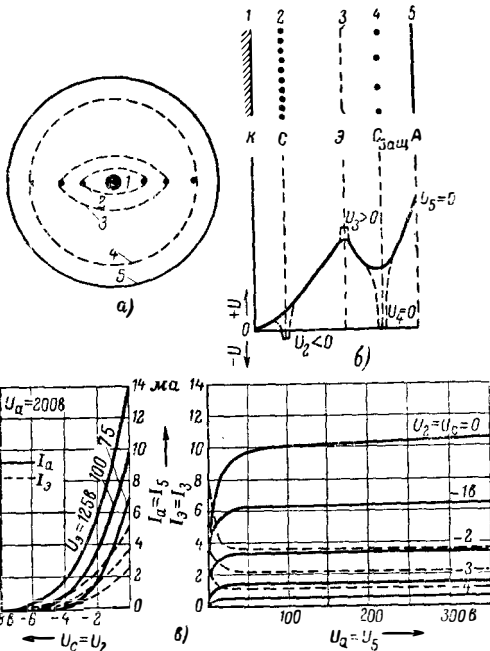


Рис. 12-38.

а — поперечное сечение пентода; 1 — катод; 2 — управляющая сетка; 3 — экранирующая сетка; 4 — защитная сетка; 5 — анод; б — распределение потенциала в пентоде; в — характеристики пентода.

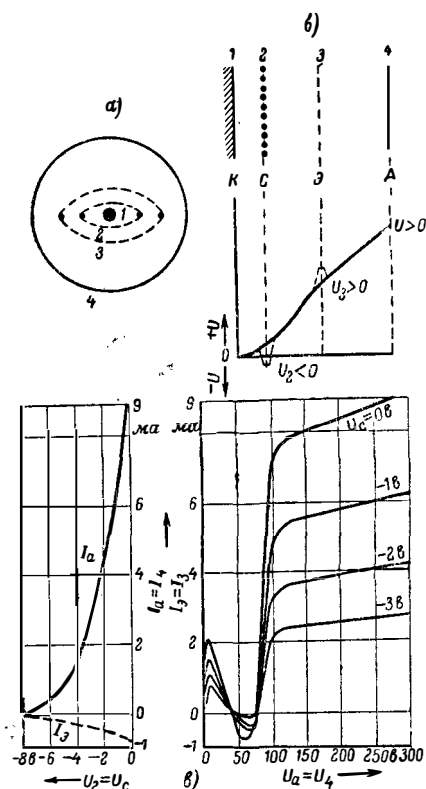


Рис. 12-39.

а — поперечное сечение тетроды; 1 — катод; 2 — управляющая сетка; 3 — экранирующая сетка; 4 — анод; б — распределение потенциала в тетроде; в — характеристики тетроды

щитной сетки; это является недостатком при применении тетроды в каскадах усиления в. ч. Оба эти обстоятельства приводят к тому, что тетроды с характеристиками, показанными на рис. 12-39, в, в настоящее время практически не изготавливаются и не применяются.

Однако правильным выбором размеров системы экранирующая сетка — анод можно создать такие тетроды, у которых переход вторичных электронов предотвращается пространственным зарядом, создаваемым в этой области (мощный лучевой тетрод [Л. 66]). Для усиления этого эффекта, т. е. для усиления плотности пространственного заряда, в области между экранирующей сеткой и анодом обычно помещают пластину с большим отверстием, имеющую потенциал катода (рис. 12-40, а). Благодаря этому происходит фокусирование электронного потока и он ограничивается определенным сектором. Кривая распределения потенциала между экранирующей сеткой и анодом имеет прогиб (рис. 12-40, б). Именно этот минимум на кривой делает практически невозможным переход вторичных электронов. В результате, несмотря на отсутствие экранирующей сетки, характеристики  $I_a = f(U_a)$  имеют вид, показанный на рис. 12-40, в. Тетроды подобного устройства часто применяются в качестве низкочастотных оконечных ламп, а также генераторных ламп.

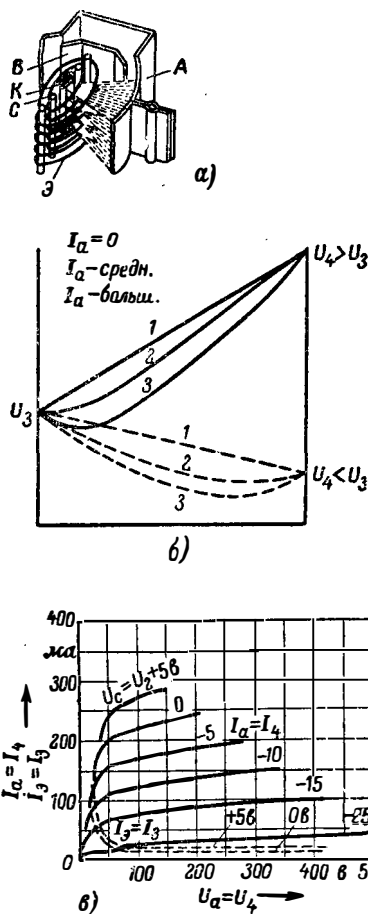


Рис. 12-40. Лучевой тетрод

а — конструкция; б — распределение потенциала в пространстве экранирующая сетка — анод; в — семейство характеристик  $I_a = f(U_a)$ .

**Гексод и гептод.** Гексод и гептод в настоящее время являются наиболее часто применяемыми смесительными лампами с двойным входом [Л. 60, 61]. На рис. 12-41, а показано поперечное сечение гексода. В этой лампе электронный ток с катода управляется дважды: первый раз с помощью управляющей сетки 2 (путем изменения величины тока, отбираемого с катода) и вторично — с помощью сетки 4 (изменение токораспределения). При применении гексода в качестве смесительной лампы на первую сетку подается входной сигнал в. ч., а на вторую — напряжение от гетеродина. Электродная система последнего (триод) часто помещается в общей колбе с гексодом. Между управляющими сетками 2 и 4 находится первая экранирующая сетка. За сеткой 4 лежит вторая экранирующая сетка 5, за ней — анод. У гептода дополнительно ко всем этим электродам имеется еще защитная сетка, расположенная между второй экранирующей сеткой и анодом и имеющая потенциал катода.

Управление током с помощью сетки 4 основывается на изменении (при изменении ее

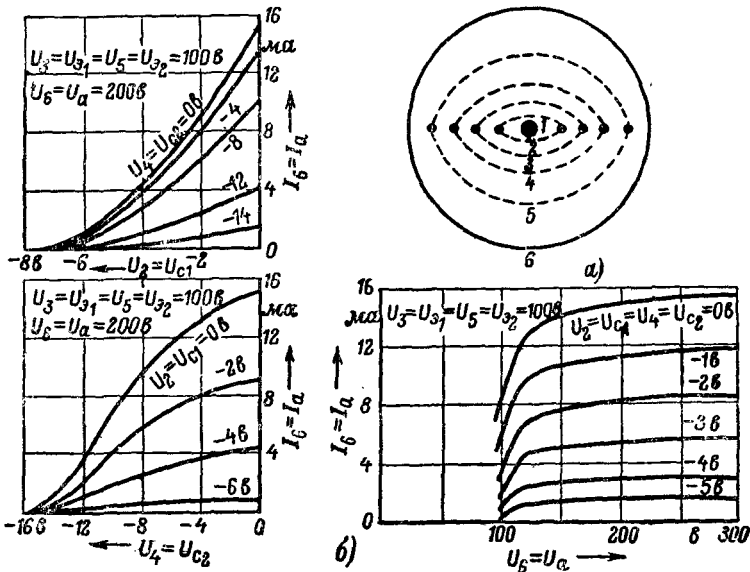


Рис. 12-41. а — поперечное сечение гексода; 1—катод; 2—первая управляющая сетка; 3—первая экранирующая сетка; 4—вторая управляющая сетка; 5—вторая экранирующая сетка; 6—анод. б — семейства характеристик гексода.

потенциала) токораспределения между сеткой 3—с одной стороны, и экранирующей сеткой 5 и анодом 6—с другой стороны [Л. 62—65]. Чем больше отрицательное напряжение  $U_4$ , тем больше электронов возвращается от сетки 4, тем меньше анодный ток  $I_6$  и тем больше ток  $I_3$ . Некоторая часть возвращенных электронов доходит и до катода. Поэтому напряжение  $U_4$  оказывает относительно сильное влияние на ток с катода. Характеристики гексода показаны на рис. 12-41, б.

Управление токораспределением в принципе возможно и в пентоде, если на защитную сетку подавать управляющее отрицательное напряжение. Введение второй экранирующей сетки приводит к увеличению внутреннего сопротивления  $\partial U_a / \partial I_a$ . Характеристики  $I_a = f(U_a)$  у гексода имеют тот же характер, что и у тетродов. Дополнительная защитная сетка в гептоде служит, как и в пентоде, для предотвращения перехода вторичных электронов. Поэтому характеристики  $I_a = f(U_a)$  гептода

имеют такой же вид, как и пентода; внутреннее сопротивление гептода больше, чем гексода.

**Пентагридный преобразователь и октод.** Это также смесительные лампы с двойным входом. От гексода и гептода они отличаются тем, что у них высокочастотный входной сигнал подается на вторую управляющую сетку, а напряжение гетеродина подается на первую управляющую сетку. У обеих описываемых ламп анод гетеродина находится внутри электродной системы, в которой осуществляется смешивание. На рис. 12-42 показано поперечное сечение электродной системы пентагридного преобразователя. Катод 1 окружен управляющей сеткой 2. Анод 3 гетеродина выполнен в форме двух траверс, находящихся между управляющей сеткой и экранирующей сеткой 4. Эти траверсы занимают такое положение, что электроны, возвращающиеся обратно под воздействием задней управляющей сетки 5, попадают на них в минимальном количестве (конечные значения отношения  $\partial I_3 / \partial U_5$  могут вызвать изменение частоты). После сетки 5 в пентагридном преобразователе располагаются экранирующая сетка 6 и анод 7. У октода два этих электрода отделяются друг от друга защитной сеткой; на нее подается потенциал катода.

Характеристики  $I_a = f(U_5)$  соответствуют характеристикам  $I_a = f(U_4)$  гексода. Семейство анодных характеристик пентагридного преобразователя походит на таковое у тетрода. Так, сходны семейства характеристик  $I_a = f(U_a)$  октода и пентода. Существуют специальные конструкции октодов, у которых ток на генераторный анод 3 в весьма малой степени зависит от напряжения  $U_5$  входной сетки [Л. 67].

**Лампа с катодной сеткой.** Старейшая многосеточная лампа — лампа с катодной сеткой, играет в настоящее время весьма незначительную роль. Только при очень низких напряже-

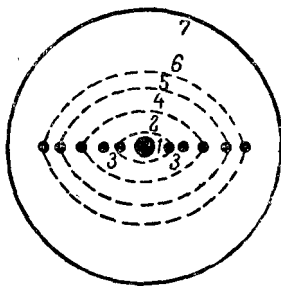


Рис. 12-42. Поперечное сечение пентагридного преобразователя.

1—катод; 2—управляющая гетеродинная сетка; 3—анод гетеродина; 4—первая экранирующая сетка; 5—управляющая сигнальная сетка; 6—вторая экранирующая сетка; 7—анод.



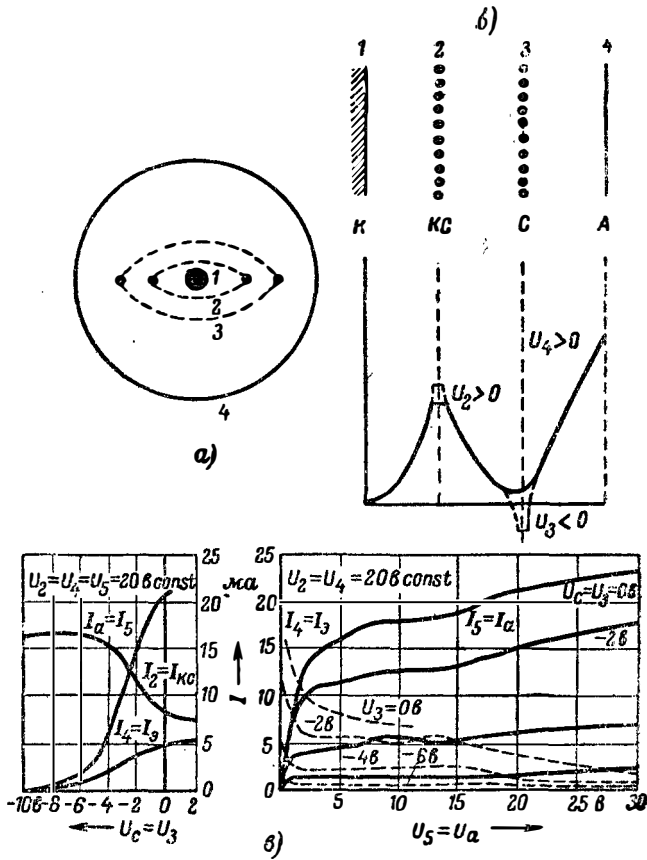


Рис. 12-43. а—поперечное сечение электродной системы лампы с катодной сеткой; 1—катод; 2—катодная сетка; 3—управляющая сетка; 4—анод; б—распределение потенциала в лампе с катодной сеткой; в—характеристики лампы с катодной сеткой, имеющей экранирующую сетку между управляющей сеткой и анодом.

ниях питания она может иметь преимущество перед другими типами ламп (например, при применении ее в качестве электрометрической лампы). В этой лампе перед катодом 1 находится катодная сетка 2, имеющая небольшой положительный потенциал по отношению к катоду (порядка 5—25 в). После этой сетки сле-

дуют управляющая сетка 3 и анод 4 (рис. 12-43,а). Иногда в лампах этого типа между управляющей сеткой и анодом помещаются экранирующая и защитная сетки. Управляющее действие сетки 3 сводится к изменению токораспределения между катодной сеткой и анодом.

## Эквивалентные схемы и полные проводимости

### 12-18. СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ

Трехэлектродная лампа с управляющей сеткой может быть в принципе включена в 6 различных вариантах, отличающихся друг от друга по способу подключения входных и выходных контуров. Эти варианты указаны в табл. 12-7; варианты, названные «перевернутыми», не имеют практического применения.

Схемы с заземленным катодом, сеткой и анодом (сокращенно: СЗК, СЗС, СЗА) показаны на рис. 12-44 [Л. 68, 74]. В сокращенных

обозначениях последняя буква указывает, какой из электродов лампы присоединен к точке, общей для входного и выходного контуров. (О схеме, которая является переходной от СЗК к СЗС, см. [Л. 76, 77].) У многосеточных усилительных ламп вспомогательные электроды, если пренебречь влиянием неустраняемого конечного полиого сопротивления коротких соединительных проводов, можно считать соединенными по переменному току с электродом, общим для входного и выходного контуров. Поэтому и здесь обозначения СЗК, СЗС, СЗА сохраняют свой смысл.

Таблица 12-7

Схемы включения ламп с управляющей сеткой

	Схема с заземленным катодом (СЗК)	Схема с заземленной сеткой (СЗС)	Схема с заземленным анодом (СЗА)	„Перевернутые“ схемы		
				Схема с заземленным катодом (СЗК)	Схема с заземленной сеткой (СЗС)	Схема с заземленным анодом (СЗА)
Входной контур включен между	К—С	С—К	А—С	К—А	С—А	А—К
Выходной контур включен между	К—А	С—А	А—К	К—С	С—К	А—С

Схемы с усилительными лампами могут быть представлены в виде активных четырехполюсников. При этом для каждой из схем табл. 12-7 можно составить несколько равноценных эквивалентных схем (П-образный четырехполюсник, Т-образный че-

лицы взята за основу эквивалентная схема рис. 12-45. Таблица применима для плоских систем при условиях постоянной проницаемости  $D = 1/\mu$ , исчезающе малого сеточного конвекционного тока и нулевых начальных скоростей электронов. Таблица применима до сравнительно

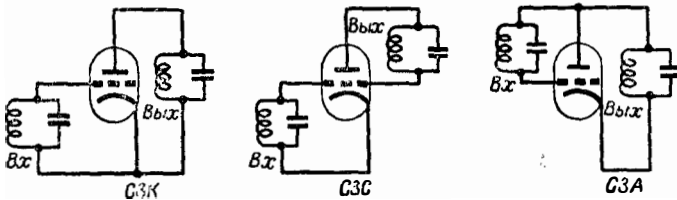


Рис. 12-44. Схемы с заземленным катодом, заземленной сеткой и заземленным анодом.

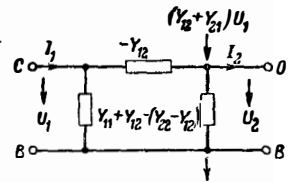


Рис. 12-45. Эквивалентная схема усилительной лампы в виде П-образного четырехполюсника.

тырехполюсник, схема с введением активного элемента в четырехполюсник как источника э. д. с. или как источника тока на входе или на выходе [Л. 74]). Чаще всего применяется схема П-образного четырехполюсника с введением активного элемента как источника тока на выходе. Если уравнения четырехполюсника написаны в форме

$$I_1 = Y_{11}U_1 + Y_{12}U_2; \tag{12-59}$$

$$I_2 = Y_{21}U_1 + Y_{22}U_2 =$$

$$= \underbrace{-Y_{12}U_1 + Y_{22}U_2}_{\text{пассивная часть}} + \underbrace{(Y_{12} + Y_{21})U_1}_{\text{активная часть}}; \tag{12-60}$$

то четырехполюсник имеет вид, показанный на рис. 12-45 (необходимо соблюдать знаки перед  $I$  и  $U$ ). Пассивная часть характеризуется тем, что она подчиняется известному из теории четырехполюсников закону обратимости. Усиленные свойства четырехполюсника при этом выражаются его активной частью в форме тока на выходных зажимах:

$$I = (Y_{12} + Y_{21})U_1.$$

На рис. 12-45

- при СЗК В — катод, С — сетка, А — анод;
- при СЗС В — сетка, С — катод, А — анод;
- при СЗА В — анод, С — сетка, А — катод.

12-19. ПОЛНЫЕ ПРОВОДИМОСТИ ТРИОДОВ

В табл. 12-8 приведены значения электронных полных проводимостей триодов для различных вариантов схем. При составлении таб-

высоких частот (угол пролета  $\theta_1 = \omega\tau_1$  для области катод — сетка и  $\theta_2 = \omega\tau_2$  для области сетка — анод  $\lesssim \pi/2$ , § 13-1). В таблице применены следующие обозначения:

- $S_0$  — статическая крутизна эквивалентного диода для промечутка катод — сетка;
- $\mu$  — коэффициент усиления;
- $d_1$  — расстояние К—С;
- $d_2$  — расстояние С—А;
- $C_{I1}$  — емкость К—С при отсутствии пространственных зарядов и  $\mu \rightarrow \infty$ ;
- $C_{II}$  — емкость А—С при отсутствии пространственных зарядов и  $\mu \rightarrow \infty$ ;
- $\theta_1 = 2 \frac{\omega C_{I1}}{S_0}$  = угол пролета К—С;
- $\theta_2$  — угол пролета С—А, равный

$$\omega \frac{2d_2}{\sqrt{\frac{2e}{m}(\sqrt{U_{a0}} + \sqrt{U_{с.действ0}})}};$$

$$k = \frac{\sqrt{U_{a.действ0}} + 2\sqrt{U_{a0}}}{\sqrt{U_{с.действ0}} + \sqrt{U_{a0}}};$$

$U_{a0}$  — анодное напряжение (постоянное);  
 $U_{с.действ0}$  — сеточное напряжение (постоянное);

$$F = 1 + \frac{22}{9} \cdot \frac{\theta_2}{\theta_1} k + \frac{5}{3} \left( \frac{\theta_2}{\theta_1} \right)^2 \times$$

$$\times \left( k \frac{\sqrt{U_{a0}}}{\sqrt{U_{a0}} + \sqrt{U_{с.действ0}}} \right);$$

Таблица 12-8

Электронные полные проводимости триода

	СЗК	СЗС	СЗА
$Y_{11}$	$+ \frac{1}{5} \frac{(\omega C_I)^2}{S_0} F \sigma_f^2 + j\omega\sigma_f \left( \frac{4}{3} C_{If} + C_{II} \right)$	$+ S_0 \sigma_f \left( 1 + \frac{1}{\mu} \right) + j\omega \cdot \frac{6}{10} C_I \sigma_f \left( 1 + \frac{1}{\mu} \right) \times \left( 1 + \sigma_f \frac{d_2}{\mu d_1} \right)$	$+ \frac{1}{5} \frac{(\omega C_I)^2}{S_0} F \sigma_f + j\omega\sigma_f \left( \frac{4}{3} C_{If} + C_{II} \right)$
$Y_{12}$	$+ \frac{1}{5} \frac{(\omega C_I)^2}{S_0 \mu} F \sigma_f^2 - j\omega\sigma_f C_{II}$	$- \frac{S_0}{\mu} \sigma_f - j\omega \cdot \frac{6}{10} \frac{C_I}{\mu} \times \sigma_f \left( 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{d_2}{d_1 \mu} F \sigma_f \right)$	$- \frac{1}{5} \frac{(\omega C_I)^2}{S_0} F \sigma_f^2 \left( 1 + \frac{1}{\mu} \right) - j\omega \cdot \frac{4}{3} C_I \sigma_f F$
$Y_{22}$	$- \frac{S_0}{\mu} \sigma_f - j\omega\sigma_f \left( C_{II} + \frac{6}{10\mu} C_I \right)$	$- \frac{S_0}{\mu} \sigma_f - j\omega\sigma_f \left( C_{II} + \frac{6}{10\mu} C_I \right)$	$- S_0 \sigma_f \left( 1 + \frac{1}{\mu} \right) - j\omega \cdot \frac{6}{10} C_I \sigma_f \left( 1 + \frac{1}{\mu} \right) \times \left( 1 + \frac{1}{3} \frac{d_2}{d_1 \mu} F \sigma_f \right)$
$Y_{12} + Y_{21}$	$- S_0 \sigma_f + j S_0 \sigma_f a$	$+ S_0 \sigma_f - j S_0 \sigma_f a$	$S_0 \sigma_f - j S_0 \sigma_f a$

$$f = 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\theta_2}{\theta_1} k;$$

$$C_{12} = \frac{B_{12}}{\omega} = -C_{II}. \quad (12-64)$$

$$\sigma_f = \left[ 1 + \frac{1}{\mu} \left( 1 + \frac{4}{3} \cdot \frac{d_2}{d_1} f \right) \right]^{-1};$$

$$a = \frac{11}{30} \theta_1 \left( 1 - \frac{3}{11\mu} \cdot \frac{d_2}{d_1} F \sigma_f \right) + \frac{1}{3} \theta_2 k.$$

Для облегчения рассмотрения таблицы сделаем следующие допущения, неоднократно проверенные практически при низких частотах:

$$\theta_1 \rightarrow 0; \frac{\theta_2}{\theta_1} = 0; 1 + \frac{1}{\mu} \approx 1; k = 2;$$

$$F = 1; f = 1; \sigma_f = 1; a = \frac{11}{30} \theta_1 + \frac{2}{3} \theta_2.$$

Случай СЗК:

$$G_{11} = \frac{1}{5} \cdot \frac{(\omega C_I)^2}{S_0} = \frac{1}{20} S_0 \theta_1^2; \quad (12-61)$$

$$C_{11} = \frac{B_{11}}{\omega} = \frac{4}{3} C_I + C_{II} = C_{вх} + \frac{1}{3} C_I. \quad (12-62)$$

Из-за пространственного заряда „холодная“ входная емкость  $C_{вх}$  увеличивается на  $1/3 C_I$ :

$$G_{12} = \frac{1}{5} \cdot \frac{(\omega C_I)^2}{S_0 \mu} = \frac{1}{20} \cdot \frac{S_0}{\mu} \theta_1^2; \quad (12-63)$$

Пространственный заряд не влияет на обратную связь между входом и выходом, которая действует через чисто реактивную проводимость для  $\omega \rightarrow \infty$ :

$$G_{22} = -\frac{S_0}{\mu}; \quad (12-65)$$

$$C_{22} = \frac{B_{22}}{\omega} = -\left( C_{II} + \frac{6}{10\mu} C_I \right). \quad (12-66)$$

Также и на комплексную выходную полную проводимость пространственный заряд практически не влияет.

$$G_{12} + G_{21} = -S_0; \quad (12-67)$$

$$B_{12} + B_{21} = + S_0 \left( \frac{11}{30} \theta_1 + \frac{2}{3} \theta_2 \right). \quad (12-68)$$

Ток отстает от напряжения на угол

$$\varphi \approx \text{tg } \varphi \approx \frac{11}{30} \theta_1 + \frac{2}{3} \theta_2.$$

Случай СЗС:

$$G_{11} = S_0; \quad (12-69)$$

$$C_{11} = \frac{B_{11}}{\omega} = \frac{6}{10} C_I \approx C_{вх} - \frac{4}{10} C_I. \quad (12-70)$$

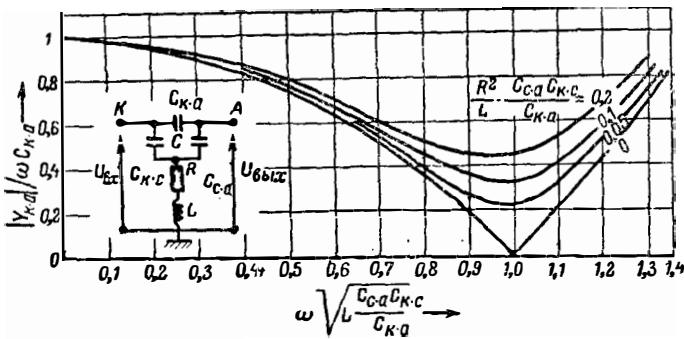


Рис. 12-46. Влияние сопротивления в цепи сетки триода, работающего в  $\pi$ -схеме с заземленной сеткой, на емкость обратной связи.

$G_{11}$  равно крутизне; входная емкость снижается пространственным зарядом на  $\frac{4}{10} C_1$ .

$$G_{12} = -\frac{S_0}{\mu}; \quad (12-71)$$

$$C_{12} = \frac{B_{12}}{\omega} = -\frac{6}{10} \cdot \frac{C_1}{\mu}. \quad (12-72)$$

Проводимость обратной связи состоит из статической внутренней проводимости, параллельно которой лежит проходная емкость, зависящая от пространственного заряда.

Для  $Y_{22}$  и  $Y_{12} + Y_{21}$  применимы те же выражения, что и для СЗК [уравнения от (12-65) до (12-68)], однако с обращением фазы для  $Y_{12} + Y_{21}$ .

**Случай СЗА:**

Для  $G_{11} + jB_{11}$  применимы те же выражения, что и при СЗК [уравнения (12-61) и (12-62)].

$$G_{12} = -\frac{1}{5} \cdot \frac{(\omega C_1)^2}{S_0}; \quad (12-73)$$

$$C_{12} = \frac{B_{12}}{\omega} = -j \frac{4}{3} C_1. \quad (12-74)$$

Проводимость обратной связи имеет конечную действительную компоненту при  $\Theta_1 > 0$ , параллельно которой лежит емкость  $C_1$ , зависящая от пространственного заряда.

$$G_{22} = -S_0; \quad (12-75)$$

$$C_{22} = \frac{B_{22}}{\omega} = -\frac{6}{10} C_1. \quad (12-76)$$

Выходная активная проводимость равна крутизне.

Для  $Y_{12} + Y_{21}$  применимы те же выражения, что и при СЗК, однако с обращением фазы.

Параллельно рассмотренным электронным проводимостям включены проводимости, создаваемые емкостями рассеяния, потерями в вводах (поверхностный эффект), потерями в материале колбы лампы (диэлектрические потери), сеточными конвекционными токами (§ 12-15) и индуктивностью вводов. Послед-

ние из упомянутых проводимостей существенны на частотах выше 30—50 Мгц. Их можно для СЗК определить с помощью выражений, применимых для пентодов, но только положив равными нулю те члены, которые отражают влияние индуктивностей экранирующей и защитной сеток (§ 12-20).

В СЗК на триоде, часто применяемой в области сверхвысоких частот, существенную роль играет полное сопротивление сеточного ввода  $R + j\omega L$  [Л. 78], изменяющиеся проводимости обратной связи. На рис. 12-46 показан результат этого явления — между входом и вы-

ходом возникает проводимость  $|Y'_{12}|$ , выражаемая формулой

$$|Y'_{12}| = \omega C_{K,a} \left[ \left( 1 - \omega^2 L \frac{C_{k,c} C_{c,a}}{C_{K,a}} \right)^2 + \omega^2 \left( R \frac{C_{k,c} C_{c,a}}{C_{K,a}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (12-77)$$

( $C_{k,c}$ ,  $C_{c,a}$ ,  $C_{K,a}$  — междуэлектродные емкости) Имеется возможность уменьшения связи между входом и выходом путем введения индуктивности в цепь сетки ( $|Y'_{12}| < \omega C_{K,a}$ ).

## 12-20. ПОЛНЫЕ ПРОВОДИМОСТИ ПЕНТОДОВ

На частотах до 50—100 Мгц наиболее широко применяемой усилительной лампой является пентод в СКЗ. При возрастании частоты проводимости четырехполюсника изменяются во все большей степени под влиянием неустраняемых индуктивностей вводов. Ниже приведены приближенные значения величины  $\Delta Y$ , вызываемой действием этих индуктивностей, с учетом лишь практически важнейших членов (точные зависимости имеются в [Л. 73, 70]).

В нижеследующих уравнениях электроды пронумерованы, начиная от катода — 1 и кончая анодом — 5. Применены следующие обозначения:

- $S_1$  — статическая крутизна катодного тока;
- $S_3$  — статическая крутизна тока экранирующей сетки;
- $S_5$  — статическая крутизна анодного тока;
- $C_{mn}$  — емкость между электродами  $m$  и  $n$ ;
- $L_m$  — индуктивность ввода электрода  $m$ ;
- $M_{mn}$  — взаимная индуктивность между вводами электродов  $m$  и  $n$ .

$$\Delta Y_{11} = +\omega^2 [S_1 (C_{12} L_1 + C_{23} M_{31}) - S_3 (C_{23} L_3 + C_{12} M_{31}) - S_5 (C_{12} M_{51} + C_{23} M_{53})]; \quad (12-78)$$

$$\Delta Y_{12} = j\omega^2 (C_{24} C_{45} L_4 + C_{23} C_{35} L_3 + C_{12} C_{15} L_1); \quad (12-79)$$

$$\Delta Y_{22} = -\omega^2 S_5 C_{15} L_1; \quad (12-80)$$

$$\Delta (Y_{12} + Y_{21}) = +j\omega S_1 S_5 L_1. \quad (12-81)$$

Учет лишь наиболее важных членов приводит к заключению:  $G_{11}$  увеличивается на  $\omega^2 (S_1 C_{12} L_1 - S_3 C_{23} L_3)$ . Зависимость от частоты этой добавочной входной активной проводимости такая же, как и входной активной проводимости, вызываемой конечной величиной времени пролета электронов.

Для улучшения  $G_{11}$  современные высокочастотные пентоды изготавливаются с двумя выводами от катода (уменьшение  $L_1$ ). Уравнение (12-79) дает выражение для кажущейся емкости между катодом и анодом:

$$C'_{с.а} = C_{с.а} - A\omega^2. \quad (12-82)$$

Уравнение (12-80) соответствует повышению внутренней проводимости на

$$\Delta G_i = +\omega^2 S_5 C_{15} L_1. \quad (12-83)$$

Крутизна анодного тока  $S_5$  в соответствии с уравнением (12-81) получает как результат влияния  $L_1$  добавочную фазу

$$\Delta \varphi_s \approx -\omega L_1 S_1. \quad (12-84)$$

К этим величинам  $\Delta Y$  добавляются еще те, которые вызываются конечностью времени пролета электронов, диэлектрическими потерями,

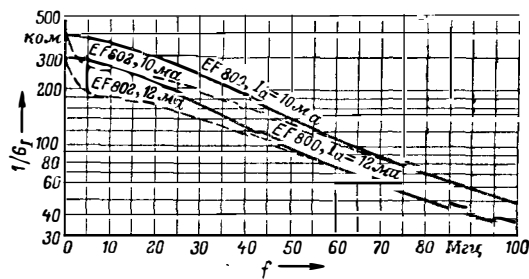


Рис. 12-49. Выходная активная проводимость высокочастотных широкополосных пентодов в зависимости от частоты (лампы EF 800 и EF 802, Телефункен).

потерями в выводах и электродными емкостями, лежащими вне собственно электродной системы. Типичные кривые проводимостей современных высокочастотных пентодов показаны на рис. 12-47—12-49. На рис. 12-47 даны величины  $S$ ,  $G_{11}$  и  $C_{11} \approx C_{вх}$  в зависимости от анодного тока для современного широкополосного высокочастотного пентода.  $G_{11}$  в рабочем диапазоне практически пропорционально  $\omega^2$ ,  $C_{11}$  не зависит от частоты. Для кажущейся емкости сетки — анод получается величина, не зависящая от анодного тока, но зависящая от частоты (рис. 12-48). Внутренняя проводимость при очень высоких частотах обычно зависит лишь незначительно от анодного тока. В первую очередь она определяется потерями холодной лампы (рис. 12-49). Для фазы крутизны имеем:

$$\varphi \approx - \left( \frac{11}{30} \theta_{12} + \theta_{23} + \theta_{34} + \frac{2}{3} \theta_{45} + \omega L_1 S_1 \right) = -B\omega. \quad (12-85)$$

(У современных высокочастотных пентодов  $B$  лежит в пределах от  $10^{-2}$  до  $10^{-3}$  рад/МГц.) Подробные сведения о проводимостях четырехполосника для пентодов можно найти в [Л. 70, 72, 73, 77].

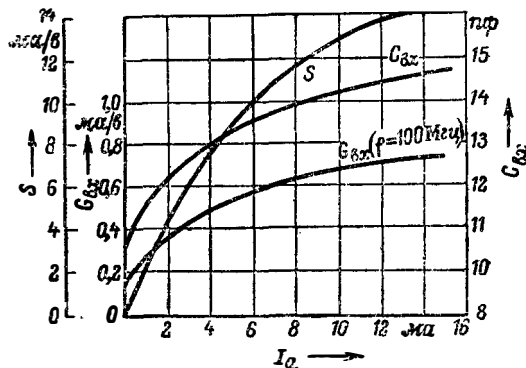


Рис. 12-47. Входная активная проводимость (при  $f = 100$  МГц), входная емкость  $C_{вх}$  (практически не зависит от частоты) и крутизна  $S$  (практически не зависит от частоты) высокочастотного широкополосного пентода в зависимости от величины анодного тока (СЗг, Сименс-Гальске).

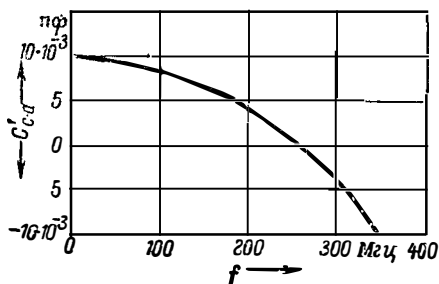


Рис. 12-48. Зависимость кажущейся емкости  $C'_{с.а}$  высокочастотного пентода от частоты, определяемая индуктивностью вводов лампы.

## 12-21. ПРОВОДИМОСТИ СМЕСИТЕЛЬНЫХ ЛАМП

При использовании пентодов и триодов в качестве смесительных ламп с одним входом напряжения сигнала и напряжением гетеродина подводятся к одной и той же первой (управляющей) сетке. В смесительных лампах с двойным входом (гексоды, гептоды, пентагридные преобразователи и октоды) смешивание производится путем двойного управления, причем сигнал подводится к одной управляющей сетке, а напряжение гетеродина — к другой (§ 12-17).

Крутизна преобразования (см. также § 17-3). Крутизной преобразования  $S_{п}$  смесительной лампы называется отношение переменного тока  $I_{а.п.ч}$  промежуточной частоты на выходе к напряжению сигнала  $U_{в.ч}$  на входе при короткозамкнутом выходе:

$$S_{п} = \frac{I_{а.п.ч}}{U_{в.ч}}. \quad (12-86)$$



Рис. 12-50. Определение крутизны преобразования по кривой зависимости статической крутизны от напряжения гетеродина.

$S_{\Pi}$  зависит от  $U_{в.ч}$ . Для данной лампы и при заданных постоянных напряжениях  $S_{\Pi}$  зависит также от напряжения гетеродина  $U_{ген}$ . Численные значения  $S_{\Pi}$  даются обычно для  $U_{в.ч} \rightarrow 0$  и при определенном значении  $U_{ген}$ .

Независимо от типа лампы крутизна преобразования может быть определена из статических параметров лампы следующим образом [Л. 81, 83]. Пусть задана статическая крутизна как функция напряжения на сетке, к которой подводится напряжение гетеродина (рис. 12-50). При односеточном (аддитивном) смешении, когда и сигнал и напряжение гетеродина подводятся к одной и той же сетке, эта кривая является крутизной анодного тока в зависимости от напряжения на первой сетке. При двухсеточном (мультипликативном) смешении — это крутизна анодного тока, отнесенная к входной сетке и определяемая в зависимости от напряжения на сетке гетеродина. Если это напряжение равно  $U_{ген} \sin \omega_0 t$ , то  $S(\omega_0 t)$  изменяется по периодическому закону, как это показано на рис. 12-50. При разложении в ряд Фурье получаем:

$$S = S_0 + S_1 \sin \omega_0 t + S_2 \sin 2\omega_0 t. \quad (12-87)$$

Для промежуточной частоты  $|\omega_{в.ч} \pm m\omega_0|$  ( $m = 1, 2, 3$ ) имеем

$$S_{\Pi} = \frac{1}{2} S_m. \quad (12-88)$$

Такой способ определения  $S_{\Pi}$  из статической крутизны предполагает знание закона изменения напряжения гетеродина во времени. Так как это не всегда имеет место, то указанным способом можно получить лишь приближенные результаты. Если крутизна изменяется между нулем и некоторой максимальной величиной  $S_{макс}$ , то  $S_{\Pi}$  практически лежит между значениями  $S_{макс}/\pi$  и  $S_{макс}/4$ .

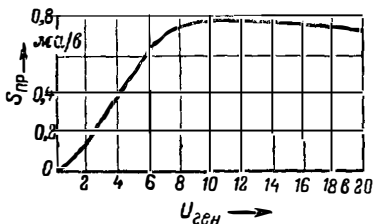


Рис. 12-51. Крутизна преобразования смесительной лампы с двойным входом (гексод, гептод, октод) в зависимости от напряжения гетеродина.

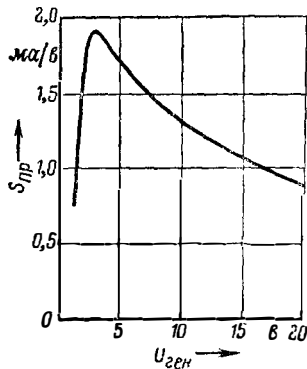


Рис. 12-52. Крутизна преобразования триода при односеточном преобразовании в зависимости от напряжения гетеродина.

На рис. 12-51 и 12-52 показаны графики  $S_{\Pi}$  как функции амплитуды гетеродина при двухсеточном смешивании с помощью гексода (сигнал подается на сетку, ближайшую к катоду, напряжение гетеродина — на вторую управляющую сетку) и при односеточном смешивании с помощью триода (сигнал и напряжение гетеродина подаются одновременно на управляющую сетку). Ход кривых на рис. 12-51 и 12-52 зависит от того, задается ли смещение на сетку ( $U_{04}$  при гексоде и  $U_{02}$  при триоде) постоянным или же устанавливается с помощью сопротивления в цепи сетки и при этом зависит от величины этого сопротивления. Для гексода является характерной незначительная зависимость  $S_{\Pi}$  от  $U_{ген}$  при больших значениях  $U_{ген}$ . При односеточном смешивании с помощью триода или пентода график  $S_{\Pi} = f(U_{ген})$  имеет отчетливо выраженный максимум. При современных гексодах максимальное значение  $S_{\Pi} \approx 0,8$  ма/в. Для триодов и пентодов при двухсеточном смешивании получается максимальное значение  $S_{\Pi}$  в несколько ма/в (об измерении  $S_{\Pi}$  см. § 12-35).

Динамическим внутренним сопротивлением  $R_i$  смесительной лампы называют отношение выходного напряжения к выходному току при неизменных напряжениях питания и неизменном напряжении гетеродина. На рис. 12-53 показана характерная для гексода зависимость  $R_i = f(U_{ген})$ . Относительно других полных проводимостей смесительных ламп см. [Л. 81—84] и § 17-3; относительно шумов — см. § 20-11.

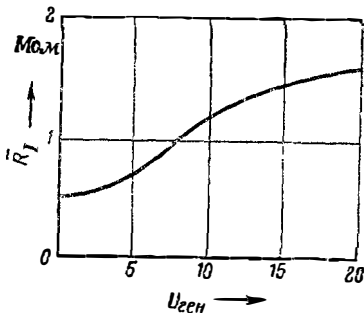


Рис. 12-53. Динамическое внутреннее сопротивление смесительной лампы (гексод, гептод, октод) в зависимости от напряжения гетеродина.

### Данные некоторых типов ламп

#### 12-22. КОЭФФИЦИЕНТ ШИРОКОПОЛОСНОСТИ

Качество пентодов, предназначенных для широкополосного усиления, характеризуется величиной коэффициента широкополосности

$$K_{ш} [\text{гц}] = \frac{S \left[ \frac{a}{\sigma} \right]}{2\pi (C_{вх} [\phi] + C_{вых} [\phi])}$$

где  $S$  — крутизна,  $C_{вх}$  — входная емкость,  $C_{вых}$  — выходная емкость лампы.

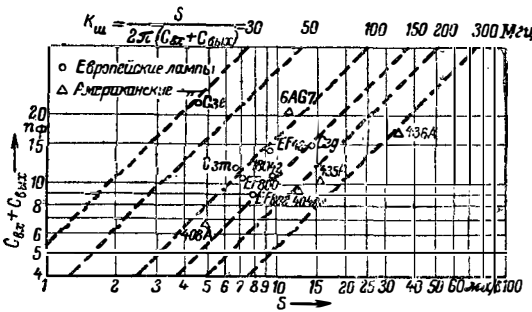


Рис. 12-54. Коэффициент широкополосности широкополосных пентодов.

На рис. 12-54 приведены значения этих параметров для некоторых европейских и американских широкополосных пентодов. У лучших ламп величина коэффициента широкополосности достигает значения 100—300 Мгц.

#### 12-23. ЭЛЕКТРОННО-СВЕТОВЫЕ ИНДИКАТОРЫ

Электронно-световые индикаторы служат для определения точки настройки колебательных контуров или для индикации напряжения,

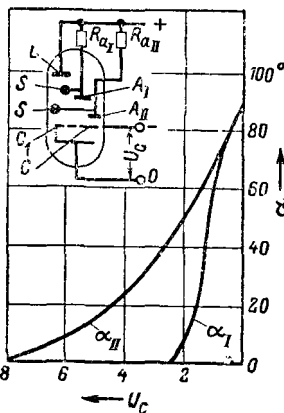


Рис. 12-55. Схема устройства и характеристика электронно-светового индикатора. Триод:  $C$  — управляющая сетка;  $A$  — анод. Индикаторная часть:  $C_1$  — ограничивающая сетка;  $S$  — отклоняющие траверсы,  $L$  — флуоресцирующий экран;  $\alpha$  — теневые секторы.

например в качестве нуля-индикатора в плечах мостика. Критерием при этом является яркость, положение или величина светящегося пятна на возбуждаемом электроном люминесцирующем экране индикатора [Л. 85—90].

На рис. 12-55 показана схема одного из широко применяемых индикаторов. В этом индикаторе между цилиндрическим катодом и коническим светящимся экраном расположены две или четыре траверсы  $S$ . Электроны, эмиттируемые катодом, отклоняются этими траверсами и на экране возникают соответственно два или четыре теневых сектора  $\alpha$ , которые оказываются тем большими, чем потенциал траверс ниже того потенциала, который был бы в этом месте, если бы траверсы отсутствовали. Для получения отклоняющего напряжения в 100—200 в в индикаторе часто помещают еще и усилительную лампу (триод или пентод), анод которой непосредственно соединен с отклоняющими траверсами. Иногда в одной колбе с индикаторной системой помещаются две усилительные системы. Характеристики этих систем различны, сетки же их соединены. С каждым из анодов усилительных систем связана пара отклоняющих траверс. При этом на экране индикатора возникают две пары теневых секторов, из которых одна зависит сильнее, а другая слабее от напряжения на сетке усилительной системы. Такое устройство обеспечивает настройку приемника как при слабом, так и при сильном напряжении сигнала, получаемом на диоде после усиления. На рис. 12-55 показаны характеристики такого двухдиапазонного индикатора. Имеется большое количество вариантов описанного принципа. Современные типы индикаторов выпускаются обычно в миниатюрном оформлении, причем экран располагается в колбе вертикально и наблюдение экрана ведется сквозь боковую цилиндрическую часть колбы. В одном из современных типов индикаторов применено управление интенсивностью свечения (рис. 12-56). В этой лампе перед прямона-

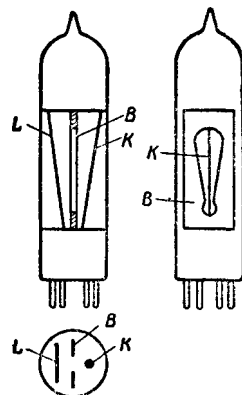


Рис. 12-56. Схема устройства электронно-светового индикатора с управлением интенсивностью свечения («Магическая полоска», ДМ70/71).  $K$  — прямоугольный катод;  $B$  — управляющая диафрагма;  $L$  — люминесцирующий экран (анод).

кальным катодом  $K$  расположена управляющая диафрагма  $B$ . В ней имеется клинообразный вырез, и она расположена наклонно относительно анода  $L$ , который одновременно является люминесцирующим экраном. Таким образом, расстояние анод — диафрагма, а значит, и проницаемость плавно изменяются вдоль системы. Экран  $L$  просматривается сквозь вырез в диафрагме. При напряжении нуль на диафрагме на экране наблюдается светящаяся полоска по всей его длине. При увеличении отрицательного напряжения на диафрагме полоска укорачивается. Таким образом, ее длина может служить мерой напряжения на диафрагме.

Для настройки на частотно-модулированные передатчики в США разработана специальная лампа «Магические весы» (AL7GT) [Л. 90].

## 12-24. ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ЛАМПЫ

Электрометрические лампы [Л. 91—96] служат для усиления очень малых постоянных токов или постоянных напряжений. Их отличительной чертой является необычно малый сеточный ток (порядка  $10^{-14}$  а) в области отрицательных сеточных напряжений. Это позволяет включать очень большие сопротивления утечки сетки ( $10^{12}$ — $10^{14}$  ом). Причины появления сеточных токов в области отрицательных сеточных напряжений и соответствующие характеристики рассмотрены в § 12-15. В электрометрических лампах эти причины устраняются с помощью следующих мероприятий: 1) применение очень низкого анодного напряжения (часто меньше 10 в) для избежания ионизации остатков газа; 2) снижение до возможного минимума мощности накала для предотвращения термоэмиссии с сетки; 3) применение стекол с высокими изоляционными

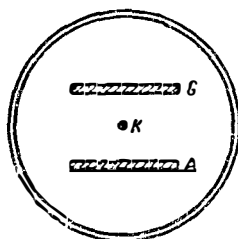


Рис. 12-57. Поперечное сечение электрометрической лампы с управляющей пластиной (тип 4060, Филипс).  $K$  — катод;  $G$  — управляющая пластина;  $A$  — анод.

свойствами; 4) покрытие наружной поверхности колбы водоотталкивающей кремнийорганической пленкой для предотвращения образования проводящей пленки воды; 5) обеспечение максимального расстояния (по поверхности) между вволом сетки и вводами остальных электродов для уменьшения утечки. Все измерения с электрометрическими лампами должны проводиться при полном их затемнении для того, чтобы исключить фотоэмиссию внутри лампы.

Для того чтобы при малых напряжениях питания получить относительно высокие анодные токи и крутизну, электрометрические лампы конструируются, как лампы с катодными сетками (лампы T113 и T116 фирмы Телефункен). В последнее время, однако, эти лампы часто строятся, как триоды или пентоды в субминиатюрном оформлении. Электрометрическая лампа фирмы Филипс (E4060) сконструирована, как лампа с управляющей пластиной (рис. 12-57). В этой лампе катод  $K$  расположен между двумя пластинами, из которых одна ( $G$ ) служит управляющим электродом и заменяет сетку, а вторая включается как анод. Способы измерения очень малых сеточных то-

Таблица 12-9

### Электрометрические лампы

Тип	Фирма-изготовитель	Конструкция	Напряжение накала [в]	Ток накала [мА]	Смещение сетки [в]	Напряжение катодной сетки [в]	Напряжение экранно-сеточной сетки [в]	Анодное напряжение [в]	Анодный ток [мкА]	Крутизна [мкА/в]	Коэффициент усиления	Ток сетки максимум [10 <sup>-15</sup> а]
T113 T116	Телефункен	Лампа с катодной сеткой	3,0 1,25	100 50	—3	10	—	10	240	180	2,5	600
СК571АХ	Рейтлон (США)	Пентод	1,25	10	—3	Триодная схема		10,5	200	160	2	200
СК5697 СК570АХ	Рейтлон (США)	Триод	0,625	20	—3	—	—	12	220	135	2,1	500
СК5889	Рейтлон (США)	Пентод	1,25	7,5	—2	—	4,5	12	5	14	—	3
4060	Филипс	Триод	0,7	600	Около —3	—	—	4	Около 80	28	—	10
4065	Филипс	Триод	1,25	13	—2,5	—	—	9	100	80	1,7	125
5803	Викторин яструмент компани (США)	Триод	1,25	10	—1,7	—	—	7,5	100	100	2,0	Около 10



ков описаны в § 12-36. В табл. 12-9 приведены параметры некоторых электрометрических ламп.

**12-25. ЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ**

Электронным умножителем называется лампа, в которой каждый первичный электрон при попадании на электрод *P*, именуемый динодом (вторичноэлектронным эмиттером), создает большее число вторичных электронов, которые притягиваются к выходному электроду *A* (аноду) [Л. 97—106]. Вместе с умножением тока при этом происходит увеличение крутизны. В умножителях для усиления переменных токов обычно ограничиваются одним каскадом. Электронные умножители с фотокатодом делаются с большим количеством друг за другом следующих динодов. Если  $\delta$  обозначает зависящее от скорости первичных электронов умножение (число вторичных электронов на один первичный), то общее умножение, например, при трехкаскадной конструкции равно произведению  $\delta_1 \delta_2 \delta_3$ .

Если управление первичным током производится с помощью управляющей сетки, то для крутизны анодного тока однокаскадного элек-

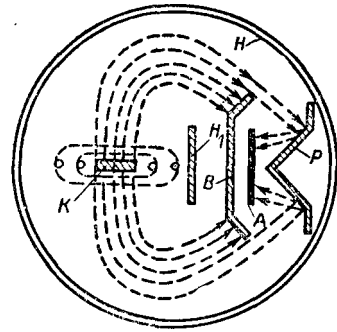


Рис. 12-59. Электронный умножитель с отклонением электронов пространственным зарядом [Л. 106].

тронного умножителя действительно следующее выражение:

$$S = \frac{3}{2} \cdot K^{2/3} \sigma \delta I_k^{1/3} = \frac{3}{2} K^{2/3} \sigma \delta^{2/3} I_a^{1/3}, \quad (12-89)$$

где *K* — константа пространственного заряда; *I<sub>к</sub>* — катодный ток и *I<sub>а</sub>* — анодный ток. Диноды обычно представляют собой слой окиси магния на металлической подложке. На рис. 12-58 схематически показаны поперечные сечения нескольких однокаскадных электронных умножителей с управляющей сеткой. Перед управляющей сеткой всегда находится экранирующая сетка, имеющая положительный потенциал. Косое падение первичных электронов на динод повышает выход вторичных электронов. В системах от *a* до *e* (рис. 12-58) диноды находятся прямо перед катодом; из-за этого испаряющийся материал катода может попадать на динод, вызывая при этом в процессе работы изменение отдачи вторичных электронов и, следовательно, крутизны. Это вредное явление устранено в системах *ж* и *з* (рис. 12-58), так как в этих конструкциях материал катода не может попадать на диноды.

Электронный умножитель с особенно высокой крутизной схематически показан на рис. 12-59 [Л. 106]. Высокая крутизна достигается здесь одновременным использованием эффекта вторичной эмиссии и воздействия пространственного заряда первичных электронов на их траектории. Траектории электронов, вылетающих из катода *K*, показаны пунктирной линией. Такая форма траекторий получается под действием имеющего потенциал катода вспомогательного электрода *H*, который кольцом окружает всю систему. Часть первичных электронов попадает на динод *P*, другая — на пластину *B*. *H<sub>1</sub>* — второй вспомогательный электрод, придающий траекториям электронов примерно параболическую форму. Вторичные электроны, эмиттируемые динодом *P*, попадают на анод *A*. Если при изменении потенциала первой сетки ток первичных электронов увеличивается, то их пространственный заряд так деформирует траектории электронов, что большая часть попадает на *P* и меньшая на *B*. При этом прирост числа первичных электронов становится больше, чем в том случае, если токораспределение между *B* и *P* оставалось бы неизменным. Параметры описываемой лампы при  $\delta=2,7$  следующие:

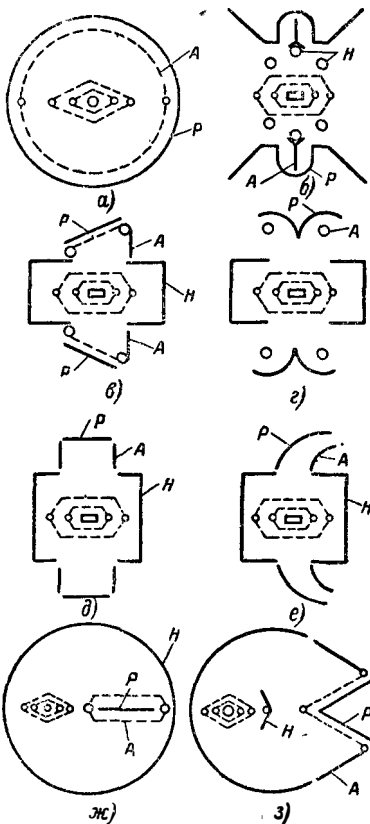


Рис. 12-58. Поперечное сечение однокаскадных электронных умножителей. *P* — динод; *A* — анод; *H* — вспомогательный электрод, имеющий потенциал катода и служащий для направления электронов по должным траекториям.

крутизна равна 25 ма/в при анодном токе 3 ма и общей величине входной и выходной емкостей 11,5 пф.

В практическом отношении электронные умножители с управляющей сеткой не оправдали надежд, которые на них первоначально возлагались. Причины этого следующие: наличие второго источника электронов — динода — наряду с катодом ведет к большому разбросу параметров лампы. Относительно большое время пролета вторичных электронов приводит уже при низких частотах к значительному влиянию на фазу крутизны. Отсюда возникает опасность нестабильной работы электронных умножителей как широкополосных усилителей с отрицательной обратной связью, вне полосы пропускания. Кроме того, шумы электронных умножителей довольно велики (§ 20-8).

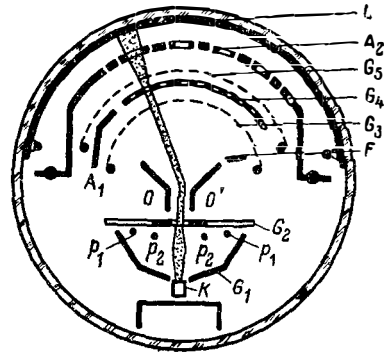


Рис. 12-60. Поперечное сечение светной лампы (тип EIT, Филипс [Л. 112]).

## 12-26. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛИ

Неоднократно предпринимались попытки применить для усиления сигналов лампы, содержащие электронный луч с управляемым отклонением. Принцип действия, конструкция и параметры таких ламп описаны в [Л. 107]. Однако возможные преимущества этих ламп оказываются значительно меньше конструктивных трудностей их создания. Поэтому лампы этого типа не вошли в практику.

Практическое применение нашли лампы с управляемым лучом в качестве переключателей и счетных ламп, особенно после того, как удалось их сконструировать в габаритах обычных ламп [Л. 111, 112]. По сравнению с механическими переключателями и счетными устройствами эти лампы имеют большое преимущество малой инерционности. Счетная лампа типа, выпускаемого промышленностью, схематически показана на рис. 12-60. Электроды K, P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub>, G<sub>1</sub>, G<sub>2</sub> образуют электронную пушку, создающую плоский луч с током 1 ма при ускоряющем напряжении 300 в. D и D<sub>1</sub> являются отклоняющими электродами, G<sub>3</sub> и G<sub>5</sub> —

антидинаatronные сетки, имеющие потенциал катода. Сетка G<sub>4</sub> имеет 9 прорезей, за которыми расположены соответствующие прорези в аноде A<sub>2</sub>. На чертеже показаны только 5 прорезей, так как остальные сдвинуты по отношению к первым и не могут быть показаны на данном чертеже. Внутренняя поверхность колбы покрыта флуоресцирующим веществом. Лампа служит для счета импульсов. Каждый импульс, подведенный к электродам D, D<sub>1</sub>, отклоняет луч в направлении против часовой стрелки таким образом, что он от одной прорези перемещается к другой. Число пересчитанных импульсов определяется с помощью цифр, нанесенных на стенке колбы. При подаче десятого импульса луч попадает на электрод A<sub>1</sub> и с помощью специальной схемы возвращается в нулевое положение. Одновременно подается импульс на вторую счетную лампу, включенную после первой и учитывающую десятку. Таким образом n ламп, включенных каскадно, обеспечивает счет (10<sup>n</sup>-1) импульсов. Дальнейшие данные и сведения о схемах включения ламп можно найти в [Л. 112].

## Мешающие эффекты, за исключением шума

### 12-27. ГУДЕНИЕ

Гудением ламп, катод которых подогревается переменным током, называется явление на выходе лампы переменного тока, имеющего частоту тока подогрева или ее гармоник,

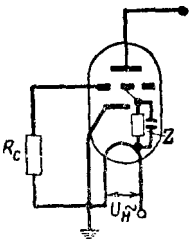


Рис. 12-61. Возникновение статического сеточного гудения вследствие конечной величины полного сопротивления между нитью накала и сеткой.

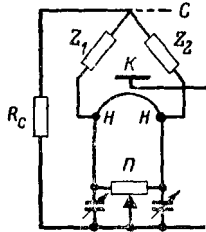


Рис. 12-62. Подавление гудения с помощью потенциометра.

либо непосредственно, либо в виде паразитной модуляции несущей частоты сигнала.

Этот низкочастотный шум ламп обнаруживается в усилителях н. ч., полоса пропускания которых содержит частоту переменного тока накала или ее низшие гармоники [Л. 113, 117]. Шум возникает в лампах с косвенным накалом по следующим причинам:

а) **Статическое сеточное гудение** (частота  $f$ ) возникает при сеточном сопротивлении конечной величины  $R_c$  из-за наличия полного сопротивления  $Z$  между сеткой и нитью накала (рис. 12-61). При напряжении накала  $U_n$  на сетке появляется напряжение гудения

$$U_{c.гуд} = U_n \frac{R_c}{R_c + Z} \quad (12-90)$$

Статический сеточный шум устраняется в значительной степени с помощью потенциометра  $P$ , включаемого, как показано на рис. 12-62. При

этом несколько условно предполагается, что передача напряжения гудения на сетку происходит через полные сопротивления  $Z_1$  и  $Z_2$  между сеткой и обоими концами нити накала (рис. 12-62). Катод при этом присоединяется к движку потенциометра. Так как  $Z_1$  и  $Z_2$  могут иметь различные фазы, то полное уравновешивание этой мостовой схемы становится возможным лишь при добавочном уравнении фаз (емкости  $C_1$  и  $C_2$ , подключаемые параллельно потенциометру). При подключении катода к одному из концов нити накала  $Z_1$  должно иметь очень высокое значение (пример:  $U_{с.гуд} \leq 5 \text{ мкв}$ ,  $f = 50 \text{ гц}$ ,  $U_n = 6,3 \text{ в}$ ,  $R_c = = 1 \text{ Мом}$ . При этом  $|Z_1|$  должно быть  $> 10^{12} \text{ ом}$ , и так как  $Z_1$  обычно имеет чисто емкостный характер, то  $C = \frac{1}{\omega |Z_1|} \leq 3 \cdot 10^{-3} \text{ пф}$ ).

**б) Статическое анодное гудение** (частота  $f$ ) возникает при наличии конечного полного сопротивления между нитью накала и анодом. Явление аналогично сеточному гудению. Но так как здесь нет усиления напряжения гудения, то требования к полному сопротивлению между нитью накала и анодом снижаются.

**в) Изоляционное гудение** (частота  $f$  и гармоники) возникает при недостаточности изоляции между нитью накала и катодом (рис. 12-63). Переменный ток, проходящий по сопротивлению изоляции  $R_{к.н.}$ , возбуждает на полном сопротивлении  $Z_{к.}$  в цепи катода, а следовательно, и между сеткой и катодом лампы переменное напряжение. Так как изоляционный слой между нитью накала и катодом имеет полупроводниковый характер, то соответствующая вольт-амперная характеристика нелинейна и сильно зависит от напряжения накала (рис. 12-64). При этом возникают гармоники. При постоянном напряжении между нитью и катодом (порядка 20—60 в, на нити +, на катоде —) гудение сильно снижается вследствие насыщения тока через изоляцию. Выравнивание с помощью противошумового потенциометра не устраняет шум полностью. Особенно опасны схемы с отрицательной обратной связью с помощью нешунтированного емкостью катодного сопротивления.

**г) Магнитное гудение** (частота обычно  $2f$ ) имеет своей причиной изменение анодного тока под влиянием магнитного поля нити накала. Переменное магнитное поле влияет на траектории электронов, и анодный ток колеб-

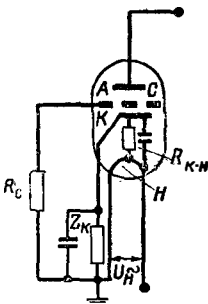


Рис. 12-63. Возникновение изоляционного гудения вследствие конечной величины полного сопротивления между нитью накала и катодом.

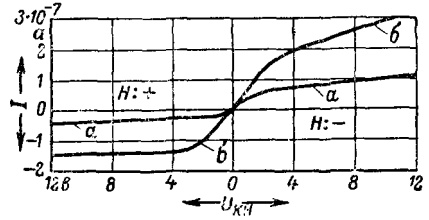


Рис. 12-64. Характеристика тока через изоляцию между катодом и нитью накала. а — малое напряжение накала; б — большое напряжение накала.

лется с удвоенной частотой. Магнитное гудение особенно сильно у пентодов с удлиненной сеточной характеристикой и появляется даже при исчезающе малых катодном и сеточном сопротивлениях. На него не оказывает влияния включение противошумового потенциометра. Устранить магнитное гудение можно только соответствующей конструкцией нити накала (бифилярная спираль).

**д) Индуктивное гудение** (частота  $f$ ) создается взаимной индуктивностью между вводами нити накала и вводами остальных электродов. У современных бесцокольных ламп эта помеха ничтожно мала.

**е) Эмиссионное гудение** (частота  $f$  и гармоники) имеет место в том случае, когда ток эмиссии самой нити накала (при косвенном подогреве) может достигать анода. Это бывает тогда, когда нить накала недостаточно экранируется гильзой катода. При этом переменное электрическое поле, возникающее между нитью накала и другими электродами, дополнительно модулирует этот ток.

У прямонакальных ламп гудение имеет своей причиной явления, описанные в пп. «а»—«д». Особенно заметно в этом случае эмиссионное гудение, так как отдельные части катода имеют по отношению к управляющей сетке различные переменные потенциалы. Включенные противошумового потенциометра подавляет только компоненты основной частоты; токи вторых гармоник, возникающие из-за нелинейности характеристики, не поддаются компенсации.

Приемо-усилительные лампы с малым гудением делаются в настоящее время только с катодами косвенного подогрева. Обычно в них преобладают явления, описанные в пп. «в» и «а»; остальные имеют второстепенное значение. Наименьшие эквивалентные сеточные напряжения гудения, которые удается получить, равняются 1—4 мкв. Способы разделения отдельных компонент гудения приведены в [Л. 113, 117].

**ж) Модуляционное гудение** возникает в высокочастотных приемных лампах, если на сетке создается переменное напряжение  $U_{с.гуд}$  с частотой тока накала, которое модулирует несущую [Л. 118, 120]. Глубина модуляции выходного тока с частотой напряжения накала в первом приближении у усилительных ламп равна:

$$m_{гуд} = U_{с.гуд} \frac{dS}{dU_c}, \quad (12-91)$$

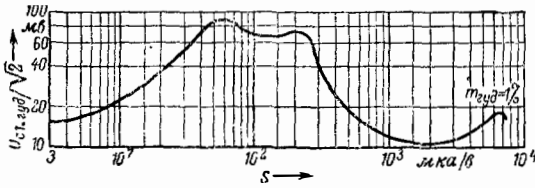


Рис. 12-65. Действующее значение напряжения гудения на сетке пентода с удлиненной характеристикой при 1%-ном модуляционном гудении. По оси абсцисс отложена крутизна.

где  $S$  — крутизна. Часто, для того чтобы охарактеризовать лампу, сообщают действующую величину напряжения гудения на сетке, необходимую для того, чтобы получить определенную глубину модуляции (рис. 12-65). Для смесительных ламп применимо уравнение

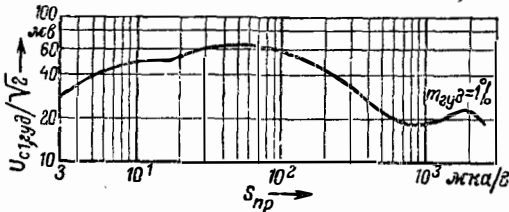


Рис. 12-66. Действующее значение напряжения гудения на входной сетке гексода при 1%-ном модуляционном гудении. По оси абсцисс отложена крутизна преобразования.

(12-91), но только с той разницей, что вместо  $S$  берется крутизна преобразования  $S_{пр}$ , а вместо  $ds/dU_c$  берется производная  $S_{пр}$  по напряжению той сетки, на которую подается сигнал (рис. 12-66).

Модуляционное гудение в генераторных лампах снижается путем подразделения нити накала на несколько секций и питания их трех- или шестифазным напряжением [Л. 121, 122].

### 12-28. МИКРОФОННЫЙ ЭФФЕКТ

Микрофонный шум возникает вследствие механического перемещения электродов в лампах усилителей или передатчиков, установленных в средствах передвижения (автомобили, самолеты); этот шум возникает в устройствах, содержащих репродукторы, вследствие акустического воздействия [Л. 123—131]. В последнем случае шум из-за «акустической обратной связи» может перейти в громкое непрерывное звучание [Л. 126].

Вследствие механического перемещения электродов лампы возникают изменения крутизны («микрофонный шум крутизны», если, например, изменяется расстояние катод — сетка), или проницаемости («микрофонный шум проницаемости», если, например, изменяется расстояние сетка — анод), или междуэлектродных емкостей. В зависимости от положения рабочей точки преобладает тот или иной вид микрофонного эффекта; в усилителях низкой частоты он приводит к возникновению низкочастотного микрофонного шума; в лампах, работающих на высокой частоте, он вызывает

низкочастотную модуляцию колебаний в. ч. На коротких и ультракоротких волнах при небольших емкостях колебательных контуров в каскадах с самовозбуждением может возникать частотная модуляция колебаний высокой частоты вследствие изменения междуэлектродной емкости. Низкочастотный микрофонный шум особенно опасен в первой лампе усилителя низкой частоты, а модуляционный микрофонный шум во всех усилительных лампах дает одинаковый эффект (при заданном перемещении электродов глубина возникающей модуляции не зависит от величины сигнала).

Из отдельных электродов лампы наибольшую роль в появлении микрофонного эффекта играют нить накала у прямонакальных ламп и нить накала и сетка у ламп с косвенным накалом. Для испытания ламп на микрофонный эффект они подвергаются механической тряске при определенных условиях. Испытание производится на специальной установке, в которой, например, лампа падает с определенной высоты (порядка 1 мм) на тяжелое основание. При этом изменяются возникающий при тряске переменный ток в цепи анода и продолжительность затухания колебаний. Обе эти величины служат за характеристики лампы в отношении микрофонного эффекта.

Для начальных каскадов рекомендуется применять лампы с косвенным подогревом. В качестве звукопоглощающих прокладок между шасси и репродуктором рекомендуется применять фетр или резину. Это, как и применение пружинящих цоколей, уменьшает опасность акустического самовозбуждения.

### 12-29. ПОМЕХИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИЕЙ ИЗОЛЯТОРОВ

Наличие в лампах изоляторов (стекло, слюда) ведет к возникновению ряда помех из-за попадания на них первичных электронов и эмиссии изоляторами вторичных электронов. Причиной этих помех является то обстоятельство, что изменение потенциала изолятора, облучаемого первичными электронами, происходит не постепенно, а скачком. На рис. 12-67 показана для твердого тела зависимость отношения числа вторичных электронов к числу первичных (коэффициент вторичной эмиссии  $\delta$ ) от напряжения (т. е. от скорости первичных электронов) [Л. 132, 133]. Изолятор может иметь лишь потенциалы, соответствующие точкам 1, 2 и 3.  $U_1$  равно 0 в,  $U_2$  и  $U_3$  для слюды и стекла имеют величины порядка 100 и 1 000 в соответственно. При низких рабочих напряжениях изолятор имеет потенциал по отношению к катоду  $U_1=0$ . Если же анодное или экранное напряжение лампы имеет величину  $U > U_2$ , то из-за ряда явлений, возникающих

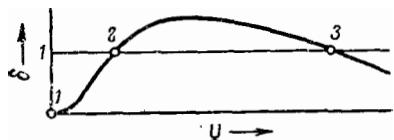


Рис. 12-67. Коэффициент вторичной эмиссии твердого тела в зависимости от напряжения.

более или менее случайно (токи утечки, наличие положительных ионов, эмиссия фотоэлектронов и т. п.), на изоляторах могут возникать положительные заряды. Последние вызывают перезарядку от  $U_1$  до  $U_2$ , реже до  $U_3$ , происходящую скачком. Подобного рода перезарядки происходят при съемке характеристик в статическом режиме, а также при питании лампы переменным током. Проникновение поля, создаваемого изолятором, в область электронного потока лампы и непостоянство этого поля приводят к двухзначности (гистерезис) характеристик и к скачкообразным изменениям тока (рис. 12-68). Это в свою очередь приводит к нелинейным искажениям при усилении, а также к изменениям полных проводимостей лампы и сопротивлений — входного и внутреннего [Л. 134, 137]. Вторичные электроны обладают незначительными скоростями, поэтому на их траектории могут оказывать большое влияние внешние посторонние поля. Следствием может явиться возникновение гудения из-за переменного магнитного поля трансформатора, расположенного вблизи от лампы.

Помехи, вызываемые вторичной эмиссией изоляторов, могут быть устранены рациональной конструкцией лампы (уменьшение возможности попадания на изоляторы первичных электронов, чернение внутренней поверхности колбы). Однако эта помеха может возникнуть снова, так как вследствие оседания посторон-

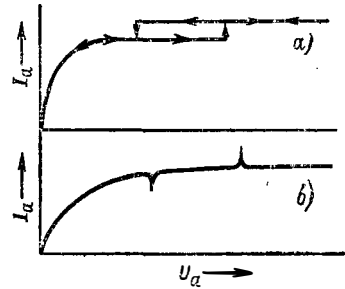


Рис. 12-68. Характеристики  $I_a = f(U_a)$  пентода при наличии вторичноэлектронной эмиссии изоляторов. а — гистерезис, получаемый при статических измерениях; б — переходные процессы в динамическом режиме при конечной величине сеточного сопротивления.

них веществ (Ва, ВаО) вторичная эмиссия изоляторов претерпевает сильные изменения во времени.

У генераторных ламп вторичная эмиссия изоляторов может привести к разрушению колбы лампы. Первичные электроны, попадающие на стеклянную стенку, отдают ей практически всю свою кинетическую энергию, так как скорость вторичных электронов очень мала. В результате наступает размягчение стекла колбы, которая под воздействием атмосферного давления деформируется и разрушается.

## Газоразрядные лампы

### 12-30. ОБЗОР ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЛАМП

Газоразрядные лампы применяются в технике связи и в технике высоких частот в качестве стабилизаторов, неуправляемых выпрямителей, управляемых выпрямителей, ионных реле. Управляемые выпрямители и реле суть газоразрядные лампы с непостоянным управлением, у которых изменение напряжения на управляющем электроде может только вызвать разряд. После начала разряда управляющий электрод перестает оказывать на него влияние до тех пор, пока разряд снова не прекратится. Разработаны также непрерывно управляемые газоразрядные лампы для целей усиления (плазатрон); будущее техническое значение этих ламп пока еще трудно оценить.

В качестве холодных катодов для этих ламп применяются чистые металлы, металлы с покрытием (например, оксиды, карбонаты), снижающим работу выхода, и ртуть в жидком состоянии. Лампы с термокатодом имеют обычно оксидные катоды. В газоразрядных лампах после начала разряда ток зависит практически только от сопротивления во внешней цепи и напряжении на зажимах определяется током. Поэтому в противоположность вакуумным лампам характеристика газоразрядной лампы обычно дается не в форме  $I=f(U)$ , а в форме  $U=f(I)$ . Основы газового разряда изложены в [Л. 138—141].

На рис. 12-69 показан обычный вид статической характеристики газового разряда между двумя холодными электродами. В области

тихого (темного) разряда очень малый ток определяется случайно появляющимися носителями тока (космические лучи, фотоэмиссия с электродов или изоляторов). Разряд является несамостоятельным и в точке А характеристики переходит в самостоятельный с напряжением горения  $U_T$ . При этом подразумевается, что при возрастании тока была пройдена точка напряжения зажигания  $U_3 > U_T$ . Зажигание всегда происходит с запаздыванием. Это запаздывание зависит от случайного наличия названных выше носителей тока и является статистической величиной, разбросанные значения которой могут достигать 1 сек.

В области нормального тлеющего разряда а между А и В свечение покрывает не весь катод; напряжение почти не зависит от тока. В этой области работает большинство применяемых в технике газоразрядных ламп с холодным катодом. С возрастанием тока катод полностью покрывается свечением; при

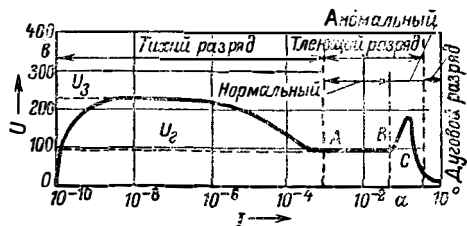


Рис. 12-69. Статическая характеристика двухэлектродной газоразрядной лампы с холодным катодом.

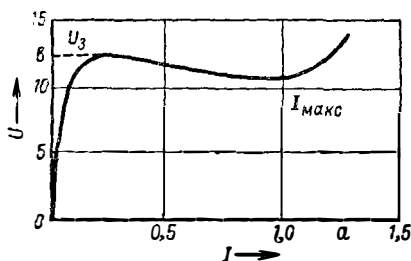


Рис. 12-70. Статическая характеристика двухэлектродной газоразрядной лампы с накаливаемым катодом.

этом напряжении повышается (область аномального тлеющего разряда). Дальнейшее увеличение тока выше точки *C* ведет к образованию дуги, причем напряжение на зажимах лишь на несколько вольт превышает потенциал ионизации газа, наполняющего лампу. При тлеющем разряде электроны из холодного катода высвобождаются бомбардировкой ионами, а при дуге в том разряде электронная эмиссия является результатом нагрева катода ионами. Управляемые и неуправляемые ртутные выпрямители работают в режиме дугового разряда.

Типичная характеристика двухэлектродной газоразрядной лампы с накаливаемым катодом показана на рис. 12-70. В области тлеющего разряда, где еще нет ионизации, ток в первом приближении равен таковому в вакууме. Напряжение горения на несколько вольт выше потенциала ионизации  $U_{и}$  газа, которым наполнена лампа (существуют виды разряда, так называемая низковольтная дуга, при которых  $U_{г} < U_{и}$ ). Статическая характеристика обычно имеет участок с отрицательным сопротивлением  $dU/dI$ . Если ток (определяемый сопротивлением в цепи) превышает некоторое максимальное значение  $I_{макс}$ , то напряжение снова растет (нагрев катода ионной бомбардировкой). Эксплуатация лампы при  $I > I_{макс}$  ведет к быстрому разрушению катода. Нормальная область работы выпрямителей и реле с накаливаемыми катодами определяется условием  $I < I_{макс}$ .

### 12-31. ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ЛАМПЫ С ХОЛОДНЫМ КАТОДОМ

**Неуправляемый выпрямитель.** Выпрямляющее действие неуправляемого выпрямителя тлеющего разряда с холодным катодом основано на различии между катодом и анодом в отношении характера поверхности и в отношении работы выхода. Катод имеет большую площадь и меньшую работу выхода. В прямом направлении имеет место нормальный тлеющий разряд с напряжением горения от 100 до 220 в. В обратном направлении может возникнуть только аномальный разряд со значительно большим напряжением зажигания (примерно 1 кВ). Основное применение эти лампы находят в качестве зарядных выпрямителей).

Для больших мощностей применяются выпрямители с ртутным катодом (дуговой разряд). Малые выпрямители имеют стеклянную колбу, большие — железную. Последние рабо-

тают иногда с непрерывной откачкой и с водяным охлаждением (выпрямленный ток достигает  $10^4$  а при постоянном напряжении в несколько киловольт). Часто для многофазного выпрямления один катод в лампе окружается необходимым количеством анодов. Зажигание производится вспомогательной дугой (с помощью качания, погружения или обрызгивания) либо же с помощью импульса высокого напряжения. Вспомогательная дуга поддерживается в течение длительного времени. Напряжение горения равно 12—25 в. Обратное зажигание предотвращается путем целесообразного выбора конструкции, охлаждения анодов, ограничения разрядного пространства около анода с помощью охранных трубок и введением специальных поверхностей с целью ускорения рекомбинации ионов.

**Стабилитроны** (газоразрядные стабилизаторы напряжения) [Л. 142—145] применяются для поддержания постоянным заданного напряжения. Рабочим участком характеристики (рис. 12-69) является диапазон *A—B*; внутреннее сопротивление на этом участке очень мало ( $dU/dI = 20—200$  ом). Напряжение горения обычно лежит между 70 и 160 в. Напряжение зажигания больше напряжения горения на 25—100 в (в зависимости от типа катода). Часто зажигание разряда производится с помощью вспомогательного анода. Высоким постоянством поддержания напряжения отличаются стабилизаторы с молибденовым катодом высокой чистоты.

**Газоразрядные выключатели или ионные реле** [Л. 147—150] являются управляемыми выпрямителями. Зажигание в разрядном промежутке производится с помощью вспомогательного электрода *Ст*, так называемого стартера (рис. 12-71). При  $U_{ст} = 0$  в лампе зажигается при напряжении  $U = U_{30}$  между катодом и анодом *A*. При  $U_{ст} > 0$  в цепи стартера проходит ток  $I_{ст}$  и напряжение зажигания уменьшается до  $U_2 < U_{30}$ . После зажигания напряжение между *K* и *A* падает до величины напряжения горения  $U_{г}$ . Залаздывание зажигания может быть значительно уменьшено путем облучения разрядного промежутка светом или радиоактивным излучением, а также с помощью вспомогательного разряда.

Подобного рода лампы применяются как замена механических реле. Перед последними лампы имеют преимущество намного меньшего времени срабатывания. Поэтому они допускают большое количество включений в очень малые промежутки времени. При этом между двумя включениями анодное напряжение должно

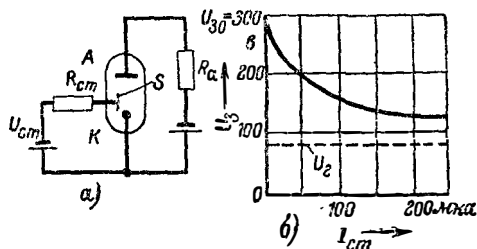


Рис. 12-71. Схема ионного реле с холодным катодом и регулировкой напряжения зажигания с помощью тока в цепи стартера *S*.

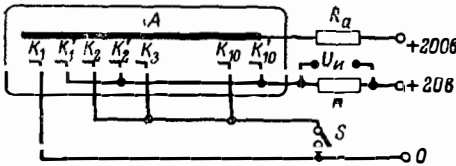


Рис. 12-72. Декадная счетная лампа с холодными катодами [Л.147].

упасть до величины  $U < U_r$  и должно пройти определенное время (время восстановления состояния разрядного промежутка, примерно равное  $10^{-4}$  сек), необходимое для деионизации. С помощью специальной схемы на ионных реле можно осуществлять счет импульсов. Однако предпочтительнее для этой цели применение специальной счетной лампы, имеющей несколько разрядных промежутков в одной колбе [Л. 147] (рис. 12-72). В такой лампе (называемой „декатрон“) вокруг общего анода А расположены 10 катодов:  $K_1, K_2$  и так до  $K_{10}$  и 10 вспомогательных катодов  $K'_1, K'_2$  и так до  $K'_{10}$ . Пусть разряд происходит между  $K_2$  и А. Если на вспомогательные катоды подать импульс напряжения  $U_{и}$ , то разность потенциалов между ними и анодом увеличится. При этом разряд перескочит на вспомогательный катод  $K'_2$ , соседний с  $K_2$ , а разряд между  $K_2$  и А потухнет. При прекращении импульса напряжение между  $K'_2$  и А из-за сопротивления  $R_1$  становится меньше напряжения между А и главными катодами и разряд переходит на соседний с  $K'_2$  катод  $K_3$ . При приходе следующего импульса этот процесс повторится и разряд через  $K'_3$  перейдет на  $K_4$ . Соблюдение нужной последовательности:  $K_2, K'_2, K_3, K'_3$  и т. д. обеспечивается соответствующей конструкцией лампы. Если включить сопротивления в отдельные вводы главных катодов, то можно, используя падение напряжения на этих сопротивлениях, считать импульсы. Установка на нуль осуществляется кратковременным размыканием выключателя S.

### 12-32. ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ЛАМПЫ С НАКАЛЕННЫМ КАТОДОМ

Газонаполненные двухэлектродные лампы с накаливаемым катодом имеют характеристику вида, показанного на рис. 12-70. Небольшое напряжение горения подобных выпрямителей приводит к лучшему к. п. д., чем у высоковакуумных выпрямителей. Несмотря на это преимущество, газонаполненный выпрямитель не смог вытеснить высоковакуумных выпрямителей в радиоприемниках с питанием от сети. Это произошло в первую очередь из-за больших шумов, даваемых газовым разрядом, что в приемнике может приводить к сильным помехам [Л. 146].

Значительно большее значение имеют в качестве неуправляемых выпрямителей тиратроны с накаливаемым катодом. При введении в разрядный промежуток управляющего электрода напряжение на последнем определя-

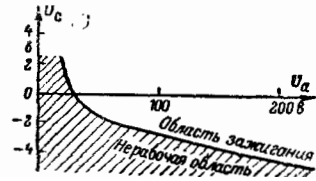


Рис. 12-73. Статическая характеристика тиратрона с накаливаемым катодом.

ет напряжение между катодом и анодом, необходимое для зажигания разряда. Зажигание происходит тогда, когда эффективный потенциал управляющего электрода достигает такой величины, при которой катодный ток превысит некоторую минимальную величину. При этом получается статическая характеристика зажигания, показанная на рис. 12-73. Вид этой характеристики зависит от величины сопротивления, включенного во внешнюю цепь катод — управляющий электрод [Л. 151—154]. При импульсном включении лампы характеристика зависит также от длительности импульса [Л. 154]. Применение тиратронов многообразно: телефонная техника [Л. 154], генерирование синхронизированных релаксационных колебаний и усиление импульсов [Л. 153]. Тиратроны с водородным наполнением применяются для создания требующихся в радиолокации импульсов большой мощности [Л. 155]. В устройствах питания передатчиков тиратроны применяются для выпрямления переменного тока. Управляющая сетка при этом используется для регулирования получаемого постоянного напряжения и делает возможным практически безинерционное автоматическое отключение сети.

В последнее время для телефонной техники созданы тиратроны с двумя управляющими сетками для работы в схеме совпадений [Л. 154]. Обе сетки по их управляющему действию равноценны. Включение лампы, например с помощью импульса, наступает только тогда, когда на обеих сетках одновременно создается потенциал, превышающий требуемую величину. Последняя зависит от анодного напряжения. В качестве статических характеристик подобных тиратронов применяются графики, показывающие взаимозависимость напряжений на сетках, при которых лампа зажигается. На рис. 12-74,а показано поперечное сечение двухсеточного тиратрона. Каждая сетка состоит из траверс, параллельных оси катода. Траверсы обеих сеток располагаются на одной и той же окружности, чередуясь между собой. В характеристиках, показанных на рис. 12-74,б, анодное напряжение является параметром. Зажигание происходит только при напряжениях, которые лежат выше характеристики зажигания. Действие обеих сеток поясняет рис. 12-74,в.

### 12-33. НЕПРЕРЫВНО УПРАВЛЯЕМЫЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ЛАМПЫ

В течение многих лет предпринимались попытки создать непрерывно управляемые газоразрядные лампы [Л. 156]. Эти попытки не приводили к результатам, могущим быть ис-

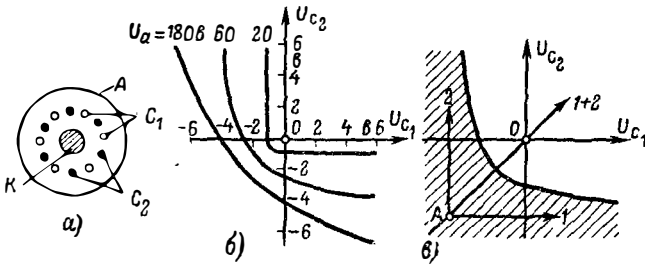


Рис. 12-74. Двухсеточный тиратрон с накаливаемым катодом [Л.154].

а — поперечное сечение; К — катод;  $C_1$  — первая сетка;  $C_2$  — вторая сетка; А — анод; б — характеристики зажигания; в — зажигание двухсеточного тиратрона импульсами (штриховкой показана нерабочая область). А — напряжение покоя обеих сеток. Импульсы на первую и вторую сетки приходят врозь — лампа остается запортой; импульсы приходят вместе — лампа зажигается.

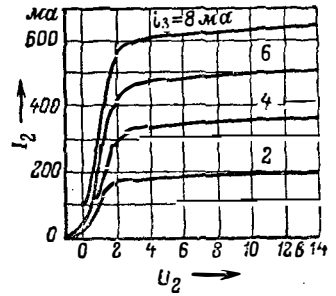


Рис. 12-76. Семейство характеристик плазматрона.

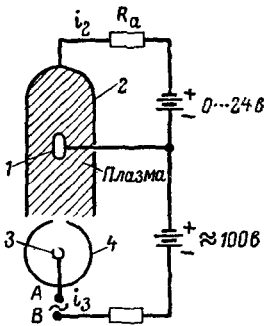


Рис. 12-75. Плазматрон [Л.157].

пользованными в технике, хотя имеется описание газоразрядной лампы, в которой осуществляется непрерывное управление и которая, возможно, окажется интересной с технической точки зрения [Л. 157]. На рис. 12-75 эта лампа («плазматрон») показана схематически. Главный разрядный промежуток находится между накаливаемым катодом 1 и анодом 2. Напряжение между этими двумя электродами меньше потенциала ионизации наполняющего лампы газа (например, гелий). В лампе имеется еще вспомогательный катод 3, окруженный фокусирующим электродом 4, имеющим тот же потенциал, что и катод 3. Последний находится под отрицательным потенциалом относительно катода 1. Эта разность потенциалов выше потенциала ионизации. Электроны, эмиттируемые катодом 3, создают в разрядном промежутке ионы, электронный пространственный заряд компенсируется и между электродами 1 и 2 возникает ток  $I_2$ , зависящий от  $I_3$ . На рис. 12-76

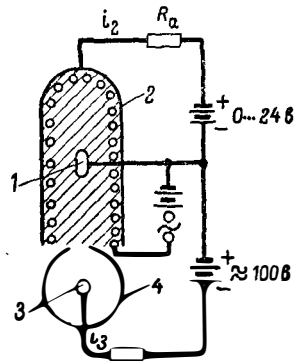


Рис. 12-77. Плазматрон с управляющей сеткой.

показано семейство характеристик  $I_2=f(U_2)$ , причем  $I_3$  является параметром. Как видно из графика, изменение  $I_3$  на 1 ма вызывает изменение  $I_2$  на 100 ма. Таким образом, имеет место усиление тока в 100 раз, а в других образцах и в 300 раз. Для управления током  $I_3$  в схему (рис. 12-75) между зажимами АВ включается пентод. Управление происходит путем изменения напряжения на сетке пентода. Усиление плазматрона не зависит от частоты в диапазоне до 10 кГц. Затем оно начинает падать с ростом частоты.

Один из вариантов плазматрона имеет сетку, расположенную перед анодом 2 (рис. 12-77). Изменением напряжения на этой сетке можно непрерывно изменять ток  $I_2$  при крутизне порядка 100 ма/в и при токах в несколько сот миллиампер. Зависимость крутизны от частоты достаточно мала. До частоты 10 МГц крутизна уменьшается не больше чем на 30% по сравнению с ее статической величиной. Недостатком обоих вариантов плазматрона является малая величина  $U_2$ ; даже при относительно больших токах получаемые максимальные мощности невелики.

## Методы измерений

### 12-34. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ КАТОДА

Практически все лампы с управляющими сетками работают в области ограничения пространственным зарядом; за исключением генераторных ламп с вольфрамовым катодом, ток

у ламп в рабочем режиме всегда должен быть значительно ниже тока насыщения. Для того чтобы надежно выполнять это требование и исключить возможность такого положения, когда в силу неодинаковости эмиссионных свойств



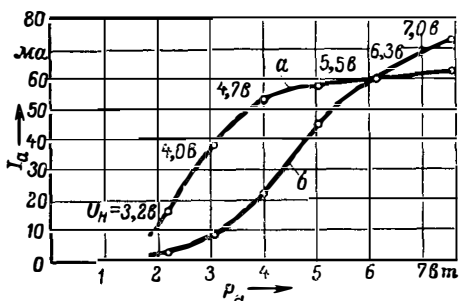


Рис. 12-78. Кривые зависимости тока покоя лампы от мощности накала для хорошего (а) и плохого (б) катодов. Параметр: напряжение накала.

отдельных частей поверхности катода эти части могут оказаться в режиме насыщения, необходимо знать ток насыщения. Важные сведения об эмиссионных свойствах катода можно получить даже при измерении токов, значительно меньших тока насыщения.

**Кривая зависимости тока покоя от мощности накала.** Измеряя при нормальном режиме работы анодный ток  $I_a$  в зависимости от напряжения накала  $U_H$  или от мощности накала  $P_H$ , можно получить кривые зависимости тока покоя от мощности накала, показанные на рис. 12-78. Предполагается при этом, что катод при нормальном напряжении накала (6,3 в) имеет необходимую для работы температуру (650—800° С при оксидном катоде). Доказательством того, что отбираемый ток еще далек от величины тока насыщения, является то, что нормальное напряжение накала лежит в такой части характеристики, где величина  $I_a$  лишь незначительно зависит от  $U_H$  или  $P_H$ . Для хорошо активированного катода (кривая а) это условие выполняется; оно не выполняется для плохо активированного катода (кривая б), у которого отдельные части его рабочей поверхности уже оказываются в режиме насыщения. Ухудшение эмиссионных свойств катода в процессе его работы выражается в том, что его характеристика, соответствовавшая вначале кривой а, со временем приобретает вид кривой б.

**Время разогрева.** Если измерять катодный ток в нормальном рабочем режиме как функцию времени после включения или отключения напряжения накала, то можно получить кривые, аналогичные показанным на рис. 12-79. Под временем разогрева  $t_A$  принято понимать промежуток времени после включения  $U_H$ , в течение которого  $I_a$  достигает половины своей окончательной величины. Если сравнивать лампы одного типа, у которых условия отвода тепла от катода практически одинаковы, то

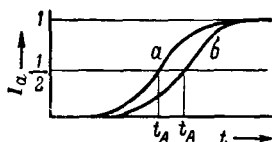


Рис. 12-79. Анодный ток в зависимости от времени разогрева для двух ламп одного типа с оксидным катодом.  
а — хороший катод, б — плохой катод.

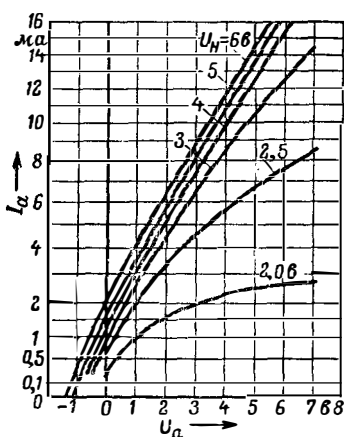


Рис. 12-80. Характеристики диода при различных напряжениях накала (ординаты пропорциональны  $I_a^{2/3}$ ).

$t_A$  оказывается тем меньше, чем лучше эмиссионные свойства катода.

**Характеристика пространственного заряда.** Включив лампу как диод, измеряют  $I_a = f(U_a)$  и наносят  $I_a^{2/3} = f(U_a)$  в линейном масштабе (рис. 12-80). В режиме ограничения пространственным зарядом для различных напряжений накала получаются примерно параллельные прямые линии с наклоном  $d(I_a^{2/3})/dU_a = K^{2/3}$  ( $K$  — константа пространственного заряда). Отклонения от линейности обозначают, что отдельные, более холодные части катода работают в режиме насыщения.

**Характеристика крутизны.** Измеряют крутизну в зависимости от анодного тока при напряжении на сетке  $U_c \approx -1$  в. Анодный ток при этом изменяется регулировкой напряжения на аноде или на экранирующей сетке [Л. 158]. Строят график  $S = f(I_a^{1/3})$  в линейном масштабе (рис. 12-81). В режиме ограничения пространственным зарядом получаются прямые, кото-

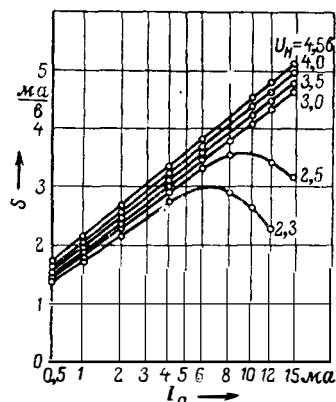


Рис. 12-81. Крутизна в зависимости от анодного тока при различных мощностях накала (абсциссы пропорциональны  $I_a^{1/3}$ ).

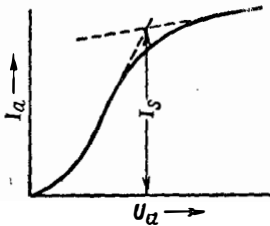


Рис. 12-82. Определение тока насыщения  $I_s$  по характеристике диода.

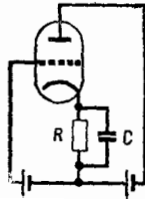


Рис. 12-83. Эквивалентная схема, поясняющая влияние промежуточного слоя оксидного катода на крутизну лампы.

$$|S| = S_0 \left( \frac{1 + \omega^2 C^2 R^2}{(1 + S_0 R)^2 + \omega^2 C^2 R^2} \right)^{1/2} \quad (12-92)$$

Крутизна изменяется в пределах от  $S_0$  при  $\omega \rightarrow \infty$  до  $S_0/(1+S_0R)$  при  $\omega \rightarrow 0$ . Определение  $R$  и  $C$  промежуточного слоя производится измерением крутизны при различных частотах (от  $10^3$  до  $10^7$  гц) и применением уравнения (12-92) [Л. 160—162]. Другие методы измерения описаны в [Л. 163, 164]. Сопротивление промежуточного слоя увеличивается в процессе работы, а крутизна падает (рис. 12-84).

рые проходят приблизительно через нулевую точку и имеют наклон  $S/I_a^{1/3} = a = \frac{3}{2} K^{2/3}$ , где  $a$  — постоянная крутизны,  $K$  — константа пространственного заряда [см. уравнения (12-28) и (12-48)]. Отклонение от линейности указывает на плохие эмиссионные свойства катода.

**Ток насыщения.** Ввиду опасности перегрузки лампы для определения тока насыщения применяются импульсные методы [Л. 159]. Так как температура и плотность тока насыщения различны в разных местах поверхности катода и так как в области насыщения появляется электростатическая эмиссия, то явно выраженное насыщение не наступает. Поэтому за ток насыщения  $I_s$  обычно принимают приближенную величину, получаемую с помощью интерполяции (рис. 12-82).

**Сопротивление промежуточного слоя.** В процессе эксплуатации оксидного катода между его никелевым керном и оксидным покрытием образуется плохо проводящий промежуточный слой [Л. 160—164]. Возникает этот слой из-за примесей в никеле, которые диффундируют на его поверхность и создают плохие проводящие соединения с составными частями оксидной пасты. Этот промежуточный слой имеет свойства полупроводника. Его полное сопротивление может быть представлено на эквивалентной схеме (рис. 12-83) как ячейка  $R-C$ , включенная в цепь катода. Промежуточный слой создает отрицательную обратную связь, зависящую от частоты. С учетом этой эквивалентной схемы можно получить следующее выражение для зависимости крутизны от частоты:

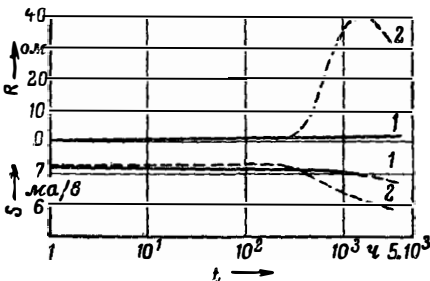


Рис. 12-84. Работа лампы без промежуточного слоя (1) и с ним (2). Сопротивление слоя  $R$  при  $I_a = 3$  ма и статическая крутизна  $S$  при  $I_a = 10$  ма в зависимости от длительности работы лампы [Л. 162].

**12-35. ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК И ПАРАМЕТРОВ**

**Характерограф.** Для быстрого получения семейства характеристик лампы часто применяются характерографы. В этих устройствах семейство кривых  $I_a = f(U_a)$  или  $I_a = f(U_c)$  получается непосредственно на экране осциллографической трубки. Для получения, например, семейства кривых  $I_a = f(U_a)$  на анод подается переменное напряжение, которое одновременно служит для горизонтального отклонения луча. Переменное напряжение, создаваемое при этом анодным током на внешнем сопротивлении  $R_a$ , подается непосредственно или через усилитель на пластины вертикального отклонения. Напряжение на сетке, являющееся параметром, изменяется ступенчато с помощью электрического или механического коммутатора. Аналогичные схемы применяются для получения семейства характеристик  $I_a = f(U_c)$ , а также для семейства характеристик токов на вспомогательные сетки в многосеточных лампах. Описание характерографов и их схем можно найти [Л. 165—172].

**Измерительные мосты.** Для измерения  $S$ ,  $R_i$  и  $\mu$  чаще служат измерительные мосты переменного тока [Л. 173—177]. Их принципиальные схемы показаны на рис. 12-85. В качестве индикатора нуля часто применяется осциллографическая трубка или электронно-световой индикатор. Конденсаторы  $C$  служат для фазовой компенсации. Условия уравновешенности мостов указаны на рис. 12-85.

**Измерение крутизны преобразования смесительных ламп** производится с помощью схемы рис. 12-86 [Л. 178] (для гексода). Напряжение гетеродина  $U_{ген}$  подводится ко второй управляющей сетке 4, напряжение сигнала  $U_{сигн}$  — к первой управляющей сетке 2. На

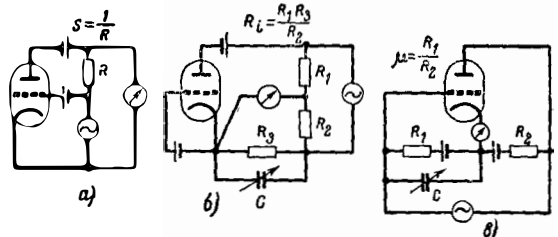


Рис. 12-85. Мостовые схемы измерения крутизны  $S$ , внутреннего сопротивления  $R_i$  и коэффициента усиления  $\mu$ . Условия уравновешивания моста приведены на схеме.

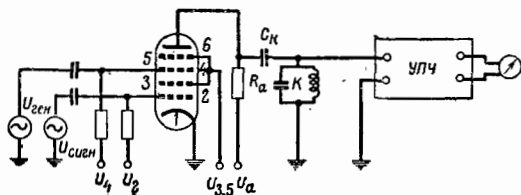


Рис. 12-86. Схема измерения крутизны преобразования тексода.

выходе включено сопротивление  $R_a$ , которое мало по сравнению с динамическим внутренним сопротивлением смесительной лампы. С  $R_a$  слабо связан весьма селективный контур  $K$ . Получающееся на  $K$  переменное напряжение подводится к усилителю промежуточной частоты. Полоса пропускания  $K$  и усилителя промежуточной частоты так мала, что проходят только колебания разностной частоты; для всех других частот, возникающих при смешивании, усиление практически равно нулю. Напряжение на выходе усилителя пропорционально крутизне преобразования  $S_n$ . Калибровка производится с помощью генератора стандартного сигнала. Измерение  $S_n$  при односеточном преобразовании производится аналогичным образом, причем  $U_{ген}$  измеряется селективным ламповым вольтметром.

**Динамическое внутреннее сопротивление смесительных ламп** может измеряться любым методом, который служит для измерения статического внутреннего сопротивления. При этом к лампе дополнительно подводится напряжение гетеродина и измерение внутреннего сопротивления производится на частоте, отличной от частоты гетеродина.

**Производные** высшего порядка характеристики  $\frac{\partial^n I_a}{\partial U_c^n}$  измеряются с помощью селективных усилителей путем отфильтровывания высших гармоник и комбинационных частот [Л. 159, 179, 180, 118]. Этот метод применяется также для измерения коэффициента нелинейных искажений, зависящего от производных высших порядков.

### 12-36. ИЗМЕРЕНИЕ МАЛЫХ СЕТОЧНЫХ ТОКОВ

При крайне малом отрицательном сеточном токе (например, ионный ток или ток через изоляцию в электрометрических лампах) непосредственное измерение его с помощью гальванометра весьма затруднительно или невозможно. В этом случае  $I_c$  может определяться двумя методами, причем предвзвешенно измеряется  $I_a = f(U_c)$  при весьма малом сопротивлении утечки сетки.

а) Включая во внешнюю цепь сетки большое сопротивление (например,  $R_c = 10^7 - 10^8$  ом) отмечают изменение анодного тока  $\Delta I_a$ . Из  $\Delta I_a$ , зная характеристику, получают  $\Delta U_c$  и из уравнения

$$\Delta U_c = I_c R_c \quad (12-93)$$

— ток сетки  $I_c$ .

б) Между катодом и сеткой включают емкость  $C$ , величина которой известна. Кратковременным подключением батареи сетка за-

ряжается до потенциала определенной величины. После отключения батареи измеряется изменение  $I_a$  во времени. Из  $I_a = f(t)$  получают  $U_c = f(t)$  и отсюда

$$I_c = C \frac{dU_c}{dt}. \quad (12-94)$$

### 12-37. ИЗМЕРЕНИЕ МЕЖДУЭЛЕКТРОДНЫХ ЕМКОСТЕЙ

Трудность измерения ламповых емкостей связана с тем, что лампа не представляет собой простой двухэлектродной системы. Поэтому необходимо измерять частичные емкости или суммы частичных емкостей (рабочие емкости), ставя специальные требования к измерительным схемам. Входная емкость  $C_{вх}$  и выходная емкость  $C_{вых}$  определяются следующим образом:

$C_{вх}$  есть сумма частичных емкостей между входным электродом (управляющая сетка в схемах с заземленным катодом), с одной стороны, и всеми другими электродами, с другой стороны, на которые при работе не поступает переменное напряжение входной частоты. (Например, для пентода, работающего в схеме с заземленным катодом,  $C_{вх} = C_{с.н} + C_{с.к} + C_{с.э} + C_{с.зс} + C_{с.экр}$ ). Для  $C_{вых}$  применимо подобное же выражение, причем входной электрод заменен выходным. (Например, для пентода, работающего в вышеуказанной схеме,  $C_{вых} = C_{а.н} + C_{а.к} + C_{а.э} + C_{а.зс} + C_{а.экр}$ ). Емкость обратной связи  $C_{о.с}$  есть междуэлектродная емкость между входным и выходным электродами (с  $C_{а.а}$  для схем с заземленным катодом).

Эти определения, соответственно преобразованные, могут быть перенесены на другие схемы включения усилительных ламп (схемы с заземленным анодом и сеткой). В случае схемы с заземленной сеткой для триода мы имеем, например,  $C_{вх} = C_{к.н} + C_{к.с}$ ;  $C_{вых} = C_{а.н} + C_{а.с}$ ;  $C_{о.с} = C_{к.а}$ . Если с помощью дросселирования выводов накала подогревателя по переменному току замкнуть катодом, то получается:  $C_{вх} = C_{к.с} + C_{н.с}$ ;  $C_{вых} = C_{а.с}$ ;  $C_{о.с} = C_{к.а} + C_{н.а}$ . Поэтому при сообщении конкретных данных о рабочих емкостях лампы необходимо точно определять условия работы; величины емкостей зависят от способа включения лампы в схему.

Приведенные определения могут быть с соответствующими изменениями применены и к смесительным лампам. В этом случае важно знать и другие междуэлектродные емкости, такие, как емкость между обоими управляющими сетками, емкость между анодом и второй управляющей сеткой. Если в лампе размещено несколько электродных систем, то часто важно знать емкости между отдельными электродами различных систем для предотвращения обратной связи.

Сообщаемые паспортные данные о ламповых емкостях обычно относятся к величинам, измеренным при нагретом катодом. Изменения емкостей в рабочем режиме лампы часто указываются отдельно. Они зависят от условий работы. Измерение рабочих и междуэлектродных емкостей при нагретом катодом

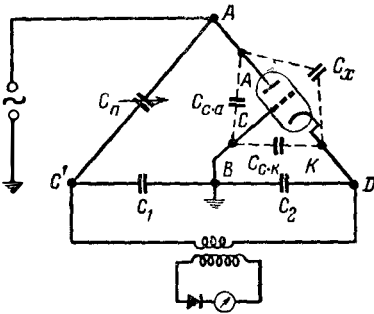


Рис. 12-87. Мост для измерения ламповых емкостей  $> 10^{-1}$  пф.

производится с помощью мостиковых схем [Л. 171, 182—184].

На рис. 12-87 приведена схема мостика для измерения емкостей  $C > 0,1$  пф. Пусть  $C_x$  (примем, что  $C_{к.а} = C_{вых}$ ) есть измеряемая емкость. Тогда

$$C_x = C_n \frac{C_2}{C_1}, \quad (12-95)$$

если соблюдено условие  $C_2 \gg C_{к.с}$ . Поэтому, а также потому, что  $C_{с.а}$  включена параллельно генератору, включение лампы не вызывает никакого изменения  $C_2/C_1$ . Диапазон измерения может быть изменен путем варьирования  $C_2/C_1$ . Специального уравновешивания по фазе

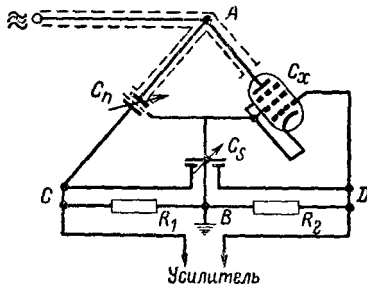


Рис. 12-88. Мост для измерения малых междуэлектродных емкостей ( $10^{-1} - 10^{-3}$  пф).

для исключения влияния сопротивлений потерь, параллельных ламповым емкостям, обычно не требуется при емкостях  $C_x \leq 0,1$  пф.

●исыаемый принцип может быть применен для измерения очень малых емкостей ( $10^{-1} - 10^{-3}$  пф), рис. 12-88. Однако в этом случае необходимы фазовая компенсация с помощью дифференциального конденсатора ( $C_s$ ) и особенно хорошая экранировка. Измерение производят на высокой частоте (например,  $f = 1$  Мгц).

### 12-38. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ ПРОВОДИМОСТЕЙ ЛАМП

Для измерения действительной и мнимой частей полных проводимостей лампы как четырехполюсника используется колебательный контур, а на сверхвысоких частотах — измерительная линия.

Входная и выходная полные проводимости определяются путем подключения соответствующих зажимов параллельно колебательному контуру [Л. 185—187]. С контуром очень слабо связан измерительный генератор, а параллельно контуру включен ламповый вольтметр, имеющий, при возможности, квадратичную шкалу. Конденсатор контура переменный; существенно, чтобы этот градуированный конденсатор подключался непосредственно к зажимам (т. е. без промежуточных индуктивностей), между которыми измеряется полная проводимость лампы. Из величины расстройки контура при включении лампы определяется изменение емкости, вызванное пространственным зарядом. Из резонансной кривой (напряжение на ламповом вольтметре в зависимости от емкости  $C$ ) определяется активная проводимость. Если  $2\Delta C$  есть разность емкостей, соответствующих точкам, в которых квадрат напряжения равен половине квадрата напряжения в точке резонанса, то резонансная проводимость контура, включая лампу, равна:

$$G/S = \frac{\Delta C [пф]}{530\lambda [м]} \quad (12-96)$$

Повторное измерение  $\Delta C$  сперва при отсутствии, а затем при наличии электронного тока дает возможность по разнице в результатах определить электронную активную проводимость.

Полная проводимость обратной связи  $Y_{12}$  практически является реактивной проводимостью. Для ее измерения включается на входе и выходе по контуру. К выходу подключается измерительный генератор, напряжение которого известно. При известном входном сопротивлении  $|Y_{12}|$  получается из отношения напряжений на выходе и на входе.

Методика измерения величины и фазы крутизны при высоких частотах описана в [Л. 188].

При волнах, меньших 1 м, вместо колебательного контура применяется измерительная линия [Л. 189—192]. Полные проводимости четырехполюсника определяются при этом из коэффициента стоячей волны и положения узлов. Между измерительной линией и внешней точкой подключения электрода практически всегда имеются полные сопротивления, которые действуют как трансформатор. Только после измерения трансформации можно определить полные проводимости ламп. Указание величин полных проводимостей лампы при сверхвысоких частотах не имеет смысла без точного определения точек, к которым они относятся, так как даже небольшие изменения длины выводов сильно влияют на трансформацию, зависящую от частоты.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Barkhausen H., Lehrbuch der Elektronenröhren und ihrer technischen Anwendungen, Leipzig, 1931—1944, 1—4, 4. Aufl.
2. Kammerloher J., Hochfrequenztechnik, Leipzig, 1941, Teil II.
3. Möller H. G., Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen, Braunschweig.

4. Rothe H., Kleen W., Bücherei der Hochfrequenztechnik, 1940—1948, 2—5, 3. Aufl.
5. Rukop H., Röhren und Gleichrichter, Die Physik in regelmässigen Berichten, 1936, 4, № 3, 9; 1941, № 3.
6. Strutt M., Moderne Mehrgitterelektronenröhren, Berlin.
7. Philips-Bücherreihe über Elektronenröhren, 1—4.
8. Electron tubes, 1935—1941, I; 1942—1948, II, New Jersey, 1949.
9. Rukop H., Elektronenröhren, в Naturforschung und Medizin in Deutschland, Wiesbaden, 1948, 15, 114—146.
10. Spangenberg K. R., Vacuum tubes, New York, 1948.
11. Nordheim L. W., Z. Phys, 1928, 46, 833.
12. Richardson O. W., Marx, Handbuch der Radiologie, Leipzig, 1917, IV, 461.
13. Dushman S., Phys. Rev., 1923, 21, 623—636.
14. Lemmens H. J., Jansen H. M., Loosjes R., Philips techn. Rdsch., 1950, II, 349—358.
15. Gehrts A., Naturwiss, 1932, 20, 732.
16. Hermann G., Wagener S., Die Oxydkathode, Leipzig, 1943—1944.
17. Eisenstein A. S., Oxide coated cathodes. в Advances in electronics, New York, 1948, 1, 1—64.
18. Huber H., Diss., Univers, Berlin, 1941.
19. Heinze W., Hass W., Z. techn. Phys., 1938, 19, 166—180.
20. Gysae B., Wagener S., Z. techn. Phys., 1938, 19, 264—269.
21. Schottky W., Ann. Phys., Leipzig, 1914, 44, 1011—1032.
22. Möller H. G., Detels F., Jb. drahtl. Telegr., 1926, 27, 74—81.
23. Langmuir I., Blodgett K. B., Phys. Rev., 1923, 22, 347—356.
24. Schottky W., Phys. Z., 1914, 15, 526—528; 624—630.
25. Langmuir I., Phys. Rev., 1923, 21, 419—435.
26. Kleynen P. H. J. A., Philips Res. Rep., 1946, 1, 81—96.
27. A. van der Ziel, Philips Res. Rep., 1946, 1, 97—118.
28. Ferris W. R., RCA-Rev., 1949, 10, 134—149.
29. Wheatcroft E. L. E., J. Instn. Electr. Engrs, 1940, 86, 473—484; 1940, 87, 691—693.
30. Fremlin J. H., Hall R. N., Shafford P. H., Phil. Mag., 1939, 27, 709—741; Electr. Commun., 1946, 23, 426—435.
31. Ollendorff F. Electrotechn. u. Masch.-Bau, 1934, 52, 585—591.
32. Herne H., Wireless Engr., 1944, 21, 59—64.
33. Dahlke W., Telefunkenztg, 1951, 24, 213—222; 1952, 25, 83—92; 1953, 26, 54—60.
34. Gundlach F. W., Arch. Elektrotechn., 1943, 37, 463—477.
35. Oertel L., Telefunkenröhre, 1938, № 12, 7—17.
36. Scheel J. E., Marguerre F., Arch. Elektrotechn., 1934, 28, 210—233.
37. Jaekel K., Z. Hochfrequenztechn., 1937, 50, 135—139.
38. Spangenberg K., Vacuum tubes, New York, 1948, ch. 7.
39. Rothe H., Kleen W., Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren, 1943, Kap. IX.
40. Jobst G., Telefunkenztg, 1931, 12, 29—44.
41. Rothe H., Telefunkenztg, 1933, 13, 45—51.
42. Below F., Z. Fernmeldetechn, 1928, 9, 113—118, 136—144.
43. Tellegen B. D. H., Physica, Haag, 1926, 6, 113—116.
44. Tank F., Jb. drahtl. Telegr., 1922, 20, 82.
45. Rothe H., Kleen W., Telefunkenröhre, 1936, № 6, 1—23.
46. Jonker J. L. H., Philips techn. Rdsch., 1940, 5, 131—140.
47. Jonker J. L. H., Dissertation, Delft, 1942.
48. Jonker J. L. H., Tellegen B. D. H., Philips Res. Rep., 1945—1946, 1, 13—32.
49. Gill E. W. B., Phil. Mag., 1925, 49, 993—1005.
50. Plato G., Kleen W., Rothe H., Z. Phys., 1936, 101, 509—520, 1937, 104, 711—723.
51. Salzberg B., Haeff A. V., RCA-Rev., 1938, 2, 336—374.
52. Haug A., Z. techn. Phys., 1943, 24, 143—145.
53. Jonker J. L. H., Wireless Engr., 1939, 16, 274—286.
54. Lange H., Jb. drahtl. Telegr., 1925, 26, 38—39.
55. Bell D. A., Wireless Engr., 1936, 13, 315—316.
56. Lussanet de la Sablonière C. H., Z. Hochfrequenztechn, 1933, 41, 195—202.
57. Jonker J. L. H., Philips Res. Rep., 1951, 6, 1—13.
58. DRP. 608293, Juni 1926, G. Jobst.
59. DRP. 527449, Dezember 1926, B. D. H. Tellegen.
60. Steimel K., Telefunkenztg, 1933, 14, 33—46.
61. Nesslage S. F., Herold E. W., Harris W. A., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1936, 24, 33—46.
62. Rothe H., Kleen W., Telefunkenröhre, 1936, № 8, 158—174.
63. Recknagel A., Z. Hochfrequenztechn, 1938, 51, 66.
64. Jonker J. L. H., Philips Res. Rep., 1945—1946, 1, 331—338.
65. Gundert E., Telefunkenztg, 1951, 24, 223—236.
66. Schade O. H., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. 1938, 26, 138.
67. Jonker J. L. H., van Overbeek A. J. W. M., Philips techn. Rdsch., 1938, 3, 137—143.
68. Kleen W., Elektr. Nachr.-Techn., 1943, 20, 140—144.

69. Llewellyn F. B., Peterson L. C., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1944, **32**, 144 — 166.
70. Kleen W., Z. techn. Physik, 1940, **2**, 357 — 367; Telefunken—Hausmitt., 1940, **21**, 17 — 35.
72. Kettel E., Telefunkenröhre, 1937, № 9, 15 — 32.
73. Strutt M. J. O.; van der Ziela, Elektr. Nachr.-Techn., 1935, **12**, 347 — 354; 1936, **13**, 260 — 268; 1937, **14**, 75—80; 281—293; 1938, **15**, 104 — 111.
74. Peterson L. C., Bell Syst. Techn. J., 1948, **27**, 593 — 622.
75. Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1950, **38**, 935 — 937.
76. Cantz R., Telefunkenröhre (отд. выпуск), 1953, 52 — 69.
77. Rothe H., Telefunkenröhre (отд. выпуск), 1953, 246 — 254.
78. Diemer G., Philips Res. Rep., 1950, **5**, 423 — 440.
79. Strutt M. J. O., Elektr. Nachr.-Techn., 1938, **15**, 10 — 17.
80. Strutt M. J. O., van der Ziel A.; Elektr. Nachr.-Techn., 1938, **15**, 277 — 283.
81. Strutt M. J. O., Moderne Mehrgitterröhren, 2. Aufl., 1940, 48 — 92.
82. Kettel E., Telefunkenröhre (отд. выпуск), 1938 — 1939, 105 — 112.
83. Rothe H., Kleen W., Elektronenröhren als Anfangsstufenverstärker, 2. Aufl., Leipzig, 1944, Kap. 13.
84. Cantz R., Nowak A., Die Telefunken-Röhre im UKW-Empfänger, **11**, Mischstufen, 1952, 5 — 112.
85. Mie K., Telefunkenröhre, 1937, № 10, 161 — 170.
86. Waller L. C., RCA-Rev., 1937, **1**, 111 — 125.
87. Daene H., Telefunkenröhre, 1940, № 19/20, 152 — 159.
88. Scheel J. E., Telefunkenröhre (отд. выпуск), 1938 — 1939, 72 — 104.
89. Malsch F., Radio Mentor, 1951, **17**, 124; 1952, **18**, 356; Elektrotechn. Z., 1953, **74**, 497 — 500.
90. Bailey F. M., Proc. Inst. Rad. Engrs, N. Y., 1947, **35**, 1158.
91. Daene H., Hubmann W., AEG-Mitt., 1937, № 10.
92. Kleen W., Graffunder W., Arch techn. Messen, 1937, **2**, № 1, 8334.
93. van Suchtelen H., Philips. techn. Rdsch., 1940, **5**.
94. Schintelman J., Die Elektronenröhre als physikalisches Messgerät, Wien, 1942.
95. Nielsen C. E., Rev. Sci. Instrum., 1947, **18**, 18 — 31.
96. Victoreen J. A., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1949, **37**, 432 — 441.
97. Jonker J. L. H., Teves M. C., Philips techn. Rdsch., 1938, **3**, 137 — 143.
98. Schnitger H., Elektrotechn. Z., 1942, **63**, 41 — 46.
99. Jonker J. L. H., Ovebeek A. J. W. M., Wireless Engr., 1938, **15**, 150 — 156.
100. Weiss G., Peter O., Z. techn. Phys., 1938, **19**, 444 — 451.
101. Wagner H. M., Ferris W. R., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1941, **29**, 598 — 602.
102. Thompson B. J., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1941, **29**, 583 — 587.
103. Mueller C. W., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1950, **38**, 159 — 164.
104. Diemer G., Jonker J. L. H., Wireless Engr., 1950, **27**, 137 — 143.
105. van Overbeek A. J. W. M., Wireless Engr., 1951, **28**, 114 — 125.
106. Wallmark J. T., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1952, **40**, 41 — 48.
107. Kilgore G. R., RCA-Rev., 1947, **8**, 480 — 505.
108. Colebrook F. M., Wireless Engr., 1938, **15**, 198 — 201, 324 — 325.
109. Langmuir D. B., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1937, **25**, 977 — 992.
110. Pierce J. R., Appl. Phys., 1937, **25**, 977 — 992.
111. Jonker J. L. H., Philips Res. Rep., 1950 **5**, 6 — 22.
112. Jonker J. L. H., van Gelder Z, van Overbeek A. J. W. M. de Bours P. H., Rodenhuis K., Philips Techn. Rev., 1951 — 1952, **13**, 49 — 54, 82 — 89; 1953, **14**, 313 — 326; Philips Res. Rep., 1952, **7**, 81 — 111.
113. Graffunder W., Telefunkenröhre, 1938, № 12, 46 — 63.
114. Klempere H., Electr. Engrs, 1936, **55**, 981.
115. McNally J., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1932, **20**, 1263.
116. Nat. Bur. Stand., Wash., Electronics, N. Y., № 12, 1951, **24**, 192 — 200.
117. Schuber J., Telefunkenröhre (отд. выпуск), 1953, 202 — 215.
118. Heins, van der Ven A. I., Radio Nieuws, Holland, 1934, **17**, 29 — 52.
119. Strutt M. J. O., Hochfrequenztechn., 1934, **43**, 18 — 22.
120. То-же, 23.
121. Posthumus K., Philips techn. Rdsch., 1940, **5**, 100 — 107.
122. Aiti E., Revue Brown-Boveri, 1949, **36**, 305 — 311.
123. Brooke H., J. Instn. Electr. Engrs, 1932, **70**, 268.
124. Penick D. B., Bell Syst. Techn. J., 1934, **13**, 614 — 633.
125. Graffunder W., Rothe H., Telefunkenröhre, 1936, № 6, 36 — 57; 1936, № 8, 147 — 157.
126. Bürck W., Telefunkenztg, 1937, **18**, 23 — 42.
127. Piltz W., Elektr. Nachr.-Techn., 1943, **20**, 12 — 27.
128. Waynick A. H., J. Appl Phys., 1947, **18**, 239 — 246.
129. Cohen V. W., Bloom A., Proc. Inst. Rad. Engrs, N. Y., 1948, **36**, 1039 — 1048.
130. Wenzel J. A., Waynick A. H., Proc. Inst. Rad. Engrs, N. Y., 1948, **36**, 1039 — 1048.
131. Eaglesfield C. C., Wireless Engr., 1953, **30**, 57 — 60.
132. Knoll M., Z. techn. Phys., 1935, **16**, 467 — 474.

133. Strübig H., Phys. Z., 1936, **37**, 402—409.
134. Molthan W., Z. techn. Phys., 1933, **14**, 546—551.
135. Jobst G. Sammer F., Telefonkennröhre, 1934, № 1, 8—27.
136. Jonker J. L. H., Philips techn. Rdsch., 1938, **3**, 2—15.
137. MacFadyen K. A., Wireless Engr., 1938, **15**, 310—314.
138. Dosse R., Mierdel W., Der elektrische Strom im Hochvakuum und in Gasen, Leipzig, 1943.
139. Loed L. B., Fundamental processes of electrical discharges in gases, New York, 1939.
140. Engel A., Steenbeck M., Elektrische Gasentladungen, 1932—1934.
141. Seeliger R., Physik der Gasentladungen, Leipzig, 1934.
142. Schröter F., Schloemilch J., Glimmlampen, Glimmstrecken und ihre Schaltungen, Leipzig, 1939.
143. Köros L., Seidelbach R., Z. Hochfrequenztechn., 1932, **40**, 9.
144. Schröter F., Köros L., Telefonkennröhre, 1935, № 4, 164—175.
145. Boers C. H., Electronic Appl. Bull., 1948, **10**, 33—36.
146. Kleen W., Telefonkennröhre, 1935, № 4, 125—129.
147. Gugelberg H. L., Bull. schweiz. elektrotechn., Ver. 1953, **44**, № 3.
148. Bray F. H., Ridler D. S., Walsh W. A. G., Elektr. Commun., 1949, **26**, 28.
149. Hough G. H., Ridler D. S., Electr. Commun., 1950, **27**, 214.
150. Steinbuch K., Fernmeldetechn. Z., 1952, **1**, 349—356.
151. Adam H., Z. techn. Phys., 1941, **23**, 251; Wiss. Veröf. Siemens-Werke, 1941, **30**, 28.
152. Siebertz K., Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 1951, **68**, 177—182.
153. Knoop E., Kroebel W., Z. angew. Phys., 1950, **2**, 281; 1952, **4**, 386; 1953, **5**, 105—107.
154. Rau K. L., Frequenz, 1953, **7**, 134—139, 249—255.
155. Grolleau M. J., Bull. Soc. Franç. Electr., October 1949, 522—524.
156. Schröter F., Telefonkennröhre, 1935, № 3, 103.
157. Johnson E. O., Webster W. M., Electronics, N. Y., № 5, 1955, 107—109; Proc. Inst. Rad. Engrs, N. Y. 1952, **40**, 645—659.
158. Rothe H., Telefonkennröhre, 1935, № 4, 130—141.
159. Graffunder W., Telefonkenn-Hausmitt., 1940, **21**, 55.
160. Raudorf W., Wireless Engr., 1949, **26**, 331—337.
161. Metson G. H., Wagener S., Holmes M. F., Child M. R., Proc. Inst. Electr. Engrs, 1953, **99**, 70—87.
162. Dahlke W., Rothe H., Telefonkennröhre, 1953, 127—145.
163. Weber A. P., Telefonkennztg, 1953, **26**, 123—127.
164. Eisenstein A., J. Appl. Phys., 1949, **20**, 776—790; 1951, **22**, 138—148.
165. Tuttle W. N., Proc. Inst. Rad. Engrs, N. Y., 1933, **21**, 845—857.
166. Douma T. J., Zijlstra P., Philips, Techn. Rev., 1939, **4**, 56—60.
167. Livingstone O. W., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1940, **28**, 267—268.
168. Heins van der Ven A. J., Philips Techn. Rev., 1940, **5**, 61—68.
169. Millman J., Moscovitz S., Electronics, N. Y., № 3, 1941, **14**, 36—39.
170. Walker A. H. B., Wireless Wld. 1944, **50**, 266—268.
171. Young C. H., Tele-Tech., № 2, 1947, **6**, 68—70.
172. Graffunder W., Schultes H., Frequenz, 1950, **4**, 229—233.
173. Schottky W., Telegr.- u. Fernspr. Techn., 1920, **9**, 31—32.
174. Graffunder W., Arch. techn. Messen, **J. 8332—3**, 1939.
175. Helmholtz E. W., Phys. Z., 1939, **40**, 201—205.
176. Graffunder W., Arch. techn. Messen, **J. 850—4**, 1939.
177. Hickmann R. W., Hunt F. V., Rev. Sci. Instrum., 1935, **6**, 268—276.
178. Steimel K., Telefonkennröhre, 1934—1935, № 3, 85—94.
179. Hässler G., Arch. techn. Messen, 1937, **J. 036—6**.
180. Freystedt E., Langsdorff W., Telegr.- u. Fernspr.-Techn., 1936, **25**, 79.
182. Steimel K., Zickermann C., Telefonkennröhre, 1937, № 9, 1—15; 1937, № 10, 115—127.
183. Barco A. H., Electronic Engng, 1942, **15**, 212—213.
184. Rohde L., Leonhardt R., Arch. techn. Messen, 1939, Bd. 3552—4.
185. Strutt M. J. O., vander Ziel A., Elektr. Nachr.-Techn., 1935, **12**, 347—354; 1937, **14**, 75—80.
186. Ferris W. R., Proc. Inst. Rad. Engrs, N. Y., 1936, **24**, 82—107.
187. Rothe H., Telefonkennröhre, 1937, № 9, 33—65.
188. Strutt M. J. O., vander Ziel A., Elektr. Nachr.-Techn., 1938, **15**, 103—111.
189. Meinke H., Fernmeldetechn. Z., 1949, **2**, 233.
190. King D. D., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1947, **35**, 509.
191. Van Hofweegen J. M., Electronic Appl. Bull., 1949, **10**, 57, 96, 122.
192. Robertson S. D., Bell Syst. Techn. J., 1949, **28**, 619—655.
193. Espe W., Glas- und Hochvakuum-techn. J., 1952, **1**, 63—65.
194. Bourion R., L'Onde Electr., 1953, **33**, 36—39.
195. Lemmens H. J., Jansen H. J., Loosjes R., Philips techn. Rdsch., 1950, **12**, 349—358.
196. Katz H., J. Appl. Phys., 1953, **24**, 597—603.
197. Schaefer D. L., White J. E., J. Appl. Phys., 1952, **23**, 669—674.
198. Hughes R. C., Copola P. P., Evans H. T., J. Appl. Phys., 1952, **23**, 635.
199. Levi R., J. Appl. Phys., 1953, **24**, 233.

200. Lafferty M., J. Appl. Phys., 1951, 22, 299—309.
201. Hill D. R., Electronics, N. Y., August 1951, 104—106.
202. Dahlke W., Rothe H., Telefunkenröhre, 1953, 127—145.
203. Partridge H., Turner W. E. S., Glass-to-metal seals, Sheffield, 1949.
204. Herrmann H., Glas u. Hochvakuumtechn., 1953, № 10, 189—200.
205. Vatter H., Glas u. Hochvakuumtechn., 1952, № 5, 79—85.
206. Espe W., Knoll M., Wilder M. P., Electronics, N. Y., № 10, 1950, 80—86.
207. Wagener S., Proc. Inst. Electr. Engrs, 1952, 99, pt III, 135—147.
208. Ratheiser L., Rundfunkröhren, 1949, Berlin.
209. Rothe H., Kleen W., Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren, Leipzig, 1948.
210. Rothe H., Telefunkenztg., 1950, 23, № 87—88, 93—96.
211. Beurtheret C. H., La Revue Technique C. F. T. H., № 7, 1952.
212. Horsting C. W., J. Appl. Phys., 1947, 18, 95—102.
213. Dorgelo E. G., Philips techn. Rdsch., 1953, 14, 225—235.
214. Rothe H., Engbert W., Kraft H., Telefunkenztg., 1950, 23, 175—181.
215. Ayer R. B., AIEE Transactions, May 1953.
216. Берг А. И., Пустотные приборы, Ленинград, 1924.
217. Шапошников А. А., Электронные и ионные приборы, Связьиздат, 1938.
218. Иванов А. А., Технология электровакуумного производства, Оборониздат, 1939.
219. Электронные и ионные приборы, под ред. Тимофеева П. В., Гостехиздат, 1941.
220. Тягунов Г. А., Основы расчета вакуумных систем, Госэнергиздат, 1948.
221. Рейх, Теория и применение электронных приборов, Москва, 1948.
222. Лукьянов С. Ю., Фотоэлемент, изд. АН СССР, 1948.
223. Власов В. Ф., Электровакуумные приборы, Связьиздат, 1949.
224. Тягунов Г. А., Электровакуумные приборы, Госэнергиздат, 1949.
225. Птицын, Физические явления в оксидном катоде, Гостехиздат, 1949.
226. Электронно-лучевые трубки и индикаторы, перевод под ред. Брейтбарта А. Я., изд. «Советское Радио», 1950.
227. Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, Гостехтеоретиздат, 1950.
228. Добрецов Л. Н., Электронная и ионная эмиссия, Гостехиздат, 1952.
229. Грановский В. Л., Электрический ток в газе, Гостехиздат, 1952.
230. Королев Б. И., Основы вакуумной техники, Госэнергиздат, 1953.
231. Электронные лампы, под ред. Оболенского С. А., изд. «Советское Радио», 1954.
232. Муляров М. Я., Электронно-лучевые приборы, Госэнергиздат, 1954.
233. Гуревич и др., Электровакуумные приборы, Оборониздат, 1955.
234. Чудновский И. Я., Электровакуумные приборы и усилители, 1955.
235. Каганов И. Л., Электронные и ионные преобразователи, ч. II, Ионные приборы, Госэнергиздат, 1955.
236. Царев Б. М., Контактная разность потенциалов и ее влияние на работу электровакуумных приборов, Гостехиздат, 1955.
237. Бонч-Бруевич А. М., Применение электронных ламп в экспериментальной физике, Гостехтеоретиздат, 1956.
238. Капцов Н. А., Электроника, Гостехиздат, 1956.
239. Чечик Н. О., Электронные умножители, Гостехтеоретиздат, 1957.
240. Коль В. X., Технология материалов для электровакуумных приборов, Госэнергиздат, 1957.
241. Кауфман М. С. и Янкин Г. М., Электронные приборы, Госэнергиздат, 1957.
242. Бройде А. М., Справочник по электровакуумным и полупроводниковым приборам, Госэнергиздат, 1957.
243. Бройде А. М., Электронные лампы и полупроводниковые приборы, Госэнергиздат, 1958.
244. Винокуров В. В. и Степанков М. М., Техника измерения основных электрических параметров приемно-усилительных ламп, Госэнергиздат, 1958.
245. Дудник Л. А., Испытания электронных ламп, изд. «Советское Радио», 1958.
246. Марченко В. Б., Современные катоды, Госэнергиздат, 1958.
247. Царев Б. М., Конструирование и расчет электронных ламп, 1958.
248. Эффективные термокатоде, Сборник переводов под ред. Шульмана А. Р., Госэнергиздат, 1958.
249. Черепнин Н. В., Электронные лампы для широкополосных усилителей, Госэнергиздат, 1958.
250. Блискунов Н. А. и Каменецкий И. Я., Технология производства электровакуумных приборов, ч. I, Катоды, Госэнергиздат, 1959.
251. Галонов В. И., Электроника, ч. I, Физматиздат, 1960.
252. Темкин С. Е., Импульсные модуляторные лампы, Воениздат, 1960.
253. Радиофизическая электроника, под ред. Капцова Н. А., изд. Московского ун-та, 1960.



## РАЗДЕЛ 13

# ЛАМПЫ С ДИНАМИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

## Потоки электронов в постоянных электрических полях

### 13-1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Электронные приборы с динамическим управлением электронным потоком представляют собою электронные лампы, работающие на столь высоких частотах, что время пролета электрона не является уже пренебрежимо малым по сравнению с длительностью периода высокочастотных колебаний; в связи с этим электроны не могут уже рассматриваться как «безынерционные».

Управление пространственным зарядом, создаваемым движущимися электронами, становится на этих частотах неэффективным вследствие заметно проявляющейся инерции электронов. Поэтому для управления электронным потоком следует применять другие методы, которые сознательно использовали бы фактор конечности пролетного времени.

В лампах с динамическим управлением электронным потоком электроны с отрицательным зарядом  $e$  и массой  $m$  движутся, вообще говоря, в произвольно изменяющемся во времени электрическом поле с компонентами  $e_x$ ,  $e_y$  и  $e_z$  и в неизменном во времени магнитном поле с компонентами магнитной индукции  $b_{x0}$ ,  $b_{y0}$  и  $b_{z0}$ . Зависимость координат движущегося электрона от времени  $t$  определяется уравнениями (например, [Л. 1, 2]):

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -\frac{e}{m} e_x + \frac{e}{m} b_{y0} \frac{dz}{dt} - \frac{e}{m} b_{z0} \frac{dy}{dt}; \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{e}{m} e_y + \frac{e}{m} b_{z0} \frac{dx}{dt} - \frac{e}{m} b_{x0} \frac{dz}{dt}; \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= -\frac{e}{m} e_z + \frac{e}{m} b_{x0} \frac{dy}{dt} - \frac{e}{m} b_{y0} \frac{dx}{dt}. \end{aligned} \quad (13-1)$$

Влиянием высокочастотных магнитных переменных полей на движение электронов всегда можно пренебречь, так как силы, с которыми переменные магнитные поля действуют на медленно по сравнению со скоростью света движущиеся электроны, малы по сравнению с силами, создаваемыми переменным электрическим полем.

При рассмотрении действия ламп с динамическим управлением электронным потоком

большое значение имеет пролетное время  $\tau$ , которое необходимо электронам для пролета расстояния между двумя электродами под воздействием электрического и магнитного постоянных полей. Это время сравнивают с длительностью периода  $T$  дополнительно воздействующего на электроны переменного электрического поля и определяют пролетный угол как

$$\theta = 2\pi \frac{\tau}{T} = \omega\tau. \quad (13-2)$$

Пролетное время  $\tau$  при действии постоянного электрического поля, а в некоторых случаях и постоянного магнитного поля должно быть изучено (§ 13-2—13-5) прежде рассмотрения явлений, происходящих под воздействием переменных полей (§ 13-6—13-11).

### 13-2. ПЛОСКИЕ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОДОВ. ПОСТОЯННЫЕ ПОЛЯ

Пусть электронный поток, выходящий из плоского катода  $K$  и перехватываемый в конце своего пути коллектором  $A$  (рис. 13-1) пронизывает систему из двух плоских идеальных (т. е. очень густых, но полностью прозрачных для электронов) сеток  $C_1$  и  $C_2$ . Пусть расстояние между сетками будет  $d$ , а площадь поверхности каждого электрода  $A$ ; размеры электродов пусть будут велики по сравнению с расстояниями между ними, что позволяет пренебречь краевыми эффектами. Предполагается, что все рассматриваемые в дальнейшем величины изменяются только в направлении полета электронов («плоская система»).

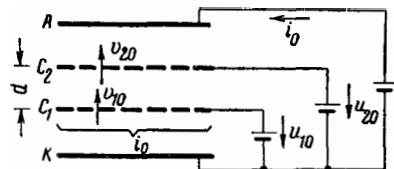


Рис. 13-1. Система плоских электродов, образованная двумя идеальными сетками  $C_1$  и  $C_2$ , катодом  $K$  и коллектором  $A$ .

**Случай пренебрежимо малой скорости вылета и пренебрежимо малого пространственного заряда** [Л. 1, 2]. Пусть скорости, с которыми электроны вылетают из катода  $K$  (рис. 13-1), пренебрежимо малы по сравнению со скоростями, достигаемыми этими электронами в полете под воздействием сеточных напряжений  $u_{10}$  и  $u_{20}$ . Кроме того, будем считать, что постоянный ток за счет переноса зарядов электронами катода на коллектор так мал, что влиянием пространственного заряда на процесс движения электронов можно пренебречь. Напряжение  $u_{10}$  на сетке  $C_1$  должно быть всегда положительным относительно катода для того, чтобы электроны вообще могли попасть в междусеточное разрядное пространство; для напряжения же  $u_{20}$  возможны два случая: если оно положительно, то электроны пролетают все междусеточное пространство («случай пролета»); если оно отрицательно, то электроны возвращаются из междусеточного пространства к сетке  $C_1$  («случай возврата»). В «случае пролета» скорости, с которыми электроны проходят сетки, определяются выражениями (рис. 13-1):

$$\begin{aligned} v_{10} &= \sqrt{\frac{2e}{m} u_{10}}; \\ v_{10} \left[ \frac{см}{сек} \right] &= 5,95 \cdot 10^7 \sqrt{u_{10} [\text{в}]}; \\ v_{20} &= \sqrt{\frac{2e}{m} u_{20}}; \\ v_{20} \left[ \frac{см}{сек} \right] &= 5,95 \cdot 10^7 \sqrt{u_{20} [\text{в}]}. \end{aligned} \quad (13-3)$$

где  $e$  — заряд;  $m$  — масса электрона. Время пролета электроном междусеточного пространства при этом равно:

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{2d}{\sqrt{\frac{2e}{m} (v_{10} + v_{20})}}; \\ \tau [\text{нсек}] &= 33,7 \frac{d [\text{см}]}{\sqrt{u_{10} [\text{в}] + u_{20} [\text{в}]}}. \end{aligned} \quad (13-4)$$

где  $\text{нсек}$  сокращенно обозначает наносекунду, равную  $10^{-9}$  сек. Соответствующий этому времени пролетный угол составляет:

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{2\omega d}{\sqrt{\frac{2e}{m} (v_{10} + v_{20})}}; \\ \theta [\text{рад}] &= 211 \frac{d [\text{см}] (f [\text{ГГц}])}{\sqrt{u_{10} [\text{в}] + u_{20} [\text{в}]}}. \end{aligned} \quad (13-5)$$

В «случае возврата» электроны пролетают сетку  $C_1$  в прямом и обратном направлениях со скоростью

$$\begin{aligned} v_{10} &= \sqrt{\frac{2e}{m} u_{10}}; \\ v_{10} \left[ \frac{см}{сек} \right] &= 5,95 \cdot 10^7 \sqrt{u_{10} [\text{в}]}. \end{aligned} \quad (13-6)$$

Предельное расстояние  $d_{\text{пр}}$ , на которое электроны удаляются от сетки  $C_1$  (расстояние поворота), при этом равно:

$$d_{\text{пр}} = d \frac{u_{10}}{u_{10} - u_{20}}, \quad (u_{20} < 0), \quad (13-7)$$

а время их пролета от сетки  $C_1$  и обратно до сетки  $C_1$  определяется выражением

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{4d_{\text{пр}}}{\sqrt{\frac{2e}{m} u_{10}}} = \frac{4d\sqrt{u_{10}}}{\sqrt{\frac{2e}{m} (u_{10} - u_{20})}}; \\ \tau [\text{нсек}] &= 67,3 \frac{d [\text{см}] \sqrt{u_{10} [\text{в}]}}{u_{10} [\text{в}] - u_{20} [\text{в}]}; \end{aligned} \quad (13-8)$$

и соответствующий пролетный угол

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{4\omega d \sqrt{u_{10}}}{\sqrt{\frac{2e}{m} (u_{10} - u_{20})}}; \\ \theta [\text{рад}] &= 422 \frac{d [\text{см}] (f [\text{ГГц}]) \sqrt{u_{10} [\text{в}]}}{u_{10} [\text{в}] - u_{20} [\text{в}]}. \end{aligned} \quad (13-9)$$

**Случай пренебрежимо малой скорости вылета, но с учетом пространственного заряда** [Л. 1, 2, 3]. Пусть скорости, с которыми электроны вылетают из катода  $K$  (рис. 13-1), пренебрежимо малы по сравнению со скоростями, приобретаемыми этими электронами в полете под действием постоянных сеточных напряжений  $u_{10}$  и  $u_{20}$ . Предполагается, что режим работы выбран таким образом, что в междусеточном пространстве ни один электрон не возвращается обратно. Скорости, с которыми электроны пролетают сетки, определяются уравнениями (13-3). Проходящий через сетку  $C_1$  электронный конвекционный ток  $i_0$  (положительное направление считается противоположным направлению полета электронов, см. рис. 13-1) не должен превышать некоторую предельную величину  $i_{0 \text{ макс}}$ , определяемую напряжениями  $u_{10}$  и  $u_{20}$ . Если этот ток больше указанной предельной величины, то отрицательный пространственный заряд в разрядном пространстве будет так велик, что часть электронов должна будет вернуться и образуется виртуальный катод (§ 12-17). Выражение, определяющее предельное значение этого тока, имеет вид:

$$\begin{aligned} i_{0 \text{ макс}} &= \frac{2}{9} \epsilon_0 A \frac{m (v_{10} + v_{20})^3}{e d^2} = \\ &= \frac{4}{9} \epsilon_0 A \sqrt{\frac{2e}{m} (v_{10} + v_{20})^3} / d^2; \\ i_{0 \text{ макс}} [а] &= 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{A [\text{см}^2]}{(d [\text{см}])^2} \times \\ &\times (\sqrt{u_{10} [\text{в}]} + \sqrt{u_{20} [\text{в}]})^3, \end{aligned} \quad (13-10)$$

где  $A$  — площадь поверхности электродов;  $d$  — расстояние между сетками. Отношение протекающего в данном случае тока  $i_0$  к его предельному значению  $i_{0\text{макс}}$  характеризует величину пространственного заряда между сетками. В случае исчезающе малого тока ( $i_0 \rightarrow 0$ ) пролетный угол, как и в случае, характеризуемом уравнением (13-5), определяется выражением

$$\theta_0 = \frac{2\omega d}{\sqrt{\frac{2e}{m}} (\sqrt{u_{10}} + \sqrt{u_{20}})};$$

$$\theta_0 [\text{рад}] = 211 \frac{(d [\text{см}]) (f [\text{Гц}])}{\sqrt{u_{10} [\text{В}]} + \sqrt{u_{20} [\text{В}]}}. \quad (13-11)$$

С увеличением тока  $i_0$  растет и пролетный угол в соответствии с равенством

$$\frac{i_0}{i_{0\text{макс}}} = \frac{27}{4} \frac{1 - (\theta_0/\theta_0)}{(\theta_0/\theta_0)^2}. \quad (13-12)$$

Эта зависимость может быть определена без решения кубического уравнения относительно  $\theta/\theta_0$  с помощью кривой, приведенной на рис. 13-2; наибольшее значение величины пролетного угла достигается при  $i_0 = i_{0\text{макс}}$  и составляет:

$$\theta_{\text{макс}} = \frac{3}{2} \theta_0. \quad (13-13)$$

Особенно важным является случай, когда в схеме, приведенной на рис. 13-1, сетка  $C_1$  совмещена с катодом  $K$  и одновременно ток, проходящий через нее, достигает предельного значения. Это случай «идеального диода с пространственным зарядом» (§ 12-10), при котором электроны выходят из идеализированного катода с исчезающе малыми скоростями и в таком количестве, что напряженность электрического поля непосредственно перед катодом становится равной нулю. Ток определяется при этом выражением

$$i_0 = i_{0\text{макс}} = \frac{2}{9} \epsilon_0 A \frac{m}{e} \frac{v_{20}^3}{d^2} =$$

$$= \frac{4}{9} \epsilon_0 A \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{(u_{20})^{3/2}}{d^2}; \quad (13-14)$$

$$i_{0\text{макс}} [a] = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{A [\text{см}^2]}{(d [\text{см}])^2} (u_{20} [\text{В}])^{3/2}.$$

Соответствующий пролетный угол

$$\theta = \theta_{\text{макс}} = \frac{3\omega d}{\sqrt{\frac{2e}{m}} u_{20}};$$

$$\theta [\text{рад}] = 317 \frac{(d [\text{см}]) (f [\text{Гц}])}{\sqrt{u_{20} [\text{В}]}}. \quad (13-15)$$

а крутизна (§ 12-13, 12-14)

$$S = \frac{di_0}{du_{20}} = \frac{2}{3} \epsilon_0 A \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{u_{20}^{1/2}}{d^2} =$$

$$= \frac{3}{2} \frac{i_0}{u_{20}} = \frac{2\omega C}{\theta}, \quad (13-16)$$

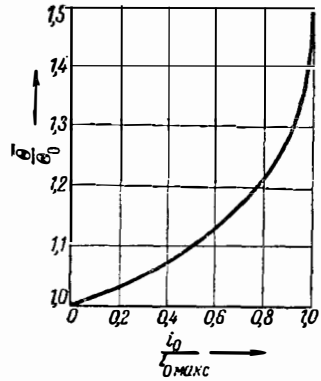


Рис. 13-2. Зависимость отношения пролетных углов  $\theta/\theta_0$  от отношения токов  $i_0/i_{0\text{макс}}$ .

где  $C = \epsilon_0 A/d$  представляет собой междуэлектродную емкость.

**Случай пренебрежимо малого пространственного заряда при учете распределения скоростей электронов.** Предполагается, что в схеме, приведенной на рис. 13-1, сетка  $C_1$  совмещена с катодом, вследствие чего  $u_{10} = 0$ . Скорости электронов, вылетающих из катода, распределяются по закону Максвелла (§ 12-8). Пусть ток насыщения катода будет  $i_s$ , а абсолютная температура катода  $T$ . При наличии пространственного заряда в разрядном пространстве образуется минимум потенциала, который ниже потенциала второй сетки, и решение уравнений получается сложным (§ 12-9, [Л. 4]). Примем, что постоянное отрицательное напряжение  $u_{20}$  настолько велико по абсолютной величине, что сетка  $C_2$  является самой отрицательной точкой разрядного пространства. Кроме того, будем считать расстояние между электродами  $d$  настолько малым, что можно пренебречь влиянием пространственного заряда [Л. 5, 6]. При таких допущениях большая часть электронов в разрядном пространстве изменяет направление своего полета на противоположное и только электроны, имеющие достаточно большую скорость вылета, достигают электрода  $C_2$ . Ток, переносимый этими электронами,

$$i_0 = i_s \exp(u_{20}/u_T), \quad (u_{20} < 0). \quad (13-17)$$

При этом так называемое температурное напряжение (§ 12-8) определяется выражением

$$u_T = \frac{kT}{e}; \quad u_T [\text{В}] = \frac{T [^\circ \text{K}]}{11\,600}. \quad (13-17a)$$

Статическая крутизна (§ 12-9) в рассматриваемом случае равна:

$$S = \frac{di_0}{du_{20}} = \frac{i_0}{u_T}. \quad (13-18)$$

Электроды  $C_2$  могут достигнуть (на пределе) лишь те электроны, которые вылетели из катода со скоростью

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} |u_{20}|};$$

$$v_0 \left[ \frac{см}{сек} \right] = 5,95 \cdot 10^7 \sqrt{|u_{20}| [\delta]}; \quad (13-19a)$$

их пролетный угол

$$\theta_e = \frac{2\omega d}{\sqrt{\frac{2e}{m} |u_{20}|}};$$

$$\theta_e [\text{рад}] = 211 \frac{(d [\text{см}]) (f [\text{Гц}])}{\sqrt{|u_{20}| [\delta]}}. \quad (13-19b)$$

Электроны же, вылетевшие из катода со скоростью

$$u_T = \sqrt{\frac{2e}{m} u_T} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (13-20a)$$

не смогут достигнуть электрода  $C_2$ ; пролетев некоторое расстояние, они повернут обратно к катоду; величина их пролетного угла в месте поворота равна:

$$\theta_T = \frac{2\omega d}{\sqrt{\frac{2e}{m} u_T} |u_{20}|} = \theta_e \sqrt{\frac{u_T}{|u_{20}|}}. \quad (13-20b)$$

### 13-3. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОДОВ. ПОСТОЯННЫЕ ПОЛЯ

Цилиндрические системы электродов относительно редко встречаются в современных лампах с динамическим управлением электронным потоком; если же они применяются, то расстояния между электродами обычно настолько малы по сравнению с радиусом кривизны, что с достаточно хорошим приближением их можно рассчитывать, как плоские системы (§ 13-2).

Пусть поток электронов, выходящий из цилиндрического катода  $K$  с радиусом  $r_k$  (рис. 13-3), пронизывает систему электродов из двух коаксиальных цилиндрических идеальных (т. е. очень густых, но полностью прозрачных для электронов) сеток  $C_1$  и  $C_2$  с радиусами  $r_1$  и  $r_2$ . Электронный поток перехватывается в конце своего пути коллектором  $A$ . Пусть длина системы в аксиальном направлении  $l$  столь велика по сравнению с радиусом, что краевыми эффектами можно пренебречь. Предполагается, что все рассматриваемые в дальнейшем величины изменяются только в радиальном направлении («цилиндрическая система»).

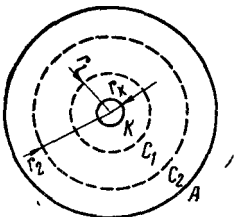


Рис. 13-3. Система цилиндрических электродов, образованная двумя идеальными сетками  $C_1$  и  $C_2$ , катодом  $K$  и коллектором  $A$ .

Случай пренебрежимо малой скорости вылета и пренебрежимо малого пространственного заряда [Л. 1]. Пусть исходные предположения будут те же, которые были сделаны при рассмотрении соответствующего случая для системы с плоскими электродами (§ 13-2). Тогда для «случая пролета» электронов, характеризуемого положительным постоянным напряжением  $u_{20}$  на сетке  $C_2$ , скорости пролета, как и ранее, определяются уравнением (13-3). Время пролета электронами междусеточного пространства равно:

$$\tau = \frac{2 \sqrt{\ln \frac{r_2}{r_1}}}{\sqrt{\frac{2e}{m} (u_{20} - u_{10})}} r_2 \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^{\frac{u_{20}}{u_{20} - u_{10}}} \times \left[ \int_0^{\sqrt{\frac{u_{20}}{u_{20} - u_{10}} \ln \frac{r_2}{r_1}}} \exp(x^2) dx - \int_0^{\sqrt{\frac{u_{10}}{u_{20} - u_{10}} \ln \frac{r_2}{r_1}}} \exp(x^2) dx \right]; \quad (13-21)$$

функция  $\int \exp(x^2) dx$  представляет собой интеграл ошибок от мнимого аргумента [Л. 7]. Выражение существенно упрощается в случае, когда сетка  $C_1$  совмещена с катодом ( $r_1 = r_k$ ,  $u_{10} = 0$ ):

$$\tau = \frac{2r_1 \sqrt{\ln \frac{r_2}{r_1}}}{\sqrt{\frac{2e}{m} u_{20}}} \int_0^{\sqrt{\ln \frac{r_2}{r_1}}} \exp(x^2) dx;$$

$$\tau [\text{нсек}] = 16,8 \frac{r_2 [\text{см}]}{\sqrt{u_{20} [\delta]}} f(r_1/r_2). \quad (13-22)$$

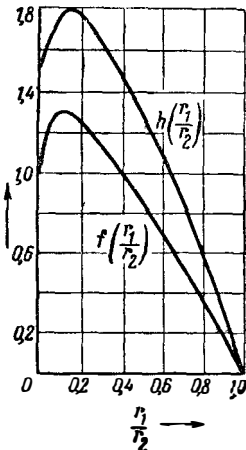


Рис. 13-4. Функции  $f(r_1/r_2)$  и  $h(r_1/r_2)$  для вычисления пролетного времени по уравнениям (13-22) и (13-25).

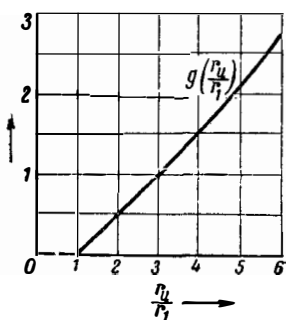


Рис. 13-5. Функция  $g(r_u/r_1)$  для вычисления пролетного времени по уравнению (13-24).

Для численных расчетов значения функции  $f(r_1/r_2)$  могут быть взяты из графика, приведенного на рис. 13-4. Если напряжение на сетке  $C_2$  ниже, чем на катоде, причем напряжение  $u_{10}$  на сетке  $C_1$  положительно, то электроны возвращаются в междусеточном пространстве („случай возврата“); они движутся до точки, имеющей радиус

$$r_u = r_1 \left( \frac{r_2}{r_1} \right)^{\frac{u_{10}}{u_{10}-u_{20}}}, \quad (13-23)$$

причем время их пролета от сетки  $C_1$  до этой точки и обратно до сетки  $C_1$  равно:

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{r_1}{\sqrt{\frac{2e}{m} u_{10}}} \cdot 4 \frac{r_u}{r_1} \sqrt{\ln \frac{r_u}{r_1}} \times \\ &\times \int_0^1 \exp(-y^2) dy = \\ &= \frac{r_1}{\sqrt{\frac{2e}{m} u_{10}}} g(r_u/r_1); \\ \tau [\mu\text{сек}] &= 16,8 \frac{r_1 [\text{см}]}{\sqrt{u_{20} [\text{в}]}} g \left( \frac{r_u}{r_1} \right). \end{aligned} \quad (13-24)$$

Значения функции  $g(r_u/r_1)$  могут быть взяты из графика, приведенного на рис. 13-5.

**Случай пренебрежимо малой скорости вылета при учете влияния пространственного заряда** [Л. 8,9]. Здесь интерес представляет лишь случай идеального цилиндрического диода с пространственным зарядом, который образуется при совмещении сетки  $C_1$  с катодом  $K$ . Проходящий электронный ток достигает своего предельного значения [Л. 8]. Время пролета электронов при этом определяется выражением

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{r_2}{\sqrt{\frac{2e}{m} u_{20}}} h(r_2/r_1); \\ \tau [\mu\text{сек}] &= 16,8 \frac{r_2 [\text{см}]}{\sqrt{u_{20} [\text{в}]}} h(r_2/r_1). \end{aligned} \quad (13-25)$$

Значения функции  $h(r_2/r_1)$  могут быть взяты из графика, приведенного на рис. 13-4.

### 13-4. ПЛОСКИЕ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ПОСТОЯННЫМ МАГНИТНЫМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЯМИ

Если предположить, что существует лишь постоянное электрическое поле  $e_{y0}$ , действующее в направлении оси  $y$ , и постоянное магнитное поле  $b_{z0}$ , действующее в направлении оси  $z$ , то уравнения движения (13-1) упрощаются:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 y}{dt^2} &= -\frac{e}{m} e_{y0} + \frac{e}{m} b_{z0} \frac{dx}{dt} = \\ &= -\frac{e}{m} e_{y0} + \omega_m \frac{dx}{dt}; \\ \frac{d^2 x}{dt^2} &= -\frac{e}{m} b_{z0} \frac{dy}{dt} = -\omega_m \frac{dy}{dt}; \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= 0. \end{aligned} \quad (13-26)$$

Здесь

$$\omega_m = \frac{e}{m} b_{z0} \quad (13-27)$$

«круговая частота магнитного поля (частота Лармора)»; эта величина характеризует так называемую прецессию Лармора, вызываемую силами Лоренца и представляющую собой равномерное вращение системы электронов как целого в слабом (относительно электростатического поля) магнитном поле. Длина волны, соответствующая этой круговой частоте, однозначно определяемой напряженностью магнитного поля, равна:

$$\lambda_m = \frac{2\pi v_0}{\omega_m}; \lambda_m [\text{см}] = \frac{108}{B \left[ \frac{\text{мкв} \cdot \text{сек}}{\text{см}^2} \right]}. \quad (13-28)$$

Решение для случая исчезающе малого электрического поля, движения электронов в пространстве с постоянным электрическим потенциалом и с однородным магнитным полем. В случае, когда  $e_{y0}=0$ , решение уравнения (13-26) имеет вид:

$$\begin{aligned} y &= y_M - r_0 \sin(\omega_m t - \vartheta); \\ x &= x_M - r_0 \cos(\omega_m t - \vartheta); \\ z &= v_z t. \end{aligned} \quad (13-29)$$

При этом электроны, как показано на рис. 13-6, движутся по винтовой траектории, охватывающей линии магнитной индукции правосторонней спирали; угловая частота обращения электронов вокруг линии магнитной индукции равна  $\omega_m$ . Ось рассматриваемой винтовой линии имеет координаты  $x_M$  и  $y_M$ ; радиус траектории электрона  $r_0$ , а поступательная скорость движения вдоль линии индукции  $v_z$ . Величины  $v_z$ ,  $r_0$ ,  $x_M$ ,  $y_M$  и  $\vartheta$  являются постоянными интегрирования и определяются начальными условиями, при которых электроны вступили в разрядное пространство. Магнитное поле определяет направление оси винтовой траектории электрона и частоту его обращения.

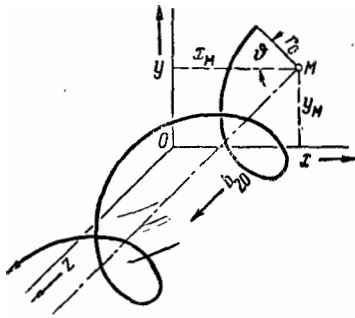


Рис. 13-6. Траектория электрона в однородном магнитном поле.

Решение для случая движения электронов в одной плоскости во взаимно перпендикулярных однородных электрическом и магнитном полях. Если  $e_{y0} = \text{const}$ , т. е. не зависит от координат, и  $v_z = 0$ , решение уравнения (13-26) имеет вид:

$$\begin{aligned} y &= y_L - r_0 \sin(\omega_m t - \theta); \\ x &= x_L - r_0 \cos(\omega_m t - \theta); \\ x_L &= x_0^* + v_L \left( t - \frac{\theta}{\omega_m} \right), \end{aligned} \quad (13-30)$$

где

$$v_L = \frac{e_{y0}}{b_{z0}}. \quad (13-31)$$

Электроны описывают при этом в плоскостях  $x-y$  циклоидальные траектории, соответствующие (рис. 13-7,а) движению по окружности радиуса  $r_0$  с угловой скоростью  $\omega_m$ , причем расположенные перпендикулярно плоскости чертежа линии магнитной индукции охватываются в правовинтовом направлении, а центр окружности  $M$  перемещается вдоль так называемой «направляющей»  $L$  пер-

пендикулярно линиям электрического поля (т. е. в направлении эквипотенциальных линий) со «скоростью по направляющей»  $v_L$  (направления  $e_{y0}$ ,  $b_{z0}$  и  $v_L$  образуют «правую систему»).

Положение направляющей  $y_L$ , радиус  $r_0$ , угол  $\theta$  и начальная координата  $x_0^*$  зависят от начальных условий, при которых рассматриваемые электроны вступают в пространство взаимодействия; вследствие этого описываемая электронами траектория может быть растянутой (рис. 13-7,б), заостренной (рис. 13-7,в) или петлеобразной (рис. 13-7,г). Что же касается положения направляющей, скорости по направляющей и частоты обращения, то они однозначно определяются полями.

Представляет интерес случай заостренной циклоиды (рис. 13-7,в), когда электроны поступают из расположенного в плоскости  $y=0$  катода с пренебрежимо малыми скоростями. Находящийся под положительным потенциалом анод расположен на большом расстоянии в направлении положительных значений  $y$ ; знаки у  $e_{y0}$  и у  $v_L$  изменятся на обратные, а изображение траектории на рис. 13-7,в должно быть перевернуто. В этом случае вершины циклоиды лежат на координате  $y=0$ , а уравнения движения принимают вид:

$$\begin{aligned} y &= r_0 [1 - \cos \omega_m (t - t_0)]; \\ x &= x_0 - r_0 [\omega_m (t - t_0) - \sin \omega_m (t - t_0)]; \\ r_0 &= \frac{|v_L|}{\omega_m} = \frac{m}{e} \frac{|e_{y0}|}{b_{z0}^2}. \end{aligned} \quad (13-32)$$

Здесь  $t_0$  представляет собой тот момент времени, в который рассматриваемый электрон начал свое движение из точки  $x=x_0$ . Все вылетающие из катода электроны могут удалиться в направлении оси  $y$  не более чем на так называемое критическое расстояние

$$d_{кр} = 2r_0 = \frac{2m}{e} \frac{|e_{y0}|}{b_{z0}^2}. \quad (13-33)$$

На этом расстоянии они достигают электрического потенциала

$$\varphi_{кр} = |e_{y0}| d_{кр} = \frac{e}{2m} b_{z0}^2 d_{кр}^2. \quad (13-34)$$

Если на расстоянии  $d$  от катода с координатой  $y=0$  расположен плоский анод, то отклоняемые магнитным полем электроны могут достигнуть его только в том случае, если анодное напряжение превосходит так называемое критическое напряжение

$$\begin{aligned} u_{кр} &= \frac{e}{2m} b_{z0}^2 d^2; \\ u_{кр} [\text{в}] &= 880 \left( b_{z0} \left[ \frac{\text{мкв} \cdot \text{сек}}{\text{см}^2} \right] \right)^2 (d [\text{см}])^2. \end{aligned} \quad (13-35)$$

Случай плоского диода с пространственным зарядом в однородном магнитном поле, перпендикулярном линиям электрического поля.

Когда пространственный заряд электронов в пролетаемом ими разрядном пространстве

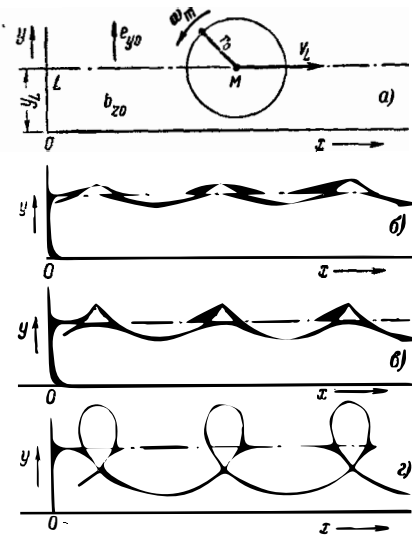


Рис. 13-7. Траектории электронов в перекрещивающихся однородных электрическом и магнитном полях.

становится большим, напряженность электрического поля  $e_{y0}$  в уравнении (13-26) становится непостоянной и зависит от координаты  $y$ . Она определяется производной потенциала  $\varphi$ , зависящего только от координаты  $y$ ,

$$e_{y0} = -\frac{d\varphi}{dy}.$$

Предполагая, что электроны с пренебрежимо малыми скоростями выходят из катода, расположенного в плоскости  $y=0$  и находящегося под потенциалом  $\varphi=0$ , решение уравнения (13-26) получаем в виде

$$\frac{dx}{dt} = \omega_m y; \quad \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 = \frac{2e}{m} \varphi - \omega_m^2 y^2, \quad (13-36)$$

при котором не обязательно знание зависимости потенциала от координаты  $y$ . Так как потенциал при всех условиях возрастает медленнее, чем  $y^2$ , а с другой стороны, правая часть уравнения (13-36) не может быть отрицательной (в последнем случае скорость электрона получает мнимое значение), то имеется предельно возможное расстояние удаления от катода, при котором правая часть уравнения обращается в нуль. Как и у диодов без пространственного заряда, здесь имеются критическое расстояние  $d_{кр}$ , критический потенциал  $\varphi_{кр}$  и критическое анодное напряжение  $u_{кр}$  и уравнения (13-34) и (13-35) справедливы и для диодов с пространственным зарядом.

**Движение электронов в электрическом и магнитном постоянных полях с осевой симметрией** [Л. 1, 10]. Пусть в цилиндрической системе координат  $r, \zeta, z$  существует поле электрического потенциала  $\varphi$ , обладающее осевой симметрией; радиальная составляющая напряженности поля  $e_r = -(\partial\varphi/\partial r)$ , аксиальная составляющая  $e_z = -(\partial\varphi/\partial z)$ , азимутальная же составляющая напряженности поля ввиду осевой симметрии отсутствует:  $\partial\varphi/\partial\zeta = 0$ . Одновременно с этим существует постоянное магнитное поле с компонентами  $b_{z0}$  и  $b_{r0}$ . Вследствие отсутствия источников магнитного поля справедливо выражение

$$\frac{\partial b_{z0}}{\partial z} + \frac{\partial b_{r0}}{\partial r} + \frac{b_{r0}}{r} = 0.$$

Рассматривается лишь движение электронов вблизи оси симметрии, поэтому допустимо приближение:  $\partial b_{r0}/\partial r \approx b_{r0}/r$  и, следовательно,

$$b_{r0} = -\frac{r}{2} \cdot \frac{\partial b_{z0}}{\partial z}. \quad (13-37)$$

Общие уравнения движения (13-1) приобретают в цилиндрической системе координат следующий вид:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\zeta}{dt}\right)^2 = \frac{e}{m} \left(\frac{\partial\varphi}{\partial r} - b_{z0} r \frac{d\zeta}{dt}\right);$$

радиальное центростремительное ускорение (13-38a)

$$r \frac{d^2 \zeta}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \cdot \frac{d\zeta}{dt} = \frac{e}{m} \left( b_{z0} \frac{dr}{dt} - b_{r0} \frac{dz}{dt} \right);$$

касательное Кориолиса ускорение (13-38б)

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{e}{m} \left( \frac{\partial\varphi}{\partial z} + b_{r0} r \frac{d\zeta}{dt} \right). \quad (13-38в)$$

Пусть в рассматриваемом разрядном пространстве расположен (также обладающий осевой симметрией) катод с радиусом  $r_k$ , из которого с пренебрежимо малой скоростью поступает электрон. Пусть действующая в точке выхода продольная составляющая напряженности магнитного поля равна  $b_{zk}$ . После введения круговой частоты магнитного поля согласно уравнению (13-27)

$$\omega_m = \frac{e}{m} b_{z0} \quad \text{и} \quad \omega_{mk} = \frac{e}{m} b_{zk} \quad (13-39)$$

( $\omega_m$  здесь, также как и  $b_{z0}$ , зависит от координаты!) уравнение (13-38б) принимает вид:

$$\frac{d\zeta}{dt} = \frac{1}{2} \left( \omega_m - \omega_{mk} \frac{r_k^2}{r^2} \right). \quad (13-40)$$

Подстановка в уравнение (13-38a) дает:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{e}{m} \cdot \frac{\partial\varphi}{\partial r} - \omega_m^2 r \left[ \left( \frac{d\zeta}{dt} / \omega_m \right)^2 - \frac{d\zeta}{dt} / \omega_m \right] = \frac{e}{m} \cdot \frac{\partial\varphi}{\partial r} - \frac{r}{4} \left( \omega_m^2 - \omega_{mk}^2 \frac{r_k^4}{r^4} \right). \quad (13-41)$$

Эти соотношения важны для изучения электронно-лучевых систем (§ 13-5).

**Случай цилиндрического диода с пространственным зарядом при наличии однородного магнитного поля, направленного вдоль оси.** Пусть диод имеет цилиндрический катод с радиусом  $r_k$  и окружающий его анод с радиусом  $r_a$ . Допустим, что максимальная длина системы столь велика, что можно пренебречь краевыми эффектами. Магнитное поле будем считать однородным; следовательно, на основании уравнения (13-39)  $\omega_m = (e/m) b_{z0} = \omega_{mk}$  независимо от координаты. Уравнение (13-40) упрощается к виду

$$\frac{d\zeta}{dt} = \frac{\omega_m}{2} \left( 1 - \frac{r_k^2}{r^2} \right). \quad (13-42)$$

Если катод находится под потенциалом  $\varphi = 0$  и радиальная составляющая скорости выходящих из него электронов пренебрежимо мала, то интегрирование уравнения (13-41) дает:

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = 2 \frac{e}{m} \varphi - \frac{\omega_m^2}{4} \frac{(r^2 - r_k^2)^2}{r^2}. \quad (13-43)$$

Так как правая часть этого уравнения должна всегда оставаться положительной (как и в рассмотренном выше случае плоского диода), то существует критический потенциал  $\varphi_{кр}$  и критический радиус  $r_{кр}$ , до которого электроны могут удаляться от катода в предельном случае; эти величины связаны соотношением

$$\varphi_{кр} = \frac{eb_{z0}^2}{8m} r_{кр}^2 \left( 1 - \frac{r_{кр}^2}{r_a^2} \right)^2. \quad (13-44)$$

Электроны могут достигнуть анода лишь в том случае, когда напряжение на нем превосходит критическое значение

$$u_{кр} = \frac{e}{8m} b_{z0}^2 r_a^2 \left( 1 - \frac{r_{кр}^2}{r_a^2} \right)^2;$$

$$u_{кр} [в] = 220 \left( b_{z0} \left[ \frac{мкв \cdot сек}{см^2} \right] \right)^2 \times$$

$$\times (r_a [см])^2 \left( 1 - \frac{r_{кр}^2}{r_a^2} \right)^2. \quad (13-45)$$

Особый случай возникает, когда радиус катода может считаться исчезающе малым ( $r_{к} \rightarrow 0$ ) и распределение потенциала приближается к  $\varphi = u_{а0}(r/r_a)^{2/3}$  [Л. 11]. Уравнение (13-43) в этом случае разрешимо, а траектории движения электронов имеют циклоидальный характер:

$$r = r_{кр} \left\{ \sin \left[ \frac{2}{3} (\zeta - \zeta_0) \right] \right\}^{3/2}; \quad (13-46)$$

значение  $r_{кр}$  следует определять при этом из уравнения (13-44), принимая  $r_{к} = 0$ .

### 13-5. ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ СИСТЕМЫ

Во многих приборах с динамическим управлением электронным потоком (клистроны, лампы бегущей волны, электронно-волновых лампах) используются пучки электронов, способные проводить токи высокой плотности при не слишком высоких напряжениях [Л. 2, 12]. Длина этих пучков обычно велика по сравнению с размерами их поперечного сечения. Часто потребные плотности токов оказываются более высокими, чем плотности токов, допустимые у поверхности катодов;

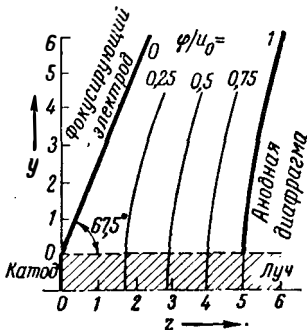


Рис. 13-8. Электронная пушка, создающая плоский луч.

в этих случаях необходимо предусмотреть систему фокусировки электронов (электронную пушку).

**Электронная пушка Пирса, создающая плоский луч.** Если (рис. 13-8) из плоского, достаточно удлиненного в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа, катода выходит в направлении оси  $z$  пучок параллельно движущихся электронов с силой тока  $i_0$ , то распределение электрического потенциала в луче определяется [см. уравнение (13-14)] выражением

$$\varphi = Kz^{4/3}; \quad K = \frac{i_0}{\frac{4}{9} \epsilon_0 A \sqrt{\frac{2e}{m}}}. \quad (13-47)$$

В пространстве выше плоского электронного луча ( $y > 0$ ), где электронный поток отсутствует, должно иметь место такое распределение электрического потенциала  $\varphi$ , чтобы на границе пучка при  $y=0$  эквипотенциальные линии располагались перпендикулярно пучку и изменение потенциала соответствовало бы уравнению (13-47); такое распределение потенциала выражается равенством

$$\varphi = K(z^2 + y^2)^{2/3} \cos \left( \frac{4}{3} \arctg \frac{y}{z} \right). \quad (13-48)$$

Соответствующие этому уравнению эквипотенциальные линии показаны на рис. 13-8. В частности, линия, соответствующая нулевому потенциалу, представляет собой прямую, проходящую под углом  $67,5^\circ$  к направлению пучка. Следовательно, электронно-лучевую систему легко получить с помощью плоских фокусирующих электродов, расположенных под углом  $67,5^\circ$  выше и ниже пучка и находящихся под потенциалом катода и двух изогнутых анодных диафрагм, которые имеют поперечное сечение, совпадающее с эквипотенциальной линией.

**Электронно-лучевая пушка со сферическим катодом для получения луча с круглым поперечным сечением** [Л. 9]. Пусть (рис. 13-9) электроны вылетают из катода, имеющего вогнутую сферическую форму с радиусом  $R_k$ , и летят к центру этой сферы, которого они, однако, не достигают вследствие неоднородности поля около анода, имеющего радиус  $R_a$ . Распределение потенциала в случае шаровой симметрии электронного пучка, сходящегося в одной точке, известно [Л. 13], однако его математическое выражение сложно. Поэтому распределение потенциала вне электронного пучка определяется посредством измерений в элек-

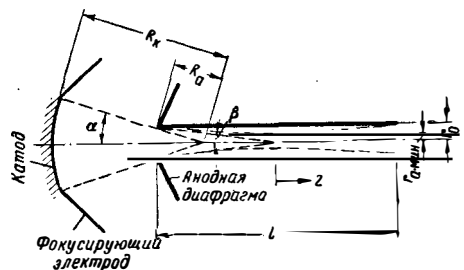


Рис. 13-9. Электронная пушка со сферическим катодом.



тролитической ванне; оно зависит, кроме того, от угла раствора луча [Л. 14]. На рис. 13-10 приведены некоторые примеры, из которых можно заимствовать конфигурацию таких формирующих луч систем. Эффект влияния неоднородности поля около анодного отверстия (рис. 13-9) можно в первом приближении рассчитать как электронно-оптическую рассеивающую линзу [Л. 2]; угол раствора  $\alpha$ , который луч имел около катода, становится равным  $\beta$ . Связь этих величин с радиусами видна из графика, приведенного на рис. 13-11.

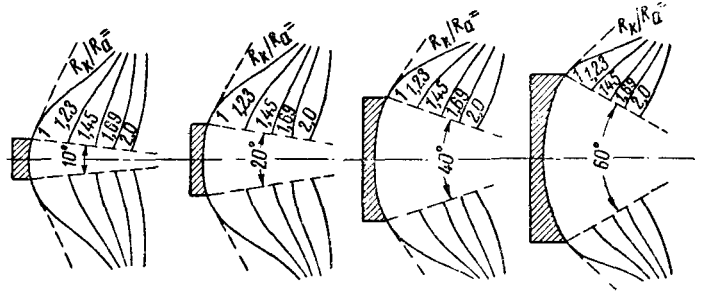


Рис. 13-10. Электронно-лучевые системы со сферическими катодами различных углов раствора.

**Цилиндрический электронный луч при отсутствии фокусирующего магнитного поля** [Л. 2]. Если (рис. 13-9) электронный луч с током  $i_0$ , скоростью  $v_0$  [которая уравнением (13-3) связана с анодным напряжением  $u_0$ ] и углом расхождения  $\beta$  выходит из создающей его системы, то силами пространственного заряда он рассеивается. Если считать, что плотность тока равномерна в поперечном сечении лучка, то возникающая за счет пространственного заряда радиальная составляющая напряженности поля на радиусе  $r$

$$e_r = - \frac{\partial \varphi}{\partial r} = - \frac{i_0}{2\pi\epsilon_0 v_0} \cdot \frac{r}{r_a^2}, \quad (13-49)$$

где  $r_a$  — внешний радиус луча. Вследствие этого между серединой луча и наружной его границей возникает разность потенциалов:

$$\Delta u_0 = - \int_0^{r_a} e_r dr = \frac{i_0}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{u_0}$$

$$\Delta u_0 [\text{в}] = 1,52 \cdot 10^4 \frac{i_0 [\text{а}]}{\sqrt{u_0 [\text{в}]}}. \quad (13-50)$$

При всех условиях должно выполняться неравенство  $\Delta u_0 \ll u_0$ , так как в противном случае наступает различие скоростей электронов внутри луча.

Изменение наружного радиуса луча вдоль оси  $z$  определяется выражением

$$\frac{d^2 r_a}{dz^2} = \frac{d^2 r_a}{dt^2} \frac{1}{v_0^2} = - \frac{e}{m} e_{ra} \frac{1}{v_0^2} = \frac{e}{m} \frac{i_0}{2\pi\epsilon_0 v_0^3 r_a}$$

$$\frac{z}{r_{a \text{ мин}}} = \pm \frac{1}{\sqrt{\frac{i_0}{2\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{2e}{m}} u_0^{3/2}}} \int_0^{r_a/r_{a \text{ мин}}} \frac{dx}{\sqrt{\ln x}}. \quad (13-51)$$

Здесь через  $r_{a \text{ мин}}$  обозначен минимальный радиус луча; начало отсчета координаты  $z$  распо-

ложено в месте, соответствующем минимальному радиусу; границы луча расположены симметрично при положительных и отрицательных значениях координаты  $z$ , они приведены на

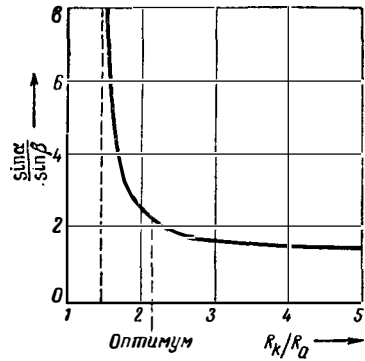


Рис. 13-11. Рассеивающее действие анодной диафрагмы в электронно-лучевой системе, показанной на рис. 13-9.

рис. 13-12. Если нужно через металлическую трубку длиной  $l$  с радиусом  $r_0$  (рис. 13-9) при заданном напряжении луча  $u_0$  пропустить возможно больший ток, то следует выбирать

$$\frac{r}{r_{a \text{ мин}}} = \frac{r_{a \text{ макс}}}{r_{a \text{ мин}}} = 2,35$$

и

$$\text{tg } \beta = \frac{l}{2r_0}, \quad (13-52)$$

т. е. электроны должны иметь такой начальный угол  $\beta$ , чтобы все они встретились в середине трубки при условии, что силы пространственного заряда не расфокусируют луч. Максимальный ток луча при этом равен:

$$i_{0 \text{ макс}} [\text{а}] = 1,5 \cdot 10^{-4} \left( \frac{r_0}{l} \right)^2 (u_0 [\text{в}])^{3/2}. \quad (13-53)$$

Целесообразно, чтобы сферические системы электродов, служащие для получения таких лучей, имели отношение радиусов  $R_k/R_a$  равным 2,15; тогда плотность тока в самом узком месте луча будет приблизительно в 25 раз выше, чем у поверхности катода.

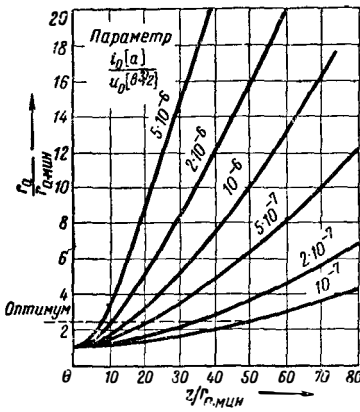


Рис. 13-12. Расхождение цилиндрического электронного луча при отсутствии фокусирующего магнитного поля согласно уравнению (13-51).

Цилиндрический электронный луч в магнитном поле, обладающем осевой симметрией [Л. 10]. Основные соотношения, справедливые для рассматриваемого случая, выражаются уравнениями (13-40) и (13-41). Магнитное поле концентрирует электронный пучок эффективнее всего в том случае, когда  $\omega_{мк} = 0$  и  $b_{зк} = 0$ , т. е. когда катод расположен вне магнитного поля, что в последующем рассмотрении всегда будет предполагаться. В таком случае, на основании уравнения (13-40)  $d\zeta/dt = \omega_m/2$ . Далее из уравнения (13-49) может быть определена напряженность электрического поля на внешней границе пучка (радиус  $r_a$ ), а по уравнению (13-41) имеется возможность рассчитать изменение  $r_a$  во времени [Л. 15]. Этот расчет дает:

$$\left(\frac{dr_a}{dt}\right)^2 = \frac{\omega_m^2}{4} r_{a0}^2 \left[ T + 1 - \left(\frac{r_a}{r_{a0}}\right)^2 + S \ln\left(\frac{r_a}{r_{a0}}\right) \right]. \quad (13-54)$$

При этом предполагается, что крайние электроны на радиусе  $r_{a0}$  входят под малым углом  $\beta_0 \approx (dr_a/dt)_0/v_0$  в магнитное поле, имеющее резко выраженную границу. Магнитное поле с резко выраженной границей физически, конечно, невозможно, но тем не менее принятие подобного допущения позволяет получить достаточно хорошее приближение при вычислении траекторий электронов в переходной зоне [Л. 16]. Для упрощения записи в уравнении (13-54) введены следующие сокращения:

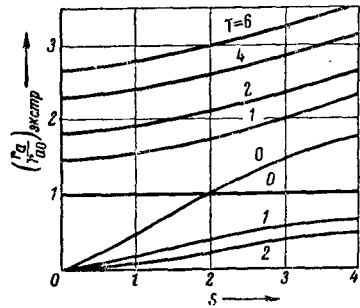


Рис. 13-13. Колебание радиуса луча  $r_a$ , фокусируемого магнитным полем, в зависимости от параметров  $S$  и  $T$  согласно уравнениям (13-55) и (13-56).

$$S = \frac{4ei_0}{\pi m \epsilon_0 r_{a0}^2 \omega_m^2} = 1,38 \cdot 10^{-10} \frac{i_0 [a]}{\sqrt{u_0 [в]} (r_a [см])^2 \left( b_{z0} \left[ \frac{мкв \cdot сек}{см^2} \right] \right)^2}; \quad (13-55)$$

$$T = \frac{4\beta_0^2 v_0^2}{\omega_m^2 r_{a0}^2} = 4,55 \cdot 10^{-15} \frac{(\beta_0 [рад])^2 u_0 [в]}{(r_{a0} [см])^2 \left( b_{z0} \left[ \frac{мкв \cdot сек}{см^2} \right] \right)^2}. \quad (13-56)$$

Выражение (13-54) представляет собой нелинейное уравнение колебаний. Радиус  $r_a$ , на котором расположены крайние электроны, изменяется с течением времени, и электронный пучок имеет волнообразный характер, что было установлено и путем измерений [Л. 17]. Экстремальное значение отношения  $r_a/r_{a0}$ , характеризующее степень волнистости, получается в том случае, когда правая часть уравнения (13-54) становится равной нулю, т. е.

$$T + 1 - \left(\frac{r_a}{r_{a0}}\right)_{экст}^2 + S \ln\left(\frac{r_a}{r_{a0}}\right)_{экст} = 0. \quad (13-57)$$

Связь между входящими в это уравнение величинами показана на рис. 13-13. Волнистость исчезает только в том частном случае, при котором  $S=2$  и  $T=0$ , что означает также и  $\beta_0=0$ . Это означает, что магнитное поле должно возникать скачкообразно в том сечении, в котором выходящий из пушки электронный луч (рис. 13-9) имеет минимальный диаметр.

## Движение электронов в слабых переменных электрических полях

### 13-6. ЭЛЕКТРОНЫ В ПЕРЕМЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ; КОНВЕКЦИОННЫЙ ТОК, ТОК СМЕЩЕНИЯ, НАВЕДЕННЫЙ ТОК, ЕМКОСТНОЙ ТОК

Пусть (рис. 13-14) плоский электронный поток пронизывает две плоские идеальные сетки  $C_1$  и  $C_2$  (см. также § 13-2). Электроны имеют возможность двигаться только в направлении оси  $z$  перпендикулярно к плоскостям сеток; в направлениях двух других координатных осей никаких изменений не происходит (одномерная или плоская система). Пусть постоянное магнитное поле отсутствует (или имеет только одну составляющую, направленную вдоль оси  $z$ , которая не может оказывать влияние на движение электронов). Напряжение  $u$ , действующее между сетками  $C_1$  и  $C_2$ , может изменяться во времени и, следовательно, электроны движутся под влиянием постоянного и переменного электрических полей.

Движение электронов может быть, вообще говоря, определено на основании уравнений (13-1); решения этих уравнений в рассматриваемом случае описывают закон изменения координаты электронов  $z$  как функцию текущего времени  $t$  и момента времени  $t_0$ , в который электроны вступили в разрядное пространство

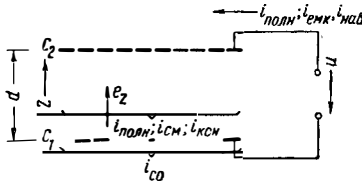


Рис. 13-14. Плоская система электродов, состоящая из двух сеток, с указанием направления напряжений и токов.

через сетку  $C_1$ . Представим себе, что это решение уже имеется; тогда его можно изобразить графически с помощью одного из двух методов — в виде так называемой пространственно-временной диаграммы движения электронов или в виде обращенной пространственно-временной диаграммы.

Пространственно-временная диаграмма, произвольно выбранный пример которой показан на рис. 13-15, характеризует изменение координаты  $z$  в зависимости от времени  $t$ , причем время  $t_0$  является параметром; диаграмма показывает зависимость пути от времени для отдельных электронов, вступающих в разрядное пространство в различные моменты времени. Возможно, что отдельные электроны обгоняют друг друга, тогда линии, изображающие пути электронов, пересекаются.

Обращенная диаграмма движения для того же примера показана на рис. 13-16. Здесь значения времени  $t$  и  $t_0$  отложены по координатным осям, а путь  $z$  представляет собой параметр; линии обращенной диаграммы движения никогда не могут пересекаться.

Если рассмотреть некоторое поперечное сечение показанной на рис. 13-14 системы электродов, имеющее произвольную координату  $z$ , то количество электронов, прошедших через это сечение в единицу времени, определяет собой величину конвекционного тока  $i_{кон}$  (тока электронной проводимости) в рассматриваемом сечении [Л. 1, 2, 18]. Ввиду того, что электроны имеют отрицательный заряд, положительным направлением конвекционного тока считается направление, противоположное направлению движения электронов (рис. 13-14). Если известен закон движения электронов  $z(t, t_0)$  в разрядном пространстве и, кроме того, известен конвекционный ток  $i_{кон0}(t_0)$ , который в момент времени  $t_0$  проходит в разрядное пространство через нижний электрод  $C_1$ , то можно определить величину конвекционного тока, протекающего через любую плоскость  $z$  в каждый момент времени  $t$ :

$$i_{кон}(z, t) = i_{кон0}(t_0) \left| \frac{\partial t_0}{\partial t} \right|_{z=\text{const}} \times \text{sgn} \left( \frac{\partial z}{\partial t} \right)_{t_0=\text{const}} = i_{кон0}(t_0) \left| \frac{\partial z}{\partial t_0} \right|_{t=\text{const}} \quad (13-58)$$

(Это уравнение является непосредственным следствием закона сохранения заряда.) Здесь под  $t_0$  понимается время вылета того электро-

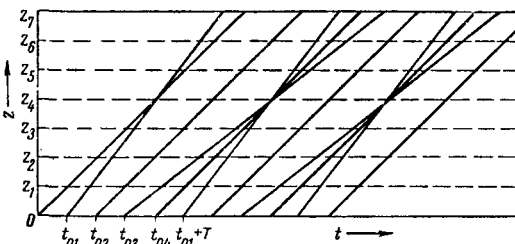


Рис. 13-15. Пространственно-временная диаграмма движения электронов при периодическом обгоне одних электронов другими.

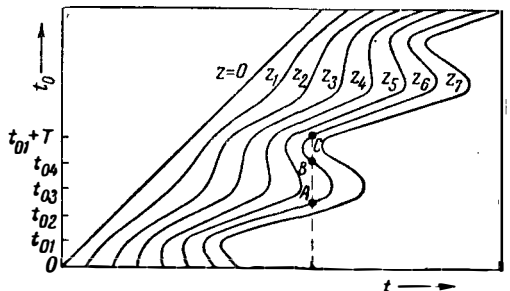


Рис. 13-16. Обращенная пространственно-временная диаграмма движения электронов для случая, показанного на рис. 13-15.

на, который как раз к рассматриваемому моменту  $t$  достигает рассматриваемого сечения  $z$ . Знак скорости [который в уравнении (13-58) учитывается функцией  $\text{sgn}(\partial z/\partial t)$ ] следует принимать во внимание только в тех случаях, когда в разрядном пространстве имеются также электроны, движущиеся в направлении, противоположном положительному направлению оси  $z$ . В тех случаях, когда электроны в разрядном пространстве обгоняют друг друга (это имеет место в примерах, приведенных на рис. 13-15 и 13-16 для сечений, лежащих выше координаты  $z_1$ ), конвекционный ток согласно уравнению (13-58) составляется из нескольких частей, которым соответствуют различные моменты времени вылета. Так, например, на рис. 13-16 точки  $A$ ,  $B$  и  $C$  соответствуют трем различным моментам времени вылета, причем электроны, вылетевшие в эти моменты, будут в момент времени  $t$  находиться в одном и том же сечении  $z$ .

Вследствие наличия напряжения  $u$ , а также пространственно заряда, создаваемого летящими электронами, в каждой точке показанного на рис. 13-14 разрядного пространства имеется напряженность электрического поля  $e_z$ , действующая в направлении оси  $z$ , которая в общем случае зависит от времени и координат точки. Эта напряженность поля обуславливает протекание в каждом поперечном сечении тока смещения  $i$ , равного.

$$i_{\text{см}}(z, t) = -\epsilon_0 A \frac{\partial e_z}{\partial t}, \quad (13-59)$$

где  $A$  представляет собой площадь поверхности электродов. Ток смещения целесообразно считать протекающим в том же направлении, что и конвекционный ток, т. е. в направлении, противоположном положительному направлению оси  $z$ ; этим и объясняется наличие знака минус в уравнении (13-59). Конвекционный ток и ток смещения в каждом поперечном сечении можно выразить в виде полного тока:

$$i_{\text{полн}}(t) = i_{\text{кон}}(z, t) + i_{\text{см}}(z, t). \quad (13-60)$$

Из закона непрерывности электрического тока следует, что полный ток является только функцией времени и не зависит от координат, т. е. его величина одинакова во всех плоскостях поперечного сечения и во внешней цепи, соединяющей электроды (рис. 13-14).

Напряжение  $u$ , действующее между электродами системы (рис. 13-14), может быть определено как линейный интеграл от напряженности поля:

$$u(t) = - \int_0^d e_z dz. \quad (13-61)$$

Если даже ни один электрон не переходит разрядное пространство, то все же под влиянием этого напряжения  $u$  через междуэлектродную емкость  $C = \epsilon_0 A/d$  протекает так называемый емкостной ток

$$i_{\text{емк}}(t) = \frac{\epsilon_0 A}{d} \cdot \frac{du}{dt} = -\frac{\epsilon_0 A}{d} \int_0^d \frac{\partial e_z}{\partial t} dz =$$

$$= \frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{см}}(z, t) dz. \quad (13-62)$$

На основании этого соотношения емкостный ток можно рассматривать как усредненное по разрядному промежутку среднее пространственное значение тока смещения.

Если имеет место перемещение электронов в разрядном пространстве, то эти движущиеся электроны наводят в цепи электродов дополнительный ток, который называется наведенным током и может быть определен как разность между полным и емкостным токами:

$$i_{\text{нав}}(t) = i_{\text{полн}}(t) - i_{\text{емк}}(t). \quad (13-63)$$

Принимая во внимание уравнения (13-60) и (13-62), для определения наведенного тока получаем выражение

$$i_{\text{нав}}(t) = \frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{кон}}(z, t) dz. \quad (13-64)$$

В соответствии с этим наведенный ток можно также рассматривать как усредненное по разрядному промежутку среднее пространственное значение конвекционного тока.

Если заменить конвекционный ток его значением из выражения (13-58), то из уравнения (13-64) получим:

$$i_{\text{нав}}(t) = \frac{1}{d} \int_{t-\tau}^t i_{\text{кон}}(t_0) \left( \frac{\partial z}{\partial t} \right)_{t_0=\text{const}} dt_0. \quad (13-65)$$

В этом выражении  $\tau$  представляет собой пролетное время того электрона, который в рассматриваемый момент времени  $t$  только что пролетел промежутки  $d$ , т. е. достиг электрода  $C_2$ ; стало быть  $\tau$  зависит от времени  $t$ . При известных условиях наведенный ток подобно рассмотренному выше конвекционному току представляет собой сумму нескольких составляющих, как это можно уяснить, рассмотрев диаграмму движения электронов.

Для однородных электронных пучков, т. е. для таких пучков, в которых нет обгоняющих друг друга электронов, может быть найдено уравнение движения с учетом действия пространственного заряда. Из уравнения (13-1) вытекает:

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = -\frac{e}{m} e_z(z, t),$$

и отсюда:

$$\left( \frac{\partial^3 z}{\partial t^3} \right)_{t_0=\text{const}} = -\frac{e}{m} \left[ \left( \frac{\partial e_z}{\partial t} \right)_{z=\text{const}} + \left( \frac{\partial e_z}{\partial z} \right)_{t=\text{const}} \left( \frac{\partial z}{\partial t} \right)_{t_0=\text{const}} \right];$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial^3 z}{\partial t^3} \right)_{t_0=\text{const}} &= \frac{e}{m\epsilon_0 A} (i_{\text{см}} + i_{\text{кон}}) = \\ &= \frac{e}{m\epsilon_0 A} i_{\text{полн}}(t). \end{aligned} \quad (13-66)$$

Зная закон изменения полного тока во времени, можно рассчитать движение электронов. Если число проходящих электронов сравнительно невелико, то пространственный заряд мал, наведенный ток незначителен и в соответствии с уравнением (13-63) полный ток приблизительно равен емкостному току. Если, учтя это в уравнении (13-63), сделать подстановку в выражение (13-66), то получается уравнение движения, справедливое для случая пренебрежимо малого пространственного заряда:

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = \frac{e}{m} \cdot \frac{u}{d}. \quad (13-67)$$

Если при решении этого уравнения пространственный заряд считать достаточно малым, то становится допустимым взаимный обгон электронов.

### 13-7. ПЛОСКИЕ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОДОВ ПРИ ПРЕНЕБРЕЖИМО МАЛОМ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ЗАРЯДЕ И НЕБОЛЬШИХ ПЕРЕМЕННЫХ ПОЛЯХ

Рассматриваемая система электродов состоит из двух параллельных идеальных сеток, т. е. соответствует рис. 13-1 и 13-14. Неравномерностью скоростей электронов, равно как и влиянием пространственного заряда на их движение, будем пренебрегать так же, как это делалось ранее в случае (§ 13-2), для которого справедливы выражения (13-3)—(13-9). Будем считать, что на все постоянные во времени величины накладываются синусоидальные величины, амплитуды которых настолько малы, что образование гармоник за счет нелинейных явлений при пролете электронов не принимается во внимание. Пусть напряжение, приложенное к изображенной на рис. 13-14 системе электродов,

$$u = u_0 + U \exp(j\omega t). \quad (13-68)$$

Через сетку  $C_1$  в разрядное пространство проходит конвекционный ток

$$i_{\text{кон1}} = i_0 + I_{\text{кон1}} \exp(j\omega t). \quad (13-69)$$

Пусть скорость, с которой электроны проходят сетку  $C_1$ ,

$$v_1 = v_{10} + V_1 \exp(j\omega t). \quad (13-70)$$

При определяемых уравнениями (13-69)—(13-71) условиях движение электронов в разрядном пространстве определяется однозначно и рассчитывается по уравнению (13-67). Конвекционный ток вычисляется по уравнению (13-58), а наведенный ток — по уравнению (13-59). Приводимые в дальнейшем результаты называются уравнениями Беккера — де-Фриса [Л. 19, 20, 1, 2].

Поданные на электроды  $C_1$  и  $C_2$  постоянные напряжения  $u_{10}$  и  $u_{20}$  (рис. 13-1) определяют, пролетают ли электроны разрядное пространство или возвращаются обратно (§ 13-2). В случае пролета электронов их пролетный угол  $\Theta$  определяется уравнением (13-5); скорость  $v_{20}$  (постоянная составляющая), с которой электроны проходят через сетку  $C_2$ , определяется уравнением (13-3). Наложенная пе-

ременная составляющая скорости в момент вылета электронов имеет величину

$$V_2 = V_1 \frac{v_{10}}{v_{20}} \exp(-j\Theta) + \frac{U}{2\sqrt{u_{20}}(\sqrt{u_{10}} + \sqrt{u_{20}})} \times v_{20} \left( Y_1(\Theta) + \frac{\sqrt{u_{10}} + \sqrt{u_{20}}}{\sqrt{u_{20}}} Y_6(\Theta) \right). \quad (13-71)$$

Она определяется, таким образом, скоростью влета  $V_1$ , переменным напряжением  $U$  и соотношением постоянных скоростей и постоянных напряжений. Рабочая частота учитывается в этом уравнении только пролетным углом  $\Theta$ . Функции пролетного угла  $Y_1$  и  $Y_6$  приведены в табл. 13-1 и соответствующие кривые геометрического места показаны на рис. 13-17 и 13-21.

Постоянная составляющая проходящего через сетку  $C_2$  конвекционного тока равна постоянному току  $i_0$ , проходящему через сетку  $C_1$ . Переменная составляющая конвекционного тока, проходящего через сетку  $C_2$ , определяется выражением

$$I_{\text{кон2}} = I_{\text{кон1}} \exp(-j\Theta) + \frac{2V_1}{v_{20}} i_0 Y_3(\Theta) + \frac{U}{\sqrt{u_{20}}(\sqrt{u_{10}} + \sqrt{u_{20}})} i_0 Y_2(\Theta). \quad (13-72)$$

Она зависит от величины переменной составляющей входного конвекционного тока  $I_{\text{кон1}}$ , от переменной составляющей входной скорости  $V_1$  и от переменного напряжения  $U$ . Входящие в уравнение функции пролетного угла  $Y_2$  и  $Y_3$  приведены в табл. 13-1, а соответствующие кривые геометрического места показаны на рис. 13-18 и 13-19.

Наведенный ток, протекающий в цепи электродов, содержит постоянную составляющую  $i_0$  и переменную составляющую

$$I_{\text{нав}} = \frac{U}{(\sqrt{u_{10}} + \sqrt{u_{20}})^2} i_0 Y_1(\Theta) + I_{\text{кон1}} (Y_6(\Theta) + \frac{\sqrt{u_{10}}}{\sqrt{u_{10}} + \sqrt{u_{20}}} Y_1(\Theta)) + \frac{2V_1}{v_{10}} i_0 \frac{\sqrt{u_{10}}}{\sqrt{u_{10}} + \sqrt{u_{20}}} Y_2(\Theta). \quad (13-73)$$

Функции пролетного угла  $Y_1$ ,  $Y_2$  и  $Y_6$  содержатся в табл. 13-1 и приведены на рис. 13-17, 13-18 и 13-21.

В случае возврата электронов пролетный угол  $\Theta$  определяется уравнением (13-9). Все электроны возвращаются обратно к сетке  $C_1$ . Постоянная составляющая скорости возврата равна по модулю и противоположна по знаку постоянной составляющей скорости влета, определяемой уравнением (13-6).

Переменная составляющая скорости возвращающихся электронов равна:

$$V_2 = -V_1 \exp(-j\Theta) + \frac{U}{u_{10} - u_{20}} v_{10} Y_1(\Theta) \quad (13-74)$$

Таблица 13-1

## Функции пролетных углов

[Л. 21, 19, 20, 6]

Для численных расчетов при очень малых значениях пролетного угла  $\theta$  целесообразно применять разложение в ряд

Обозначение	Уравнение	Кривая геометрического места на рис.
$Y_1(\theta)$	$\frac{4}{\theta^2} [1 - \exp(-j\theta)] - \frac{2j}{\theta} [1 + \exp(-j\theta)] =$ $= 2 \frac{\sin(\theta/2) - (\theta/2) \cos(\theta/2)}{(\theta/2)^2} \exp\left[j\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2}\right)\right] = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{-2\nu}{(\nu+2)!} (-j\theta)^\nu$	13-17
$Y_2(\theta)$	$\frac{j}{\theta} [\exp(-j\theta) - 1] - \exp(-j\theta) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{-\nu}{(\nu+1)!} (-j\theta)^\nu$	13-18
$Y_3(\theta)$	$\frac{j\theta}{2} \exp(-j\theta) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{-\nu}{2\nu!} (-j\theta)^\nu$	13-19
$Y_4(\theta)$	$\frac{j}{\theta} [\exp(-j\theta) - 1] = \frac{\sin(\theta/2)}{\theta/2} \exp\left(-j\frac{\theta}{2}\right) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{1}{(\nu+1)!} (-j\theta)^\nu$	13-20
$Y_6(\theta)$	$\frac{2}{\theta^2} [\exp(-j\theta) - 1 + j\theta \exp(-j\theta)] = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{2(\nu+1)}{(\nu+2)!} (-j\theta)^\nu = Y_4(\theta) - \frac{1}{2} Y_1(\theta)$	13-21
$Y_6^2(\theta)$	$\frac{4}{\theta^4} [\exp(-j\theta) - 1 + j\theta \exp(-j\theta)]^2$	13-22
$Y_7(\theta)$	$8 \left\{ \left( \frac{1}{2\theta} + \theta \right) \exp(-\theta^2) \int_0^\theta \exp(x^2) dx - \frac{1}{2} + j V^{-\pi} \left[ \left( \frac{\theta}{2} + \frac{1}{4\theta} \right) \exp(-\theta^2) - \frac{1}{4\theta} \right] \right\}$	13-23
$Y_8(\theta)$	$\frac{\frac{3}{2} Y_1(\theta)}{1 + \frac{3j}{\theta} Y_1(\theta)} = \left( \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{\nu}{(\nu+2)!} (-j\theta)^\nu \right) : \left( \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{2(\nu+1)}{(\nu+3)!} (-j\theta)^\nu \right)$	13-24
$Y_9(\theta)$	$\frac{Y_2(\theta)}{1 + \frac{3j}{\theta} Y_1(\theta)} = \left( \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{\nu}{(\nu+1)!} (-j\theta)^\nu \right) : \left( \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{6(\nu+1)}{(\nu+3)!} (-j\theta)^\nu \right)$	13-25
$Y_{10}(\theta)$	$\frac{\frac{3}{2} Y_1(\theta) - Y_2(\theta)}{1 + \frac{3j}{\theta} Y_1(\theta)} = \left( \sum_{\nu=2}^{\infty} \frac{\nu(\nu-1)}{(\nu+2)!} (-j\theta)^\nu \right) : \left( \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{-6(\nu+1)}{(\nu+3)!} (-j\theta)^\nu \right)$	13-26

(числовое значение переменной составляющей скорости также остается неизменным для возвращающихся электронов!). Постоянная составляющая конвекционного тока, образуемого возвращающимися электронами, равна  $i_0$ . Переменная составляющая этого тока при неизменном числом значении определяется выражением

$$I_{\text{кон}2} = -I_{\text{кон}1} \exp(-j\theta) + \frac{2V_1}{v_{10}} i_0 Y_3(\theta) + \frac{2U}{u_{10} - u_{20}} i_0 Y_2(\theta). \quad (13-75)$$

Наведенный ток, протекающий между сетками, не имеет в данном случае постоянной состав-

ляющей, так как в среднем не происходит одностороннего переноса заряда; переменная же его составляющая равна:

$$I_{\text{нав}} = \frac{U}{u_{10} - u_{20}} \frac{4u_{10}}{u_{10} - u_{20}} i_0 Y(\theta) + I_{\text{кон}1} \frac{2u_{10}}{u_{10} - u_{20}} Y_1(\theta) + \frac{2V_1}{v_{10}} \frac{2u_{10}}{u_{10} - u_{20}} i_0 Y_2(\theta). \quad (13-76)$$

Встречающиеся в уравнениях (13-74)—(13-76) функции пролетного угла берутся из табл. 13-1;

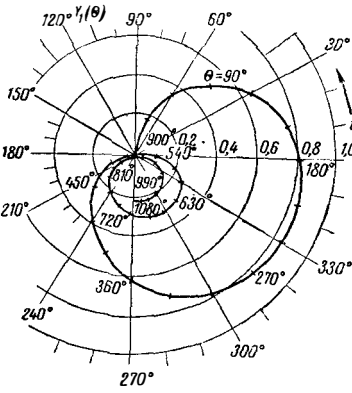


Рис. 13-17. Кривая геометрического места функции пролетного угла  $Y_1(\theta)$ .

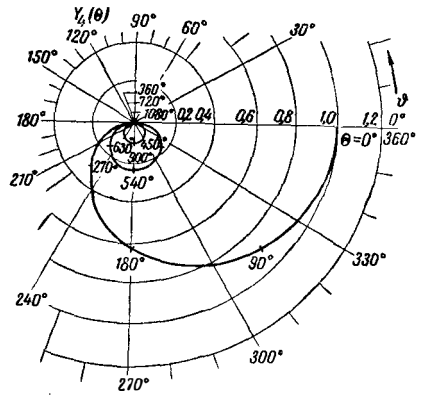


Рис. 13-20. Кривая геометрического места функции пролетного угла  $Y_4(\theta)$ .

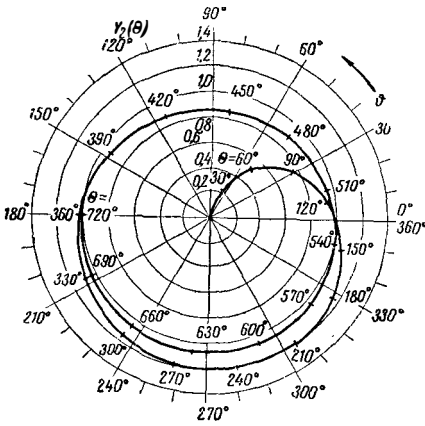


Рис. 13-18. Кривая геометрического места функции пролетного угла  $Y_2(\theta)$ .

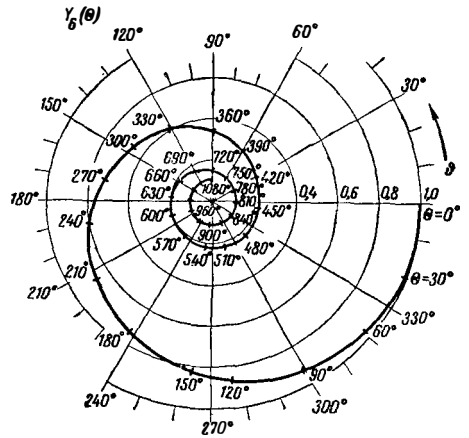


Рис. 13-21. Кривая геометрического места функции пролетного угла  $Y_6(\theta)$ .

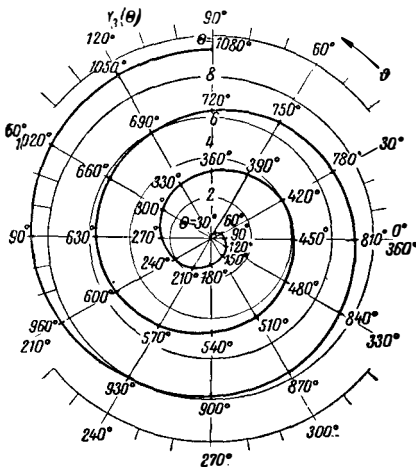


Рис. 13-19. Кривая геометрического места функции пролетного угла  $Y_3(\theta)$ .

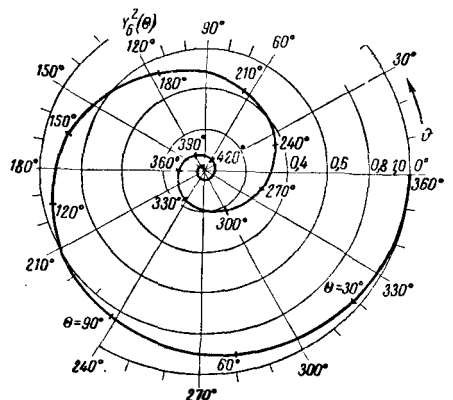


Рис. 13-22. Кривая геометрического места функции пролетного угла  $Y_5^2(\theta)$ .

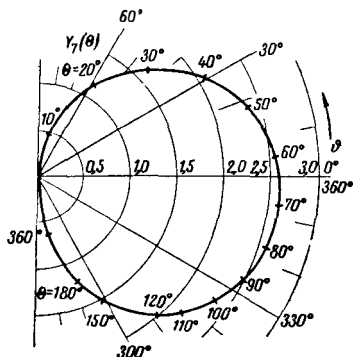


Рис. 13-23. Кривая геометрического места функции пролетного угла  $Y_7(\theta)$ .

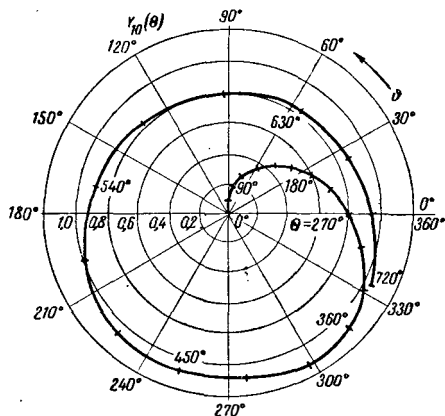


Рис. 13-26. Кривая геометрического места функции пролетного угла  $Y_{10}(\theta)$ .

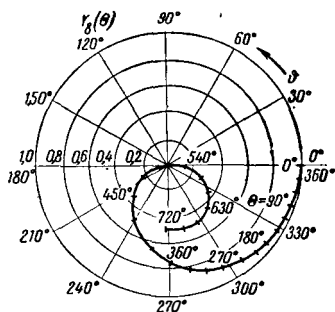


Рис. 13-24. Кривая геометрического места функции пролетного угла  $Y_8(\theta)$ .

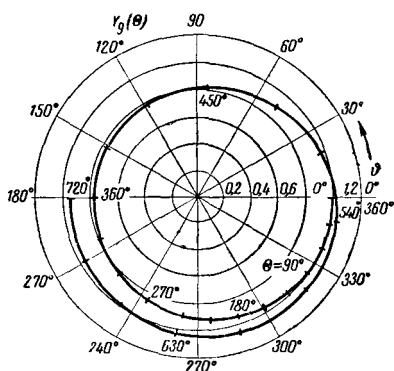


Рис. 13-25. Кривая геометрического места функции пролетного угла  $Y_9(\theta)$ .

там же имеются ссылки на соответствующие рисунки.

Все приведенные здесь уравнения справедливы только при неглубоких модуляциях; если же переменные составляющие недостаточно малы по сравнению с соответствующими постоянными составляющими, то можно получить более точные решения с помощью разложений в ряды [Л. 22] или применением графических методов решения [Л. 23].

### 13-8. ПЛОСКИЕ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОДОВ С УЧЕТОМ ДЕЙСТВИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА И НЕБОЛЬШИХ ПЕРЕМЕННЫХ ПОЛЕЙ

Принимаемые здесь допущения в основном совпадают с допущениями, сделанными в § 13-7 при рассмотрении систем с пренебрежимо малым пространственным зарядом. В частности, применимы рис. 13-1 и 13-14, а также уравнения (13-68) — (13-70). Движение электронов под влиянием небольших переменных величин должно рассчитываться теперь по уравнениям (13-66), так как действие пространственного заряда предполагается заметным. Однако случай возврата электронов не может быть рассчитан указанным способом.

Приводимые в дальнейшем уравнения называются уравнениями Левеллина — Петерсона [Л. 3].

Поведение систем при постоянных электрических полях уже рассматривалось в § 13-2. Все определяющие величины берутся из уравнений (13-10) — (13-13); в частности, пролетный угол  $\theta$  определяется из уравнений (13-12), (13-11) и рис. 13-2.  $C = \epsilon_0 A/d$  представляет собой емкость разрядного промежутка. Переменная составляющая скорости пролета сетки  $C_2$

$$\begin{aligned}
 v_2 = v_1 & \left[ \frac{V u_{10}}{V u_{20}} \left( 3 \frac{\theta_0}{\theta} - 2 \right) - \right. \\
 & \left. - 3 \left( 1 - \frac{\theta_0}{\theta} \right) \right] \exp(-j\theta) + \frac{I_{\text{конл}}}{i_0} v_{20} 3 \times \\
 & \times \frac{(V u_{10} + V u_{20})^2}{u_{20}} \left( 1 - \frac{\theta_0}{\theta} \right) \left( \frac{3\theta_0}{\theta} - 2 \right) \times \\
 & \times \frac{j \exp(-j\theta)}{\theta} + \frac{I_{\text{полн}}}{V u_{20} (V u_{10} + V u_{20})} \times \\
 & \times \frac{v_{20}}{2j\omega C} \cdot \frac{\theta}{\theta_0} \left[ Y_1(\theta) + \frac{V u_{10} + V u_{20}}{V u_{20}} \times \right. \\
 & \left. \times \left( 3 \frac{\theta_0}{\theta} - 2 \right) Y_6(\theta) \right]. \quad 13-77)
 \end{aligned}$$



Входящие в это выражение функции пролетного угла берутся из табл. 13-1, где приведены также номера рисунков, изображающих соответствующие кривые геометрического места. Переменная составляющая конвекционного тока сетки  $C_2$

$$\begin{aligned} I_{\text{кон2}} = I_{\text{кон1}} \left[ \left( 3 \frac{\theta_0}{\theta} - 2 \right) - \right. \\ \left. - 3 \frac{v_{10}}{v_{20}} \left( 1 - \frac{\theta_0}{\theta} \right) \right] \exp(-j\theta) + \\ + \frac{I_{\text{полн}}}{\sqrt{u_{20}} (\sqrt{u_{10}} + \sqrt{u_{20}})} \cdot \frac{i_0}{j\omega C} \cdot \frac{\theta}{\theta_0} Y_2(\theta) + \\ + \frac{V_1}{v_{20}} 2i_0 Y_3(\theta). \end{aligned} \quad (13-78)$$

Переменный наведенный ток во внешней цепи, соединяющей сетки, равен:

$$\begin{aligned} I_{\text{нав}} = i_0 \frac{I_{\text{полн}}}{j\omega C (\sqrt{u_{10}} + \sqrt{u_{20}})^2} \left( \frac{\theta}{\theta_0} \right)^2 Y_1(\theta) + \\ + I_{\text{кон1}} \left[ \left( 3 - 2 \frac{\theta_0}{\theta} \right) Y_6(\theta) + \right. \\ \left. + \frac{\sqrt{u_{10}}}{\sqrt{u_{10}} + \sqrt{u_{20}}} \cdot \frac{\theta}{\theta_0} Y_1(\theta) \right] + \\ + \frac{2V_1}{v_{10}} i_0 \frac{\sqrt{u_{10}}}{\sqrt{u_{10}} + \sqrt{u_{20}}} \cdot \frac{\theta}{\theta_0} Y_2(\theta). \end{aligned} \quad (13-79)$$

Уравнения Левеллина—Петерсона выражают значения выходных величин  $V_2$ ,  $I_{\text{кон2}}$  и  $I_{\text{нав}}$  в зависимости от  $V_1$ ,  $I_{\text{кон1}}$  и  $I_{\text{полн}}$ . Следовательно, в них фигурирует полный ток, протекающий через разрядную систему  $I_{\text{полн}}$ , а не приложенное напряжение  $U$ . Напряжение  $U$  определяется из уравнений (13-62) и (13-63):

$$U = \frac{1}{j\omega C} I_{\text{емк}} = \frac{1}{j\omega C} (I_{\text{полн}} - I_{\text{нав}}). \quad (13-80)$$

Если переменное напряжение  $U$  ввести в уравнения (13-77)—(13-79) в качестве независимого переменного, то эти уравнения существенно усложняются. В случае исчезающе малого пространственного заряда (т. е. при  $i_0 \rightarrow 0$ ,  $\theta \rightarrow \theta_0$ ,  $U \rightarrow I_{\text{полн}}/j\omega C$ ), уравнения Левеллина—Петерсона переходят в уравнения Беккера—де-Фриса (13-71)—(13-73).

Особенно важным частным случаем, который охватывается уравнениями Левеллина—Петерсона, является случай «идеального» диода с пространственным зарядом, о поведении которого при постоянных напряжениях уже упоминалось в § 13-2 и который характеризуется уравнениями (13-14)—(13-16). Сетка  $C_1$  (рис. 13-1) совмещена с катодом  $K$ , из которого в разрядное пространство электроны поступают с пренебрежимо малыми скоростями и в таком количестве, что напряженность электрического поля, так же как и ток смещения у поверхности катода, равны нулю. Тогда уравнения Левеллина—Петерсона переходят в уравнения Мюллера [Л. 21]:

$$V_2 = v_{10} \frac{U}{2u_{20}} Y_8(\theta); \quad (13-81)$$

$$I_{\text{кон2}} = SUY_9(\theta); \quad (13-82)$$

$$I_{\text{нав}} = SUY_8(\theta). \quad (13-83)$$

Пролетный угол  $\theta$  берется из уравнения (13-15), статическая крутизна  $S$  из уравнения (13-16); функции пролетного угла  $Y_8$  и  $Y_9$  приведены в табл. 13-1; кривые геометрического места этих функций представлены на рис. 13-24 и 13-25.

При больших амплитудах переменных составляющих расчет процессов в идеальных диодах с пространственным зарядом крайне усложняется, особенно потому, что электронный поток не остается однозначным: имеются встречные потоки электронов от катода и к катоду. В этих случаях пользуются графическими методами решения [Л. 24].

### 13-9. ПЛОСКИЕ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОДОВ ПРИ УЧЕТЕ ЯВЛЕНИЙ НАЧАЛЬНОГО ТОКА

Случай диода с пренебрежимо малым пространственным зарядом при учете максвелловского распределения скоростей электронов уже рассматривался в § 13-2 и характеризовался уравнениями (13-16)—(13-20). Для такого же диода и при тех же предположениях здесь будет рассчитано поведение системы в случае воздействия небольших переменных напряжений.

Пусть приложенное напряжение

$$u = u_{20} + U \exp(j\omega t). \quad (13-84)$$

Конвекционный ток, проходящий через электрод  $C_2$ , имеет постоянную составляющую  $i_0$  [см. уравнение (13-16)] и переменную составляющую

$$I_{\text{кон2}} = US Y_6(\theta_e). \quad (13-85)$$

Функция угла пробега  $Y_6$  берется из табл. 13-1. Угол пробега  $\theta_e$  определяется уравнением (13-19б), а статическая крутизна  $S$  — уравнением (13-18). Наведенный ток имеет постоянную составляющую  $i_0$  и переменную составляющую

$$I_{\text{нав}} = I_{\text{нав}e} + I_{\text{нав}T}, \quad (13-86)$$

которая со своей стороны состоит из двух слагающих. Слагающая  $I_{\text{нав}e}$  представляет собою наведенный ток, вызванный электронами, движущимися в сторону электрода  $C_2$ ,

$$I_{\text{нав}e} = USY_6^2(\theta_e). \quad (13-87)$$

Функция пролетного угла  $Y_6^2$  берется из табл. 13-1 или рис. 13-22. Слагающая  $I_{\text{нав}T}$  переменного наведенного тока вызывается электронами, которые возвращаются к катоду и число которых значительно больше числа пролетающих электронов. Сделав предположение, что все эмиттированные электроны возвращаются на катод, можно определить наведенный ток [Л. 6, 25—27]:

$$I_{\text{нав}T} = \frac{i_{\text{полн}}}{u_T} U \left( \frac{\theta_T}{\theta_e} \right)^4 Y_7(\theta_T). \quad (13-88)$$

Функция пролетного угла  $Y_7$  находится по

табл. 13-1 и рис. 13-23; пролетные углы  $\Theta_e$  и  $\Theta_T$  определяются из уравнений (13-19б) и (13-20б).

### 13-10. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПОТОКИ В БЕГУЩИХ ПОЛЯХ

В § 13-7—13-9 рассматривалось взаимодействие электронного потока с неподвижным переменным электрическим полем между двумя идеальными сетками (рис. 13-14). Для того чтобы взаимодействие было эффективным, длина электрического поля, т. е. расстояние между электродами, должна быть небольшой и соответственно угол пробега должен быть мал (все функции пролетного угла, приведенные в табл. 13-1, которые характеризуют взаимодействие поля с электронным потоком, уменьшаются по абсолютному значению при увеличении пролетного угла  $\Theta$ ; функция  $Y_3$  выходит из ряда остальных функций, так как она характеризует взаимодействие внутри самого электронного потока). При очень высоких частотах создание достаточно коротких неподвижных электрических полей наталкивается на большие технологические трудности. Поэтому во многих современных сверхвысокочастотных лампах используются бегущие электрические поля, которые движутся со скоростями, примерно равными скоростям электронов, и имеют составляющую напряженности электрического поля в направлении полета электронов. Таким образом, обеспечивается эффективное взаимодействие электронов с полем на длинных участках пути. Для создания бегущих электрических полей, поступательная скорость которых должна быть малой по сравнению со скоростью света, необходимы особые замедляющие системы (§ 13-16). Замедляющая система при возбуждении создает электрическое поле, продольная составляющая которого равна:

$$E = E_0 \exp(-\gamma_z z). \quad (13-89)$$

Направление, противоположное направлению полета электронов (направлению оси  $z$ ), принимается за положительное направление поля. Здесь

$$\gamma_z = \alpha_z + j\beta_z \quad (13-90)$$

является комплексным коэффициентом распространения; его действительная часть  $\alpha_z$  представляет собой коэффициент затухания (положительное  $\alpha_z$  соответствует уменьшению напряженности поля в направлении оси  $z$ ); мнимая часть  $\beta_z$  является коэффициентом фазы. Фазовая скорость, с которой бегущее поле перемещается вдоль оси  $z$ ,

$$v_\phi = \frac{\omega}{\beta_z}. \quad (13-91)$$

**Поведение электронного потока в бегущем поле** [Л. 2, 27, 29]. Рассмотрим электронный пучок, состоящий из частей, каждая из которых имеет различное значение силы постоянного тока  $i_0, i_{02}, \dots, i_{0n}$  и движется с различной постоянной скоростью  $v_{01}, v_{02}, \dots, v_{0n}$ . Это можно осуществить, например, в устрой-

стве, в котором отдельные части пучка вылетают из расположенных один внутри другого кольцеобразных катодов, находящихся по отношению к общему аноду под различными постоянными напряжениями,

$$u_{0v} = \frac{m}{2e} v_{0v}^2. \quad (13-92)$$

[см. уравнение (13-3)]. Все электроны в пучке должны лететь параллельно, что может быть достигнуто с помощью продольного постоянного магнитного поля достаточной напряженности (§ 13-5). Площадь поперечного сечения пучка  $A$  будем считать постоянной, а его диаметр малым по сравнению с длиной. Пусть внутри пучка не существует постоянной напряженности электрического поля, которая могла бы изменить постоянную составляющую скорости отдельных его частей (в качестве модели можно представить себе поток плазмы, т. е. сильно ионизированного газа, в котором отрицательный пространственный заряд электронов компенсируется таким же по величине пространственным зарядом положительных ионов, причем ионы из-за значительно большей массы не участвуют в высокочастотных явлениях. Это предположение хорошо выполняется и в том случае, когда электроны фокусируются постоянным продольным магнитным полем). Под воздействием бегущего электрического поля при должных граничных условиях (§ 13-7) в луче могут появиться переменные составляющие скорости и конвекционные токи, распространяющиеся с таким же коэффициентом распространения  $\gamma_z$ , как и само поле, и находящиеся в неизменном соотношении с напряженностью электрического поля. Для переменной составляющей скорости  $V_v$  каждой составной части пучка  $v$  (имеющей постоянный ток  $i_{0v}$ , постоянную составляющую скорости  $v_{0v}$  и напряжение  $u_{0v}$ ) справедливо выражение

$$V_v = E \frac{v_{0v}}{2u_{0v}} \frac{1}{\left(\frac{j\omega}{v_{0v}} - \gamma_z\right)}. \quad (13-93)$$

Для переменной составляющей конвекционного тока каждой части луча имеем:

$$\begin{aligned} I_{\text{кон}v} &= E \frac{i_{0v}}{2u_{0v}} \cdot \frac{j \frac{\omega}{v_{0v}}}{\left(\frac{j\omega}{v_{0v}} - \gamma_z\right)^2} = \\ &= E \frac{Q_v^2}{v_{0v}^2} \cdot \frac{j\omega \epsilon_0 A}{\left(\frac{j\omega}{v_{0v}} - \gamma_z\right)^2}. \end{aligned} \quad (13-94)$$

Здесь введена так называемая плазматическая частота компоненты луча:

$$\begin{aligned} Q_v &= \sqrt{\frac{i_{0v}}{2u_{0v}} \cdot \frac{v_{0v}}{\epsilon_0 A}} = \\ &= \sqrt{\frac{i_{0v}}{\epsilon_0 A} \sqrt{\frac{e}{2m u_{0v}}}}; \end{aligned} \quad (13-95)$$

$$\Omega_v [\text{сек}^{-1}] = 2\pi \cdot 2,9 \cdot 10^9 \times \frac{(i_{0v} [a])^{1/2}}{(A [\text{см}^2])^{1/2} (u_{0v} [\text{в}])^{1/4}} \quad (13-96)$$

В результате суммирования вычисленных по уравнению (13-94) переменных составляющих конвекционных токов отдельных частей луча получается общий переменный конвекционный ток  $I_{\text{кон.полн}}$ . Если разделить продольную составляющую напряженности поля  $E$  на  $I_{\text{кон.полн}}$ , то получится „погонное [сопротивление луча“  $Z'_л$ , т. е. сопротивление на единицу его длины. Погонное сопротивление является мерой эффективности взаимодействия с замедляющей системой; оно равно:

$$Z'_л = \frac{E}{I_{\text{кон.полн}}} = \frac{1}{j\omega \epsilon_0 A \sum_{v=1}^n \left( \frac{\Omega_v}{j\omega - \gamma_z v_{0v}} \right)^2} \quad (13-97)$$

Эквивалентная схема взаимодействия электронного потока с замедляющей системой [Л. 28]. Эквивалентная схема замедляющей системы и потока показана на рис. 13-27. Замедляющая система и электронный поток разделены на элементы длиной  $\Delta z$ , и их электрические свойства отображены с помощью соответствующих сосредоточенных параметров. Замедляющая система представлена посредством последовательных сопротивлений  $Z'\Delta z$  и параллельных проводимостей  $Y'\Delta z$ . Как известно из теории линий (раздел 4), собственно замедляющая линия (без учета ее взаимодействия с электронным потоком) имеет коэффициент распространения

$$\gamma_0 = \sqrt{Z'Y'} \quad (13-98)$$

и волновое сопротивление

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z'}{Y'}} = \frac{\gamma_0}{Y'} = \frac{Z'}{\gamma_0} \quad (13-99)$$

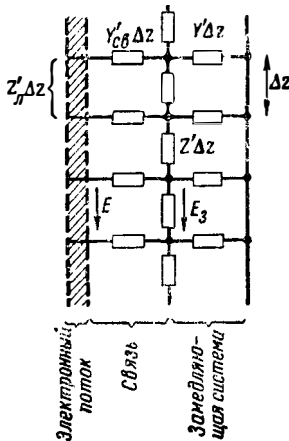


Рис. 13-27. Эквивалентная схема взаимодействия между электронным потоком и замедляющей системой.

(для  $\gamma_0$  следует брать решение с положительной мнимой частью, так как рассматриваются только волны, распространяющиеся в положительном направлении оси  $z$ ). Электронный поток представлен последовательными сопротивлениями  $Z'_л \Delta z$ ; эти сопротивления не подключены непосредственно параллельно продольным сопротивлениям замедляющей системы  $Z'\Delta z$ , а согласно представлениям Пирса [Л. 28] присоединены к ним через емкостные проводимости связи  $Y'_{\text{св}} \Delta z$ ; эти проводимости связи учитывают в эквивалентной схеме неоднородности, которые появляются при больших пространственных зарядах в потоке; при незначительных пространственных зарядах продольные сопротивления луча  $Z'_л \Delta z$  очень велики и наличием связей  $Y'_{\text{св}} \Delta z$  можно пренебречь. Коэффициент распространения  $\gamma_z$  изображенной на рис. 13-27 цепной линии может быть вычислен посредством перехода к предельным условиям  $\Delta z \rightarrow 0$  и определен из выражения

$$\gamma_z^4 - \gamma_z^2 [Z'Y' + Z'Y'_{\text{св}} + Z'_л Y'_{\text{св}}] + Z'Z'_л Y'Y'_{\text{св}} = 0. \quad (13-100)$$

Учитывая уравнения (13-98) и (13-99), получаем:

$$Z'_л = \frac{Z_0 \gamma_0 \gamma_z^2}{\gamma_0^2 - \gamma_z^2} + \frac{\gamma_z^2}{Y'_{\text{св}}} \quad (13-101)$$

Пусть  $E$  представляет собой продольную напряженность поля на поверхности луча, а  $E_3$  — напряженность продольного поля на поверхности замедляющей системы. В изображенной на рис. 13-27 эквивалентной схеме, состоящей из элементов линии длиной  $\Delta z$ , возникают продольные напряжения  $E \Delta z$  и  $E_3 \Delta z$ . Их отношение может быть выражено через параметры эквивалентной схемы следующим образом:

$$\frac{E}{E_3} = 1 + \frac{Z'Y' - \gamma_z^2}{Z'Y'_{\text{св}}} \quad (13-102)$$

После подстановки сюда погонного сопротивления луча  $Z'_л$  из уравнений (13-97) и (13-101) получаем:

$$\frac{\gamma_z^2 - \gamma_0^2}{2\gamma_0} = \frac{-Z_0 \gamma_z^2}{2} \times \frac{1}{\sum_{v=1}^n \left( \frac{i_{0v}}{2u_{0v}} \cdot \frac{j\omega}{v_{0v}} \cdot \frac{1}{\left( \frac{j\omega}{v_{0v}} - \gamma_z \right)^2} \right)} \times \frac{1}{1 - \frac{\gamma_z^2}{Y'_{\text{св}}} \sum_{v=1}^n \left( \frac{i_{0v}}{2u_{0v}} \cdot \frac{j\omega}{v_{0v}} \cdot \frac{1}{\left( \frac{j\omega}{v_{0v}} - \gamma_z \right)^2} \right)} =$$

$$= \frac{-Z_0 \gamma_z^2}{2} j \omega \epsilon_0 A \sum_{\nu=1}^n \left( \frac{\Omega_\nu^2}{v_{0\nu}^2} \cdot \frac{1}{\left( \frac{j\omega}{v_{0\nu}} - \gamma_z \right)^2} \right) \times$$

$$\times \frac{1}{1 - \frac{\gamma_z^2 j \omega \epsilon_0 A}{Y'_{св}} \sum_{\nu=1}^n \left( \frac{\Omega_\nu^2}{v_{0\nu}^2} \cdot \frac{1}{\left( \frac{j\omega}{v_{0\nu}} - \gamma_z \right)^2} \right)}$$

(13-103)

Так как величины токов луча вследствие пространственного заряда имеют предельное значение, то суммы в правой части этого уравнения очень малы; по этой причине и величина  $\gamma_z^2 - \gamma_0^2$  в левой части уравнения также мала, т. е.  $\gamma_z \approx \pm \gamma_0$ . Таким образом, получаются два приближенных решения:

$$\gamma_z = -\gamma_0 + \frac{Z_0 \gamma_0^2}{2} + \sum_{\nu=1}^n \left( \frac{i_{0\nu}}{2u_{0\nu}} \cdot \frac{\frac{j\omega}{v_{0\nu}}}{\left( \frac{j\omega}{v_{0\nu}} + \gamma_0 \right)^2} \right) \times$$

$$\times \frac{1}{1 - \frac{\gamma_0^2}{Y'_{св}} \sum_{\nu=1}^n \left( \frac{i_{0\nu}}{2u_{0\nu}} \cdot \frac{\frac{j\omega}{v_{0\nu}}}{\left( \frac{j\omega}{v_{0\nu}} + \gamma_0 \right)^2} \right)}$$

(13-104a)

$$\gamma_z = \gamma_0 - \frac{Z_0 \gamma_0^2}{2} \sum_{\nu=1}^n \left( \frac{i_{0\nu}}{2u_{0\nu}} \cdot \frac{\frac{j\omega}{v_{0\nu}}}{\left( \frac{j\omega}{v_{0\nu}} - \gamma_z \right)^2} \right) \times$$

$$\times \frac{1}{1 - \frac{\gamma_0^2 j \omega \epsilon_0 A}{Y'_{св}} \sum_{\nu=1}^n \left( \frac{\Omega_\nu^2}{v_{0\nu}^2} \cdot \frac{1}{\left( \frac{j\omega}{v_{0\nu}} - \gamma_z \right)^2} \right)}$$

(13-104б)

В случае уравнения (13-104a) возникает волна, распространяющаяся в направлении, противоположном направлению движения электронов потока; взаимодействие с электронным потоком при этом весьма незначительно и эта волна распространяется почти исключительно через замедляющую систему. В случае уравнения (13-104б) волны распространяются в направлении движения электронов; при этом имеет место сильное взаимодействие, так как знаменатели  $\left[ \left( \frac{j\omega}{v_{0\nu}} - \gamma_z \right) \right]$  могут принимать весьма малые значения. Это обстоятельство используется во всех лампах с бегущей волной.

**Волны пространственного заряда в электронной луче при отсутствии замедляющей системы** [Л. 2, 30]. Из рассмотрения представленной на рис. 13-27 эквивалентной схемы следует важный частный случай, когда замедляющая система заменена гладкой проводящей трубкой; при этом  $Z' = 0$ ,  $Z_0 = 0$  и  $\gamma_0 = 0$  и уравнение (13-103) может удовлетворяться только при конечных значениях  $\gamma_z$ , когда знаменатель в правой его части обращается в нуль, т. е.

$$1 - \frac{\gamma_z^2 j \omega \epsilon_0 A}{Y'_{св}} \sum_{\nu=1}^n \left( \frac{\Omega_\nu^2}{v_{0\nu}^2} \cdot \frac{1}{\left( \frac{j\omega}{v_{0\nu}} - \gamma_z \right)^2} \right) = 0.$$

(13-105)

Здесь может быть введена „преобразованная плазменная частота“

$$\Omega'_\nu = \sqrt{\frac{j \omega \epsilon_0 A}{Y'_{св}}} \cdot \frac{\omega}{v_{0\nu}} \Omega_\nu.$$

(13-106)

Для численных решений это уравнение неудобно, так как оно содержит неизвестный параметр  $Y'_{св}$ , который определяется как радиусом электронного пучка, так и радиусом проводящей трубки; численные значения следует брать из [Л. 30, рис. 7]. Если ограничиться рассмотрением однородного луча с постоянной составляющей скорости  $v_0$  и постоянной составляющей тока  $i_0$ , то приближенное решение уравнения (13-105) имеет вид:

$$\gamma_z = \frac{j\omega}{v_0} \pm \frac{j\Omega'}{v_0}.$$

(13-107)

В этом случае возникают, следовательно, две незатухающие ( $\gamma_z$  — мнимое число!) волны, распространяющиеся в направлении движения электронов с немного отличающимися друг от друга скоростями; они создают биения. Уравнения (13-93) и (13-94) позволяют вычислить переменную составляющую скорости

$$V = \exp\left(\frac{-j\omega z}{v_0}\right) \left[ V_0 \cos\left(\frac{\Omega' z}{v_0}\right) + \frac{I_{кон 0}}{i_0} v_0 \frac{j\Omega'}{\omega} \sin\left(\frac{\Omega' z}{v_0}\right) \right]$$

(13-108a)

и переменную составляющую конвекционного тока

$$I_{кон} = \exp\left(\frac{-j\omega z}{v_0}\right) \left[ I_{кон 0} \cos\left(\frac{\Omega' z}{v_0}\right) + \frac{V_0}{v_0} i_0 \frac{j\omega}{\Omega'} \sin\left(\frac{\Omega' z}{v_0}\right) \right],$$

(13-108б)

которые поочередно проходят точки максимальных и нулевых значений;  $V_0$  и  $I_{кон 0}$  представляют собой при этом начальные значения, которые рассматриваемые величины имеют в точке  $z=0$ . Всякое возмущение скорости или интенсивности электронного потока, которое может возникнуть, также распространяется внутри потока в форме волн пространствен-

ного заряда: посредством скачкообразных изменений потенциала (т. е. скачкообразных изменений постоянной составляющей скорости луча вдоль его пути) имеется возможность влиять на распространение волн пространственного заряда [Л. 31].

### 13-11. ПРОЛЕТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТРИОДАХ

Триоды и тетроды, рассматриваемые в § 22 и 23, не являются электронными приборами с динамическим управлением электронным потоком в собственном смысле этого слова. Они работают нормально на низких частотах и конечность пролетного времени является для них в большей или меньшей степени выраженным вредным эффектом.

На рис. 13-28,а изображен плоский (имеющий плоскую систему электродов) триод с идеальной сеткой; под идеальной сеткой понимается такая сетка, которая обеспечивает полную экранировку катода от анода и является вместе с тем абсолютно прозрачной для электронного потока. Таким образом, триодная система распадается на два разрядных промежутка, соответствующих схеме рис. 13-14. Промежуток сетка — катод обычно с достаточной точностью в приближенном может рассматриваться как диод с пространственным зарядом, описанный в § 13-2 и 13-8; такое рассмотрение недопустимо только для ламп с очень малыми междуэлектродными расстояниями (ориентировочно меньшими 0,1 мм) [Л. 32]. Уравнение (13-15) позволяет определить угол пролета промежутка катод — сетка:

$$\theta_1 = \frac{3\omega d_1}{\sqrt{\frac{2e}{m} u_{10}}} \quad (13-109)$$

Из уравнения (13-116) определяется статическая крутизна

$$S = \frac{2\omega C_1}{\theta_1}, \quad (13-110)$$

где

$$C_1 = \frac{\epsilon_0 A}{d_1}.$$

Переменный катодный ток  $I_k$ , протекание которого обусловлено переменным напряжением  $U_1$  (рис. 13-28,а), рассчитывается по уравнениям (13-80) и (13-83) и имеет вид:

$$I_k = U_1 [j\omega C_1 + SY_8(\theta_1)] \quad (13-111)$$

(переменный катодный ток является полным током, состоящим из наведенного и емкостного токов). Переменный конвекционный ток сетки

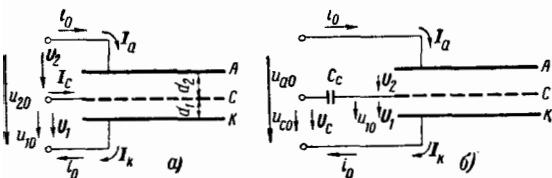


Рис. 13-28. Схема триода с идеальной сеткой (а) и эквивалентная схема, учитывающая реальные свойства сетки (б).

$I_{кон.с}$  определяется из уравнения (13-82) и равен:

$$I_{кон.с} = U_1 SY_9(\theta_1). \quad (13-112)$$

В промежутке сетка — анод без большой погрешности можно пренебречь влиянием пространственного заряда; тогда величину угла пролета пространства сетка — анод следует определять по уравнению (13-5). Переменный анодный ток составляется из емкостного и наведенного токов; величина последнего может быть определена из уравнения (13-73), причем влияние проходящего через сетку переменного конвекционного тока  $I_{кон.с}$  [см. уравнение (13-112)] существенно, в то время как влияние переменной составляющей скорости без большой погрешности можно пренебречь:

$$I_a = U_2 \left( j\omega C_2 + \frac{i_0}{(\sqrt{u_{10}} + \sqrt{u_{20}})^2} \times \right. \\ \left. \times Y_1(\theta_2) \right) + I_{кон.с} \left( Y_6(\theta_2) + \frac{\sqrt{u_{10}}}{\sqrt{u_{10}} + \sqrt{u_{20}}} Y_1(\theta_2) \right). \quad (13-113)$$

Переменная составляющая сеточного тока  $I_c$  определяется как разность между переменными составляющими катодного и анодного токов:

$$I_c = I_k - I_a. \quad (13-114)$$

Особенно четкое представление о пролетных явлениях в триоде при небольшой глубине модуляции можно получить, если принять постоянное анодное напряжение очень высоким, а пролетный угол  $\theta_2$  очень малым; тогда в уравнении (13-113) исчезает функция пролетного угла  $Y_1$  (рис. 13-17), а функция пролетного угла  $Y_6$  принимает значение, равное 1 (рис. 13-21). В этом случае переменная составляющая тока сетки становится равной

$$I_c = U_1 j\omega C_1 - U_2 j\omega C_2 + U_1 S [Y_8(\theta_1) - Y_9(\theta_1)] = U_1 j\omega C_1 - U_2 j\omega C_2 + U_1 S Y_{10}(\theta_1). \quad (13-115)$$

Вновь введенная функция пролетного угла  $Y_{10} = Y_8 - Y_9$  содержится в табл. 13-1; ее кривая геометрического места приведена на рис. 13-26. Слагающие переменной составляющей сеточного тока  $U_1 j\omega C_1$  и  $U_2 j\omega C_2$  не имеют значения, так как они компенсируются индуктивными токами, протекающими в индуктивных подключенного к лампе колебательного контура; существенной является слагающая  $U_1 SY_{10}(\theta_1)$ , величина которой определяется углом пролета  $\theta_1$  пространства катод — сетка. Если триод используется в схеме с заземленным катодом (§ 12-18), то колебательный контур нагружается током  $U_1 SY_{10}(\theta_1)$ , в то время как в случае схемы с заземленной сеткой он нагружен током  $I_k$ , определяемым уравнением (13-111), в котором существенной является лишь слагающая  $U_1 SY_8(\theta_1)$ . Из сравнения кривых геометрических мест, приведенных на рис. 13-24 и 13-26, видно, что при очень малых пролетных углах схема с заземленным катодом выгоднее, так как она делает возмож-

ным управление без расхода мощности, но что при больших пролетных углах нагрузка входного контура в схеме с заземленной сеткой меньше, чем в схеме с заземленным катодом. Поэтому для триодов, работающих на очень высоких частотах, применяется только схема с заземленной сеткой, которая, кроме того, имеет преимущество значительно меньшей связи между входным и выходным контурами (§ 14-3).

В проведенном выше рассмотрении сетка триода считалась абсолютно прозрачной для электронов и полностью экранирующей катод от анода. Реальные сетки не обладают такими идеальными свойствами, что в первом приближении можно учесть с помощью эквивалентной схемы, приведенной на рис. 13-28,б [Л. 34]. В цепь сетки условно включена некоторая емкость  $C_c$ . Тогда постоянное напряжение  $u_{10}$ , действующее между плоскостью сетки и катодом (эффективное значение сеточного напряжения  $u_c$  с. о. эфф., § 12-12), связано с приложенными к зажимам электродов постоянными напряжениями  $u_{c0}$  и  $u_{a0}$  зависимостью

$$u_{10} = \sigma \left( u_{c0} + \frac{u_{a0}}{\mu} \right), \quad (13-116)$$

где коэффициент усиления

$$\mu = \frac{C_c}{C_2},$$

а острота настройки

$$\sigma = \frac{1}{1 + \frac{1}{\mu} \left( 1 + \frac{4}{3} \cdot \frac{d_2}{d_1} \right)}$$

(§ 12-12). Для переменного напряжения между сеткой и катодом (рис. 13-28,б) справедливо выражение

$$U_c = U_1 + \frac{1}{j\omega C_c} (I_k - I_a) \quad (13-117)$$

[Л. 35]. Если в уравнениях (13-111) — (13-113) учесть только первые члены рядов, в которые разлагаются функции пролетных углов (табл. 13-1), то можно рассчитать входные и выходные полные сопротивления триода при различных основных схемах включения для области частот, в которой пролетные явления начинают заметно сказываться; результаты расчета приведены в табл. 12-8. О шумах триодов, работающих в высокочастотных усилителях, см. § 20-18.

Конвекционный ток сетки, определяемый уравнением (13-112), не уменьшается при увеличении пролетного угла  $\Theta_1$ , что видно из кривой геометрического места для  $Y_9$ , приведенной на рис. 13-25; это, однако, справедливо только при исчезающе малой глубине модуляции [Л. 24], что подтверждает известное положение о невозможности использования триодов при произвольно больших значениях пролетного угла. Усилительные свойства триодов в каскадах усилителей высокой частоты оцениваются произведением коэффициента усиления по мощности на ширину полосы пропускания. Это произведение равно для триода 2С40 около 30 Мгц, а для триода 416А достигает 1 250 Мгц [Л. 36, 37]. О применении триодов в схемах генераторов см. [Л. 38].

## Лампы с динамическим управлением электронным потоком

### 13-12. ЛАМПЫ С ТОРМОЗЯЩИМ ПОЛЕМ

Лампы с тормозящим полем состоят из катода, сетки, имеющей положительный потенциал, и анода, находящегося под отрицательным потенциалом (тормозящего электрода) (рис. 13-29); колебательный контур, определяющий частоту колебаний, включается обычно между сеткой и тормозящим электродом. Таким образом, здесь имеет место прямое и обратное движение электронного потока в высокочастотном переменном поле (§ 13-7). Так как проходящий через сетку электронный поток не имеет переменной составляющей скорости и не содержит конвекционного тока, то наведенный ток между сеткой и тормозящим электродом может быть определен по уравнению (13-76):

$$I_{нав} = \frac{U}{u_{10} - u_{20}} \cdot \frac{4u_{10}}{u_{10} - u_{20}} i_0 Y_1(\Theta). \quad (13-118)$$

Из кривой геометрического места функции пролетного угла  $Y_1$  видно, что существуют такие области значений пролетного угла, в которых действительная часть функции (а вме-

сте с ней и действительная часть наведенного тока) отрицательна; следовательно, существуют определенные «области колебаний», в которых в колебательном контуре возникают колебания.

Лампы с тормозящим полем являются исторически первыми лампами, в которых использовалась конечность времени пролета электронов [Л. 39]. При технической реализации этого принципа стремились добиться такого режима, при котором электроны совершали бы лишь один цикл колебания [Л. 40]; это дало возможность достигнуть электронного коэффициента полезного действия в 20% [Л. 41]. Недостатком этого типа ламп явились высокие требования к добротности колебательных контуров. В настоящее время высокочастотные генераторы малой мощности с тормозящим полем вытеснены отражательными клястрами.

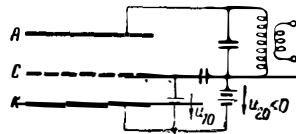


Рис. 13-29. Схема лампы с тормозящим полем.

### 13-13. ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЯ В ДИОДАХ

В «идеальных» диодах с пространственным зарядом, описанных в § 13-8, можно возбудить колебания путем подключения параллельно диоду колебательного контура или индуктивности, причем в последнем случае междуэлектродная емкость диода в сочетании с подключенной индуктивностью образует колебательный контур. Уравнение (13-83) показывает, что наведенный ток зависит от функции пролетного угла  $Y_3$ ; из приведенного на рис. 13-24 графика видно, что существуют области пролетных углов, в которых фаза тока противоположна фазе напряжения; в этих областях могут возникнуть колебания, если резонансное сопротивление контура достаточно велико.

Возникновение колебаний в диодах — интересный эффект, практическое значение которого, однако, невелико; он давно известен [Л. 21] и экспериментально подтвержден [Л. 42]; были построены также генераторы на диоде с объемным резонатором [Л. 43]. Теоретически предельно достижимый коэффициент полезного действия составляет 3% [Л. 24]. У диодов со слишком малыми расстояниями между электродами возникновения колебаний не наблюдается в связи с тем, что при применяемых в этом случае низких анодных напряжениях становится весьма заметным влияние максвелловского распределения скоростей электронов (§ 13-9).

### 13-14. КЛИСТРОНЫ

Литература [Л. 1, 2, 44, 36]. «Классическая» принципиальная схема клистрона [Л. 45] показана на рис. 13-30; конструктивные выполнения описаны в § 13-24, и, в частности, они показаны на рис. 13-49 и 13-50. Электронный луч выходит из катода  $K$  и попадает на коллектор  $A$ ; на этом пути он пронизывает четыре сетки  $C_1, C_2, C_3$  и  $C_4$ , которые, как и коллектор, находятся под положительным потенциалом  $u_0$ ; проходящий в системе постоянный ток  $i_0$  должен полностью замкнуться через цепь коллектора; при этом делается предположение, что сетки идеально прозрачны для электронов. Сетки  $C_1$  и  $C_2$  с выполненной в форме тора индуктивностью образуют колебательный контур (румбатрон или объемный резонатор, § 8-3), связанный с источником переменного напряжения. Между этими сетками, находящимися на расстоянии  $d_1$  друг от друга, действует высокочастотное напряжение  $U_1$ ; этот междуэлектродный промежуток называется пространством управления (или группирователем). Аналогично сетки  $C_3$  и  $C_4$  совместно с индуктивностью другого тора образуют второй колебательный контур, в котором за счет потока пролетающих электронов возбуждаются колебания; при этом между сетками, отстоящими друг от друга на расстоянии  $d_2$ , возникает высокочастотное напряжение  $U_2$ ; этот междуэлектродный промежуток называется пространством возбуждения (или уловителем). Между сетками  $C_2$  и  $C_3$  электроны пролетают сво-

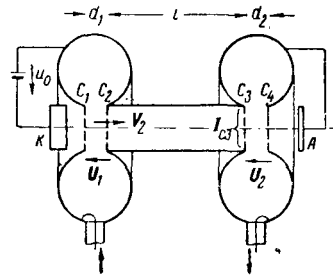


Рис. 13-30. Схема клистрона.

бодный от высокочастотного поля промежуток длиной  $l$ , называемый пространством группировки (пролетным пространством, пространством дрейфа).

Клистрон (точнее пролетный клистрон) представляет собой усилитель, использующий принцип управления скоростью или фазовой фокусировки электронов [Л. 1, 2, 46, 47]. За счет воздействия входного переменного напряжения  $U_1$  электронный поток приобретает переменную составляющую скорости  $V_2$ , с которой он проходит сетку  $C_2$  (дополнительно возникающая при этом небольшая переменная составляющая конвекционного тока  $I_{кон2}$  не играет существенной роли); в пространстве группировки электроны различных скоростей догоняют и в некоторых случаях перегоняют друг друга (рис. 13-15 и 13-16); через сетку  $C_3$  проходит при этом переменный конвекционный ток  $I_{кон3}$  (дополнительно появляющаяся там переменная скорость электронов не играет существенной роли). В пространстве возбуждения переменный конвекционный ток  $I_{кон3}$  создает наведенный ток, и в объемном резонаторе возникает усиленное переменное напряжение.

Особое значение для уяснения принципа действия клистрона имеют процессы, происходящие в пространстве группировки. Если электронный поток настолько мал, что пространственным зарядом можно пренебречь, то пролетный угол  $\theta_l$  в пространстве группировки определяется из уравнения (13-5):

$$\theta_l = \frac{\omega l}{v_0}, \quad (13-119)$$

где

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} u_0}.$$

При небольшой глубине модуляции скорости у сетки  $C_2$ , т. е. при  $\frac{|V_2|}{v_0} \ll 1$  и  $\frac{|V_2|}{v_0} \theta_l \ll 1$ , конвекционный ток  $I_{кон3}$  у сетки  $C_3$  на основании уравнения (13-72) равен:

$$I_{кон3} = \frac{2V_2}{v_0} i_0 Y_3(\theta_l). \quad (13-120)$$

Функция  $Y_3$  приведена в табл. 13-1 и на рис. 13-19; ее абсолютное значение линейно

возрастает с увеличением угла  $\theta_l$ . Следовательно, при заданной частоте и заданной величине постоянного напряжения  $u_0$  усиление возрастает с увеличением длины пространства группировки. Однако это справедливо только

до тех пор, пока  $\frac{|V_2|}{v_0} \theta_l \ll 1$ ; если пространство группировки слишком длинно, то электроны (рис. 13-15) догоняют друг друга; образуется так называемый фазовый фокус и уравнение (13-120) становится недействительным. Однако численное решение и для этого случая известно [Л. 1, 48]. Конвекционный ток через сетку  $C_3$  в этом случае уже не синусоидален и содержит высшие гармоники. Предположив, что  $\frac{|V_2|}{v_0} \ll 1$ , а  $\frac{|V_2|}{v_0} \theta_l$  имеет любое значение для основной волны, имеем:

$$I_{\text{конз}} = \frac{2V_2}{v_0} i_0 Y_3(\theta_l) \frac{2J_1\left(\theta_l \frac{|V_2|}{v_0}\right)}{\theta_l \frac{|V_2|}{v_0}}; \quad (13-121a)$$

$$I_{\text{конз}} = \frac{2V_2}{|V_2|} i_0 j \exp(-j\theta_l) J_1\left(\theta_l \frac{|V_2|}{v_0}\right), \quad (13-121b)$$

а для  $n$ -й гармоники

$$I_{\text{конз}n} = \frac{2V_2}{v_0} i_0 Y_3(n\theta_l) \frac{2J_n\left(n\theta_l \frac{|V_2|}{v_0}\right)}{n\theta_l \frac{|V_2|}{v_0}}. \quad (13-121в)$$

Через  $J_n$  здесь обозначена функция Бесселя  $n$ -го порядка [Л. 7]. Уравнение (13-121a) для основной волны схоже с уравнением (13-120) и отличается от последнего лишь поправочным коэффициентом, учитывающим большую глубину модуляции. Функция Бесселя  $J_1$  имеет свой первый максимум, равный по величине 0,582 при значении аргумента  $\theta_l \frac{|V_2|}{v_0} = 1,84$ ; по этому наибольшее значение конвекционного тока равно:

$$|I_{\text{конз}}|_{\text{макс}} = 2 \cdot 0,582 i_0. \quad (13-122)$$

Пространственный заряд, существенно влияющий на процессы в пространстве группировки, заставляет делать различие между случаем широкого электронного потока и случаем узкого электронного луча. При широком электронном потоке (поперечные размеры потока велики по сравнению с длиной  $l$  пространства группировки) постоянный электрический потенциал в середине между сетками  $C_2$  и  $C_3$  должен быть значительно меньше, чем постоянное напряжение  $u_0$ ; величина пролетного угла благодаря этому увеличивается, как это было пояснено выше (§ 13-2), и его величина рассчитывается с помощью уравнения (13-12) и рис. 13-2 при учете уравнений (13-10) и (13-11). Расчет переменного конвекционного тока через сетку  $C_3$

производится по уравнениям (13-78)–(13-80) с предположением, что напряжение  $U$  между сетками  $C_2$  и  $C_3$  равно нулю, что обусловлено равенством  $I_{\text{наб}} = I_{\text{полн}}$ . При этом получается:

$$I_{\text{конз}} = \frac{2V_1}{v_0} i_0 \times \left[ Y_3(\theta_l) + \frac{\left(\frac{\theta_l}{\theta_{l0}} - 1\right) \frac{6}{j\theta_l} Y_2^2(\theta_l)}{1 - \left(\frac{\theta_l}{\theta_{l0}} - 1\right) \frac{6}{j\theta_l} Y_1(\theta_l)} \right]. \quad (13-123)$$

Первый член этого уравнения точно соответствует уравнению (13-120) (причем, однако, принято во внимание увеличение пролетного угла  $\theta_l$  за счет пространственного заряда); влияние второго члена при больших пролетных углах незначительно, при малых же углах пролета его наличие приводит к увеличению конвекционного тока. Уравнение (13-123) справедливо лишь при столь неглубоких модуляциях, при которых фазовый фокус образуется далеко за пределами рассматриваемого участка; решение для случаев глубокой модуляции неизвестно.

Если электронный луч узок, то действие постоянного электрического поля в луче можно пренебречь. Это приводит к рассмотрению свободных волн пространственного заряда в электронном луче (§ 13-10). Возмущения электронного луча в его начале, создаваемые переменной скоростью  $V_2$ , распространяются в форме волны. Для конвекционного тока из уравнения (13-108b) получается выражение

$$I_{\text{конз}} = \frac{2V_2}{v_0} i_0 Y_3(\theta_l) \frac{\sin \frac{\Omega' l}{v_0}}{\frac{\Omega' l}{v_0}}, \quad (13-124)$$

где  $\Omega'$  снова представляет собой преобразованную плазменную частоту, определяемую уравнением (13-106). Уравнение (13-124) схоже с уравнениями (13-120) и (13-121a); последний множитель представляет собой поправочный коэффициент, учитывающий образование волн пространственного заряда.

Процессы в пространстве управления относительно более просты, так как здесь вследствие краткости пролетного времени нет заметного влияния пространственного заряда. Из уравнения (13-5) определяется пролетный угол:

$$\theta_1 = \frac{\omega d_1}{\sqrt{\frac{2e}{m} u_0}}. \quad (13-125)$$

Переменная составляющая скорости  $V_2$  у сетки  $C_2$  согласно уравнению (13-71) равна:

$$V_2 = v_0 \frac{U_1}{4u_0} [Y_1(\theta_1) + 2Y_3(\theta_1)] = v_0 \frac{U_1}{2u_0} \frac{\sin \frac{\theta_1}{2}}{\frac{\theta_1}{2}} \exp\left(-j \frac{\theta_1}{2}\right). \quad (13-126)$$



Здесь произведены некоторые преобразования на основании формул, содержащихся в табл. 13-1.

Для приближенного рассмотрения процессов в пространстве возбуждения также можно воспользоваться уравнениями Беккера — де-Фриза, хотя предположение о небольшой глубине модуляции здесь не всегда обосновано. Пролетный угол и в этом случае может быть определен из уравнения (13-5):

$$\theta_2 = \frac{\omega d_2^2}{\sqrt{\frac{2e}{m}} u_0} \quad (13-127)$$

Наведенный ток в возбуждаемом резонаторе определяется по уравнению (13-73) (здесь принята во внимание только та его составляющая, которая обуславливается конвекционным током  $I_{кон3}$ ); он равен:

$$I_{нав2} = I_{кон3} \left[ Y_6(\theta_2) + \frac{Y_1(\theta_2)}{2} \right] = I_{кон3} \frac{\sin \frac{\theta_2}{2}}{\frac{\theta_2}{2}} \exp\left(-j \frac{\theta_2}{2}\right) \quad (13-128)$$

При очень малых пролетных углах наведенный ток непосредственно равен конвекционному току. Относительно переменного напряжения следует иметь в виду, что его максимальное значение не должно превышать стоянное напряжение  $u_0$ , так как иначе возникнет опасность изменения напряжения движения электронов. Поэтому максимальное значение переменного выходного напряжения равно  $u_0$ , а наивысшее значение переменного выходного тока равно на основании уравнения (13-122)  $2 \cdot 0,582i_0$ ; соответственно наивысший возможный коэффициент полезного действия клистронного усилителя равен 58%.

Из уравнений (13-121а), (13-126) и (13-128) получается крутизна клистронного усилителя, дающая соотношение между выходным наведенным током и переменным входным напряжением:

$$S = \frac{I_{нав2}}{U_1} = \frac{i_0}{u_0} \cdot \frac{j\theta_l}{2} \exp\left(-j\theta_l - j \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right) \times \frac{\sin \frac{\theta_1}{2}}{\frac{\theta_1}{2}} \cdot \frac{\sin \frac{\theta_2}{2}}{\frac{\theta_2}{2}} \frac{2J_1\left(\theta_l \left| \frac{U_1}{2u_0} Y_4(\theta_1) \right| \right)}{\theta_l \left| \frac{U_1}{2u_0} Y_4(\theta_1) \right|} \quad (13-129)$$

Здесь множитель  $\sin(\theta_1/2)/(\theta_1/2)$  характеризует ослабление в пространстве управления, множитель  $\sin(\theta_2/2)/(\theta_2/2)$  — ослабление в пространстве возбуждения и множитель

$$2J_1\left(\theta_l \left| \frac{U_1}{2u_0} Y_4(\theta_1) \right| \right) / \left( \theta_l \left| \frac{U_1}{2u_0} Y_4(\theta_1) \right| \right)$$

— ослабление в пространстве группировки, причем последний множитель в некоторых случаях заменяется на основании уравнения

(13-124) величиной  $\sin(\Omega'l/u_0)/(\Omega'l/u_0)$ . На основании уравнения (13-129) нельзя делать вывод, что пролетные углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  следует делать сколько возможно малыми; если они выбраны слишком малыми, то сетки  $C_1$  и  $C_2$  и, следовательно,  $C_3$  и  $C_4$  должны быть расположены слишком близко друг к другу, вследствие чего увеличивается емкость, а резонансное сопротивление контура понижается, что ведет к снижению усиления. Поэтому пролетные углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  обычно имеют величину, близкую к  $\pi$ .

Кроме показанного на рис. 13-30 двухрезонаторного клистрона, применяются и трехрезонаторные клистроны (каскадные усилительные клистроны [Л. 36]). В них на пути движения луча устанавливается промежуточный резонатор, который по отношению к входящим электронам ведет себя как резонатор возбуждения, а по отношению к выходящим электронам — как управляющий резонатор. Такая схема выгоднее, чем каскадный усилитель из двух двухрезонаторных клистронов, так как при этом имеется только один электронный луч, что позволяет вдвое сократить мощность постоянного тока; кроме того, отпадает необходимость в настройке одного лишнего резонатора и уменьшаются потери, что приводит к удвоению усиления по напряжению.

Из уравнения (13-121в) видно, что конвекционный ток клистрона при достаточно большой глубине модуляции содержит высшие гармоники; это позволяет использовать клистрон в режиме умножения частоты. Выходной контур такого клистрона настраивается на одну из гармоник (чаще всего на вторую или третью), вследствие чего одновременно с усилением происходит умножение частоты.

О шумах в клистромах см. § 20-18.

### 13-15. ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ КЛИСТРОНЫ

Используя описанные в § 13-14 усилительные клистроны, можно построить самовозбуждающийся генератор, если создать обратную связь между входным и выходным резонаторами; однако устройства такого рода неудобны с эксплуатационной точки зрения тем, что приходится настраивать два резонатора [Л. 36].

Чтобы устранить это неудобство, можно применить лишь один резонатор, но разделенный таким образом, чтобы образовалось два участка, пронизываемых полем и разделенных свободным от поля промежутком. Все три указанных участка должны пронизываться общим электронным потоком. Если оба поля противофазны относительно направления полета электронов, то образуется схема генератора Арсеньевой — Хейль и Хейля [Л. 49, 50]; если фазы их совпадают, то получается генератор Деринга [Л. 51, 44]. Оба эти вида генераторов сейчас уже не имеют существенного значения.

Красивое решение задачи о создании обратной связи у клистрона заключается в том, что электронный луч возвращается от рефлектора и проходит в противоположных направлениях один и тот же резонатор дважды [Л. 36]. Такой отражательный

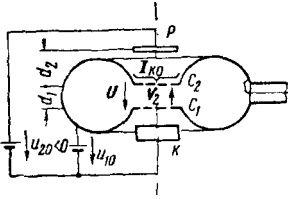


Рис. 13-31. Схема отражательного клистрона.

клистрон показан на рис. 13-31; формы технического его выполнения описаны в § 13-25. Выходящий из катода электронный поток пронизывает две сетки  $C_1$  и  $C_2$ , которые совместно с выполненной в форме тора индуктивностью образуют колебательный контур. Действующее между отделенными друг от друга расстоянием  $d_1$  сетками переменное напряжение  $U$  создает у пролетающих вторую сетку электронов переменную составляющую скорости  $V_2$ . Этот поток электронов движется по направлению к рефлектору, который находится под отрицательным по отношению к катоду напряжением  $u_{20}$  и вынуждает электроны вернуться к резонатору; на обратном пути создается конвекционный ток  $I_{\text{кон.обр}}$ , проходящий через сетку  $C_2$  и возбуждающий в резонаторе наведенный ток. При правильном соотношении пролетных времен наступает генерация колебаний. С помощью электронно-оптических средств (соответствующая форма рефлектора) добиваются того, чтобы возвращающиеся электроны были перехвачены сеткой  $C_1$  и больше назад не возвращались.

Элементарная теория отражательного клистрона при предположении исчезающе малой глубины модуляции и пренебрежимо малого пространственного заряда может быть изложена с использованием уравнений Беккера — де-Фриза (§ 13-7). Уравнение (13-5) дает возможность определить пролетный угол между сетками  $C_1$  и  $C_2$ :

$$\theta_1 = \frac{\omega d_1}{\sqrt{\frac{2e}{m} u_{10}}}. \quad (13-130)$$

Пролетный угол в пространстве поворота (от сетки  $C_2$  и обратно до сетки  $C_1$ ) определяется из уравнения (13-9):

$$\theta_2 = \frac{4\omega d_2 \sqrt{u_{10}}}{\sqrt{\frac{2e}{m} (u_{10} - u_{20})}}. \quad (13-131)$$

Переменная составляющая скорости  $V_2$ , с которой электроны на прямом пути пролетают сетку  $C_2$ , вычисляется из выражения (13-7):

$$\begin{aligned} V_2 &= v_{10} \frac{U}{4u_{10}} [Y_1(\theta_1) + 2Y_3(\theta_1)] = \\ &= v_{10} \frac{U}{2u_{10}} Y_4(\theta_1) \end{aligned} \quad (13-132)$$

(функции пролетного угла содержатся в табл. 13-1).

Переменный конвекционный ток, возникающий за счет обратного пролета сетки  $C_2$ , согласно уравнению (13-75) равен:

$$I_{\text{кон.обр}} = \frac{2V_2}{v_{10}} i_0 Y_3(\theta_2). \quad (13-133)$$

Последнее уравнение, так же как и уравнение (13-120) для случая усилительного клистрона, справедливо только в том случае, если  $\frac{|V_2|}{v_{10}} \theta_2 \ll 1$ ; при глубоких же модуляциях, так же как и в случае, характеризуемом уравнением (13-121а), определяется основная гармоника конвекционного тока:

$$I_{\text{кон.обр}} = \frac{2V_2}{v_{10}} i_0 Y_3(\theta_2) \frac{2J_1\left(\theta_2 \frac{|V_2|}{v_{10}}\right)}{\theta_2 \frac{|V_2|}{v_{10}}}. \quad (13-134)$$

где  $J_1$  означает функцию Бесселя первого порядка [Л. 7]. Наведенный ток, создаваемый в резонаторе конвекционным током возвращающихся электронов, определяется уравнением (13-73) (в этом уравнении слагающей, обусловливаемой переменным напряжением  $U$ , без большой погрешности можно пренебречь):

$$I_{\text{нав}} = I_{\text{кон.обр}} Y_4(\theta_1). \quad (13-135)$$

Если этот наведенный ток  $I_{\text{нав}}$  разделить на напряжение  $U$ , то получится выражение для электронной проводимости, которая в эквивалентной схеме подключается параллельно резонатору:

$$\begin{aligned} Y_{\text{эл}} &= \frac{I_{\text{нав}}}{U} = \frac{i_0}{u_{10}} [Y_4(\theta_1)]^2 Y_3(\theta_2) \times \\ &\times \frac{2J_1\left(\theta_2 \frac{|V_2|}{v_{10}}\right)}{\theta_2 \frac{|V_2|}{v_{10}}} = \\ &= \frac{i_0}{u_{10}} \frac{j\theta_2}{2} \exp(-j\theta_2 - j\theta_1) \left[ \frac{\sin \frac{\theta_1}{2}}{\frac{\theta_1}{2}} \right]^2 \times \\ &\times \frac{2J_1\left(\theta_2 \left| \frac{U}{2u_{10}} Y_4(\theta_1) \right| \right)}{\theta_2 \left| \frac{U}{2u_{10}} Y_4(\theta_1) \right|}. \end{aligned} \quad (13-136)$$

Колебания могут возникнуть только в том случае, когда действительная часть этой проводимости отрицательна, т. е. когда

$$\sin(\theta_2 + \theta_1) < 0. \quad (13-137)$$

Следовательно, существует целый ряд областей колебаний, в которых при правильном выборе рабочих напряжений возникает генерация. Величина переменного напряжения между сетками  $C_1$  и  $C_2$  никогда не должна быть настолько большой, чтобы имел место поворот электронов в высокочастотном

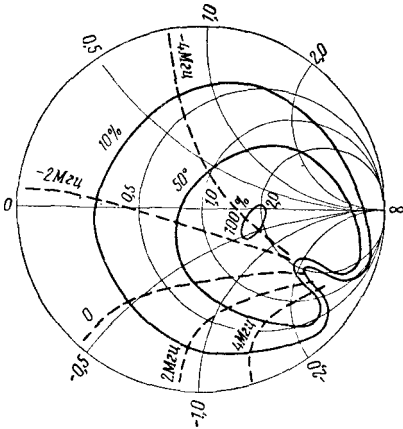


Рис. 13-32. Диаграмма Рике отражательного клистропа типа 723 А/В ( $\lambda = 3,2$  см,  $u_{10} = 300$  в,  $u_{20} = -160$  в). В координатной сетке комплексного сопротивления нагрузки сплошными линиями показаны относительные величины поступающей в волновод мощности  $P/P_{\text{макс}}$  в процентах; пунктирные линии показывают  $\Delta f$  в мегагерцах.

поле; электронный коэффициент полезного действия устройства вследствие этого получается небольшим, не превосходящим 20% [Л. 1]; коэффициент полезного действия ламп, выпускаемых промышленностью, значительно меньше этого.

У всякого автогенератора частота и амплитуда генерируемых колебаний зависит от внешней нагрузки (раздел 18). Эту зависимость для отражательных клистронов удобно для практикн способом характеризует диаграмма Рике [Л. 36]. На комплексной плоскости сопротивлений нагрузки, которая соответственно § 4-23 отображена в круг, нанесены линии постоянной частоты и линии постоянной отдаваемой высокочастотной мощности, причем напряжения питания генератора поддерживаются постоянными. Таким образом, для каждого сопротивления нагрузки по диаграмме можно определить генерируемую частоту и отдаваемую высокочастотную мощность. На рис. 13-32 приведен пример такой диаграммы.

О модуляции отражательных клистронов см. § 13-21.

### 13-16. ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ ЛАМП БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Как уже было указано в § 13-10, в лампах бегущей волны применяются замедляющие системы, в которых электромагнитные волны распространяются с фазовой скоростью, малой по сравнению со скоростью света, и в которых, кроме того, должна существовать составляющая напряженности электрического поля в направлении распространения. Простая, казалось бы, возможность создания такой замедляющей системы путем заполнения волновода диэлектриком с высокой диэлектрической проницаемостью (§ 5-19) не пригодна вследствие образования зарядов на поверхности диэлектрика; однако полупроводниковый материал с продольным отверстием, пронизываемым электронным лучом, может взаимно-

действовать с последним подобно замедляющей системе [Л. 52, 53].

Используемые на практике замедляющие системы в большинстве случаев представляют собой спиральную линию, свойства которой уже рассмотрены в § 5-24. Величиной, определяющей условия распространения волн, является граничный радиус  $r_0$ , для которого было приведено выражение

$$\left(\frac{2\pi a}{\lambda_0} \operatorname{ctg} \phi\right)^2 = \left(\frac{a}{r_0}\right)^2 \frac{H_0\left(j\frac{a}{r_0}\right) J_0\left(j\frac{a}{r_0}\right)}{H_1\left(j\frac{a}{r_0}\right) J_1\left(j\frac{a}{r_0}\right)}. \quad (5-135)$$

(Обозначения здесь приняты те же, что и в § 5-24). Численные значения граничного радиуса могут быть взяты из графика, приведенного на рис. 5-67. Если спираль находится не в свободном пространстве (как это предполагалось в § 5-24), а внутри металлической трубки с радиусом  $R$ , то граничный радиус определяется выражением

$$\left(\frac{2\pi a}{\lambda_0} \operatorname{ctg} \phi\right)^2 = \left(\frac{a}{r_0}\right)^2 \frac{H_0\left(j\frac{a}{r_0}\right) J_0\left(j\frac{a}{r_0}\right)}{H_1\left(j\frac{a}{r_0}\right) J_1\left(j\frac{a}{r_0}\right)} \times \frac{1 - \frac{H_0\left(j\frac{R}{r_0}\right) J_0\left(j\frac{a}{r_0}\right)}{J_0\left(j\frac{R}{r_0}\right) H_0\left(j\frac{a}{r_0}\right)}}{1 - \frac{H_1\left(j\frac{R}{r_0}\right) J_1\left(j\frac{a}{r_0}\right)}{J_1\left(j\frac{R}{r_0}\right) H_1\left(j\frac{a}{r_0}\right)}} \quad (13-138)$$

Однако в большинстве случаев можно обойтись более простым выражением (5-135). По граничному радиусу  $r_0$  можно рассчитать коэффициент распространения волны:

$$\gamma_0^2 = -\frac{1}{r_0^2} - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = (j\beta_0)^2, \quad (13-139)$$

который в случае спирали без потерь получается чисто мнимым (здесь  $c$  — скорость света). Отношение длины волны, распространяющейся в свободном пространстве  $\lambda_0$ , к длине волны в замедляющей системе  $\lambda$  равно:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_0}{2\pi r_0}\right)^2}. \quad (5-136)$$

Обычно длина волны  $\lambda$  в лампах бегущей волны со спиральными замедляющими системами лежит в пределах от  $1/10$  до  $1/20$  части длины волны  $\lambda_0$ ; при этом приближенно

$$\lambda \approx 2\pi r_0 \approx \lambda_0 \operatorname{tg} \phi \quad (13-140)$$

[см. уравнение (5-135)].

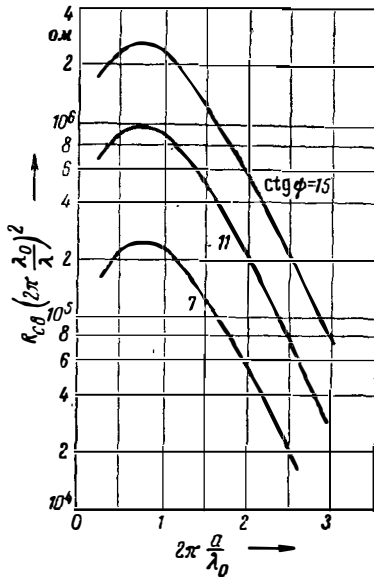


Рис. 13-33. К определению сопротивления связи спиральной замедляющей системы.

Кроме постоянной распространения, важной характеристикой спиральной замедляющей линии является волновое сопротивление. Волновое сопротивление линии можно определить как отношение переносимой распространяющейся волной мощности к квадрату силы тока в спирали; его относительная величина равна:

$$\frac{Z_L}{Z_0} = \frac{\lambda_0}{4\pi\lambda} \left[ 4j \frac{\pi}{2} J_0 \left( j \frac{a}{r_0} \right) H_0 \left( j \frac{a}{r_0} \right) + \frac{a}{r_0} \cdot \frac{\pi}{2} \left[ J_0 \left( j \frac{a}{r_0} \right) H_1 \left( j \frac{a}{r_0} \right) + H_0 \left( j \frac{a}{r_0} \right) J_1 \left( j \frac{a}{r_0} \right) \right] \times \left( 1 + \frac{J_0 \left( j \frac{a}{r_0} \right) H_0 \left( j \frac{a}{r_0} \right)}{J_1 \left( j \frac{a}{r_0} \right) H_1 \left( j \frac{a}{r_0} \right)} \right) \right], \quad (13-141)$$

где  $Z_0$  — волновое сопротивление свободного пространства, равное 376,7 Ом [это выражение идентично уравнению (5-137)]. Однако взаимодействие между замедляющей системой и электронным потоком определяется не током  $I$  в проводе спирали, а продольной напряженностью электрического поля в оси спирали  $E$ . В связи с этим вводят понятие о сопротивлении связи [Л. 2, 29, 54]:

$$R_{св} = \frac{|E|^2}{2\beta_0^2 P} = \frac{|E|^2}{\beta_0^2 |I|^2 Z_L} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 Z_L} \cdot \frac{|E|^2}{|I|^2}. \quad (13-142)$$

Сопротивление связи зависит от волнового сопротивления следующим образом:

$$\frac{R_{св}}{Z_L} = \left[ \frac{\lambda_0 \lambda}{16\pi^2 r_0^2} \cdot \frac{Z_0}{Z_L} j H_0 \left( j \frac{a}{r_0} \right) \right]^2, \quad (13-143)$$

а его численное значение может быть получено из графика, приведенного на рис. 13-33.

В некоторых случаях становится заметным непостоянство напряженности электрического поля внутри спирали, а именно, оно возрастает от центра к периферии [см. уравнение (5-126)]. Если поперечное сечение луча имеет радиус  $b$  и отдельные его части находятся в продольных полях различной напряженности, то сопротивление связи удобнее определять как усредненную величину, которую называют в этом случае действующим сопротивлением связи  $R_{св.действ}$ :

$$\frac{R_{св.действ}}{Z_L} = \left[ \frac{\lambda_0 \lambda}{16\pi^2 r_0^2} \cdot \frac{Z_0}{Z_L} j H_0 \left( j \frac{a}{r_0} \right) \right] \times \left[ J_0^2 \left( j \frac{b}{r_0} \right) + J_1^2 \left( j \frac{b}{r_0} \right) \right]. \quad (13-144)$$

Это выражение отличается от (13-143) наличием поправочного коэффициента

$$\left[ J_0^2 \left( j \frac{b}{r_0} \right) + J_1^2 \left( j \frac{b}{r_0} \right) \right].$$

Кроме спиральных линий, в качестве замедляющих устройств в лампах с динамическим управлением электронным потоком применяются устройства типа цепных схем, обладающие периодической структурой (спиральные линии можно вообще рассматривать как однородные замедляющие системы; в них только крайние электроны потока, которые подходят близко к виткам спирали, подвергаются воздействию электрического поля с периодической структурой).

Пример замедляющей системы, выполненной в виде периодической структуры, приведен на рис. 13-34 [Л. 55, 56]. Разделенный на несколько частей, электронный луч последовательно проходит мимо ряда поперечных пазов (щелей) длиной  $d$ , в которых имеется продольное электрическое поле; между поперечными пазами имеются свободные от поля промежутки длиной  $l-d$ , которые образованы продольными пазами в имеющих форму гребенки выступах (сегментах). Поперечные пазы между расположенными перпендикулярно к направлению движения потока электронов выступами

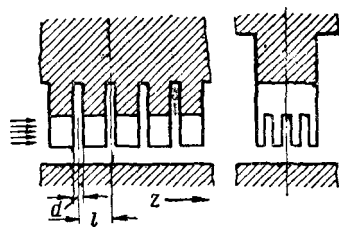


Рис. 13-34. Замедляющая система в виде периодической структуры.

представляют собой в первом приближении линии длиной  $\lambda/4$ , концы которых замкнуты накоротко. Щели являюся, следовательно, отдельными резонансами, связанными между собою и образующими периодическую структуру (цепную схему). Если в такой системе распространяется волна, то продольные составляющие напряженности электрического поля в отдельных щелях сдвинуты по фазе. Обозначив угол сдвига фазы от щели к щели через  $\psi$ , получим продольную составляющую напряженности поля в щели в виде  $E = E_0 \exp(-jm\psi)$ , где  $E_0$  представляет собой напряженность поля в первой щели ( $m=0$ ). Между щелями имеются промежутки длиной  $l-d$ , в которых нет электрического поля. Такое распределение электрического поля в пространстве взаимодействия может быть выражено следующим рядом Фурье:

$$E = E_0 \frac{d}{l} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \left[ (2\pi n + \psi) \frac{d}{2l} \right]}{(2\pi n + \psi) \frac{d}{2l}} \times \exp \left[ -j(2\pi n + \psi) \frac{z}{l} \right]. \quad (13-145)$$

Члены этого ряда представляют собой отдельные частичные волны (называемые также пространственными гармониками или гармониками Хартри) с положительными или отрицательными порядковыми номерами  $n$ , амплитуды которых равны:

$$E_0 \frac{d}{l} \cdot \frac{\sin \left[ (2\pi n + \psi) \frac{d}{2l} \right]}{(2\pi n + \psi) \frac{d}{2l}}.$$

Пространственные гармоники распространяются вдоль цепной схемы в направлении оси  $z$  с различными фазовыми скоростями, величины которых равны:

$$v_{\text{фаз } n} = \frac{\omega l}{\psi + 2\pi n}. \quad (13-146)$$

Следовательно, могут быть как положительные, так и отрицательные фазовые скорости в зависимости от порядкового номера пространственной гармоники. Соответствующие коэффициенты фазы имеют вид:

$$\beta_{0n} = -\frac{2\pi n + \psi}{l}. \quad (13-147)$$

Групповая же скорость для всех пространственных гармоник одинакова и определяется выражением

$$v_{\text{гр}} = \frac{1}{\frac{d\beta_{0n}}{d\omega}} = \frac{l}{\frac{d\psi}{d\omega}}. \quad (14-148)$$

Таким образом, возможно существование таких пространственных гармоник, для которых фазовая и групповая скорости имеют разные знаки.

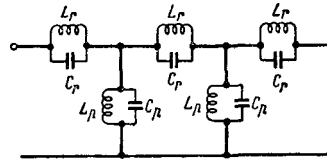


Рис. 13-35. Эквивалентная схема замедляющей системы, показанной на рис. 13-34.

Чтобы определить угол сдвига фаз  $\psi$  между отдельными ячейками, нужно знать свойства цепной линии. Электрические свойства замедляющей системы, изображенной на рис. 13-34, приблизительно можно представить с помощью приведенной на рис. 13-35 эквивалентной схемы. Эта эквивалентная схема состоит из резонансных контуров  $L_r C_r$ , включенных последовательно и имеющих резонансную частоту

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L_r C_r}} \quad (13-149a)$$

и характеристическое сопротивление

$$Z_r = \sqrt{\frac{L_r}{C_r}} = \frac{1}{\omega_r C_r}, \quad (13-149b)$$

а также из параллельно включенных резонансных контуров  $L_p$  и  $C_p$  с резонансной частотой

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_p C_p}} \quad (13-150a)$$

и характеристическим сопротивлением

$$Z_p = \sqrt{\frac{L_p}{C_p}} = \frac{1}{\omega_p C_p}. \quad (13-150b)$$

Из рассмотрения этой схемы можно установить, что для распространяющейся в прямом направлении волны угол сдвига фаз между соседними ячейками равен:

$$\cos \psi = 1 + \frac{Z_r}{2Z_p} \frac{\frac{\omega}{\omega_p} - \frac{\omega_p}{\omega}}{\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega}}. \quad (13-151)$$

Значение  $\cos \psi$  должно лежать между  $+1$  и  $-1$ , что может выполняться только для некоторой области значений  $\omega$ . Схема имеет, таким образом, характер полосового фильтра [Л. 2, 57]. Одной граничной частотой полосы пропускания является  $\omega_p$ ; ей соответствует фазовый угол  $\psi=0$ ; от этой граничной частоты полоса простирается в ту сторону, в которой контуры в продольной и поперечной ветвях имеют полные сопротивления различных знаков; таким образом, если  $\omega_r > \omega_p$ , то полоса простирается от  $\omega_p$  в сторону более высоких частот; если же  $\omega_r < \omega_p$ , то — в сторону более низких частот. Другой граничной частоте полосы соответствует фазовый угол  $\psi = 180^\circ$ .

Наглядное представление о фазовых и скоростных соотношениях можно получить из

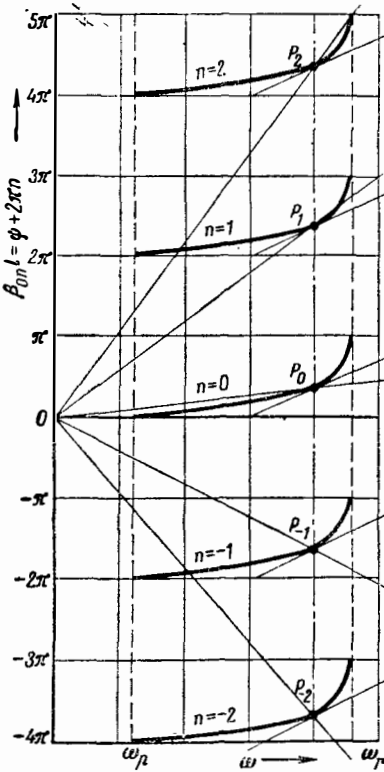


Рис. 13-36. Фазовые соотношения в замедляющей системе типа периодической структуры.

рис. 13-36, на котором показана зависимость скачка угла на одной ячейке цепной схемы

$$\beta_{0n}l = \varphi + 2\pi n$$

от частоты для различных пространственных гармоник (график составлен для примера, в котором  $\omega_p/\omega_r = 0,25$  и  $Z_r/Z_p = 0,2$ ). При определенной рабочей частоте  $\omega$  точки  $P_2, P_1, P_0, P_{-1}$  и  $P_{-2}$  дают скачок угла для пространственных гармоник  $n=2, 1, 0, -1$  и  $2$ . Наклон касательных, проведенных через эти точки, измеренный относительно вертикальной оси, пропорционален групповой скорости, которая одинакова для всех пространственных гармоник. Наклон линий, соединяющих точки  $P$  с началом координатных осей, также измеренный относительно вертикальной оси, пропорционален фазовым скоростям и большое различие

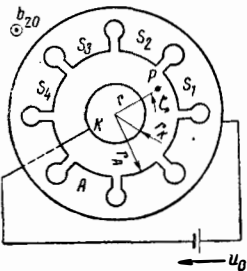


Рис. 13-37. Замедляющая система магнетрона с бегущим полем.

этих скоростей для различных пространственных гармоник ясно видно из графика.

Резонаторная система много-резонаторного магнетрона (магнетрона с бегущим полем, рис. 13-37) [Л. 1, 58] также представляет собой замедляющую систему типа цепной схемы. Вокруг катода, имеющего форму цилиндра с радиусом  $r_k$ , расположен анодный блок, имеющий отверстие с радиусом  $r_a$ . По окружности этого отверстия расположено  $2p$  радиальных щелей ( $p$  пар щелей), оканчивающихся меньшими по величине по сравнению с первым отверстиями. Каждая щель с соответствующим ей отверстием представляет собой резонатор, причем саму щель можно рассматривать как емкость, а отверстие — как индуктивность этого резонатора. Между отдельными сегментами анодного блока  $S_1, S_2, S_3, \dots$  и катодом действуют высокочастотные напряжения  $U_1, U_2, U_3, \dots$ , одинаковые по величине, но сдвинутые по фазе друг относительно друга на равные углы  $\psi$ ; но так как здесь в отличие от схемы, приведенной на рис. 13-34, цепная схема замкнута на себя, то возможны только такие углы сдвига фаз, которые, будучи умноженными на число щелей  $2p$ , дают величину, кратную  $2\pi$ , следовательно:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{U_3}{U_2} = \dots = \frac{U_{2p}}{U_{2p-1}} = \frac{U_1}{U_{2p}} = \exp\left(j\pi \frac{k}{p}\right), \quad (13-152)$$

где  $k > 0$  и целое число;  $0 < k \leq p$ .

Таким образом, возможны колебания  $p$  различных типов, поскольку рассматриваются только волны, распространяющиеся в одном направлении (например, в положительном с математической точки зрения). Электрическое поле в пространстве между цилиндром катода и сегментами, в котором движутся электроны, может быть вычислено, в результате чего для пространственных гармоник получается:

$$\begin{aligned} \varphi = U_1 \exp\left(j \frac{\pi k}{2p}\right) \frac{\sin \frac{\pi k}{2p}}{\frac{\pi k}{2p}} \times \\ \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left[ \left(\frac{r}{r_k}\right)^{k-2pm} - \left(\frac{r}{r_k}\right)^{2pm-k} \right] \times \\ \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left[ \left(\frac{r_a}{r_k}\right)^{k-2pm} - \left(\frac{r_a}{r_k}\right)^{2pm-k} \right] \times \\ \times \frac{\exp[-j(k-2pm)\zeta]}{1 - \frac{2pm}{k}}. \quad (13-153) \end{aligned}$$

При определенном типе колебаний, который характеризуется выбором  $k$ , возникают вращающиеся с угловой скоростью

$$\omega_{\text{гар}} = \frac{\omega}{k - 2pm} \quad (13-154)$$

пакеты волн, амплитуда которых пропорциональна величине  $\frac{1}{1-2\beta m/k}$ . Обычно в магнетронах используются колебания такого типа, при котором угол сдвига фаз между смежными сегментами равен  $\pi$  (так называемые колебания типа  $\pi$ ), что означает в уравнении (13-152)  $k = p$ . В этом случае пространственная гармоника с порядковым номером  $m = 0$  имеет угловую скорость

$$\omega_{p0} = \frac{\omega}{p}. \quad (13-155)$$

Резонаторную систему магнетрона стараются выполнить таким образом, чтобы создать наиболее благоприятные условия для формирования колебаний типа  $\pi$  и чтобы вблизи от собственной частоты колебаний этого типа не лежали собственные частоты колебаний других типов. Это достигается с помощью кольцеобразных проводников (связок), которые с обеих сторон резонаторной системы связывают друг с другом анодные сегменты с одинаковым потенциалом (т. е. при  $\pi$ -колебаниях через один) (см. рис. 13-53).

### 13-17. ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ С ЗАМЕДЛЯЮЩИМИ СИСТЕМАМИ В ВИДЕ СПИРАЛИ

В большинстве усилительных ламп бегущей волны в качестве замедляющей системы применяется спираль [гл. 28, 29, 30, 2]. Конструкции таких ламп описаны в § 13-26; пример конструктивного выполнения показан на рис. 13-52. Принцип взаимодействия электронного луча с замедляющей системой изложен в § 13-10. Ниже рассматривается случай, когда имеется только один электронный луч с напряжением  $u_0$ , током в луче  $i_0$ , скоростью луча  $v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m}} u_0$  и плазменной частотой  $\Omega = \sqrt{\frac{i_0}{2u_0} \cdot \frac{v_0}{\epsilon_0 A}}$  [см. уравнения (13-95) и (13-96)]; при этом выражение для коэффициента распространения  $\gamma_z$ , характеризующее распространение волны в направлении движения луча [уравнение (13-104б)], упрощается и приобретает вид:

$$\gamma_z = \gamma_0 + \frac{Z_0 i_0^2}{4} \cdot \frac{i_0}{u_0} \cdot \frac{j\omega}{v_0} \left( \frac{j\omega}{v_0} - \gamma_z \right)^2 \times \frac{1}{1 - \frac{\gamma_0^2}{2Y'_k} \cdot \frac{i_0}{u_0} \cdot \frac{j\omega}{v_0} \left( \frac{j\omega}{v_0} - \gamma_z \right)^2}. \quad (13-156)$$

Здесь  $\gamma_0$  представляет собой коэффициент распространения в спирали при отсутствии электронного луча, который для спиральной линии без потерь может быть вычислен на основании уравнения (13-139) с использованием диаграммы, приведенной на рис. 5-67. Волновое сопротив-

ление замедляющей системы  $Z_0$  должно быть здесь заменено сопротивлением связи  $R_{св}$  спиральной линии, определяемым уравнением (13-143) или, точнее, действующим сопротивлением связи из выражения (13-144). Введенная в эквивалентную схему замедляющей линии (рис. 13-27) проводимость связи  $Y'_{св}$  имеет следующее приближенное значение:

$$\frac{1}{Y'_{св}} \approx \frac{1}{4j\omega\epsilon_0} \cdot \frac{jH_0 \left( j \frac{b}{r_0} \right)}{J_0 \left( j \frac{b}{r_0} \right)} \times \left[ J_0^2 \left( j \frac{b}{r_0} \right) + J_1^2 \left( j \frac{b}{r_0} \right) \right] \quad (13-157)$$

(где  $b$  — радиус электронного пучка).

В рабочей области лампы коэффициенты распространения  $\gamma_z$ ,  $\gamma_0$  и  $j\omega/v_0$  (последняя величина представляет собой «коэффициент распространения электронного потока») по своим абсолютным значениям незначительно отличаются друг от друга. По этой причине целесообразно ввести относительное взаимное отклонение этих коэффициентов распространения и эти относительные отклонения нормировать к величине  $\sqrt[3]{\frac{R_{св.действ}}{4} \cdot \frac{i_0}{u_0}}$ , которая в литературе часто встречается под названием параметра усиления  $S$  [гл. 28]. Тогда получаются следующие выражения нормированных коэффициентов распространения:

$$\Delta \bar{\gamma}_0 = \bar{\alpha}_0 + j\Delta \bar{\beta}_0 = \frac{\gamma_0 - \frac{j\omega}{v_0}}{\frac{\omega}{v_0} \sqrt[3]{\frac{R_{св.действ}}{4} \cdot \frac{i_0}{u_0}}}; \quad (13-158)$$

$$\Delta \bar{\gamma} = \bar{\alpha} + j\Delta \bar{\beta} = \frac{\gamma_z - \frac{j\omega}{v_0}}{\frac{\omega}{v_0} \sqrt[3]{\frac{R_{св.действ}}{4} \cdot \frac{i_0}{u_0}}}. \quad (13-159)$$

При этом  $\bar{\alpha}_0$  учитывает собственное затухание спиральной линии без взаимодействия с электронным потоком. Согласно этим выражениям  $\Delta \bar{\beta}_0 > 0$  означает, что фазовая скорость в спирали без взаимодействия с электронным потоком меньше, чем постоянная скорость электронов  $v_0$ ; соответственно  $\Delta \bar{\beta} > 0$  означает, что фазовая скорость волн, образующихся при взаимодействии электронного потока с замедляющей системой, меньше, чем постоянная скорость электронов  $v_0$ . После подстановки выражений (13-158) и (13-159) в уравнение (13-156) последнее приобретает вид:

$$(\Delta \bar{\gamma} - \Delta \bar{\gamma}_0) [(\Delta \bar{\gamma})^2 + K] = j, \quad (13-160)$$

в котором введен так называемый параметр пространственного заряда:

$$K = \frac{2j \frac{\omega}{v_0}}{Y'_{св} R_{св.действ}} \sqrt[3]{\frac{R_{св.действ}}{4} \cdot \frac{i_0}{u_0}}, \quad (13-161)$$





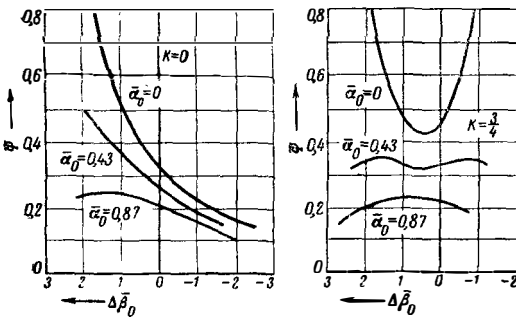


Рис. 13-40. Коэффициент ослабления Ψ, входящий в выражение для усиления лампы бегущей волны (влияние неоднородности в начале спиралей).

переменных составляющих конвекционного тока в начале спиралей обращаются в нуль. Следовательно, граничные условия на входе спиралей таковы, что возникают три пространственные гармоники (приблизительно одинаковой интенсивности). При распространении в системе одна из этих пространственных гармоник (соответствующая положительному значению коэффициента затухания  $\alpha_2$ ) затухает, вторая (соответствующая постоянной затухания  $\alpha_3=0$ ) распространяется с постоянной амплитудой и, наконец, третья (соответствующая отрицательному коэффициенту затухания  $\alpha_1$ ) усиливается. В конце замедляющей системы при  $z=l$  продольная составляющая напряженности электрического поля  $E_{z1}$  обусловливается почти исключительно третьей, нарастающей пространственной гармоникой. Соответствующий расчет дает [Л. 30] для усиления лампы бегущей волны выражение

$$V = \left| \frac{E_{z1}}{E_{z0}} \right| = \exp(-\alpha_1 l) \Psi. \quad (13-163)$$

Здесь

$$\alpha_1 = \bar{\alpha}_1 \frac{\omega}{v_0} \sqrt{\frac{R_{св.действ}}{4} \cdot \frac{i_0}{u_0}} < 0 \quad (13-164)$$

является коэффициентом затухания пространственной гармоники, а

$$\Psi = \frac{|\Delta\bar{\gamma}_1^2 + K|}{|\Delta\bar{\gamma}_1 - \Delta\bar{\gamma}_2| |\Delta\bar{\gamma}_1 - \Delta\bar{\gamma}_3|} \quad (13-165)$$

— поправочным коэффициентом, который учитывает образование в начале спиралей трех пространственных гармоник. Его численные значения могут быть взяты из диаграмм, приведенных на рис. 13-40; в рассмотренном выше оптимальном случае при  $K=0$ ,  $\bar{\alpha}_0=0$  и  $\Delta\bar{\beta}_0=0$  получаем  $\bar{\alpha}_1 = -\frac{1}{2}\sqrt{3}$  и  $\Psi = \frac{1}{3}$ .

Особое затруднение при использовании ламп бегущей волны создается тем, что, кроме трех пространственных гармоник, распространяющихся в направлении луча, которые в конечном счете определяются уравнением (13-104б), существует еще одна волна, распространяющаяся в направлении, противоположном направлению движения электронного потока и определяемая уравнением

(13-104а). Хотя на эту волну электронный поток влияет незначительно, но она может явиться источником очень сильной мешающей обратной связи, так как никогда не удается подобрать нагрузку на конце спирали так, чтобы распространяющаяся в обратном направлении волна была полностью подавлена во всей требуемой полосе частот. Для борьбы с этим явлением можно применять спираль с определенным затуханием  $\alpha_0$  (например, выполнять ее из провода с большим сопротивлением). Бегущая в обратном направлении волна оказывается тогда ослабленной и, следовательно, обезвреженной. Однако это увеличение собственного затухания спирали, как видно из уравнения (13-163) и рис. 13-38 и 13-39, значительно снижает усиление.

Значительно более выгодным способом устранения обратной связи является применение сосредоточенных (локальных) затуханий, заключающееся в нанесении на коротком участке в середине спирали полупроводникового покрытия. Бегущая в обратном направлении волна на этом участке почти полностью поглощается; почти исчезает и продольная составляющая электрического поля прямой волны, но переменные составляющие скорости и конвекционного тока в луче сохраняются. Это означает, что лампа работает в первой своей части длиной  $l_1$ , как обычная лампа бегущей волны, во второй части длиной  $l_2$  — как клистрон (см. § 13-14, электронный луч, обладающий переменными составляющими скорости и конвекционного тока, пронизывает свободный от поля участок) и в третьей части длиной  $l_3$  — снова как лампа бегущей волны (однако с несколько другими граничными условиями, так как в начале этого участка спираль не имеет продольной составляющей поля, в то время как содержит переменные составляющие скорости и конвекционного тока луча). Формула (13-163), определяющая усиление, в применении к этому случаю изменяется и принимает вид:

$$V = \exp[-\alpha_1(l_1 + l_3)] \Psi \xi. \quad (13-166)$$

Здесь Ψ опять представляет собой поправочный коэффициент, учитывающий граничные условия в начале спиралей [см. уравнение (13-165) и рис. 13-40]; ξ является поправочным коэффициентом, учитывающим наличие локального затухания [Л. 30]. В зависимости от величины пролетного угла электронов на участке  $l_2$  величина ξ может лежать между

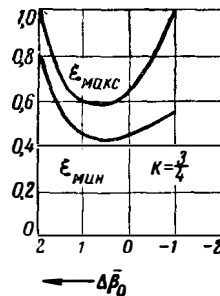


Рис. 13-41. Коэффициент ослабления ξ, входящий в выражение для усиления лампы бегущей волны (влияние локального затухания).

максимальным и минимальным значениями. Численный пример показан на рис. 13-41.

О шумах в лампах бегущей волны см. § 20-18.

### 13-18. ДРУГИЕ ТИПЫ ЛАМП БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Помимо ламп бегущей волны со спиральными замедляющими системами (§ 13-17), которые технически являются наиболее совершенными, имеется много других возможностей для технического использования принципа бегущей волны. Магнетрон с бегущим полем будет отдельно рассмотрен § 13-20; здесь же приводится несколько других примеров.

В случае использования замедляющих систем с периодической структурой (устройства типа цепных схем) возникает возможность возбуждения бегущего поля не только с помощью основной волны, но и с помощью одной из пространственных гармоник. В § 13-16 на примере замедляющей системы, изображенной на рис. 13-34, показано, что возникают пространственные гармоники как с положительными, так и с отрицательными порядковыми номерами  $n$  [уравнение (13-145)], которые согласно уравнению (13-146) обладают различными фазовыми скоростями  $v_{\text{фаз } n}$ . Фазовые скорости легко могут быть определены с помощью эквивалентной схемы рис. 13-35 и графиков рис. 13-36. Проведенное в § 13-17 рассмотрение работы ламп бегущей волны показало, что значительное усиление получается только тогда, когда фазовая скорость волны в замедляющей системе при отсутствии электронного потока приблизительно совпадает со скоростью движения электронов. Это совпадение не обязательно должно быть с основной волной; оно может быть и с одной из пространственных гармоник. Так как эти высшие гармоники имеют меньшие фазовые скорости [уравнение (13-146)], то возникает возможность получать при не слишком высоких напряжениях значительно более высокие рабочие частоты (например, с замедляющей системой, показанной на рис. 13-34 — до 6 мм [Л. 55]). Правда, усиление при возбуждении лампы на одной из высших пространственных гармоник меньше, чем для основной волны, так как соответствующее сопротивление связи [определяемое уравнением (13-142), в котором квадрат напряженности поля соответствующей гармоники разделен на общую проходящую мощность] в этом случае меньше.

Тот факт, что в случае применения замедляющих систем с периодической структурой образуются пространственные гармоники, у которых фазовые и групповые скорости имеют разные знаки, сделал возможным создание самовозбуждающейся лампы бегущей волны, у которой можно в широких пределах изменять частоту колебаний путем изменения рабочего напряжения. Такие лампы называются лампами обратной волны (карсиотронами) [Л. 57, 59]. Так как для потока мощности определяющей является групповая скорость, то энергия, образующаяся за счет взаимодействия между электронным

лучом и пространственными гармониками, распространяется в сторону, противоположную направлению движения электронов луча. В результате продольная составляющая напряженности электрического поля имеет наибольшую величину в месте входа луча в замедляющую систему и уменьшается к ее концу до нуля, в то время как переменные составляющие скорости и конвекционного тока луча равны нулю в его начале и возрастают по направлению к концу трубки. Создаваемая лампой высоко-частотная энергия отводится в месте входа луча, где переменное электрическое поле имеет наибольшую величину. В остальном действие лампы сходно с действием лампы бегущей волны, описанной в § 13-17, а именно: возникают три частичные волны, распространяющиеся в направлении движения луча, фазовые скорости которых приблизительно равны фазовой скорости пространственной гармоники; эти частичные волны складываются в таком амплитудном и фазовом соотношении, что на входе становятся равными нулю переменные составляющие скорости и конвекционного тока, а на выходе — продольная составляющая напряженности электрического поля [Л. 59]. Лампа может возбуждаться только на такой частоте, на которой (зависящая от частоты) фазовая скорость возбужденной пространственной гармоники близка к скорости движения электронов. Следовательно, если фазовая скорость пространственных гармоник резко зависит от частоты, то, меняя скорость электронов (путем изменения постоянного рабочего напряжения), можно в очень широких пределах изменять частоту генерируемых колебаний (возможны изменения частоты более чем 1:2).

Лампами бегущей волны совершенно иного вида являются электронно-волновые лампы [Л. 60—63]. Они вообще не содержат замедляющих систем, и усиление осуществляется за счет взаимодействия двух параллельно движущихся с разными скоростями потоков. При общем рассмотрении поведения электронного потока в переменном поле (§ 13-10), которое привело к уравнениям (13-103), был дан анализ взаимодействия нескольких электронных потоков, имеющих различные постоянные скорости. Если заменить замедляющую систему гладкой проводящей трубкой, то взаимодействия не будет, что и характеризуется уравнением (13-105). Положив в этом уравнении приближенно

$$\frac{-\gamma_z^2 j \omega \epsilon_0 A}{Y'_{\text{св}}} = 1$$

(некоторая неточность численного значения, впрочем, не изменит основных выводов) и ограничившись рассмотрением двух электронных лучей, получим:

$$1 + \left( \frac{\Omega_1}{j\omega - \gamma_z v_{o1}} \right)^2 + \left( \frac{\Omega_2}{j\omega - \gamma_z v_{o2}} \right)^2 = 0. \quad (13-167)$$

Для уяснения принципа действия достаточно ограничиться оптимальными условиями работы, выражающимися соотношениями [Л. 60]:

$$\frac{\Omega_1}{v_{o1}} = \frac{\Omega_2}{v_{o2}}$$

или

$$\frac{i_{01}}{u_{01}^{3/2}} = \frac{i_{02}}{u_{02}^{3/2}} \quad (13-168)$$

[см. также уравнения (13-95) и (13-96)]. Введя обозначение

$$K = \frac{4\Omega_1\Omega_2v_{01}v_{02}}{\omega^2(v_{01}-v_{02})^2} = \frac{\sqrt{\frac{8e}{m}} \sqrt{i_{01}i_{02}}}{\varepsilon_0 A v^2 \sqrt{u_{01}u_{02}}} \times \\ \times \frac{1}{\left(\sqrt{\frac{u_{01}}{u_{02}}} - \sqrt{\frac{u_{02}}{u_{01}}}\right)^2}, \quad (13-169)$$

получаем решение уравнения (13-167) в виде

$$\gamma_z = \frac{j\omega}{2v_{01}} + \frac{j\omega}{2v_{02}} \pm \frac{\Omega_1}{v_{01}} \times \\ \times \sqrt{\pm \sqrt{1 + \frac{4}{K}} - 1 - \frac{1}{K}}. \quad (13-170)$$

При малой плотности тока, т. е. при небольших значениях  $K$ , все четыре решения последнего уравнения получаются мнимыми, а это означает, что усиление невозможно. Если же  $K > \frac{1}{2}$ , то два решения получаются комплексными с противоположными по знаку, но равными по абсолютной величине действительными частями; кроме того, имеется нарастающая волна с отрицательным коэффициентом затухания  $\alpha_z$ . Оптимальное значение затухания достигается при

$$K_{\text{опт}} = \frac{4}{3}$$

и равно

$$-\alpha_{z\text{опт}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Omega_1}{v_{01}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Omega_2}{v_{02}}. \quad (13-171)$$

В практически выполненных электронно-волновых лампах [Л. 62] применяются два электронных потока, имеющих форму коаксиальных, одна в другую вставленных трубок; эти потоки создаются кольцевыми катодами. Для связи с источником усиливаемых высокочастотных колебаний и для отвода усиленного напряжения служат небольшие спирали, которые охватывают небольшие участки обоих лучей. Не следует полагать, что электронно-волновые лампы, не имеющие замедляющих систем и работающие на принципе взаимодействия электронных потоков, пригодны для усиления сколь угодно высоких частот; как видно из уравнения (13-169), для выполнения требования  $K > \frac{1}{2}$  плотность тока в луче при увеличении рабочей частоты должна возрастать пропорционально квадрату частоты.

### 13-19. МАГНЕТРОНЫ С НЕРАЗРЕЗНЫМ АНОДОМ

Магнетроны с неразрезным анодом состоят из катода (в большинстве случаев протая вольфрамовая нить) и сплошного ци-

линдрического анода. Обычно система продолжается в обе стороны в форме коаксиальных линий, которые могут настраиваться с помощью короткозамыкающих поршней. Постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси, создает охватывающую лампу катушкой; часто имеются, кроме того, полюсные наконечники. В лампе возбуждаются колебания с круговой частотой магнитного поля (частота Лармора), определяемой уравнением (13-27). Длина волны генерируемых колебаний связана [уравнение (13-28)] с напряженностью магнитного поля зависимостью:

$$\lambda [\text{см}] = \frac{108}{B \left[ \frac{\text{МКВ} \cdot \text{СЕК}}{\text{СМ}^2} \right]}. \quad (13-172)$$

Анодное напряжение должно быть немного ниже критического анодного напряжения  $u_{\text{кр}}$ , определяемого для цилиндрической системы электродов уравнением (13-45).

Объяснение механизма колебательного процесса затруднительно, так как имеет место взаимодействие пространственного заряда [Л. 64], самопрогрева (дополнительного подогрева катода за счет электронов, которые с большими скоростями возвращаются на катод [Л. 65]), наклона магнитного поля и вторичной эмиссии [Л. 66]. Отрицательная проводимость междуэлектродного участка сравнительно высока, поэтому подключаемые к электродам колебательные контуры не обязательно должны иметь высокую добротность и легко могут быть сделаны перестраивающимися (само собой разумеется, что при каждом изменении рабочей частоты должно быть изменено и магнитное поле). Коэффициент полезного действия, так же как и у ламп с тормозным полем и у генерирующих диодов, велик. Прежде значение магнетронов со сплошным анодом состояло в том, что с их помощью можно было получить самые короткие волны.

### 13-20. МНОГОРЕЗОНАТОРНЫЕ МАГНЕТРОНЫ (МАГНЕТРОНЫ С БЕГУЩИМ ПОЛЕМ)

Магнетроны, цилиндрические аноды которых делятся продольными щелями на сегменты, почти всегда имеют кольцевую замкнутую на себя замедляющую систему (рис. 13-37) и работают по принципу бегущего поля. Лишь один практически применяемый многощелевой магнетрон, называемый турбатроном, имеет один резонатор [Л. 67].

Схематически магнетрон с бегущим полем изображен на рис. 13-37; конструкции описываются в § 13-27. Принцип работы такого магнетрона предложен [Л. 68] еще тогда, когда основы теории бегущих полей не были еще разработаны. Даже теперь, несмотря на очень основательные и подробные исследования [Л. 69], математическое описание всех деталей процесса затруднительно. Электроны движутся по охватывающим катод циклоидальным траекториям (§ 13-4) и взаимодействуют с бегущим переменным по-

лем кольцеобразной периодической структуры (§ 13-16). При этом, как и у всех ламп с бегущим полем, фазовая скорость поля и скорость вращательного движения электронов по траектории должны приблизительно совпадать. Отличие от ламп бегущей волны с прямолинейным потоком электронов состоит в том, что взаимодействие происходит не только с тангенциальной составляющей напряженности поля (составляющей, направленной в сторону движения электронов), но и с радиальной ее составляющей [Л. 70]. Радиальные составляющие совместно с постоянным магнитным полем создают различие в скорости движения электронов по траекториям и приводят к их группированию (аналогично фазовой фокусировке у клистронов, § 13-14); тангенциальные составляющие переменного электрического поля совместно с магнитным полем обуславливают поступательное движение пакетов электронов. В результате электроны достигают анода с очень малыми скоростями и коэффициент полезного действия получается очень высоким.

Условия работы могут быть приближенно рассчитаны [Л. 1]. Соответственно уравнению (13-31) скорость движения по траектории в плоском поле равна  $v_L = e_0/b_{z0}$ . Если в системе, показанной на рис. 13-37, постоянную составляющую напряженности электрического поля оценить величиной  $u_0/(r_a - r_k)$  и за радиус траектории принять величину  $(r_a + r_k)/2$ , то угловую скорость вращения по траектории можно определить из выражения

$$\omega_L = \frac{v_L}{(r_a + r_k)/2} = \frac{2}{(r_a^2 - r_k^2)} \cdot \frac{u_0}{b_{z0}} \quad (13-173)$$

Эта угловая скорость в случае возбуждения пространственной гармоники с порядковым номером 0 (§ 13-16) должна быть приблизительно равна величине

$$\omega_{p0} = \frac{\omega}{p} \quad (13-174)$$

Отсюда следует, что для оптимальной работы должны выполняться приближенные равенства:

$$\frac{2u_0 p}{\omega b_{z0} (r_a^2 - r_k^2)} \approx 1;$$

$$\frac{u_0 [\text{кВ}]}{b_{z0} \left[ \frac{\text{МКВ} \cdot \text{С}}{\text{СМ}^2} \right]} \approx 3,14 (f [\text{ГГц}]) (r_a [\text{СМ}])^2 \times$$

$$\times \frac{1 - \left( \frac{r_k}{r_a} \right)^2}{p} \quad (13-175)$$

Возбуждение колебаний возможно только тогда, когда напряжение на аноде не превышает критического анодного напряжения, определяемого выражением (13-45), так как в противном случае электроны будут попадать

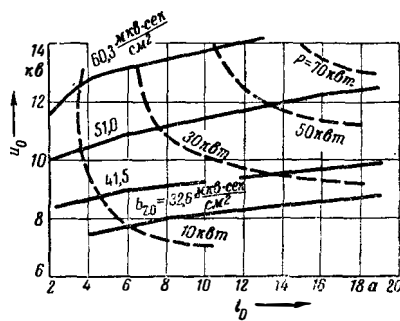


Рис. 13-42. Рабочая диаграмма магнетрона с бегущим полем типа 725А;  $f = 9375 \text{ ГГц}$ ; взаимосвязь между постоянным напряжением  $u_0$ , постоянным током  $i_0$ , магнитным полем  $b_{z0}$  и отдаваемой мощностью  $P$  при импульсном режиме работы.

непосредственно на анод и циклондальные траектории не смогут образовываться:

$$u_0 < u_{кр};$$

$$u_{кр} [\text{В}] = 220 \left( b_{z0} \left[ \frac{\text{МКВ} \cdot \text{СЕК}}{\text{СМ}^2} \right] \right)^2 (r_a [\text{СМ}])^2 \times$$

$$\times \left( 1 - \frac{r_k^2}{r_a^2} \right). \quad (13-176)$$

Свойства магнетронов с бегущим полем в практической работе оцениваются с помощью рабочей диаграммы, пример которой приведен на рис. 13-42. По осям координатной системы отложены постоянное анодное напряжение  $u_0$  и постоянный анодный ток  $i_0$ ; кривые показывают величину необходимой магнитной индукции и величину отдаваемой в этом режиме (при условии полного согласования) высокочастотной мощности. Чтобы охарактеризовать зависимость отдаваемой мощности и генерируемой частоты от сопротивления нагрузки при неизменных прочих условиях, применяются, подобно тому как это было описано для отражательного клистрона

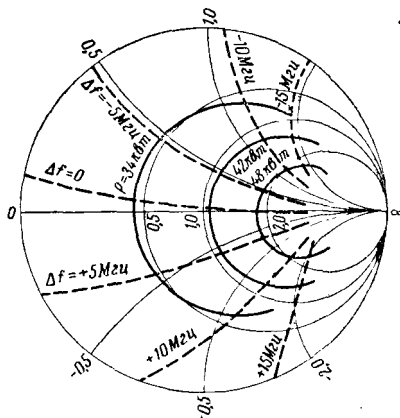


Рис. 13-43. Диаграмма Рijke (нагрузочная характеристика) магнетрона, к которому относится рис. 13-42; зависимость отдаваемой мощности  $P$  и ухода частоты  $\Delta f$  от комплексного сопротивления нагрузки при магнитной индукции  $55 \text{ МКВ} \cdot \text{СМ}^2$  и постоянном токе  $10 \text{ А}$  (в импульсном режиме).

(§ 13-15), диаграммы Ринке (нагрузочные характеристики). Такая диаграмма показана на рис. 13-43 (пояснения см. в тексте к рис. 13-32).

### 13-21 МОДУЛЯЦИЯ ЛАМП С ДИНАМИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

В самовозбуждающихся лампах с динамическим управлением электронным потоком амплитудная модуляция почти неосуществима, так как при изменении рабочих напряжений частота генерируемых колебаний изменяется в недопустимой мере. Если рабочее напряжение в процессе изменения приближается к границам «области колебаний», то может наступить срыв колебаний. Это обстоятельство полностью исключает возможность применения амплитудной модуляции.

Частотная модуляция в самовозбуждающихся лампах с динамическим управлением электронным потоком осуществляется достаточно легко. Примером может служить частотная модуляция отражательного клистрона (§ 13-15), осуществляемая путем изменения напряжения на отражательном электроде [Л. 71, 72]; требуемая при этом мощность модулятора очень невелика, так как на отражательный электрод попадает незначительное количество электронов. Изменение напряжения на отражателе вызывает изменение пролетного угла [уравнение (13-131)], а вследствие этого — и реактивной составляющей электронной проводимости [уравнение (13-136)], а это в свою очередь приводит к изменению частоты генерируемых колебаний. Изменения амплитуды при этом весьма незначительны, тем более, что девиация частоты при частотной мо-

дуляции обычно невелика (несколько десятых долей процента). Значительно труднее удовлетворить весьма строгим требованиям к линейной зависимости между модулирующим напряжением и отклонением частоты; линейность можно улучшить, если параллельно резонатору с помощью однородной линии включить реактивную проводимость определенной величины [Л. 71].

Импульсная модуляция (§ 21-28—21-46) осуществима у всех самовозбуждающихся ламп с динамическим управлением электронным потоком, так как при ней требуется лишь манипулировать рабочим напряжением. Трудность при этом состоит в том, что колебания в передатчике должны каждый раз возникать вновь, что приводит к некоррентности колебаний и нестабильности частоты во время их нарастания. Избежать этих явлений можно применением так называемого «приманивающего генератора» [Л. 73], представляющего собой постоянно работающий вспомогательный генератор, который так связан с основным передатчиком, что на колебательном контуре последнего в период паузы создается высокочастотное напряжение, превышающее напряжение шумов, но лежащее значительно ниже напряжения основного передатчика в период сигнала; таким образом жестко фиксируется начальная фаза колебаний основного передатчика.

В передатчиках с независимым возбуждением импульсная модуляция осуществляется простым манипулированием. У клистронных усилителей (см. § 13-16) возможна также и амплитудная модуляция, если не предъявляются требования высокого коэффициента полезного действия и высокой линейности.

## Конструкция ламп, работающих на частотах выше 500 Мгц

### 13-22. КОНСТРУКЦИЯ ТРИОДОВ ДЛЯ ЧАСТОТ ВЫШЕ 500 Мгц

Литература: [Л. 74—76, 2]. На рис. 13-44 показаны три характерные конструкции триодов, предназначенных для усиления дециметровых волн. Вводы электродов, ведущие колебания с. в. ч., представляют собой диски или цилиндры из меди или железоникелевого сплава. Последние ввиду их плохой проводимости при высоких частотах покрываются слоем серебра. Баллоны ламп или обеспечивающие вакуум части оболочки между вводами различных электродов в лампах сверхвысоких частот мощностью менее 100 вт делаются обычно из стекла. В лампах, рассчитанных на большую мощность (>500 вт), они выполняются в большинстве случаев из керамики. Оболочки из стекла или керамики располагаются настолько близко к разрядному пространству, насколько это возможно из температурных соображений, чтобы находящийся снаружи лампы колебательный контур можно было настраивать в первом узле напряжения. Настройка в одном из высших узлов напряжения влечет за собой увеличение потерь в контуре и действующей емкости, вследствие

чего коэффициент полезного действия, а также ширина полосы пропускаемых усилителем частот падают. Диски создают условия для наилучшего отвода наружу образующегося в лампе тепла и рассеяния его в окружающем пространстве с помощью металлических частей колебательного контура или с помощью специальных охлаждающих ребер. Стеклопайки выдерживают рабочую температуру до 150° С, а металлокерамические соединения — до 300° С.

Требование малого пролетного времени между электродами ( $\tau \ll 1/f$ ) обуславливает небольшие расстояния между ними, особенно между катодом и сеткой, так как электроны в этой области имеют еще незначительные скорости. На рис. 13-45 показаны размеры участка сетка — катод приемно-усилительной лампы с высокой крутизной (EF80) в сравнении с размерами того же участка у двух других триодов, один из которых применяется на частотах до 3000 Мгц (2C40), а другой — на частотах до 4000 Мгц. С уменьшением расстояния между сеткой и катодом следует соответственно уменьшать диаметр проволоки, из которой выполняется сетка, и шаг намотки сетки для того, чтобы получить по возможно-

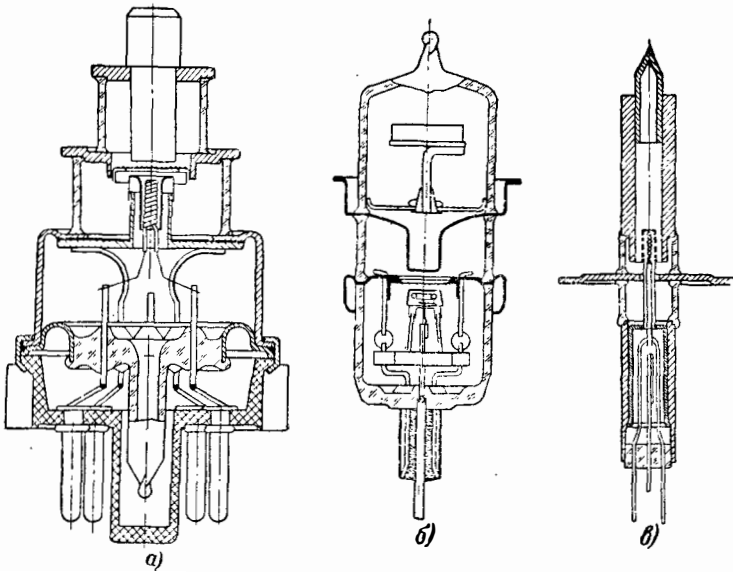


Рис. 13-44. Триоды дециметрового диапазона волн.  
 а — типа 2С40 („маячковая лампа“); б — тип ЕС55 (аналог типа 2С37, „ракетная лампа“);  
 в — тип 5675 („карандашная лампа“).

сти равномерную эмиссию с поверхности катода. Наиболее тонкие из применяемых в триодах проволоки имеют диаметр от 7 до 8 мк и шаг намотки от 20 до 30 мк.

Для триодов с. в. ч. предпочитают конструкции с плоскими или почти плоскими электродами, расположенными перпендикулярно к цилиндрическому электронному потоку. При этом легче удается обеспечить малые междуэлектродные расстояния и конструкции колебательных контуров получаются проще, чем в случае применения коаксиальных систем. Малые длины волн и высокие резонансные сопротивления контуров требуют применения миниатюрных электродов, не увеличивающих заметно емкость контура. Это влечет за собой увеличение плотности тока, в связи с чем применяются оксидные катоды, обеспечивающие эффективную плотность тока от 200 до 300 ма/см<sup>2</sup>, что близко к допустимому пределу; применяются и катоды с еще более высокой эмиссионной способностью (Л-катоды).

Сетки выполняются в виде проволочных решеток (рис. 13-46,а) или натянутых на рамку параллельных проволок, иногда поддерживаемых в середине (рис. 13-46,б). Проволоки сетки припаиваются к рамке при помощи золота. Чтобы не допустить прогиба проволок при нагреве, рамка с припаянной к ней сеткой растягивается почти до предела упругости

проволок. Упругие напряжения в проволоках исключают возможность их прогиба при нагреве. У сеток в виде решеток также имеется возможность предотвратить деформацию при нагреве тем, что их слегка выгибают и таким образом предопределяют направление их деформации при нагревании. Аноды изготавливаются обычно из меди ввиду ее хорошей теплопроводности.

В настоящее время изготавливаются триоды на частоты до 4 200 Мгц. При специальном выполнении можно добиться усиления на частотах до 6 000 Мгц. На рис. 13-47 приведена зависимость отдаваемой высокочастотной мощности от частоты для некоторых наиболее распространенных типов триодов. Характерным здесь является резкое падение мощности на высоких частотах, обусловленное увеличением пролетного времени.

В той области, где заметно влияние пролетного времени, уже не все вылетающие из катода электроны достигают анода во время положительной фазы колебания. Поздно вылетевшие электроны возвращаются полем обратно и ускоряются им при движении к катоду. Расходуемая на это энергия поля в ч. уменьшает выходную мощность и при ударе электронов о катод обращается в тепло. В целях предотвращения перегрева катода вследствие бомбардировки его возвращающимися

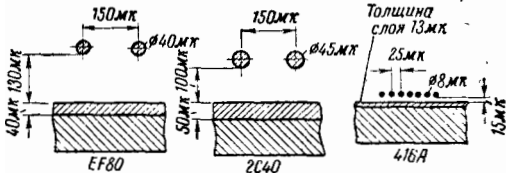


Рис. 13-45. Сравнение размеров участка сетки — катод триодов различных типов.

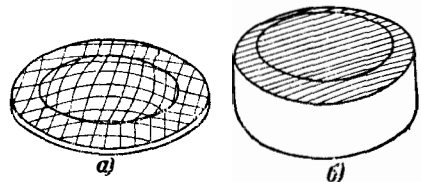


Рис. 13-46. Решетчатая сетка (а) и сетка из параллельных проволок (б) для ламп дециметрового диапазона.

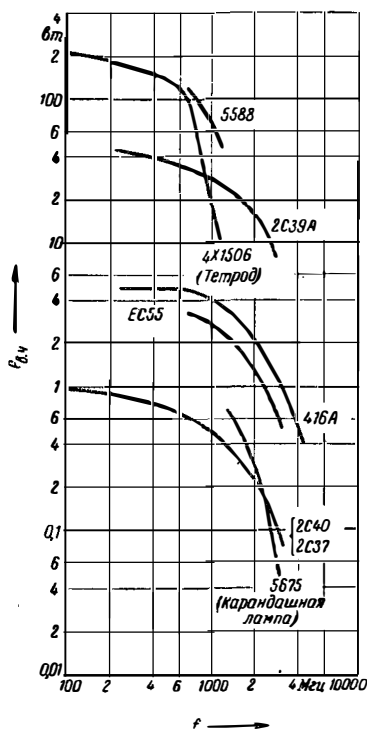


Рис. 13-47. Зависимость отдаваемой мощности от частоты для некоторых триодов и для тетрода типа 4Х150G.

электронами и потери им эмиссионных свойств из-за испарения бария напряжение на нити накала (мощность накала) с увеличением частоты следует уменьшать. При включении лампы сначала (в течение от 1 до 3 мин) следует подавать нормальную мощность накала, а затем понижать напряжение накала (примерно на 20%) согласно указаниям, приводимым в паспорте лампы.

### 13-23. КОНСТРУКЦИЯ ТЕТРОДОВ ДЛЯ ЧАСТОТ ВЫШЕ 500 Мгц

Литература: [Л. 77—79]. Тетро́ды вследствие большого времени пролета электронов применяются только на частотах ниже 1 000 Мгц. В связи с этим к величинам междуэлектродных емкостей не предъявляется столь жестких требований, как у триодов, рассчитанных на более высокие частоты. Поэтому систему электродов делают цилиндрической, чем одновременно облегчается устройство вводов сеток. В качестве катодов в лампах средней мощности используются обычные оксидные катоды, в лампах же мощностью более 500 Вт применяют спеченные катоды. Сетки выполняются в виде стержней, что обеспечивает хороший отвод тепла и подвод колебаний в. ч. На рис. 13-48 показан тетрод, отдающий мощность 250 Вт на частоте 900 Мгц. Лампы мощностью до 1 кВт имеют в большинстве случаев воздушное охлаждение, а при больших мощностях — во-

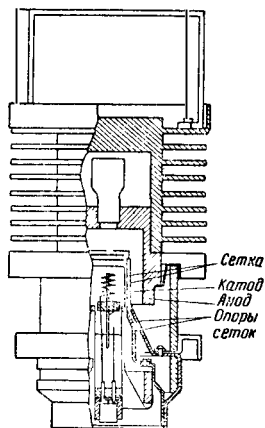


Рис. 13-48. Конструкция тетрода, работающего на частотах до 900 Мгц (GL5283).

дяное. Оболочки маломощных ламп (до 100 Вт) делаются из обычного или спеченного стекла; мощные лампы имеют обычно металлокерамическую оболочку. На рис. 13-47 показано падение мощности с увеличением частоты для тетрода типа 4Х150G Эймак в сравнении с триодами. Пока частота настолько низка, что время пролета электронов не играет существенной роли, тетроды имеют лучший коэффициент полезного действия, чем триоды. Поэтому в мощных передатчиках на частотах < 1 000 Мгц применяются главным образом тетроды; на частоте 900 Мгц в длительном режиме от тетрода может быть получена мощность в. ч. до 5 кВт.

### 13-24. КОНСТРУКЦИЯ КЛИСТРОНОВ

#### Двух- и трехрезонаторные клистроны.

Литература: [Л. 80, 84]. Несмотря на то, что были предложены различные конструкции клистронов с радиальным электронным потоком, до сих пор находят применение лишь конструкции с аксиальным электронным потоком. Электронная пушка создает луч, который проходит последовательно пространство управления электронным потоком, пространство группирования, пространство возбуждения колебаний и попадает, наконец, на коллектор. Емкости колебательных контуров должны быть небольшими, чтобы можно было получить высокий коэффициент полезного действия и достаточную ширину полосы пропускания. Это требование ведет к большим плотностям токов в междусеточном пространстве входного и выходного резонаторов. Сетки, устанавливаемые в этом месте для локализации поля в. ч., перехватывают часть электронов луча, что, с одной стороны, снижает усиление, а с другой — вызывает появление вторичных электронов, скорости которых отличны от скоростей электронов луча, вследствие чего уменьшается усиление и коэффициент полезного действия прибора. Для того чтобы сетка перехватывала возможно меньшее число электронов, ее ячейки делают крупными. Часто сетка выполняется в виде кольца с вделанными в него металлическими полоска-

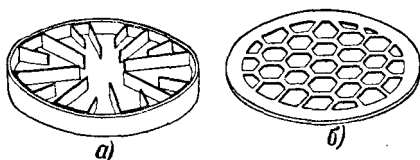


Рис. 13-49. Сетки клистронов.

ми (рис. 13-49), которые имеют небольшую поверхность, способную перехватывать электроны, но из-за большой ширины обеспечивают хорошую теплопередачу и обладают малым полным сопротивлением для токов в. ч. Во многих типах клистронов от сеток отказываются вообще. В этом случае поле в. ч. на оси луча оказывается более слабым, чем на его окружности.

Для частот, превышающих 2000 Мгц, колебательные контуры выполняются в виде единого целого с электродной системой (рис. 13-50). Настройка контуров на заданную частоту производится изменением емкости при изменении размера зазоров связи. Для этого на лампе устанавливается регулирующее приспособление, которое прогибает как мембрану стенку контура, расположенную перпендикулярно оси лампы. У клистронов, используемых для телевидения, работающих в диапазоне от 400 до 300 Мгц с мощностью 5 квт, применяются и внешние контуры. Оболочки этих ламп выполняются с помощью керамических колец, расположенных между электродами.

Клистроны мощностью от 5 до 15 квт обычно имеют три контура. Это повышает усиление, ширину полосы пропускания и коэффициент полезного действия. Выходной контур настраивается на несущую частоту, средний контур расстраивается в сторону верхней боковой полосы, а входной контур — в сторону нижней боковой полосы. Протяженность пространства группировки между первым и вторым контурами больше, чем между вторым и третьим контурами.

На частотах ниже 5000 Мгц мощность в. ч. обычно подводится к колебательному контуру или отводится от него с помощью короткой коаксиальной линии, оканчивающейся петлей. На более высоких частотах лампы связывают с помощью волновода, в котором для сохранения вакуума имеется окно из слюды или стекла.

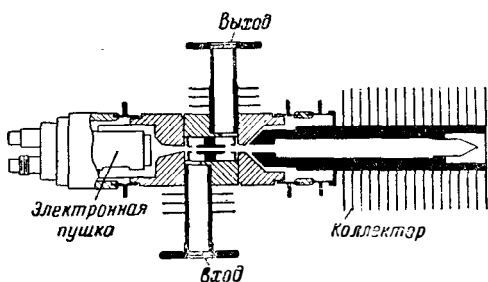


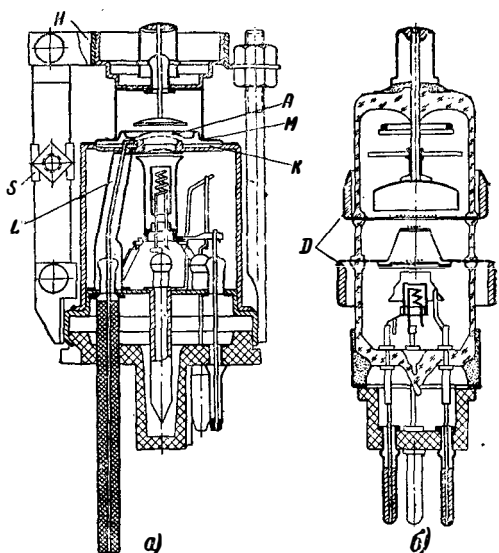
Рис. 13-50. Двухрезонаторный клистрон типа SAХ-22 Сперри; отдаваемая мощность 7,5 квт в импульсе на частоте 9 300 Мгц.

Клистрон как усилитель применяется только на таких высоких частотах и мощностях, при которых не могут быть использованы триоды. В области частот порядка 1000 Мгц удается получить коэффициент полезного действия клистронов между 25 и 30%. На более высоких частотах коэффициент полезного действия падает и при 30 000 Мгц становится меньше 1%.

### 13-25. КОНСТРУКЦИЯ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ КЛИСТРОНОВ

Литература: [Л. 82—84]. Отражательные клистроны используются в приемниках, а также в маломощных передатчиках в качестве гетеродинов. Коэффициент полезного действия этих клистронов не превышает 5%. На рис. 13-51 показаны для примера конструкции отражательных клистронов. Частоту вделанного колебательного контура (рис. 13-51,а) можно изменять приблизительно на 10% путем вращения винта S. При этом поднимается или опускается посредством рычага H мембрана M и меняется расстояние A, которое определяет емкость контура. Баллон лампы и основание изготавливаются из металла. Вводы выполнены так же, как и у металлических радиоламп. Объемный резонатор K и линия вывода энергии L покрываются изнутри серебром или медью. Конструкции, подобные приведенной на рис. 13-51,б, имеют кольцеобразные коваровые вводы D, к которым с внешней стороны присоединяются колебательные контуры. На таких лампах можно построить генераторы с коэффициентом перекрытия по частоте 1:2, что делает их удобными для применения в измерительных генераторах и разведывательных приемниках.

Отражательные клистроны с внешним контуром имеют меньший коэффициент полезного действия и меньший диапазон электрон-

Рис. 13-51. Отражательные клистроны. а — типа 2К25 (723 А/В) с вделанным колебательным контуром ( $\lambda = 3,2 \div 3,5$  см); б — типа 6ВЛ6 с внешним контуром ( $\lambda = 5 \div 17$  см).



ной перестройки (т. е. перестройки посредством изменения напряжения на рефлекторе), чем клистроны с вделанным контуром.

Катоду, цилиндру Венельта и рефлектору придают такую форму, чтобы электронные лучи, наподобие струй фонтана имели траектории, близкие к параболическим, отходящие от оси луча наружу; это избавляет от явления гистерезиса при электронной перестройке. Явление гистерезиса проявляется в том, что прямые и обратные кривые настройки не совпадают.

Относительно сеток и выводов энергии остается справедливым все сказанное при рассмотрении многорезонаторных клистронов. Маломощные клистроны имеют обычно решетчатую сетку. На частотах ниже 4500 *Мгц* вывод энергии выполняется с помощью петли и коаксиальной линии. В диапазоне от 4500 до 10 000 *Мгц* используются как коаксиальные, так и волноводные выводы. На частотах, превышающих 10 000 *Мгц*, — только волноводные выводы.

### 13-26. КОНСТРУКЦИЯ ЛАМП БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Литература: [Л. 2, 28, 85—90]. Промышленные образцы ламп бегущей волны появились лишь в 1950 г. Для создания поля в. ч. в них применена спиральная линия. Конструкции этих ламп еще не определились в такой мере, как, например, конструкции клистронов или триодов, и в будущем можно ожидать много новых конструктивных решений. Одна из наиболее распространенных конструкций изображена на рис. 13-52. Электронная пушка *K* создает сходящийся электронный луч *S*, который пробегает внутри спирали *W* и попадает на коллектор *C*. Посредством растянутых концов спирали *A*<sub>1</sub> и *A*<sub>2</sub> мощность в. ч. подводится из волновода *H*<sub>1</sub> ко входу спирали и отводится в волновод *H*<sub>2</sub> с ее выхода. Поршни *D* и емкостные плунжеры *B* служат для согласования входа и выхода лампы с волноводными линиями. Спираль обычно выполняется из молибденовой проволоки и крепится с помощью кварцевых или керамических стержней или же стеклянных трубок. Для устранения связи между входом и выходом затухание одного участка спирали искусственно увеличивается, чаще всего путем нанесения

на стержни тонкого слоя графита. Катушка *M* создает направленное вдоль оси спирали магнитное поле, фокусирующее электронный луч. Концы катушки и электронная пушка часто помещаются в железные экраны, чтобы создать вдоль спирали по возможности более равномерное магнитное поле и исключить возможность влияния посторонних магнитных полей на электронную пушку. Эти меры способствуют тому, чтобы величина напряженности магнитного поля, необходимая для фокусирования электронного луча, была наименьшей. Для компенсации поля основной катушки на пушке можно поместить дополнительную катушку, создающую противоположное по направлению поле.

Приведенная ниже таблица дает представление о параметрах некоторых типов ламп бегущей волны.

### 13-27. КОНСТРУКЦИЯ МАГНЕТРОНОВ

Литература: [Л. 69, 91, 92]. Наиболее распространенным типом магнетрона является многорезонаторный магнетрон, широко используемый, в частности, в радиолокационных установках. Пример его конструкции показан на рис. 13-53. Элементом конструкции, определяющим частоту магнетрона, является анод, представляющий собой цилиндрическое кольцо с симметрично расположенными в нем отверстиями (резонаторами). Цилиндрический анод является замкнутой на себя замедляющей системой. На рис. 13-54 представлены некоторые формы выполнения анодных блоков. Отверстия и щели резонаторов должны быть изготовлены очень тщательно. При изготовлении анодов применяются, например, следующие технологические приемы:

а) Штамлуют из листовой меди шайбы по форме сечения анодного блока, перпендикулярного оси, кладут друг на друга такое количество шайб, чтобы анод достиг требуемой высоты, и спаивают шайбы. Этот метод в отличие от описанного ниже не позволяет получить большой точности изготовления и применяется лишь для магнетронов, работающих на частотах до 3 000 *Мгц*.

б) Анодный блок, имеющий сечение, показанное на рис. 13-54, в, изготавливается из медного цилиндра, на внутренней стороне которого выбираются пазы. В эти пазы впаивают

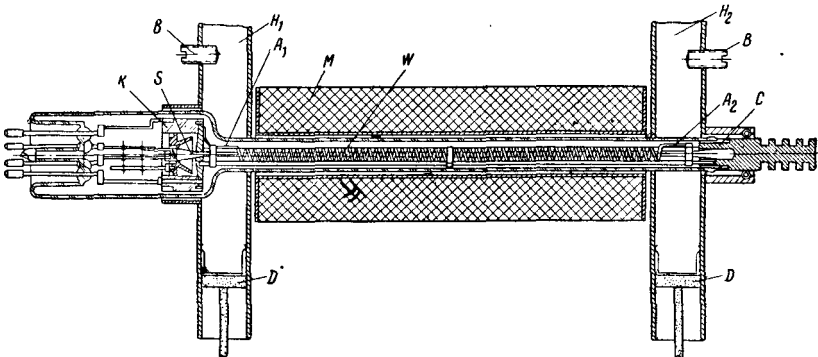


Рис. 13-52. Конструкция лампы бегущей волны с замедляющей системой в виде спиральной линии.

Таблица 13-2

**Данные некоторых ламп бегущей волны, работающих в области частот  
около 4 000 Мгц**

Тип	Фирма-изготовитель	Напряжение спирали [в]	Ток коллектора [ма]	Усиление [дб]		Максимальная высоко-частотная мощность [вт]
				при малых амплитудах сигнала	при больших амплитудах сигнала	
W7/1D	S. T. S. (Англия)	ок. 1 400	4	24	18 (при 1 вт)	0,15
W7/2D	S. T. S. (Англия)	ок. 3 000	14	20		2
TR085	C. S. F. (Франция)	2 500	30	20	16	3
5929	F. T. L. (США)	3 150	48	23		13

ваются изготовленные из листовой меди бруски. Точность изготовления зависит от метода закрепления брусков при пайке. Метод применяется при изготовлении магнетронов, работающих на частотах до 9 000 Мгц.

в) Часто применяются анодные блоки, сечение которых показано на рис. 13-54,а. Отверстия в них высверливаются на прецизионном сверлильном станке, после чего щели выбираются протяжкой. Метод применяется при изготовлении магнетронов, работающих на волне 1,25 см.

г) При изготовлении «разнорезонаторных» анодных блоков (рис. 13-54,б) медный цилиндр прошивают под высоким давлением пуансоном, форма которого является негативным изображением формы резонаторов. После удаления пуансона анодный блок имеет необходимую форму. Боковые поверхности обрабатываются, чтобы устранить неровности, образовавшиеся при прошивке. Если медный блок при прошивке нагревать токами в. ч., то необходимое давление уменьшается. Одна-

ко нецелесообразно поднимать температуру выше 550°С, так как при больших температурах пуансон может потерять свою твердость.

Изготавливаются лампы с числом щелей от 4 до 38. Наиболее распространенные типы имеют от 8 до 20 щелей. По оси анодного блока устанавливается короткий, но сравнительно толстый катод, обычно оксидный. Отношение диаметра анода  $D_a$  к диаметру катода  $D_k$  зависит в первую очередь от числа щелей  $N$  и приблизительно определяется выражением

$$\frac{D_a}{D_k} \approx 1 + \frac{12}{N}. \quad (13-177)$$

Применяются два способа крепления катода. У ламп, не имеющих внутренних полюсных наконечников и у которых магнит не составляет одно целое с лампой, катод поддерживается двумя опорами, устанавливаемыми по обеим сторонам анодного блока (рис. 13-53). Они устанавливаются против середины резонаторных отверстий (щелей) и поэтому не отбирают энергии в. ч. Через эти опоры к катоду подводится нагревающий его ток. У ламп, имеющих внутри железные полюсные наконечники, катод укрепляется на конце коаксиального ввода (рис. 13-55). Расположение полюсных наконечников внутри лампы уменьшает воздушный зазор магнита, и требуемую напряженность магнитного поля удается получить с меньшими магнитами, чем в лампах без полюсных наконечников.

Для отдаления возможных паразитных частот (резонансных частот других типов) от резонансной частоты типа  $\pi$  применяют соединение между собой сегментов, имеющих одинаковые фазы, при помощи припаиваемых к ним параллельных колец (связок, рис. 13-53).

Такой же эффект, как применение связок, дает изменение в отношении приблизительно

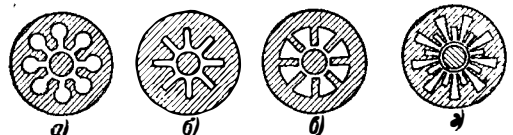
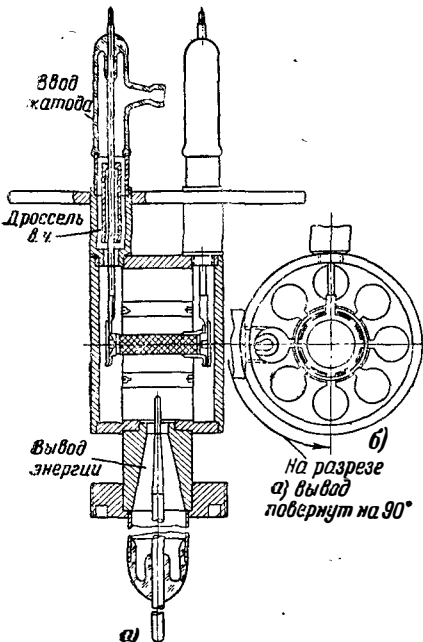


Рис. 13-53. Разрез магнетрона, отдающего до 300 ватт в импульсе на частотах порядка 3 000 Мгц (типы 2J22—2J34).

Рис. 13-54. Формы анодных блоков магнетронов. а—с резонаторами вида отверстие—щели; б—с резонаторами в виде щелей; в—с резонаторами секторного (лопаточного) типа; г—разнорезонаторного типа («восходящее солнце»).

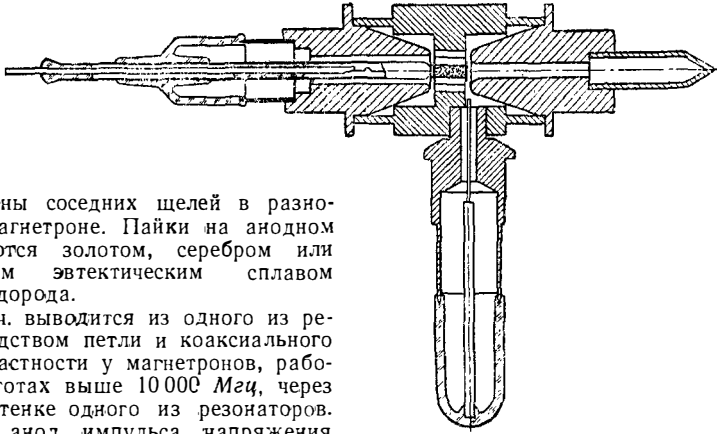


Рис. 13-55. Продольный разрез магнетрона с аксиальным креплением катода.

но 1,7:1 глубины соседних щелей в резонаторном магнетроне. Пайки на анодном блоке выполняются золотом, серебром или серебряно-медным эвтектическим сплавом в атмосфере водорода.

Энергия в ч. выводится из одного из резонаторов посредством петли и коаксиального кабеля или, в частности у магнетронов, работающих на частотах выше 10 000 Мгц, через окно в задней стенке одного из резонаторов. При подаче на анод импульса напряжения у поверхности катода создается очень большая напряженность поля, что предъявляет высокие требования к прочности поверхности катода. Кроме того, катод должен выдерживать перегрев за счет бомбардировки возвращающимися на него электронами; поэтому применяют сетчатые или спеченные катоды. Корпус катода имеет по обеим сторонам возвышения или шайбы (рис. 13-53); они не допускают, чтобы электроны под действием пространственного заряда приобретали составляющую скорости, направленную вдоль оси катода, и пролетали бы в сторону от резонаторов.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Gundlach F. W., Grundlagen der Höchsthfrequenztechnik, Berlin, 1950.
- Kleen w., Einführung in die Mikrowellen-Elektronik, Stuttgart, 1952.
- Llewellyn F. B., Petersen L. C., Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y., 1944, 32, 144—166.
- Langmuir I., Phys. Rev., 1923, 21, 419—435.
- Diemer G., Dijkgraaf H., Philips Res. Rep., 1952, 7, 45—53.
- Gundlach F. W., Philips Res. Rep., 1953, 8, 419—426.
- Jahnke-Emde, Tafeln höherer Funktionen, Leipzig, 1948.
- Langmuir I., Blodgett K. B., Phys. Rev., 1923, 22, 347.
- Huber H., Kleen W., Arc. Elektrotechn., 1949, 39, 394—414.
- Samuel A. L., Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y., 1949, 37, 1251—1258.
- Hull A. W., Phys. Rev., 1921, 18, 31.
- Pierce J. R., Theory and design of electron beams, New York, 1949, см. [Л. 106].
- Langmuir I., Blodgett K., Phys. Rev., 1924, 24, 49—59.
- Helm R., Spangenberg K., Field L. M., Electr. Commun., 1947, 24, 101—107.
- Brillouin L., Phys. Rev., 1945, 67, 260—266.
- Brück L., Telefonkntztg., 1953, 26, 85—88.
- Schnitger H., Arch. electr. Ubertrag., 1953, 7, 415—420.
- König H. W., Laufzeittheorie der Elektronenröhren, Wien, 1938.
- Bakker C. J., de Vries G., Physica, Haag, 1935, 2, 683—697.
- Gundlach F. W., Fernmeldetechn. Z., 1949, 2, 319—328.
- Müller J., Hochfrequenztechn., 1935, 41, 156—167.
- Kleinsteuber W., Hochfrequenztechn., 1942, 59, 112.
- Gundlach F. W., Arch. elektr. Ubertrag., 1947, 1, 173—178.
- Gundlach F. W., Funk u Ton, 1948, 2, 407—419, 454—465, 516—530.
- Begovich N. A., Phys. [Rev., 1948, 74, 1563; J. Appl. Phys., 1949, 20, 457—461.
- V. d. Ziel A., Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y., 1950, 38, 562.
- Knol K. S., Diemer G., Philips Res. Rep., 1952, 7, 251—258.
- Pierce J. R., Traveling-wave tubes, New York, 1950, см. [Л. 98].
- Kleen W., Brück L., Döhler O., Huber H., Fortschritte der hochfrequenztechn., Leipzig, 1954, 3, 226—364.
- Kleen W., Pöschl K., Fernmelde-techn. Z., 1953, 6, 509—516.
- Kleen W., Ruppel W., Arch. elektr. Ubertragn., 1952, 6, 187—194, 299—303.
- Gundlach F. W., Fernmeldetechn. Z., 1954, 7, 516—521.
- Willwacher E., в: Elektronenphysik in Einzelberichten, München, 1953.
- Gundlach F. W., Arch. Elektrotechn., 1943, 37, 463.
- Zuhrt H., Hochfrequenztechn., 1937, 49, 73; 1938; 51, 135.
- Hamilton D. R., Knipp J. K., Kuper J. B. H., Klystrons and microwave triodes, New York, 1948.
- Morton J. A., Ryder R. M., Bell Syst. Techn. J., 1950, 29, 496—530.
- Rodenhuis K., Philips Res. Rep., 1950, 5, 46—77.
- Barkhausen H., Kurz K. Phys. Z., 1920, 21, 1.
- Gundlach F. W., Kleinsteuber W., Z. techn. Phys., 1941, 22, 57.

41. Kleinsteuber W., Hochfrequenz-techn., 1939, 53, 199.
42. Müller J., Hochfrequenztechn., 1934, 44, 195.
43. Llewellyn F. B., Bowen A. E., Bell Syst. Techn. J., 1939, 18, 280.
44. Döring H., Arch. elektr. Übertrag., 1949, 3, 293—300; 1950, 4, 147—153, 223—231.
45. Varian R. H., Varian S. F., J. Appl. Phys., 1939, 10, 321.
46. Brüche E., Recknagel A., Z. Phys., 1938, 108, 459.
47. Hahn W. C., Metcalf G. F., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1939, 27, 106.
48. Webster D. L., J. Appl. Phys., 1939, 10, 501, 864.
49. Heil O., Arsenjewa-Heil A., Z. Phys., 1935, 95, 752.
50. Gebauer R., Kosmahl H., Z. angew. Phys., 1950, 2, 478—486.
51. Döring H., Hochfrequenztechn., 1943, 62, 98—101.
52. Birdsall C. K., Whinnery J. R., J. Appl. Phys., 1953, 24, 314—332.
53. Birdsall C. K., Brewer G. R., Haefl A. V., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1953, 41, 865—875.
54. Pöschl K., Arch. elektr. Übertrag, 1953, 7, 518—522.
55. Millman S., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1951, 39, 1035—1043.
56. Kleen W., Ruppel W., Arch. Elektrotechn., 1952, 40, 280—304.
57. Kleen W., Fernmeldetechn. Z., 1954, 7, 547—553.
58. Fisk J. B., Hagstrum H. D., Hartmann P. L., Bell Syst. Techn. J., 1946, 25, 167, см. [Л. 95].
59. Pöschl K., Fernmeldetechn. Z., 1954, 7, 558—561.
60. Nergaard L. S., RCA-Rev., 1948, 9, 585—601.
61. Pierce J. R., Hebenstreit W. B., Syst. Techn. J., 1949, 28, 33—51.
62. Hollenberg A. V., Bell. Syst. Techn. J., 1949, 28, 52—58.
63. Labus J., Arch. elektr. Übertrag, 1950, 4, 353—360.
64. Rakelmann, Dt. Luftfahrtforsch. Forsch-Ber., 1944, 2022.
65. Döhler O., Dt. Luftfahrtforsch., Forsch-Ber., 1941, 1541.
66. Gundlach F. W., Schörken K., Z. angew. Phys., 1951, 3, 416—424.
67. Lüdi F., BBC-Nachr., 1949, 36, 315.
68. Alekseeff N. T., Malaroff D. E., J. Techn. Phys. USSR, 1940, 10, 1297.
69. Collins G. B., Microwave magnets, New York, 1948.
70. Kleen W., Elektrotechn. Z., 1955, 76, 53—64.
71. Labus J., Fernmeldetechn. Z., 1954, 7, 562—565.
72. Pearce A. F., Mayo B. J., J. Instn. Electr. Engrs, 1952, 99, 1301—1310.
73. Roessler E., Fernmeldetechn. Z., 1952, 5, 97—100.
74. Pohl W. J., Electron. Engng, 1951, № 3, 95—99.
75. Morton J. A., Ryder R. M., Tele-Tech., 1949, № 4, 32—33.
76. Rose G. M., Power D. W., Harris W. A. RCA-Rev., 1949, 10, 321—338.
77. McKenzie A. A., Electronics, N. Y., 1953, № 6, 193.
78. Bennett W. P., Kazanowski H. F., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1953, 41, 13—19.
79. Smith P. T., RCA-Rev., 1952, 8, 224—238.
80. Pierce J. R., Shepherd W. C., Bell Syst. Techn. J., 1947, 26, 460—681.
81. Warnecke R., Guénard P., Les tubes électroniques à commande par modulation de vitesse, Paris, 1951.
82. Harrison A. E., Klystron tubes, New York, 1947.
83. Learne V., Electronics, N. Y., 1952, № 1, 136—137.
84. Preist D. A., Murdock C. E., Woerner J. J., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1953, 41, 20—25.
85. Brück L., Arch. Elektrotechn., 1950, 39, 633—647.
86. Bryant J. H., Marchex T. J., Cole H. W., Electr. Commun. 1952, 29, 229—233.
87. Schnitger H., Weber D., Fernmeldetechn. Z., 1953, 6, № 2.
88. Roger D. C., Proc. Inst. Electr. Engrs., 1953, 100, 151—156.
89. Dewey G. C., Parzen P., Marchese T. J., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1951, 37, 153—159.
90. Field L. M., Electronics, N. Y., 1950, № 1, 100—104.
91. Latham R., King A. H., Rushforth L., The magnetron, London, 1952.
92. Fisk J. B., Hagstrum H. D., Hartmann P. L., Bell Syst. Techn. J., 1946, 25, 167—348, см. [Л. 95].
93. Левеллин Ф. Б., Инерция электронов, Гостехиздат, 1946.
94. Калинин В. И., Генерирование дециметровых и сантиметровых волн, Связьиздат, 1948.
95. Фиск Д. и др., Магнетроны, изд. «Советское Радио», 1948.
96. Харвей, Электронные лампы для с. в. ч., 1948.
97. Магнетроны сантиметрового диапазона, перевод с английского под ред. Зусмановского С. А., изд. «Советское Радио», 1950.
98. Пирс Дж. Р., Лампа с бегущей волной, изд. «Советское Радио», 1952.
99. Кацман Ю. А., Основы расчета радиоламп, Госэнергоиздат, 1952.
100. Лампа с бегущей волной, перевод под ред. Овчарова В. Т., изд. «Советское Радио», 1952.
101. Попухин В. М., Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками, Гостехиздат, 1953.
102. Отражательные клистроны, перевод под ред. Науменко Е. Д., изд. «Советское Радио», 1954.
103. Коваленко В. Ф. Введение в электронику сверхвысоких частот, изд. «Советское Радио», 1955.

104. Бычков С. И., Магнетронные передатчики, Воениздат, 1955.
105. Гвоздовер С. Д., Теория электронных приборов сверхвысоких частот, Гостехтеоретиздат, 1956).
106. Пирс Дж., Теория и расчет электронных пучков, изд. «Советское Радио», 1956.
107. Калинин В. И. и Герштейн Г. М., Введение в радиофизику, Гостехтеоретиздат, 1957, разд. 5.
108. Кацман Ю. А., Вопросы теории многорезонаторных клистронов, Связьиздат, 1958.
109. Нейман М. С., Курс радиопередающих устройств, ч. II — радиопередатчики сверхвысоких частот, изд. «Советское Радио», 1958.
110. Рыбалов А. Г., Лампы с бегущей и обратной волной, Воениздат, 1959.
111. Зиньковский А. И., Лампы бегущей и обратной волны, Госэнергоиздат, 1959.
112. Шевчик В. Н., Основы электроники сверхвысоких частот, изд. «Советское Радио», 1959.
- 
- 
-

## УСИЛИТЕЛИ НАПРЯЖЕНИЯ И МОЩНОСТИ

## Общие сведения об усилителях

14-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ  
ОБ УСИЛИТЕЛЯХ НАПРЯЖЕНИЯ

Усилители напряжения применяются для усиления весьма слабых переменных напряжений сигнала до заданного высокого уровня. Обычно они имеют большое число каскадов. Каждый каскад содержит усилительную лампу (обычно пентод) и соединенный с ней четырехполосник (переходной четырехполосник), удовлетворяющий некоторым заданным требованиям в отношении полосы пропускания и избирательности. К выходным зажимам четырехполосника присоединяется вход следующего каскада.

Вследствие того, что усиливаемые напряжения сигнала очень малы, искажения, возникающие за счет нелинейности ламповых характеристик, имеют второстепенное значение, и ими обычно пренебрегают.

Возбуждение усилительной лампы слабым сигналом по управляющей сетке производится обычно без затраты мощности; поэтому на каждом каскаде должно быть получено по возможности большее усиление по напряжению при заданной полосе пропускания. Исключением являются усилители, работающие в области сверхвысоких частот, так как в этом случае сопротивление промежутка сетка — катод лампы не является чисто емкостным; вследствие инерции электронов входное сопротивление лампы имеет активную составляющую. Последняя обычно учитывается как нагрузка фильтра предшествующего каскада.

Узкополосные усилители отличаются от широкополосных величиной полосы частот, подлежащей усилению. Коэффициент усиления каждого каскада при заданных параметрах лампы (крутизна, входная и выходная емкости) обратно пропорционален заданной полосе пропускания и прямо пропорционален коэффициенту качества  $g$  (§ 14-2). Поэтому при одинаковых значениях коэффициента  $g$  узкополосный усилитель имеет более высокий коэффициент усиления на каскад, чем широкополосный.

Коэффициент качества зависит от типа примененных в каскадах усилителя переход-

ных четырехполосников. В усилителях на резонансных контурах это — полосовые фильтры, образованные  $n$  резонансными контурами ( $n$  — целое число  $\geq 1$ ) определенной добротности, связанными непосредственно или через лампы. В широкополосных усилителях применяются почти исключительно фильтры с большой величиной коэффициента  $g$ , а в узкополосных вследствие возможности получения большого усиления на каскад — также и фильтры со сравнительно малыми значениями этого параметра (такие фильтры обладают более высокой избирательностью). Применение в узкополосных усилителях полосовых фильтров, каждый из которых обычно образуется  $n$  резонансными контурами ( $n \geq 2$ ) с непосредственной связью, позволяет регулировать полосу пропускания без заметного изменения усиления в центре полосы пропускания.

По указанным выше причинам в узкополосном усилителе обычно оказывается достаточным небольшое количество каскадов, а в широкополосных усилителях с большим усилением применяется значительное количество каскадов.

Для получения достаточно большого усиления на каскад широкополосного усилителя в контурах, присоединяемых к лампам, используются лишь емкости соответствующих ламп (выходные и входные), а также емкости монтажа и распределенные емкости катушек индуктивности.

К контурам узкополосного усилителя подсаются добавочные конденсаторы с целью повышения устойчивости.

Полоса пропускания многокаскадного усилителя в целом получается меньше полосы пропускания каждого из его каскадов, и при заданных параметрах ламп, полосе пропускания и коэффициенте  $g$  имеется оптимальное число каскадов усилителя, дающее максимальное усиление усилителя в целом. Как правило, в широкополосных усилителях применяют специальные лампы.

Типичными узкополосными усилителями являются усилители высокой и промежуточной частот радиовещательных приемников амплитудно-модулированных сигналов; широкополосными — телевизионные приемники и приемники частотно- и импульсно-модулированных сигналов.

### 14.2. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

На рис. 14-1,а показано обычное соединение лампы с переходным четырехполюсником, а на рис. 14-1,б и в — соответствующие эквивалентные схемы (§ 12-18, 12-19 и рис. 12-45). Ниже рассматривается преимущественно первая эквивалентная схема (рис. 14-1,б), на которой внутреннее сопротивление лампы  $R_i$  и ее выходная емкость  $C_a$  включены параллельно входным зажимам  $a, b$  четырехполюсника. Лампа в данной схеме является генератором постоянного тока  $I_a = SU_c$ . В усилителях, состоящих из нескольких каскадов, параллельно выходу  $c, d$  четырехполюсника оказываются присоединенными входная емкость  $C_{вх}$  и активная составляющая  $R_{вх}$  входного сопротивления лампы; последняя является следствием конечности времени пролета электронов в промежутке катод — сетка. На низких частотах при узкополосном усилении этим активным входным сопротивлением пренебрегают (§ 12-19). Соединенные параллельно  $C_{вх}$  и  $R_{вх}$  причисляют к четырехполюснику. Эквивалентная схема рис. 14-1,в равноценна схеме рис. 14-1,б и в некоторых случаях удобнее для расчетов. Эквивалентная схема рис. 14-1,б пригодна и для многокаскадных схем.

Введем следующие определения:

$Z_{пер} = \frac{U_n}{I_a} = \left| \frac{U_n}{I_a} \right| e^{i\varphi}$  — переходное полное сопротивление фильтра;  
 $\varphi$  — фазовый угол  $Z_{пер}$ ;

$Z_{вх} = \frac{U_1}{I_a}$  — входное полное сопротивление фильтра;

$|s| = \left| \frac{U_n}{U_n(f=f_0)} \right|$  — частотная (амплитудно-частотная) характеристика ( $f_0$  — средняя частота полосы пропускания,  $f$  — текущая частота);

$B$  — полоса пропускания фильтра.

Для характеристик форм  $A$  и  $B$  (рис. 14-10) полоса определяется по спаду ординат характеристики до уровня  $1/\sqrt{2}$  от максимального (по спаду на 3 дБ). Для характеристики формы  $C$  полоса определяется иначе

$$|K_0| = S |Z_{пер}|_{(f=f_0)} = \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_n} B} g$$

— усиление на каскад в середине полосы пропускания;

$S$  — крутизна характеристики лампы;

$C_1$  — полная входная емкость фильтра (включая емкость лампы, монтажа и распределенные емкости);

$C_n$  — полная выходная емкость фильтра (включая емкость лампы, монтажа и распределенные емкости);

$g$  — коэффициент качества, показывающий, во сколько раз усиление данного каскада при заданных  $S, C_1, C_n$  и  $B$  больше усиления одноконтурного усилительного каскада

$$\left( \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_n}} \right)$$

Произведение коэффициента усиления на ширину полосы пропускания

$$|K_0| B = \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_n}} g$$

иногда называется характеристикой качества усилительного каскада.

### 14.3. ВХОДНЫЕ КАСКАДЫ ДЛЯ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Входной каскад предварительного усилителя сверхвысоких частот ( $>30$  Мгц) следует проектировать, исходя из его предельной чувствительности (§ 20-15—20-20), поскольку этот каскад определяет основную часть коэффициента шума приемника. В большинстве случаев во входном каскаде применяют триод, поскольку пентод дает значительный шум за счет распределения токов по электродам. При этом, однако, нужно учитывать трудности, вызываемые увеличенными обратными связями в схемах усилителей на триодах (§ 14-4).

Схему на триоде с заземленным катодом (з. к.) настолько трудно нейтрализовать, что она применяется лишь в исключительных случаях, например при очень узком диапазоне рабочих частот. В этом случае заслуживает внимания схема нейтрализации при помощи катушки индуктивности (рис. 14-2). Коэффициент передачи от антенны до промежутка сетка — катод лампы получается сравнительно большим при условии применения современных триодов с низкой входной активной проводимостью  $G_{вх}$ . Коэффициент передачи при согласовании

$$K = \frac{1}{\sqrt{R_A (G_{вх} + G_k)}}, \quad (14-1)$$

где  $G_k$  — активная проводимость входного контура.

Схема на триоде с заземленной сеткой (з. с.) (рис. 14-3) [Л. 22—24, 28] применяется очень часто. При этой схеме обратная связь с анодного контура на входной получается значительно меньше по двум причинам:

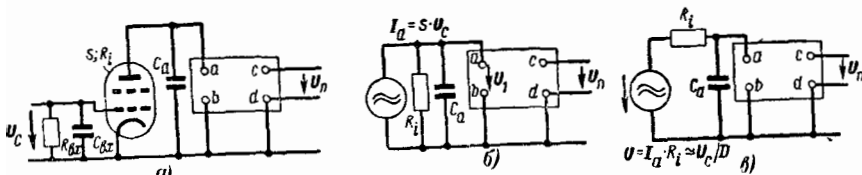


Рис. 14-1. Эквивалентные схемы лампы с переходным четырехполюсником.

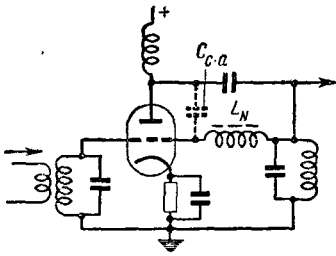


Рис. 14-2. Схема с заземленным катодом и нейтрализацией посредством катушки индуктивности.

1) емкость обратной связи  $C_{a,k}$  сравнительно мала вследствие экранирующего действия сетки, соединенной с корпусом усилителя, и 2) во входной контур вносится значительное затухание обратной связью по току; при этом активная проводимость между катодом и корпусом изменяется с  $G_{вх}$  на

$$G'_{вх} = G_{вх} + S_a(1 + D), \quad (14-2)$$

где  $S_a$  — активная составляющая динамической крутизны лампы. По этим причинам нейтрализация в большинстве случаев не нужна или, при ее использовании, не критична. Недостатком схемы з. с. является сниженный сравнительно со схемой з. к. коэффициент передачи, поскольку в формуле (14-1) взамен  $G_{вх}$  надо теперь подставлять значительно более высокое значение  $G'_{вх}$ .

В § 20-16 и [Л. 25, 26, 21] показано, что коэффициент шума входного каскада можно снизить, изменив на определенную величину связь с антенной (сравнительно с режимом согласования) и произведя некоторую расстройку входного контура. Если можно пренебречь шумом выходного контура первого каскада и последующих каскадов сравнительно с шумом входного контура и первой лампы, то минимум коэффициента шума для схем з. к. и з. с. получается при условии

$$G_{Aopt} = \sqrt{\frac{G_r + G_k + R_3 G_k^2}{R_3}}. \quad (14-3)$$

Здесь  $G_{Aopt}$  — активная проводимость антенны, отнесенная к промежутку сетка — катод;  $G_r$  — эквивалентная шумовая проводимость входа лампы;  $R_3$  — эквивалентное шумовое сопротивление лампы (статическое значение). При этом входной контур должен быть расстроен относительно резонанса на величину, приблизительно определяемую динамическим изменением входной емкости от ее «горячего»

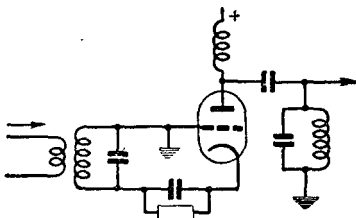


Рис. 14-3. Схема с заземленной сеткой.

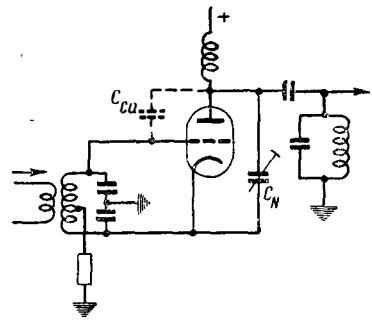


Рис. 14-4. Схема с заземленной средней точкой.

(в рабочей точке) до «холодного» значения (лампа заперта отрицательным сеточным смещением); это справедливо при предположении, что реактивная обратная связь в лампе отсутствует. Изложенное означает, что настройка на минимум коэффициента шума практически совпадает с настройкой на резонанс при запертой лампе. Таким образом, для настройки входного контура на минимум коэффициента шума в рабочих условиях следует сначала запереть лампу, а затем настроиться в резонанс. Эта настройка не искажается реактивной обратной связью, так как при запертой лампе обратные связи пропадают.

Для идеально нейтрализованной схемы з. к. настройка на минимум шума получается при емкости, превышающей емкость для отпертой лампы; для схемы з. с. — наоборот. Однако в последнем случае резонанс при отпертой лампе получается настолько тупым, что практически его удается найти только приблизительно. Что касается связи с антенной, то указанные две схемы также ведут себя различно: для схемы з. к. связь, требуемая для согласования с антенной, слабее, чем для минимума шума; для схемы з. с. — наоборот. Кроме того, в схеме з. с. часто трудно получить настолько большой коэффициент усиления по мощности, чтобы можно было пренебречь шумом следующего каскада. В этом случае формула (14-3) не является условием минимума общего коэффициента шума приемника. Вообще говоря, наимыгоднейшую (для минимума шума) связь с антенной можно легко подобрать экспериментально, тем более, что эта связь не критична.

Изображенную на рис. 14-4 схему с заземленной средней точкой контура (з. с. т.) часто применять выгоднее, чем схемы з. к. и з. с. [Л. 19]. По своим свойствам эта схема является промежуточной между схемами з. к. и з. с. Действующая входная проводимость для этой схемы равна:

$$G'_{вх} = G_{вх} + x S_a(1 + xD), \quad (14-4)$$

где  $x$  — коэффициент включения;  $x=0$  соответствует схеме з. к.,  $x=1$  — схеме з. с. Если  $x \approx 0,5$ , то в каскаде, свободном от реактивных обратных связей, настройка на минимум шума совпадает с настройкой в резонанс при отпертой лампе, так как последняя сама совпадает с настройкой при запертой лампе. При несколько меньших значе-



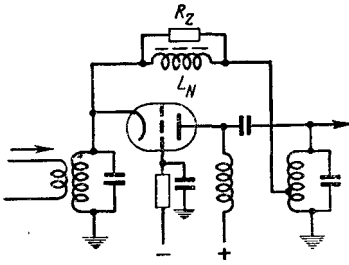


Рис. 14-5. Усложненная схема с заземленной сеткой.

ниях  $x$  оптимальная (для минимума шума) связь с антенной совпадает со связью, необходимой для согласования. Выбирая  $x$  по последнему условию и устраняя небольшую остаточную расстройку введением соответствующей реактивной обратной связи, можно одновременно с оптимальной (по шуму) связью добиться минимума отражения в цепи антенного фидера [Л. 20].

Примерно такими же свойствами обладает усложненная схема з. с. (рис. 14-5), имеющая нейтрализацию при помощи катушки индуктивности, а также активное сопротивление обратной связи (по напряжению), включенное между выходным контуром и катодом [Л. 20]. При надлежащем выборе элементов обратной связи можно сделать  $G'_{вх}$ , а следовательно, и условия согласования с антенной не зависящими от установки рабочей точки на характеристике лампы. Это важно в том случае, когда необходимо во входном каскаде применять регулировку усиления; однако коэффициент шума в этом случае заметно возрастает.

Особое значение имеет соединение схемы з. к. с последующей схемой з. с., образующее так называемую «каскадную схему» [Л. 27]. В анодную цепь каскада з. к. в этом случае включается весьма малое входное сопротивление  $1/G'_{вх}$  каскада з. с. Если характеристики применяемых триодов имеют примерно одинаковую крутизну, то коэффициент усиления каскада з. к. близок к 1. Это позволяет в большинстве случаев отказаться от применения нейтрализации. Каскад з. к. обладает в этой схеме большим входным сопротивлением, а каскад з. с. — большим выходным сопротивлением и обратная связь практически отсутствует. По своим свойствам каскадная схема близка к схеме с пентодом, хотя примененные в ней триоды обеспечивают значительно меньший уровень шума. На рис. 14-6 изображен современный вариант каскадной схемы для телевизионного прием-

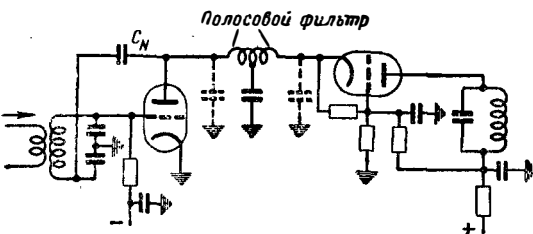


Рис. 14-6. Каскадная схема.

ника, в котором обе лампы питаются анодным напряжением последовательно. Так как усиление первого каскада не велико, то входную цепь второго каскада (з. с.) следует также настраивать на минимум шума [Л. 20]. По этой причине для связи между каскадами применяется двухконтурный полосовой фильтр, допускающий работу без перестройки во всем третьем телевизионном диапазоне частот.

#### 14-4. НЕЖЕЛАТЕЛЬНЫЕ ОБРАТНЫЕ СВЯЗИ В УСИЛИТЕЛЕ НАПЯЖЕНИЯ

Предшествующее изложение было основано на предположении, что в усилителе отсутствуют обратные связи как внутри отдельных каскадов, так и с выхода на вход усилителя. Эти идеальные условия тем труднее обеспечить, чем выше усиливаемые частоты. Поэтому на практике нужно определить, стабилизируют ли вообще усилитель и какое влияние обратная связь оказывает на усиление, частотную характеристику и время прохождения сигнала через схему усилителя. Все это хорошо определяется коэффициентом обратной связи  $\beta$ , показывающим, как далеко обратная связь от границы самовозбуждения. В том случае, когда требования к форме частотной характеристики усилителя ограничиваются обычными заданиями избирательности, достаточно, если  $\beta \leq 0,25$ ; в других случаях часто требуется  $\beta < 0,1$ .

**Внутрикаскадная обратная связь.** Связь между выходом и входом устраняют статическим и магнитным экранированием цепи сетки относительно анодной цепи и применением запирающих высокочастотных фильтров в цепях постоянного тока. При этом остается путь для обратной связи через емкость  $C_{с.а}$  промежутка сетка—анод лампы [Л. 29]. Поскольку величина  $C_{с.а}$  для пентодов на два-три порядка ниже соответствующих емкостей для триодов, то усилители напряжения делаются преимущественно на пентодах, за исключением входных каскадов для сверхвысоких частот, где предпочтительнее отдается триоду вследствие его малого уровня собственного шума (§ 4-3)

Обратная связь через  $C_{с.а}$  создает в цепях сетки и анода дополнительные проводимости. Дополнительная проводимость в цепи сетки

$$Y_{с.доп} = j\omega C_{с.а} (1 + K), \quad (14-5)$$

где  $K = -\frac{U_a}{U_c}$  — коэффициент усиления каска-

да по напряжению. Дополнительная проводимость анодной цепи, действующая параллельно внутреннему сопротивлению лампы, при

$$|Z_c| \ll \frac{1}{\omega C_{с.а}} \text{ равна:}$$

$$Y_{идоп} = j\omega C_{с.а} (1 + SZ_c). \quad (14-6)$$

Граничное условие самовозбуждения при обратной связи через  $C_{с.а}$  имеет вид:

$$SZ_a Z_c j\omega C_{с.а} = 1, \quad (14-7)$$

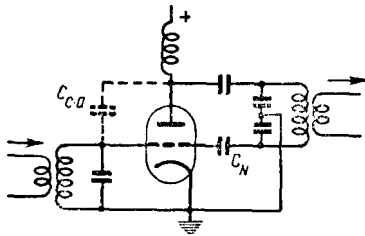


Рис. 14-7. Нейтрализация с отводом от анодного контура.

где  $S$  — крутизна;  $Z_a$  — комплексное выходное сопротивление каскада;  $Z_c$  — комплексное сопротивление цепи между сеткой и катодом. Если не учитывать фазовый угол крутизны (что справедливо для не слишком высоких частот), то обратная связь через  $C_{c1,a}$  наиболее опасна при такой взаимной расстройке входного и выходного контуров, когда существует частота, при которой оба контура имеют индуктивную фазу  $45^\circ$ . При этом

$$\frac{v_a}{d_a} = \frac{v_c}{d_c} = -1, \tag{14-8}$$

где  $v$  — относительная расстройка.

Это условие выполняется при взаимной расстройке контуров, равной

$$v = v_a - v_c = d_c - d_a. \tag{14-9}$$

Граничное условие самовозбуждения (14-7) при этом переходит в

$$\frac{1}{2} SR_a R_c \omega C_{c1,a} = 1, \tag{14-10}$$

где  $R_a$  и  $R_c$  — резонансные сопротивления контуров.

Часто представляет интерес наибольшее допустимое усиление  $K = SR_a$  при заданном наибольшем значении  $\beta$  ( $\beta \ll 1$ ). В этом случае при  $R_c = R_a$  применима приближенная формула

$$K_{\text{доп}} = \sqrt{\frac{2S}{\omega C_{c1,a}}} \beta. \tag{14-11}$$

С целью устранения или снижения обратной связи через  $C_{c1,a}$  можно применять схемы нейтрализации (§ 15-13). Для триодов часто применяют симметричные, а для пентодов — асимметричные мостовые схемы. На рис. 14-4 показана схема каскада на триоде с отводом

от сеточного контура, на рис. 14-7 — такая же схема с отводом от анодного контура. Для пентодов чаще экранируют схему нейтрализации по экранирующей сетке, изображенную на рис. 14-8. Получаемое в точке  $f$  (на нижнем зажиме анодного контура) сравнительно небольшое напряжение, противоположное по фазе напряжению на аноде, делится посредством емкостного делителя и подводится к экранирующей сетке; через емкость  $C_{c1,c2}$  получается компенсация действия обратной связи через  $C_{c1,a}$  при условии

$$\frac{C_{c2}}{C_a} = \frac{C_{c1,c2}}{C_{c1,a}}. \tag{14-12}$$

Приведенные выше схемы дают частотно-независимую нейтрализацию в пределах некоторого диапазона частот.

На частотах более 50 Мгц внутриламповые емкости влияют на режим работы усилителей иначе, чем это определяется их статическими величинами. Это объясняется главным образом действием индуктивности внутренних и внешних проводов. У некоторых пентодов имеется определенная частота собственной нейтрализации, обычно лежащая в пределах диапазона 50—250 Мгц. На этой частоте обратная связь за счет  $C_{c1,a}$  практически отсутствует. В области этих частот любая схема нейтрализации более или менее зависит от частоты. В этом случае взамен неидеальной мостовой схемы часто выгоднее применять компенсацию обратной связи при помощи индуктивности, включаемой параллельно  $C_{c1,a}$ . Такая нейтрализация действует только в ограниченной области частот, но схема получается проще и надежнее.

**Обратная связь, охватывающая несколько каскадов.** Влияние обратной связи на режим работы усилителя напряжения тем больше, чем больше в нем каскадов, настроенных на одну и ту же частоту. В многокаскадном усилителе отдельные каскады следует полностью заключать в экранирующие корпуса и располагать по прямой линии. Высокочастотные дроссели в цепях постоянного тока дополняются блокировочными проходными конденсаторами и включаются так, чтобы постоянный ток, подводимый к данному каскаду, проходил через высокочастотные дроссели всех последующих каскадов (рис. 14-9). В усилителях сверхвысоких частот нужно включать дроссели также и в цепи питания нитей подогрева ламп.

**Паразитные колебания в других диапазонах частот.** В усилителях напряжения часто возникают собственные колебания даже в том случае, когда нет недопустимой обратной связи на рабочей частоте. Измерение в этом случае показывает, что возбуждается колебание с частотой, сравнительно далеко отстоящей от рабочего диапазона. При использовании ламп с большой крутизной легко возникают колебания в дециметровом диапазоне волн, объясняющиеся тем, что внутриламповые емкости и индуктивности внутренних ламповых вводов образуют колебательные контуры. Присоединенный снаружи конденсатор

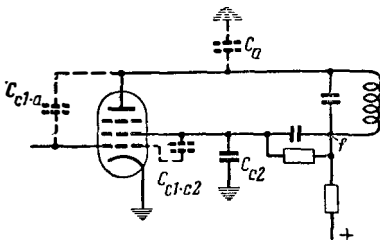


Рис. 14-8. Нейтрализация по экранирующей сетке.

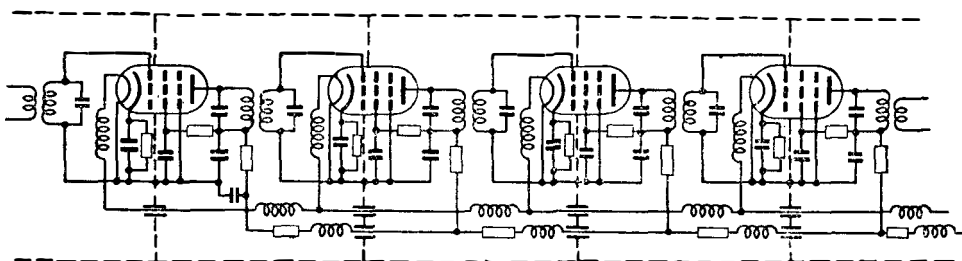


Рис. 14-9. Запирающие дроссели высокой частоты в многокаскадном усилителе.

контура является практически коротким замыканием, а катушка контура служит как бы дросселем в цепи постоянного тока. Для подавления этих колебаний во многих случаях достаточно изменить длину одного из внешних соединительных проводников. Чаше, однако, применяется включение непосредственно перед одним или несколькими электродами лампы малогабаритного сопротивления, величина которого берется в пределах от 30 до нескольких сотен ом. Если рабочая частота усилителя достаточно высока, то по-

добное сопротивление может ввести в колебательный контур недопустимо большое затухание.

**Самовозбуждение на частоте ниже рабочего диапазона** может возникнуть за счет колебательного контура, образуемого дросселем в цепи питания с присоединенными к нему емкостями, на который воздействует обратная связь. Опасность такого самовозбуждения обычно легко устраняется включением последовательно с дросселем омического сопротивления (рис. 14-9).

## Узкополосные усилители

### 14-5. ПЕРЕХОДНЫЕ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКИ И ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УЗКОПОЛОСНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

Для узкополосных усилителей в качестве переходных четырехполюсников применяют почти исключительно полосовые фильтры, состоящие из  $n$  ( $n$  — целое число  $\geq 1$ ) колебательных контуров с непосредственной связью, настроенных на среднюю частоту  $f_0$  полосы пропускания. Связь между контурами может быть индуктивной или емкостной. Индуктивная связь имеет ряд преимуществ, поэтому приводимые ниже расчетные формулы относятся к этому виду связи. Формулы пригодны также и для емкостной связи, но для последней будут даны соответствующие определения.

Частотные характеристики  $n$  контуров с непосредственной связью могут быть трех различных форм: *A*, *B* и *C* [Л. 1], рис. 14-10.

Характеристика формы *A* имеет максимум на средней частоте полосы пропускания. В отличие от полосовых фильтров здесь имеется заметное изменение усиления в пределах полосы. Крутизна характеристик форм *B* и *C* вне полосы пропускания значительно больше, чем у формы *A*.

Характеристика формы *B* обладает свойством наибольшей равномерности в пределах полосы пропускания. Она имеет максимум на частоте  $f_0$ . Из всех кривых, обладающих одним максимумом, форма *B* имеет наибольшую крутизну склонов.

Форма *C* имеет при  $n$  контурах  $n$  максимумов и  $n-1$  минимумов равной высоты и глубины. Полосу пропускания *B* принято определять по уровню, соответствующему ми-

нимумам. Вне полосы пропускания, определенной таким образом, частотная характеристика формы *C* имеет наиболее высокую крутизну из всех трех форм. В дальнейшем из рассмотрения исключены все другие формы характеристик с неравными максимумами или минимумами, так как сравнительно с описанными выше они обладают большими недостатками.

Чтобы рассмотреть наиболее важные случаи, в дальнейшем даются расчеты лишь для форм *B* и *C*; форма *A* рассматривается только в связи с вопросом регулировки полосы пропускания или в связи с общими формулами.

Для формы *C* формулы и кривые даются лишь для значений  $K_{\max}/K_{\min}=1:0,95; 1:0,9; 1:0,8$  и  $1:0,7$ . Для промежуточных значений параметра  $K_{\max}/K_{\min}$  можно применять интерполяцию кривых. В § 14-10 рассматривается коэффициент передачи  $n$ -контурных полосовых фильтров при различных значениях связи между контурами и затуханиях. Практически интересны лишь значения  $n=1 \div 4$ . Формулы для фильтров при  $n > 4$  можно вывести на основании методов, изложенных в § 14-10. Материалы для расчета многоконтурных фильтров даны ниже в виде таблиц и кривых. Примеры пользования этими формулами и кривыми даны в § 14-12 и 14-13.

Для частотной характеристики форм *B* и *C*  $n$ -контурного фильтра, учитывая  $n$  зату-



Рис. 14-10. Формы частотных характеристик.

ханий  $d_1, d_2, \dots, d_n$  и  $(n-1)$  коэффициентов связи  $k_{12}, k_{23}, \dots, k_{(n-1)n}$ , т. е.  $(2n-1)$  переменных, можно составить  $n$  уравнений. Поэтому лишь  $(n-1)$  переменных можно выбрать произвольно. Из большого числа вариантов выбора этих  $(n-1)$  переменных наиболее важными для практики случаями являются такие, когда затухание одного или нескольких контуров значительно меньше затухания остальных контуров. Однако, поскольку эти условия встречаются лишь при широкополосном усилении, здесь, применительно к узкополосному усилителю, рассматриваются только такие случаи, когда затухания контуров находятся в определенных числовых соотношениях.

**14.6. УСИЛИТЕЛЬ С ОДИНОЧНЫМИ КОНТУРАМИ И УСИЛИТЕЛЬ НА СОПРОТЯВЛЕНИЯХ**

Общие сведения и эквивалентные схемы одиночного контура. Полное сопротивление одиночного контура между зажимами  $a, b$  (рис. 14-11)

$$Z_{пер} = Z_{вх} = rQ^2 \frac{1 - j \frac{1}{Q} \cdot \frac{\omega_0}{\omega}}{1 + jQ \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} \approx \frac{rQ^2}{1 + jyQ} = \frac{R}{1 + j\Omega} \quad (14-13)$$

Приближение верно при достаточно большом

$$Q = \frac{1}{d} = \frac{\omega_0 L}{r} = \frac{1}{\omega_0 C r} = \frac{R}{\omega_0 L} = R\omega_0 C \quad (14-14)$$

$Q$  называется добротностью,  $d$  — затуханием колебательного контура. При большой добротности контура последовательное затухание, создаваемое сопротивлением  $r$ , можно заменить параллельным затуханием, создаваемым сопротивлением  $R$ .

$R$  называется резонансным сопротивлением,

$$R = rQ^2 = \omega_0 L Q = \frac{\omega_0 L}{d} = \frac{Q}{\omega_0 C} = \frac{1}{\omega_0 C d} \quad (14-15)$$

Далее

$$\omega_0 = 2\pi f_0,$$

$f_0 = 1/2\pi\sqrt{LC}$  — резонансная частота контура.

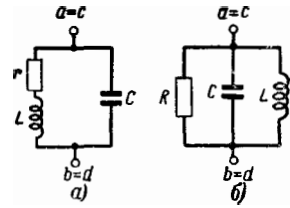


Рис. 14-11. К определению затухания, вносимого в одиночный колебательный контур последовательным и параллельным сопротивлениями.

Величина

$$y = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \approx \frac{2(\omega - \omega_0)}{\omega_0}$$

называется относительной расстройкой  $\Omega$ .

Величина

$$yQ = \frac{y}{d} = \Omega$$

называется нормированной расстройкой (приближение верно при  $\omega \approx \omega_0$ , т. е. вблизи резонанса).

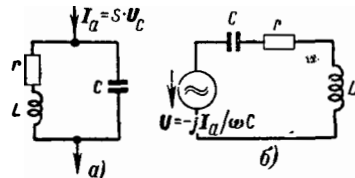


Рис. 14-12. Эквивалентная схема лампы с одиночным контуром.

При соединении одиночного контура с лампой по схемам рис. 14-1,а и б параллельно к зажимам  $a, b$  контура оказываются включенными  $C_a$  и  $R_i$  лампы; в дальнейшем эти величины всегда причисляются к сопротивлению  $R$  и емкости  $C$  соответственно. Так как применительно к одиночному контуру входные и выходные зажимы четырехполосника совпадают, то при схеме из нескольких каскадов с одиночными контурами параллельно зажимам  $a, b=c, d$  контура оказываются включенными также  $R_{вх}$  и  $C_{вх}$ , определяемые следующей лампой. Эти параметры также причисляются к  $R$  и  $C$  (в многоконтурных фильтрах, т. е. при  $n \geq 2$ ,  $C_{вх}$  и  $R_{вх}$  причисляются к контуру сетки следующей лампы). При общем расчете характеристик полосовых фильтров с  $n$  непосредственно связанными контурами предпочтительнее пользоваться схемой рис. 14-11,а. Если применяются эквивалентные схемы рис. 14-12, то все присоединяемые к контуру активные сопротивления ( $R_i, R_{вх}$ ) следует перечислить в  $r$  по формуле (14-14). Ниже при расчете фильтров из  $n$  контуров применяется эквивалентная схема рис. 14-12,б.

Таблица 14-1

**Узкополосный усилитель с одиночным контуром**

$Z_{пер} = Z_{вх}$	$\varphi$	$ c $	$ K_0 $	$B$	$g$	$\Omega$
$\frac{R}{1 + j\Omega}$	$-\text{arc tg } \Omega$	$(1 + \Omega^2)^{-1/2}$	$\frac{S}{2\pi BC}$	$i_0 = d f_0$	1	$yQ$

К табл. 14-1: при многоконтурных фильтрах коэффициент  $g$  (§ 14-2) выражается в единицах

$$\frac{S}{2\pi 2 \sqrt{C_1 C_n}}$$

Если емкости  $C_1$  и  $C_n$  ламп известны, то для схемы рис. 14-13, в которой индуктивности  $L$  и  $L^*$  контуров образуют идеальный (без рассеяния) трансформатор с коэффициентом трансформации  $n = \sqrt{L/L^*}$ , где  $n = \sqrt{C_n/C_1}$ , и которая может рассматриваться как схема с одно-

контурным переходным четырехполюсником, усиление равно:

$$|K_0| = \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_n B}}$$

Это означает, что  $C = 2\sqrt{C_1 C_n}$ , а для  $n = 1$   $C = C_1 + C_n$ ; но  $2\sqrt{C_1 C_n} < C_1 + C_n$ , так что для  $C_1 \neq C_n$  наибольшее возможное усиление достигается при применении трансформатора с коэффициентом трансформации  $n = \sqrt{\frac{C_n}{C_1}}$ . При  $C_1 = C_n$  получается  $n = 1$ , т. е. в трансформации нет необходимости.

Таблица 14-2

Усилитель из  $m$  одинаковых каскадов с одиночными настроенными контурами

$\varphi_m = m\varphi$	$ \sigma_m  =  \sigma ^m$	$ K_{0m}  =  K_0 ^m$	$B_m$	$g_m$
$-m \arctan(\Omega)$	$(1 + \Omega^2)^{-\frac{m}{2}}$	$\left(\frac{S}{2\pi 2 \sqrt{C_1 C_n B_m}}\right)^m (V_{2^{1/m-1}})^m$	$B \sqrt{2^{1/m-1}} \sim \frac{B}{1,2\sqrt{m}} (B = df_c)$	$V_{2^{1/m-1}} \sim \frac{1}{1,2\sqrt{m}}$

К табл. 14-2. Здесь и ниже индекс  $m$  указывает на то, что в усилителе применено  $m$  одинаковых каскадов.

К табл. 14-3. Параметр  $g$  для  $m$  каскадов с одиночными контурами является множителем в формуле для усиления и одновременно служит мерой уменьшения полосы пропускания усилителя сравнительно с полосой пропускания одиночного контура. В последнем столбце дано отношение шумовой полосы  $B_{mR}$

(см. формулу для мощности шума  $P_R = kT_0 B_{mR}$  в § 20-15) к полосе пропускания  $B_m$ . Обе полосы практически совпадают при  $m \geq 2$ .

На рис. 14-14 изображены частотные характеристики  $m$ -каскадного усилителя с одиночными одинаково настроенными контурами; аргументом является нормированная расстройка  $\Omega$ . Поскольку частотные характеристики узкополосных усилителей симметричны относи-

Таблица 14-3

$m$	$g = \sqrt{2^{1/m-1}}$	$\sim \frac{1}{1,2\sqrt{m}}$	$B_{mR}/B_m$
1	1	—	1,57
2	0,64	0,59	1,22
3	0,51	0,48	1,16
4	0,44	0,42	1,13
5	0,39	0,37	1,11
6	0,35	0,34	1,1
7	0,32	0,32	—
8	0,3	0,29	—
9	0,28	0,28	—
10	0,26	0,26	1,06
$\infty$	0	—	—

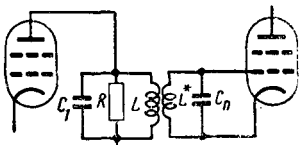


Рис. 14-13. Трансформаторная связь между анодной и сеточной цепями в каскаде с одиночным колебательным контуром.

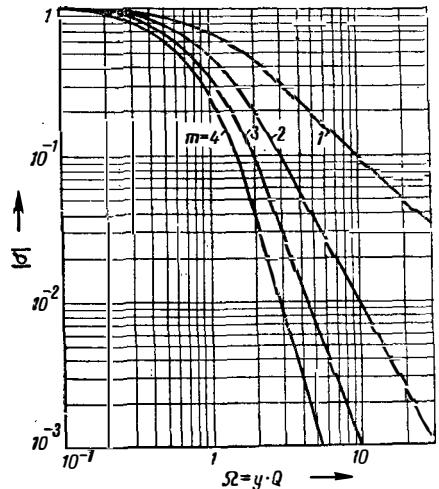


Рис. 14-14. Частотные характеристики  $m$ -каскадного усилителя с одиночными одинаково настроенными контурами в каждом каскаде.

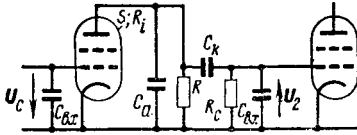


Рис. 14-15. Усилитель на сопротивлениях.

тельно середины полосы пропускания  $f_0$ , здесь применен двойной логарифмический масштаб, при котором изображается только одна половина характеристики.

**Усилитель на сопротивлениях.** Если в табл. 14-1 подставить

$$C = C_a + C_{вх},$$

а в табл. 14-2

$$2\sqrt{C_1 C_n} = C_a + C_{вх} = C,$$

то для усилителя на сопротивлениях действительны равенства:

$$\Omega = \omega CR = \frac{\omega}{\omega_0}; \quad \omega_0 = \frac{1}{CR};$$

$$B = f_0 = \frac{1}{2\pi CR}. \quad (14-16)$$

При таком определении величин  $\Omega$ ,  $B$  и  $C$  содержащиеся в табл. 14-1—14-3 данные, а также частотные характеристики рис. 14-14 пригодны и для усилителя на сопротивлениях рис. 14-15. Однако при этом не учитывается действие элементов связи  $C_k$  и  $R_c$  ( $R_c \gg R$ ), вызывающее завал нижних частот. Нижнюю граничную частоту  $f_n = (2\pi C_k R_c)^{-1}$  передаваемого усилителем диапазона частот можно сделать достаточно малой (близкой к нулю), выбирая достаточно большие значения  $C_k$  и  $R_c$ .

### 14-7. УЗКОПОЛОСНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ДВУХКОНТУРНЫМ ПОЛОСОВЫМ ФИЛЬТРОМ

(рис. 14-16, табл. 14-4)

К табл. 14-4. Частотная характеристика формы  $C$  усилителя с  $n$ -контурными фильтрами при четном  $n$  имеет минимум при  $f = f_0$ , которому по определению соответствует значение  $|\sigma| = 1$ . Если принять за единицу максимум характеристики, то для четных значений  $n$  следует умножать частотную характеристику на  $K_{мин}/K_{макс}$ . Для формы  $B$  этот множитель равен 1. Усиление также относят к его максимальному значению, умножая при четном  $n$  величину  $K_0$  на  $K_{макс}/K_{мин}$ . Частотные характе-

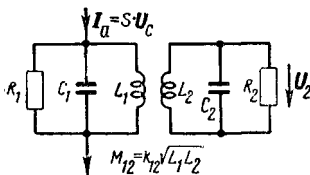


Рис. 14-16. Двухконтурный полосовой фильтр.

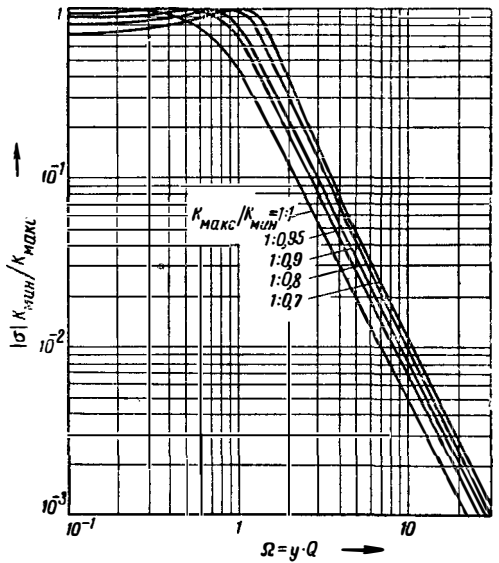


Рис. 14-17. Частотные характеристики двухконтурных полосовых фильтров форм  $B$  и  $C$ .

ристики форм  $B$  и  $C$  изображены на рис. 14-17. Производя соответствующее умножение масштаба по оси абсцисс, можно с помощью этих кривых построить характеристики для любых конкретных условий. Все остальные параметры даны в табл. 14-4.

В литературе часто применяются понятия критической и переходной связи. Из общих формул видно, что усиление  $K_0$  получается максимальным при  $k_{12}\sqrt{Q_1 Q_2} = 1$ . Для получения характеристики формы  $B$  должно быть:

$$k_{12}\sqrt{Q_1 Q_2} = \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} \right)}.$$

Коэффициент связи  $k_{12} = k_k = 1/Q_1 Q_2$  называется критическим; коэффициент связи  $k_{12} = k_n = \sqrt{\frac{1}{2} (d_1^2 + d_2^2)}$  называется переходным, поскольку в последнем случае получается характеристика формы  $B$ , т. е. достигается наиболее плоская кривая. При  $Q_1 = Q_2$  получается  $k_k = k_n$ , т. е. критическая и переходная связи уравниваются. При этом условия наибольшего усиления и наибольшей плоскостности частотной характеристики совпадают.

При изменении  $k_{12}$  изменяется также и полоса пропускания; поэтому целесообразно, не пользуясь понятиями критической и переходной связи, производить для заданной формы характеристик  $B$  или  $C$  сравнение коэффициентов  $g$ . По определению этот параметр дает выигрыш по усилению для одного каскада усилителя на  $n$ -контурных фильтрах по сравнению с однокаскадным одноконтурным усилителем (при заданных параметрах лампы, емкостях и полосе пропускания). Как видно из табл. 14-4, параметр  $g$  получается для формы  $C$  наибольшим при  $Q_1 = \infty$  и  $K_{макс}/K_{мин} = 1:0,7$ .

		$Z_{пер}$	$Z_{вх}$	$ \sigma  \cdot \frac{K_{мин}}{K_{макс}}$
Общий случай		$\frac{-j\beta_{12} \sqrt{R_1 R_2}}{1 + \beta_{12}^2 - \Omega^2 + j\Omega \left( \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} \right)}$	$\frac{R_1 \left( 1 + j \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} \Omega \right)}{1 + \beta_{12}^2 - \Omega^2 + j\Omega \left( \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} \right)}$	$\frac{(1 + \beta_{12}^2) \cdot \frac{K_{мин}}{K_{макс}}}{\left[ \left( 1 + \beta_{12}^2 - \Omega^2 \right)^2 + \Omega^2 \left( \frac{Q_1}{Q_2} + \frac{Q_2}{Q_1} + 2 \right) \right]^{1/2}}$
$Q_1 = \infty$		$-jR_2 \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \cdot \frac{\beta_{12}}{\beta_{12}^2 - \Omega^2 + j\Omega}$	$R_2 \frac{C_2}{C_1} \frac{1 + j\Omega}{\beta_{12}^2 - \Omega^2 + j\Omega}$	$\frac{\beta_{12}^2 \cdot \frac{K_{мин}}{K_{макс}}}{\left[ (\beta_{12}^2 - \Omega^2)^2 + \Omega^2 \right]^{1/2}}$
$Q_1 = Q_2 = Q$	Форма В	$\frac{-j\sqrt{R_1 R_2}}{2 - \Omega^2 + 2j\Omega}$	$\frac{R_1 (1 + j\Omega)}{2 - \Omega^2 + 2j\Omega}$	$\left[ 1 + \left( \frac{\Omega}{\sqrt{2}} \right)^4 \right]^{-1/2}$
$Q_1 = \infty$		$jR_2 \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \frac{-0,71}{0,5 - \Omega^2 + j\Omega}$	$R_2 \frac{C_2}{C_1} \frac{1 + j\Omega}{0,5 - \Omega^2 + j\Omega}$	$\left[ 1 + (\sqrt{2}\Omega)^4 \right]^{-1/2}$
$Q_1 \neq Q_2$		$\frac{-j \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{Q_1}{Q_2} + \frac{Q_2}{Q_1} \right)} \cdot \sqrt{R_1 R_2}}{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{Q_1}{Q_2} + \frac{Q_2}{Q_1} \right) - \Omega^2 + j\Omega \left( \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} \right)}$	$\frac{R_1 \left( 1 + j \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} \Omega \right)}{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{Q_1}{Q_2} + \frac{Q_2}{Q_1} \right) - \Omega^2 + j\Omega \left( \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} \right)}$	$\left[ 1 + \left( \frac{\Omega}{\sqrt{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{Q_1}{Q_2} + \frac{Q_2}{Q_1} \right)}} \right)^4 \right]^{-1/2}$

Продолжение табл. 14-4

	$\varphi$	$ K_0  \cdot \frac{K_{макс}}{K_{мин}}$	В	g	Ω	$\beta_{12}$
Общий случай	$-\arcs \operatorname{tg} \frac{1 + \beta_{12}^2 - \Omega^2}{\Omega \left( \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} \right)}$	$S \sqrt{R_1 R_2} \cdot \frac{\beta_{12}}{1 + \beta_{12}^2} \cdot \frac{K_{макс}}{K_{мин}}$	-	-	$y \sqrt{Q_1 Q_2}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2}$
$Q_1 = \infty$	$-\arcs \operatorname{tg} \frac{\beta_{12}^2 - \Omega^2}{\Omega}$	$S R_2 \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \cdot \frac{1}{\beta_{12}} \cdot \frac{K_{макс}}{K_{мин}}$	-	-	$y Q_2$	$k_{12} Q_2$

		$\varphi$	$ K_0  \frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}}$	$B$	$g$	$\varrho$	$\beta_{12}$
$Q_1 = Q_2 = Q$	Форма В	$-\arcs \operatorname{tg} \frac{2 - \varrho^2}{2\varrho}$	$\frac{S}{2\pi \cdot 2\sqrt{C_1 C_2} \cdot B} \cdot \sqrt{2}$	$df_0 \sqrt{2}$	$\sqrt{2}$	$yQ$	$k_{12}Q = 1$
$Q_1 = \infty$		$-\arcs \operatorname{tg} \frac{0,5 - \varrho^2}{\varrho}$	$\frac{S}{2\pi \cdot 2\sqrt{C_1 C_2} \cdot B} \cdot 2$	$\frac{d_2 i_0}{\sqrt{2}}$	2	$yQ_2$	$k_{12}Q_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}$
$Q_1 \neq Q_2$		$-\arcs \operatorname{tg} \frac{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{Q_1 + Q_2}{Q_2 + Q_1} \right) - \varrho^2}{\varrho \left( \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} + \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} \right)}$	$\frac{S}{2\pi \cdot 2\sqrt{C_1 C_2} \cdot B} \cdot \frac{2\sqrt{d_1^2 + d_2^2}}{d_1 + d_2}$	$\frac{i_0}{\sqrt{2}} (d_1 + d_2)$	$\frac{2\sqrt{d_1^2 + d_2^2}}{d_1 + d_2}$	$y \sqrt{Q_1 Q_2}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{Q_1}{Q_2} + \frac{Q_2}{Q_1} \right)}$

Продолжение табл. 14-4

		$Z_{\text{пер}}$	$Z_{\text{вх}}$	$ \sigma  \frac{K_{\text{мин}}}{K_{\text{макс}}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,95$	Форма С	$\frac{-j1,4\sqrt{R_1 R_2}}{2,97 - \varrho^2 + 2j\varrho}$	$\frac{R_1 (1 + j\varrho)}{2,97 - \varrho^2 + 2j\varrho}$	$\frac{2,82}{[(2,97 - \varrho^2)^2 + 4\varrho^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,9$		$\frac{-j1,6\sqrt{R_1 R_2}}{3,56 - \varrho^2 + 2j\varrho}$	$\frac{R_1 (1 + j\varrho)}{3,56 - \varrho^2 + 2j\varrho}$	$\frac{3,2}{[(3,56 - \varrho^2)^2 + 4\varrho^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,8$		$\frac{-j1,99\sqrt{R_1 R_2}}{4,96 - \varrho^2 + 2j\varrho}$	$\frac{R_1 (1 - j\varrho)}{4,96 - \varrho^2 + 2j\varrho}$	$\frac{3,96}{[(4,96 - \varrho^2)^2 + 4\varrho^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,7$		$\frac{-j2,45\sqrt{R_1 R_2}}{7 - \varrho^2 + 2j\varrho}$	$\frac{R_1 (1 + j\varrho)}{7 - \varrho^2 + 2j\varrho}$	$\frac{4,9}{[(7 - \varrho^2)^2 + 4\varrho^2]^{1/2}}$



			$Z_{пер}$	$Z_{вх}$	$ \sigma  \frac{K_{мин}}{K_{макс}}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1:0,95$	$Q_1 = \infty$	Форма С	$-jR_2 \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \cdot \frac{0,865}{0,75 - \Omega^2 + j\Omega}$	$R_2 \frac{C_2}{C_1} \frac{1 + j\Omega}{0,75 - \Omega^2 + j\Omega}$	$\frac{0,71}{[(0,75 - \Omega^2)^2 + \Omega^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1:0,9$			$-jR_2 \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \cdot \frac{0,94}{0,88 - \Omega^2 + j\Omega}$	$R_2 \frac{C_2}{C_1} \frac{1 + j\Omega}{0,88 - \Omega^2 + j\Omega}$	$\frac{0,79}{[(0,88 - \Omega^2)^2 + \Omega^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1:0,8$			$-jR_2 \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \cdot \frac{1,12}{1,26 - \Omega^2 + j\Omega}$	$R_2 \frac{C_2}{C_1} \frac{1 + j\Omega}{1,26 - \Omega^2 + j\Omega}$	$\frac{1}{[(1,26 - \Omega^2)^2 + \Omega^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1:0,7$			$-jR_2 \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \cdot \frac{1,32}{1,74 - \Omega^2 + j\Omega}$	$R_2 \frac{C_2}{C_1} \frac{1 + j\Omega}{1,74 - \Omega^2 + j\Omega}$	$\frac{1,23}{[(1,74 - \Omega^2)^2 + \Omega^2]^{1/2}}$

Продолжение табл. 14-4

			$\varphi$	$ K_0  \frac{K_{макс}}{K_{мин}}$	$B$	$g$	$\Omega$	$\beta_{12}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1:0,95$	$Q_1 = Q_2 = Q$	Форма С	$-\arcs \operatorname{tg} \frac{2,97 - \Omega^2}{2\Omega}$	$\frac{S}{2\pi \cdot 2\sqrt{C_1 C_2} B} \cdot 1,4$	$df_0 \cdot 1,39$	1,4	$yQ$	$k_{12}Q = 1,4$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1:0,9$			$-\arcs \operatorname{tg} \frac{3,56 - \Omega^2}{2\Omega}$	$\frac{S}{2\pi \cdot 2\sqrt{C_1 C_2} B} \cdot 1,76$	$df_0 \cdot 1,77$	1,76	$yQ$	$k_{12}Q = 1,6$

		$\varphi$	$ K_0  \frac{K_{\max}}{K_{\min}}$	$B$	$g$	$Q$	$\beta_{12}$	
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$	$Q_1 = Q_2 = Q$	$-\arcs \operatorname{tg} \frac{4,96 - Q^2}{2Q}$	$\frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_2 B}} \cdot 2,46$	$d f_0 \cdot 2,44$	2,46	$yQ$	$k_{12}Q = 1,99$	
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$		$-\arcs \operatorname{tg} \frac{7 - Q^2}{2Q}$	$\frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_2 B}} \cdot 3,1$	$d f_0 \cdot 3,14$	3,1	$yQ$	$k_{12}Q = 2,45$	
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	Форма С	$-\arcs \operatorname{tg} \frac{0,75 - Q^2}{Q}$	$\frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_2 B}} \cdot 1,7$	$d f_0 \cdot 0,7$	1,7	$yQ_2$	$k_{12}Q_2 = 0,865$	
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$		$-\arcs \operatorname{tg} \frac{0,88 - Q^2}{Q}$	$\frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_2 B}} \cdot 2,08$	$d f_0 \cdot 0,89$	2,03	$yQ_2$	$k_{12}Q_2 = 0,94$	
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$		$Q_1 = \infty$	$-\arcs \operatorname{tg} \frac{1,26 - Q^2}{Q}$	$\frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_2 B}} \cdot 2,72$	$d f_0 \cdot 1,22$	2,72	$yQ_2$	$k_{12}Q_2 = 1,12$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$			$-\arcs \operatorname{tg} \frac{1,74 - Q^2}{Q}$	$\frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_2 B}} \cdot 3,4$	$d f_0 \cdot 1,58$	3,4	$yQ_2$	$k_{12}Q_2 = 1,32$

Усилитель из  $m$  одинаковых каскадов с двухконтурными полосовыми фильтрами формы В

	$\varphi_m = m\varphi$	$ \sigma_m  =  \dot{\sigma} ^m$	$ K_{0m}  =  K_0 ^m$	$B_m$	$g_m$
$Q_1 = Q_2 = Q$ ( $\Omega = yQ$ )	$-m \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2 - \Omega^2}{2\Omega}$	$\left[ 1 + \left( \frac{\Omega}{\sqrt{2}} \right)^4 \right]^{-\frac{m}{2}}$	$\left( \frac{S}{2\pi^2 \sqrt{C_1 C_2} B_m} \right)^m \times$ $\times (V\sqrt{2} \sqrt[2^{1/m-1}])^m$	$B \sqrt[2^{1/m-1}]{} \sim$ $\sim \frac{B}{1,1 \sqrt[m]{m}}$ ( $B = V\sqrt{2} df_0$ )	$\sqrt{2} \sqrt[2^{1/m-1}]{} \sim$ $\sim \frac{\sqrt{2}}{1,1 \sqrt[m]{m}}$
$Q_1 = \infty$ ( $\Omega = yQ_2$ )	$-m \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{0,5 - \Omega^2}{\Omega}$	$[1 + (V\sqrt{2}\Omega)^4]^{-\frac{m}{2}}$	$\left( \frac{S}{2\pi^2 \sqrt{C_1 C_2} B_m} \right)^m \times$ $\times (2 \sqrt[2^{1/m-1}])^m$	$B \sqrt[2^{1/m-1}]{} \sim$ $\sim \frac{B}{1,1 \sqrt[m]{m}}$ ( $B = \frac{d_2 f_0}{V\sqrt{2}}$ )	$2 \sqrt[2^{1/m-1}]{} \sim$ $\sim \frac{2}{1,1 \sqrt[m]{m}}$
$Q_1 + Q_2$ ( $\Omega = yV\sqrt{Q_1 Q_2}$ )	$-m \operatorname{arc} \operatorname{tg} \times$ $\frac{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} + \frac{Q_2}{Q_1} \right) - \Omega^2}{\Omega \left( \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} \right)}$	$\left[ 1 + \left( \frac{\Omega}{\sqrt{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{Q_1 + Q_2}{Q_2} + \frac{Q_2}{Q_1} \right)}} \right)^4 \right]^{-\frac{m}{2}}$	$\left( \frac{S}{2\pi^2 \sqrt{C_1 C_2} B_m} \right)^m \times$ $\times \left( \frac{2 \sqrt{d_1^2 + d_2^2}}{d_1 + d_2} \times \right.$ $\left. \times \sqrt[2^{1/m-1}]{} \right)^m$	$B \sqrt[2^{1/m-1}]{} \sim$ $\sim \frac{B}{1,1 \sqrt[m]{m}}$ ( $B = \frac{f_0}{V\sqrt{2}} (d_1 + d_2)$ )	$\frac{2 \sqrt{d_1^2 + d_2^2}}{d_1 + d_2} \times$ $\times \sqrt[2^{1/m-1}]{} \sim$ $\frac{2 \sqrt{d_1^2 + d_2^2}}{(d_1 + d_2) 1,1 \sqrt[m]{m}}$

Таблица 14-5

	<i>B</i>	$\beta_{12}$	<i>s</i> <sub>2</sub>
Общий случай	Форма <i>B</i>	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{Q_1}{Q_2} + \frac{Q_2}{Q_1} \right)}$	$\text{sh} \left\{ \frac{1}{2} \text{ar sh} \left[ \left( \frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} \right)^2 - 1 \right]^{-1/2} \right\}$
$Q_1 = \infty$		$k_{12} Q_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}$	
Общий случай	Форма <i>C</i>	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = \sqrt{\frac{0,5 + S_2^2}{2S_2^2} \left( \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} \right)^2 - 1}$	
$Q_1 = \infty$		$k_{12} Q_2 = \sqrt{\frac{0,5 + S_2^2}{2S_2^2}}$	

К табл. 14-5: В табл. 14-5 даны формулы для расчета  $\beta_{12}$  при любых значениях добротностей контуров  $Q_1$  и  $Q_2$  и для характеристик форм *B* и *C*. Подставляя значение  $\beta_{12}$  в формулы табл. 14-4 для общих случаев, можно рассчитать все параметры фильтров.

Таблица 14-7

<i>m</i>	$\sqrt[4]{2^{1/m} - 1}$	$\frac{1}{1,1 \sqrt[4]{m}}$	$g_m$ ( $Q_1=Q_2=Q$ )	$g_m$ $Q_1=\infty$
1	1	—	—	—
2	0,8	0,76	1,13	1,6
3	0,71	0,69	1	1,42
4	0,66	0,64	0,93	1,32
5	0,62	0,61	0,88	1,24
6	0,59	0,58	0,84	1,18

К табл. 14-6 и 14-7: Каскадное соединение фильтров форм *A* и *C* обычно не применяется, так как для формы *A* параметр  $g$  не велик, а для формы *C* с увеличением количества каскадов возрастает волнистость  $K_{\text{макс}}/K_{\text{мин}}$ .

В табл. 14-7 дан коэффициент  $\sqrt[4]{2^{1/m} - 1} \approx \frac{1}{1,1 \sqrt[4]{m}}$ , дающий уменьшение полосы пропускания *B* одного полосового фильтра до полосы пропускания  $B_m$  *m* каскадов.

Коэффициент  $g_m$  многокаскадного усилителя находится путем умножения коэффициента  $g$  на приведенный в таблице множитель, зависящий от отношения добротностей контуров полосового фильтра.

14-8. УЗКОПОЛОСНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ТРЕХКОНТУРНЫМ ПОЛОСОВЫМ ФИЛЬТРОМ

(рис. 14-18 и табл. 14-8)

[П. 2—4]. Частотные характеристики форм *B* и *C* изображены на рис. 14-19. Изменение масштаба по оси абсцисс позволяет применить эти характеристики для любых встречающихся в практике случаев. Все остальные параметры даны в табл. 14-8.

Ниже приводятся формулы для расчета относительного коэффициента связи  $\beta$  при любых значениях добротностей  $Q$  контуров для характеристик форм *B* и *C*. Подставляя эти значения в формулы табл. 14-8, для общего случая можно вычислить все необходимые величины.

Характеристика формы *B*, общий случай:

$$B = \frac{d_1 + d_2 + d_3}{2} f_0; \tag{14-17}$$

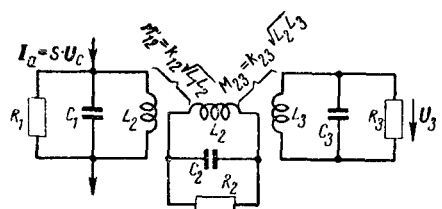


Рис. 14-18. Трехконтурный полосовой фильтр.

		$Z_{\text{пер}}^*$
$d_1 \neq 0; d_2 \neq 0; d_3 \neq 0$	Общий случай	$\frac{-\beta_{12}\beta_{23}\sqrt{R_1R_3}}{1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2 - A_2\Omega^2 + j(4,1\Omega - \Omega^3)}$
$Q_2 = \infty$		$\frac{-\beta_{12}\beta_{23}\sqrt{R_1R_3} \cdot \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}}}{\beta_{12}^2 \frac{Q_1}{Q_3} + \beta_{23}^2 - \Omega^2 \left(1 + \frac{Q_1}{Q_3}\right) + j \left[ \Omega \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} (1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2) - \Omega^3 \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} \right]}$
$Q_1 = \infty$ $Q_3 = \infty$		$R_3 \sqrt{\frac{C_3}{C_1}} \frac{-\beta_{12}\beta_{23}}{\beta_{12}^2 - \Omega^2 + j[(\beta_{12}^2 + \beta_{23}^2)\Omega - \Omega^3]}$
$d_1:d_2:d_3 = 1:1:3$	Форма В	$\frac{-1,51\sqrt{R_1R_3}}{5,2 - 3,47\Omega^2 + j(6\Omega - \Omega^3)}$
$Q_2 = \infty$ $Q_1 = Q_3 = Q$		$-\frac{\sqrt{R_1R_3}}{2} \cdot \frac{1}{1 - 2\Omega^2 + j(2\Omega - \Omega^3)}$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$		$R_3 \sqrt{\frac{C_3}{C_1}} \frac{-0,215}{0,125 - \Omega^2 + j(0,5\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,95$	$d_1:d_2:d_3 = 1:1:3$	$\frac{-4,37\sqrt{R_1R_3}}{14,6 - 3,48\Omega^2 + j(11,4\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,9$		$\frac{-5,85\sqrt{R_1R_3}}{19,7 - 3,48\Omega^2 + j(14,3\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,8$		$\frac{-10\sqrt{R_1R_3}}{33,5 - 3,48\Omega^2 + j(22,3\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,7$		$\frac{-14,5\sqrt{R_1R_3}}{48,6 - 3,48\Omega^2 + j(31\Omega - \Omega^3)}$

$$* A_1 = \sqrt[3]{\frac{Q_1}{Q_2} \frac{Q_1}{Q_3}} + \sqrt[3]{\frac{Q_2}{Q_1} \frac{Q_2}{Q_3}} + \sqrt[3]{\frac{Q_3}{Q_1} + \frac{Q_3}{Q_2} + \beta_{23}^2} + \sqrt[3]{\frac{Q_1}{Q_2} \frac{Q_1}{Q_3}} + \beta_{12}^2 \sqrt[3]{\frac{Q_1}{Q_2} \frac{Q_3}{Q_3}}; A_2 = \sqrt[3]{\frac{Q_1}{Q_3} \frac{Q_1}{Q_3}} + \sqrt[3]{\frac{Q_2}{Q_1} \frac{Q_3}{Q_3}} + \sqrt[3]{\frac{Q_1}{Q_2} \frac{Q_3}{Q_3}}$$

		$Z_{пер}$	
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$	форма С	$\frac{-R_3 \sqrt{\frac{C_3}{C_1}} \cdot 0,046}{0,36 - \Omega^2 + j(0,96\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$			$\frac{-R_3 \sqrt{\frac{C_3}{C_1}} \cdot 0,59}{0,48 - \Omega^2 + j(1,2\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$			$\frac{-R_3 \sqrt{\frac{C_3}{C_1}} \cdot 0,92}{0,81 - \Omega^2 + j(1,86\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$			$\frac{-R_3 \sqrt{\frac{C_3}{C_1}} \cdot 1,29}{1,17 - \Omega^2 + j(2,6\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$Q_2 = \infty$ $Q_1 = Q_3 = Q$	форма С	$\frac{-1,42 \sqrt{R_1 R_3}}{2,84 - 2\Omega^2 + j(3,84\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$			$\frac{-1,91 \sqrt{R_1 R_3}}{3,82 - 2\Omega^2 + j(4,82\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$			$\frac{-3,2 \sqrt{R_1 R_3}}{6,48 - 2\Omega^2 + j(7,48\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$			$\frac{-4,67 \sqrt{R_1 R_3}}{9,34 - 2\Omega^2 + j(10,3\Omega - \Omega^3)}$

		$Z_{ВХ}$
$d_1 \neq 0$ $d_2 \neq 0$ $d_3 \neq 0$	Общий случай	$\frac{1 - \Omega^2 \sqrt{\frac{Q_2 \cdot Q_3}{Q_1 \cdot Q_1}} + \beta_{23}^2 + j\Omega \left( \sqrt{\frac{Q_2 \cdot Q_3}{Q_1 \cdot Q_1}} + \sqrt{\frac{Q_3 \cdot Q_1}{Q_1 \cdot Q_2}} \right)}{1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2 + A_2 \Omega^2 + j(A_1 \Omega - \Omega^3)}$
$Q_3 = \infty$		$\frac{R_1 \left( -\Omega^2 + \beta_{23}^2 + j\Omega \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} \right)}{\beta_{12}^2 \frac{Q_1}{Q_3} + \beta_{23}^2 - \Omega^2 \left( 1 + \frac{Q_1}{Q_3} \right) + j \left[ \Omega \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} (1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2) - \Omega^3 \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} \right]}$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$		$R_3 \frac{C_3}{C_1} \frac{-\Omega^2 + \beta_{23}^2 + j\Omega}{\beta_{12}^2 - \Omega^2 + j[(\beta_{12}^2 + \beta_{23}^2)\Omega - \Omega^3]}$
$d_1:d_2:d_3 = 1:1:3$	Форма В	$R_1 \frac{1,67 - 0,7\Omega^2 + j \cdot 1,72\Omega}{5,2 - 3,47\Omega^2 + j(6\Omega + \Omega^3)}$
$Q_2 = \infty$ $Q_1 = Q_3 = Q$		$R_1 \frac{\frac{1}{2} - \Omega^2 + j\Omega}{1 - 2\Omega^2 + j(2\Omega - \Omega^3)}$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$		$R_3 \frac{C_3}{C_1} \frac{0,375 - \Omega^2 + j\Omega}{0,125 - \Omega^2 + j(0,5\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$d_1:d_2:d_3 = 1:1:3$	$R_1 \frac{2,5\Omega - 0,7\Omega^2 + j \cdot 1,92\Omega}{14,6 - 3,48\Omega^2 + j(11,4\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$		$R_1 \frac{3,08 - 0,7\Omega^2 + j \cdot 1,92\Omega}{19,7 - 3,48\Omega^2 + j(14,3\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$		$R_1 \frac{4,45 - 0,7\Omega^2 + j \cdot 1,92\Omega}{33,5 - 3,48\Omega^2 + j(22,3\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$		$R_1 \frac{5,92 - 0,7\Omega^2 + j \cdot 1,92\Omega}{48,6 - 3,48\Omega^2 + j(31\Omega - \Omega^3)}$
	Форма С	

		$Z_{вх}$	
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$	Форма С	$R_3 \frac{C_3}{C_1} \cdot \frac{0,6 - \Omega^2 + j\Omega}{0,36 - \Omega^2 + j(0,96\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$			$R_3 \frac{C_3}{C_1} \cdot \frac{0,72 - \Omega^2 + j\Omega}{0,48 - \Omega^2 + j(1,2\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$			$R_3 \frac{C_3}{C_1} \cdot \frac{1,05 - \Omega^2 + j\Omega}{0,81 - \Omega^2 + j(1,86\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$			$R_3 \frac{C_3}{C_1} \cdot \frac{1,42 - \Omega^2 + j\Omega}{1,17 - \Omega^2 + j(2,6\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$Q_2 = \infty$ $Q_1 = Q_3 = Q$		$R_1 \frac{1,42 - \Omega^2 + j\Omega}{2,84 - 2\Omega^2 + j(3,84\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$			$R_1 \frac{1,91 - \Omega^2 + j\Omega}{3,82 - 2\Omega^2 + j(4,82\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$			$R_1 \frac{3,24 - \Omega^2 + j\Omega}{6,48 - 2\Omega^2 + j(7,48\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$			$R_1 \frac{4,67 - \Omega^2 + j\Omega}{9,34 - 2\Omega^2 + j(10,3\Omega - \Omega^3)}$



			101
$d_1 \neq 0$ $d_2 \neq 0$ $d_3 \neq 0$	Общий случай		$\frac{1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2}{[(1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2 - A_2 \Omega^2)^2 + (A_1 \Omega - \Omega^3)^2]^{1/2}}$
$Q_2 = \infty$			$\frac{\beta_{12}^2 \frac{Q_1}{Q_3} + \beta_{23}^2}{\left\{ \left[ \beta_{12}^2 \frac{Q_1}{Q_3} + \beta_{23}^2 - \Omega^2 \left( 1 + \frac{Q_1}{Q_3} \right) \right]^2 + \left[ \Omega \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} (1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2) - \Omega^3 \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} \right]^2 \right\}^{1/2}}$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$			$\frac{\beta_{12}^2}{\left\{ (\beta_{12}^2 - \Omega^2)^2 + [(\beta_{12}^2 + \beta_{23}^2) \Omega - \Omega^3]^2 \right\}^{1/2}}$
$d_1:d_2:d_3 = 1:1:3$		Форма В	
$Q_2 = \infty$ $Q_1 = Q_3 = Q$			$(1 + \Omega^6)^{-1/2}$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$			$[1 + (2\Omega)^6]^{-1/2}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$d_1:d_2:d_3 = 1:1:3$	Форма С	$\frac{14,6}{[(11,6 - 3,48\Omega^2)^2 + (11,4\Omega - \Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$			$\frac{19,7}{[(19,7 - 3,48\Omega^2)^2 + (14,3\Omega - \Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$			$\frac{33,5}{[(33,5 - 3,48\Omega^2)^2 + (22,3\Omega - \Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$			$\frac{48,6}{[(48,6 - 3,48\Omega^2)^2 + (31\Omega - \Omega^3)^2]^{1/2}}$

		$ \sigma $
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,95$	$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$	$\frac{0,36}{[(0,36 - 2\Omega)^2 + (0,96\Omega - 2\Omega)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,9$		$\frac{0,49}{[(0,49 - 2\Omega)^2 + (1,2\Omega - 2\Omega)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,8$		$\frac{0,81}{[(0,81 - 2\Omega)^2 + (1,86\Omega - 2\Omega)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,7$		$\frac{1,17}{[(1,17 - 2\Omega)^2 + (2,6\Omega - 2\Omega)^2]^{1/2}}$
Форма С		
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,95$	$Q_2 = \infty$ $Q_1 = Q_3 = Q$	$\frac{2,84}{[(2,84 - 2\Omega)^2 + (3,84\Omega - 2\Omega)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,9$		$\frac{3,82}{[(3,82 - 2\Omega)^2 + (4,82\Omega - 2\Omega)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,8$		$\frac{6,48}{[(6,48 - 2\Omega)^2 + (7,48\Omega - 2\Omega)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,7$		$\frac{9,34}{[(9,34 - 2\Omega)^2 + (10,3\Omega - 2\Omega)^2]^{1/2}}$

		$ \varphi $	$ K_0 $
$d_1 \neq 0$ $d_2 \neq 0$ $d_3 \neq 0$	Общий случай 1	$-\arctg \frac{A_1 \Omega - \Omega^3}{1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2 - A_2 \Omega^2}$	$S \sqrt{R_1 R_3} \frac{\beta_{12} \beta_{23}}{1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2}$
$Q_3 = \infty$		$-\arctg \frac{\Omega \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} (1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2) - \Omega^3 \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}}}{\beta_{12}^2 \frac{Q_1}{Q_3} + \beta_{23}^2 - \Omega^2 (1 + \frac{Q_1}{Q_3})}$	$S \sqrt{R_1 R_3} \frac{\beta_{12} \beta_{23} \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}}}{\beta_{12}^2 \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} + \beta_{23}^2}$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$		$-\arctg \frac{(\beta_{12}^2 + \beta_{23}^2) \Omega - \Omega^3}{\beta_{12}^2 - \Omega^2}$	$S R_2 \sqrt{\frac{C_3 \beta_{23}}{C_1 \beta_{12}}}$
$d_1 : d_2 : d_3 = 1 : 1 : 3$	Форма В	$-\arctg \frac{6\Omega - \Omega^3}{5,2 - 3,48\Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2 \sqrt{C_1 C_3}} \cdot 0,85$
$Q_2 = \infty$ $Q_1 = Q_3 = Q$		$-\arctg \frac{2\Omega - \Omega^3}{1 - 2\Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2 \sqrt{C_1 C_3}} \cdot 1$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$		$-\arctg \frac{0,5\Omega - \Omega^3}{0,125 - \Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2 \sqrt{C_1 C_3}} \cdot 1,72$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$d_1 : d_2 : d_3 = 1 : 1 : 3$	$-\arctg \frac{11,4\Omega - \Omega^3}{14,6 - 3,48\Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2 \sqrt{C_1 C_3}} \cdot 1,35$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$		$-\arctg \frac{14,3\Omega - \Omega^3}{19,7 - 3,48\Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2 \sqrt{C_1 C_3}} \cdot 1,65$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$		$-\arctg \frac{22,3\Omega - \Omega^3}{33,5 - 3,48\Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2 \sqrt{C_1 C_3}} \cdot 2,3$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$		$-\arctg \frac{31\Omega - \Omega^3}{48,6 - 3,48\Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2 \sqrt{C_1 C_3}} \cdot 2,86$
		Форма С	

		$\varphi$	$ K_0 $
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$	$-\arctg \frac{0,96\Omega - \Omega^3}{0,36 - \Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_3}} \cdot 2,02$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$		$-\arctg \frac{1,2\Omega - \Omega^3}{0,48 - \Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_3}} \cdot 2,37$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$		$-\arctg \frac{1,86\Omega - \Omega^3}{0,81 - \Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_3}} \cdot 3,07$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$		$-\arctg \frac{2,6\Omega - \Omega^3}{1,17 - \Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_3}} \cdot 3,68$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	<b>Форма С</b>	$-\arctg \frac{3,84\Omega - \Omega^3}{2,84 - 2\Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_3}} \cdot 1,55$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$		$-\arctg \frac{4,82\Omega - \Omega^3}{3,82 - 2\Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_3}} \cdot 1,93$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$		$-\arctg \frac{7,48\Omega - \Omega^3}{6,48 - 2\Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_3}} \cdot 2,7$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$		$-\arctg \frac{10,3\Omega - \Omega^3}{9,34 - 2\Omega^2}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_3}} \cdot 3,34$

 $Q_2 = \infty$   
 $Q_1 = Q_2 = Q$

		<i>B</i>	<i>g</i>	$\Omega$	$\beta_{12}$	$\beta_{23}$	
$d_1 \neq 0$ $d_2 \neq 0$ $d_3 \neq 0$	Общий случай			$y \sqrt[3]{Q_1 Q_2 Q_3}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2}$	$k_{23} \sqrt{Q_2 Q_3}$	
$Q_2 = \infty$				$y \sqrt{Q_1 Q_3}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_3}$	$k_{23} \sqrt{Q_1 Q_3}$	
$Q_1 = \infty$ $Q_3 = \infty$				$y Q_3$	$k_{12} Q_3$	$k_{23} Q_3$	
$d_1 : d_2 : d_3 =$ $= 1 : 1 : 3$	Форма В	$d_1 f_0 \cdot 2,5$	0,85	$y \sqrt[3]{Q_1 Q_2 Q_3}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 1,88$	$k_{23} \sqrt{Q_2 Q_3} = 0,82$	
$Q_2 = \infty$ $Q_1 = Q_3 = Q$		$d f_0$	1	$y Q$	$k_{12} Q = \frac{1}{\sqrt{2}}$	$k_{23} Q \frac{1}{\sqrt{2}}$	
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$		$\frac{d_3 f_0}{2}$	1,72	$y Q_3$	$k_{12} Q_3 = 0,354$	$k_{23} Q_3 = 0,61$	
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$d_1 : d_2 : d_3 =$ $= 1 : 1 : 3$	Форма С	$d_1 f_0 \cdot 3,9$	1,35	$y \sqrt[3]{Q_1 Q_2 Q_3}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 3,47$	$k_{23} \sqrt{Q_2 Q_3} = 1,26$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$			$d_1 f_0 \cdot 4,8$	1,65	$y \sqrt[3]{Q_1 Q_2 Q_3}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 4,05$	$k_{23} \sqrt{Q_2 Q_3} = 1,44$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$			$d_1 f_0 \cdot 6,7$	2,3	$y \sqrt[3]{Q_1 Q_2 Q_3}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 5,4$	$k_{23} \sqrt{Q_2 Q_3} = 1,86$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$			$d_1 f_0 \cdot 8,3$	2,86	$y \sqrt[3]{Q_1 Q_2 Q_3}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 6,54$	$k_{23} \sqrt{Q_2 Q_3} = 2,22$

			<i>B</i>	<i>g</i>	<i>ρ</i>	$\beta_{12}$	$\beta_{23}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,95$	$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$	Форма С	$d_{3f_0} \cdot 0,78$	2,02	$yQ_3$	$k_{12}Q_3 = 0,6$	$k_{23}Q_3 = 0,78$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,9$			$d_{3f_0} \cdot 0,96$	2,37	$yQ_3$	$k_{12}Q_3 = 0,69$	$k_{23}Q_3 = 0,85$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,8$			$d_{3f_0} \cdot 1,35$	3,07	$yQ_3$	$k_{12}Q_3 = 0,9$	$k_{23}Q_3 = 1,03$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,7$			$d_{3f_0} \cdot 1,67$	3,68	$yQ_3$	$k_{12}Q_3 = 1,08$	$k_{23}Q_3 = 1,19$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,95$	$Q_2 = \infty$ $Q_1 = Q_2 = Q$		$df_0 \cdot 1,56$	1,55	$yQ$	$k_{12}Q = 1,19$	$k_{23}Q = 1,19$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,9$			$df_0 \cdot 1,93$	1,93	$yQ$	$k_{12}Q = 1,38$	$k_{23}Q = 1,38$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,8$			$df_0 \cdot 2,7$	2,7	$yQ$	$k_{12}Q = 1,8$	$k_{23}Q = 1,8$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,7$			$df_0 \cdot 3,34$	3,34	$yQ$	$k_{12}Q = 2,16$	$k_{23}Q = 2,16$

Усилитель из  $m$  одинаковых каскадов с трехконтурными фильтрами формы  $B$ 

	$\varphi_m = m\varphi$	$ a_m  =  a ^m$	$ K_{0m}  =  K_0 ^m$	$B_m$	$g_m$
$d_1 : d_2 : d_3 =$ $= 1 : 1 : 3$ $(\Omega = y \sqrt[3]{Q_1 Q_2 Q_3})$	$-m \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{6\Omega - \Omega^3}{5,2 - 3,47\Omega^2}$	$\left[ 1 + \left( \frac{\Omega}{1,73} \right)^6 \right]^{-\frac{m}{2}}$	$\left( \frac{S}{2\pi \cdot 2\sqrt{C_1 C_3} B_m} \right)^m \times$ $\times (0,85 \sqrt[6]{2^{1/m} - 1})^m$	$B \sqrt[6]{2^{1/m} - 1} \sim$ $\sim \frac{B}{1,065 \sqrt[6]{m}}$ $(B = d_1 f_0 \cdot 2,5)$	$0,85 \sqrt[6]{2^{1/m} - 1} \sim$ $\sim \frac{0,85}{1,065 \sqrt[6]{m}}$
$Q_1 = Q_2 = Q$ $Q_3 = \infty$ $(\Omega = yQ)$	$-m \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2\Omega - \Omega^3}{1 - 2\Omega^2}$	$(1 + \Omega^6)^{-\frac{m}{2}}$	$\left( \frac{S}{2\pi \cdot 2\sqrt{C_1 C_3} B_m} \right)^m \times$ $\times (\sqrt[6]{2^{1/m} - 1})^m$	$B \sqrt[6]{2^{1/m} - 1} \sim$ $\sim \frac{B}{1,065 \sqrt[6]{m}}$ $(B = df_0)$	$\sqrt[6]{2^{1/m} - 1} \sim$ $\sim \frac{1}{1,065 \sqrt[6]{m}}$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$ $(\Omega = yQ_3)$	$-m \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{0,5\Omega - \Omega^3}{0,125 - \Omega^2}$	$[1 + (2\Omega)^6]^{-\frac{m}{2}}$	$\left( \frac{S}{2\pi \cdot 2\sqrt{C_1 C_3} B_m} \right)^m \times$ $\times (1,72 \sqrt[6]{2^{1/m} - 1})^m$	$B = \sqrt[6]{2^{1/m} - 1} \sim$ $\sim \frac{B}{1,065 \sqrt[6]{m}}$ $(B = \frac{d_3 f_0}{2})$	$1,72 \sqrt[6]{2^{1/m} - 1} \sim$ $\sim \frac{1,72}{1,065 \sqrt[6]{m}}$

К табл. 14-9. См. примечания к табл. 14-6. Общие формулы для усилителя из  $m$  одинаковых каскадов с трехконтурными фильтрами, имеющими любое значение  $Q$ , слишком сложны.

Практически достаточно случаев, включенных в табл. 14-9; при желании требуемые величины могут быть вычислены по общим формулам табл. 14-8 и из уравнений (14-17)—(14-36).

$$k_{12}\sqrt{Q_1 Q_2} = \beta_{12} = \left[ \frac{\frac{1}{8} \left( \sqrt[3]{\frac{Q_2}{Q_1}} + \sqrt[3]{\frac{Q_1^2}{Q_2^2}} + \sqrt[3]{\frac{Q_1^2 Q_2}{Q_3^2 Q_3}} \right)^3}{\frac{Q_1}{Q_3} - 1} - \frac{1}{2} \left( \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} + \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_1 Q_2}{Q_3 Q_3}} \right)^2 + 1 + \frac{Q_2}{Q_3} \right]^{1/2}; \quad (14-18)$$

$$k_{23}\sqrt{Q_2 Q_3} = \beta_{23} = \left[ \frac{\frac{1}{2} \left( \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} + \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_1 Q_2}{Q_3 Q_3}} \right)^2 - \left( \frac{Q_1 + Q_2}{Q_3} \right)}{\frac{Q_1}{Q_3} - 1} - \frac{\frac{1}{8} \left( \sqrt[3]{\frac{Q_2 Q_3}{Q_1 Q_1}} + \sqrt[3]{\frac{Q_1 Q_3}{Q_2 Q_2}} + \sqrt[3]{\frac{Q_1 Q_2}{Q_3 Q_3}} \right)^3}{\frac{Q_1}{Q_3} - 1} \right]^{1/2}. \quad (14-19)$$

Характеристика формы  $B, Q_2 = \infty$ :

$$B = \frac{d_1 + d_3}{2} f_0; \quad (14-20)$$

$$k_{12}\sqrt{Q_1 Q_3} = \beta_{12} = \left[ \frac{\frac{1}{8} \left( \sqrt[3]{\frac{Q_3}{Q_1}} + \sqrt[3]{\frac{Q_1^2}{Q_3^2}} \right)^3 + 1 - \frac{1}{2} \left( \sqrt{\frac{Q_3}{Q_1}} + \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} \right)^2}{\frac{Q_1}{Q_3} - 1} \right]^{1/2}; \quad (14-21)$$

$$k_{23}\sqrt{Q_1 Q_3} = \beta_{23} = \frac{\frac{1}{2} \left( 1 + \frac{Q_1}{Q_3} \right)^2 - \frac{Q_1}{Q_3} + \frac{1}{8} \left( \sqrt[3]{\frac{Q_3}{Q_1}} + \sqrt[3]{\frac{Q_1^2}{Q_3^2}} \right)^3}{\frac{Q_1}{Q_3} - 1} \quad (14-22)$$

При  $Q_1 = Q_3 = Q$  получается:

$$B = d f_0; \quad \beta_{12} = \beta_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}};$$

$$(\beta_{12} = k_{12}Q; \quad \beta_{23} = k_{23}Q). \quad (14-23)$$

Характеристика формы  $B, Q_1 = \infty; Q_3 = \infty$ :

$$B = \frac{d_3 f_0}{2}, \quad (14-24)$$

$$\beta_{12} = k_{12}Q_3 = \sqrt{\frac{1}{8}}; \quad \beta_{23} = k_{23}Q_3 = \sqrt{\frac{3}{8}}. \quad (14-25)$$

Характеристика формы  $C$ , общий случай:

$$B = \frac{d_1 + d_2 + d_3}{2s_3} f_0; \quad (14-26)$$

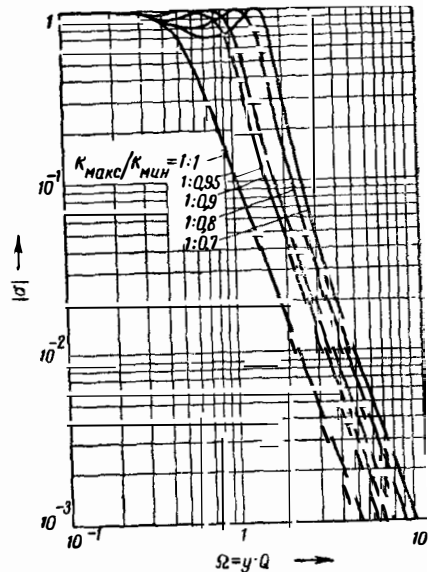


Рис. 14-19. Частотные характеристики трехконтурных полосовых фильтров форм  $B$  и  $C$ . Кривые построены для  $d_1 = d_2 = 0, d_3 = d$ . Для случая  $d_2 = 0$  и  $d_1 : d_3 = d$  следует масштаб оси абсцисс умножить на 2. Для случая  $d_1 : d_2 : d_3 = 1 : 1 : 3$  масштаб оси абсцисс надо умножить на 3,46. В этом случае  $s = y\sqrt[3]{Q_1 Q_2 Q_3}$ .



$$k_{12}\sqrt{Q_1 Q_2} = \beta_{12} = \left[ \frac{0,75 + s_3^2 \left( \sqrt[3]{\frac{Q_2}{Q_1}} + \sqrt[3]{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt[3]{\frac{Q_1 Q_2}{Q_3^2}} \right)^3}{8s_3^2} - \frac{Q_1}{Q_3} - 1}{\frac{Q_1}{Q_3} - 1} - \frac{0,75 + 2s_3^2 \left( \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} + \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_1 Q_2}{Q_3}} \right)^2 + 1 + \frac{Q_2}{Q_3}}{4s_3^2} \right]^{1/2}; \quad (14-27)$$

$$k_{23}\sqrt{Q_2 Q_3} = \beta_{23} = \left[ \frac{0,75 + 2s_3^2 \left( \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} + \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_1 Q_2}{Q_3}} \right)^2 - \left( \frac{Q_1}{Q_3} + \frac{Q_2}{Q_3} \right)}{4s_3^2} - \frac{Q_1}{Q_3} - 1}{\frac{Q_1}{Q_3} - 1} - \frac{0,75 + s_3^2 \left( \sqrt[3]{\frac{Q_2}{Q_1} \cdot \frac{Q_3}{Q_1}} + \sqrt[3]{\frac{Q_1}{Q_2} \cdot \frac{Q_3}{Q_2}} + \sqrt[3]{\frac{Q_1 Q_2}{Q_3} \cdot \frac{Q_3}{Q_3}} \right)^3}{8s_3^2} \right]^{1/2}. \quad (14-28)$$

Характеристика формы  $C$ ,  $Q_2 = \infty$ :  $B = \frac{d_1 + d_2}{2s_3} f_0$ ; (14-29)

$$k_{12}\sqrt{Q_1 Q_2} = \beta_{12} = \left[ \frac{0,75 + s_3^2 \left( \sqrt[3]{\frac{Q_2}{Q_1}} + \sqrt[3]{\frac{Q_1}{Q_2}} \right)^3 - \frac{0,75 + 2s_3^2}{4s_3^2} \left( \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} + \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} \right)^2 + 1}{8s_3^2} - \frac{Q_1}{Q_3} - 1}{\frac{Q_1}{Q_3} - 1} \right]^{1/2}; \quad (14-30)$$

$$k_{23}\sqrt{Q_1 Q_3} = \beta_{23} = \left[ \frac{0,75 + 2s_3^2 \left( 1 + \frac{Q_1}{Q_3} \right)^2 - \frac{Q_1}{Q_3} - \frac{0,75 + s_3^2}{8s_3^2} \left( \sqrt[3]{\frac{Q_2}{Q_1}} + \sqrt[3]{\frac{Q_1}{Q_2}} \right)^3}{4s_3^2} - \frac{Q_1}{Q_3} - 1}{\frac{Q_1}{Q_3} - 1} \right]^{1/2}. \quad (14-31)$$

При  $Q_1 = Q_3 = Q$  получается:

$$B = \frac{df_0}{s_3}; \quad (14-32)$$

$$k_{12}Q = \beta_{12} = k_{23}Q = \beta_{23} = \frac{1}{s_3} \sqrt{\frac{0,75 + s_3^2}{2}}. \quad (14-33)$$

Характеристика формы  $C$ ,  $Q_1 = \infty$ ;  $Q_2 = \infty$ :

$$B = \frac{d_3 f_0}{2s_3}; \quad (14-34)$$

$$k_{12}Q_3 = \beta_{12} = \sqrt{\frac{0,75 + s_3^2}{8s_3^2}};$$

$$k_{23}Q_3 = \beta_{23} = \sqrt{\frac{0,75 + 3s_3^2}{8s_3^2}}. \quad (14-35)$$

Во всех формулах

$$s_3 = \text{sh} \left\{ \frac{1}{3} \text{ar sh} \left[ \left( \frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} \right)^2 - 1 \right]^{-1/2} \right\}. \quad (14-36)$$

Таблица 14-10

$m$	$\sqrt[6]{2^{1/m} - 1}$	$\frac{g_m}{(d_1 : d_2 : d_3 = 1 : 1 : 3)}$	$\frac{g_m}{(Q_1 = Q_3 = Q; Q_2 = \infty)}$	$\frac{g_m}{(Q_1 = \infty; Q_2 = \infty)}$
2	0,87	0,74	0,87	1,49
3	0,8	0,68	0,8	1,38
4	0,76	0,65	0,76	1,3
5	0,72	0,61	0,72	1,24
6	0,7	0,6	0,7	1,2
7	0,69	0,58	0,69	1,18

К табл. 14-10. Таблица содержит коэффициент  $\sqrt[6]{2^{1/m} - 1}$ , определяющий уменьшение полосы пропускания усилителя, и коэффициент  $g_m$  для схемы с  $m$  одинаковыми каскадами.

#### 14-9. УЗКОПОЛОСНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ЧЕТЫРЕХКОНТУРНЫМ ПОЛОСОВЫМ ФИЛЬТРОМ

(рис. 14-20 и табл. 14-11)

Частотные характеристики форм  $B$  и  $C$  показаны на рис. 14-21. Умножая масштаб оси абсцисс на соответствующие коэффициенты, можно эти кривые использовать в любом практическом случае. Все остальные параметры приведены в табл. 14-11.

Ниже даны формулы для расчета относительного коэффициента связи  $\beta$  при любых значениях добротностей  $Q$  и для характеристик

		$Z_{\text{нгр}}^{(1,3)}$	$Z_{\text{вх}}^{(1-3)}$
$d_1 \dots d_4 \neq 0$	Общий случай	$\frac{j\beta_{12}\beta_{23}\beta_{34}\sqrt{R_1R_4}}{D_0 - D_3\Omega^2 + \Omega^4 + j(D_1\Omega - D_3\Omega^3)}$	$R_1 \frac{d_0 - d_2\Omega^2 + j(d_1\Omega - d_3\Omega^3)}{D_0 - D_2\Omega^2 + \Omega^4 + j(D_1\Omega - D_3\Omega^3)}$
$Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$		$\frac{j\beta_{12}\beta_{23}\beta_{34}\sqrt{R_1R_4}}{D_0^* - D_2^*\Omega^2 + \Omega^4 + j(D_1^*\Omega - D_3^*\Omega^3)}$	$R_1 \frac{\beta_{23}^2 - \Omega^2 + j\left[\Omega\sqrt{\frac{Q_4}{Q_1}}(\beta_{23}^2 + \beta_{34}^2) - \Omega^3\sqrt{\frac{Q_4}{Q_1}}\right]}{D_0^* - D_2^*\Omega^2 + \Omega^4 + j(D_1^*\Omega - D_3^*\Omega^3)}$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$		$\frac{j\beta_{12}\beta_{23}\beta_{34}R_4\sqrt{\frac{C_1}{C_1}}}{\beta_{12}^2\beta_{34}^2 - (\beta_{12}^2 + \beta_{23}^2 + \beta_{34}^2)\Omega^2 + \Omega^4 + j[(\beta_{12}^2 + \beta_{23}^2)\Omega - \Omega^3]}$	$R_4 \frac{C_1}{C_1} \cdot \frac{\beta_{23}^2 - \Omega^2 + j[(\beta_{23}^2 + \beta_{34}^2)\Omega - \Omega^3]}{\beta_{12}^2\beta_{34}^2 - (\beta_{12}^2 + \beta_{23}^2 + \beta_{34}^2)\Omega^2 + \Omega^4 + j[(\beta_{12}^2 + \beta_{23}^2)\Omega - \Omega^3]}$
$d_1 : d_2 : d_3 : d_4 = 1 : 1 : 1 : 5$	Форма В	$\frac{j \cdot 3,62 \sqrt{R_1 R_4}}{17,5 - 14,3\Omega^2 + \Omega^4 + j(22,5\Omega - 5,35\Omega^3)}$	$R_1 \frac{4 - 3,14\Omega^2 + j(5,7\Omega - 0,67\Omega^3)}{17,5 - 14,3\Omega^2 + \Omega^4 + j(22,5\Omega - 5,35\Omega^3)}$
$Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$ $Q_1 = Q_4 = Q$		$\frac{j0,173 \sqrt{R_1 R_4}}{0,347 - 2\Omega^2 + \Omega^4 + j(1,17\Omega - 2\Omega^3)}$	$R_1 \frac{0,17 - \Omega^2 + j(0,59\Omega - \Omega^3)}{0,347 - 2\Omega^2 + \Omega^4 + j(1,17\Omega - 2\Omega^3)}$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$		$jR_4 \sqrt{\frac{C_4}{C_1}} \cdot \frac{4,3 \cdot 10^{-2}}{2,15 \cdot 10^{-2} - 0,5\Omega^2 + \Omega^4 + j(0,15\Omega - \Omega^3)}$	$R_4 \frac{C_4}{C_1} \cdot \frac{8,6 \cdot 10^{-2} - \Omega^2 + j(0,44\Omega - \Omega^3)}{2,15 \cdot 10^{-2} - 0,5\Omega^2 + \Omega^4 + j(0,15\Omega - \Omega^3)}$

$\bullet D_0 = 1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2 + \beta_{34}^2 + \beta_{12}^2 \beta_{34}^2$

$$D_1 = \sqrt[4]{\frac{Q_1^3}{Q_2 Q_3 Q_4}} + \sqrt[4]{\frac{Q_2^3}{Q_1 Q_3 Q_4}} + \sqrt[4]{\frac{Q_3^3}{Q_1 Q_2 Q_4}} + \sqrt[4]{\frac{Q_4^3}{Q_1 Q_2 Q_3}} + \beta_{34}^2 \sqrt[4]{\frac{Q_1^3}{Q_2 Q_3 Q_4}} + \beta_{23}^2 \sqrt[4]{\frac{Q_2^3}{Q_1 Q_3 Q_4}} + \beta_{12}^2 \sqrt[4]{\frac{Q_3^3}{Q_1 Q_2 Q_4}} + \beta_{12}^2 \beta_{23}^2 \sqrt[4]{\frac{Q_4^3}{Q_1 Q_2 Q_3}}$$

$$D_2 = \sqrt{\frac{Q_1 Q_2}{Q_3 Q_4}} + \sqrt{\frac{Q_1 Q_3}{Q_2 Q_4}} + \sqrt{\frac{Q_2 Q_3}{Q_1 Q_4}} + \sqrt{\frac{Q_1 Q_4}{Q_2 Q_3}} + \sqrt{\frac{Q_2 Q_4}{Q_1 Q_3}} + \sqrt{\frac{Q_3 Q_4}{Q_1 Q_2}} + \beta_{34}^2 \sqrt{\frac{Q_1 Q_2}{Q_3 Q_4}} + \beta_{23}^2 \sqrt{\frac{Q_1 Q_3}{Q_2 Q_4}} + \beta_{12}^2 \sqrt{\frac{Q_2 Q_3}{Q_1 Q_4}}$$

$$D_3 = \sqrt[4]{\frac{Q_2 Q_3 Q_4}{Q_1^3}} + \sqrt[4]{\frac{Q_1 Q_3 Q_4}{Q_2^3}} + \sqrt[4]{\frac{Q_1 Q_2 Q_4}{Q_3^3}} + \sqrt[4]{\frac{Q_1 Q_2 Q_3}{Q_4^3}}$$

		$ \sigma  \frac{K_{\text{мин}} (1,3)}{K_{\text{макс}}}$	$\varphi (1,3)$
$d_1 \dots d_4 \neq 0$	Общий случай	$\frac{D_0}{[(D_0 - D_2 \Omega^2 + \Omega^4)^2 + (D_1 \Omega - D_3 \Omega^3)^2]^{1/2}} \cdot \frac{K_{\text{мин}}}{K_{\text{макс}}}$	$\arcsin \frac{D_0 - D_2 \Omega^2 + \Omega^4}{D_1 \Omega - D_3 \Omega^3}$
$Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$		$\frac{\beta_{23}^2 + \beta_{12}^2 \beta_{34}^2}{[(D_0^* - D_2^* \Omega^2 + \Omega^4)^2 + (D_1^* \Omega - D_3^* \Omega^3)^2]^{1/2}} \cdot \frac{K_{\text{мин}}}{K_{\text{макс}}}$	$\arcsin \frac{D_0^* - D_2^* \Omega^2 + \Omega^4}{D_1^* \Omega - D_3^* \Omega^3}$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$		$\frac{\beta_{12}^2 \beta_{34}^2}{\left\{ \left[ \beta_{12}^2 \beta_{34}^2 - (\beta_{12}^2 + \beta_{23}^2 + \beta_{34}^2) \Omega^2 + \Omega^4 \right]^2 + \left[ (\beta_{12}^2 + \beta_{23}^2) \Omega - \Omega^3 \right]^2 \right\}^{1/2}} \cdot \frac{K_{\text{мин}}}{K_{\text{макс}}}$	$\arcsin \frac{\beta_{12}^2 \beta_{34}^2 - (\beta_{12}^2 + \beta_{23}^2 + \beta_{34}^2) \Omega^2 + \Omega^4}{(\beta_{12}^2 + \beta_{23}^2) \Omega - \Omega^3}$
$d_1 : d_2 : d_3 : d_4 =$ $= 1 : 1 : 1 : 5$	Форма В	$\left[ 1 + \left( \frac{\Omega}{2} \right)^8 \right]^{-\frac{1}{2}}$	$\arcsin \frac{17,5 - 14,3 \Omega^2 + \Omega^4}{22,5 \Omega - 5,36 \Omega^3}$
$Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$ $Q_1 = Q_4 = Q$		$\left[ 1 + \left( \frac{\Omega}{0,77} \right)^8 \right]^{-\frac{1}{2}}$	$\arcsin \frac{0,347 - 2 \Omega^2 + \Omega^4}{1,17 \Omega - 2 \Omega^3}$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$		$[1 + (2,61 \Omega)^8]^{-\frac{1}{2}}$	$\arcsin \frac{2,15 \cdot 10^{-2} - 0,5 \Omega^2 + \Omega^4}{0,15 \Omega - \Omega^3}$

$$d_0 = 1 + \beta_{23}^2 + \beta_{34}^2; \quad d_1 = \sqrt[4]{\frac{Q_3^3}{Q_1 Q_2 Q_4}} + \sqrt[4]{\frac{Q_4^3}{Q_1 Q_2 Q_3}} + \sqrt[4]{\frac{Q_2^3}{Q_1 Q_3 Q_4}} + \beta_{34}^2 \sqrt[4]{\frac{Q_3^3}{Q_1 Q_2 Q_4}} + \beta_{23}^2 \sqrt[4]{\frac{Q_4^3}{Q_1 Q_2 Q_3}}$$

$$d_2 = \sqrt{\frac{Q_3 Q_4}{Q_1 Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_2 Q_4}{Q_1 Q_3}} + \sqrt{\frac{Q_2 Q_3}{Q_1 Q_4}}; \quad d_3 = \sqrt[4]{\frac{Q_2 Q_3 Q_4}{Q_1^3}}$$

$$D_0^* = \beta_{23}^2 + \beta_{12}^2 \beta_{34}^2; \quad D_1^* = \beta_{34}^2 \sqrt{\frac{Q_4}{Q_1}} + \beta_{23}^2 \left( \sqrt{\frac{Q_1}{Q_4}} + \sqrt{\frac{Q_4}{Q_1}} \right) + \beta_{12}^2 \sqrt{\frac{Q_4}{Q_1}}; \quad D_2^* = 1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2 + \beta_{34}^2;$$

$$D_3^* = \sqrt{\frac{Q_1}{Q_4}} + \sqrt{\frac{Q_4}{Q_1}}$$

		$ K_0  \frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}}$	$B$	$g$	$\varrho$	$\beta_{12}$	$\beta_{23}$	$\beta_{34}$
$d_1 \dots d_4 \neq 0$	Общий случай	$\frac{S \sqrt{R_1 R_4} \beta_{12} \beta_{23} \beta_{34}}{1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2 + \beta_{34}^2 + \beta_{12}^2 \beta_{34}^2} \cdot \frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}}$			$y \sqrt{Q_1 Q_2 Q_3 Q_4}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2}$	$k_{23} \sqrt{Q_2 Q_3}$	$k_{34} \sqrt{Q_3 Q_4}$
$Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$		$\frac{S \sqrt{R_1 R_4} \beta_{12} \beta_{23} \beta_{34}}{\beta_{23}^2 + \beta_{12}^2 \beta_{34}^2} \cdot \frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}}$			$y \sqrt{Q_1 Q_4}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_4}$	$k_{23} \sqrt{Q_1 Q_4}$	$k_{34} \sqrt{Q_1 Q_4}$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$		$S R_4 \sqrt{\frac{C_4}{C_1}} \cdot \frac{\beta_{23}}{\beta_{12} \beta_{34}} \cdot \frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}}$			$y Q_4$	$k_{12} Q_4$	$k_{23} Q_4$	$k_{34} Q_4$
$d_1 : d_2 : d_3 : d_4 = 1 : 1 : 1 : 5$	Форма В	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2 \sqrt{C_1 C_4}} \cdot 0,55$	$d_{f_0} \cdot 3,06$	0,55	$y \sqrt{Q_1 Q_2 Q_3 Q_4}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 2,46$	$k_{23} \sqrt{Q_2 Q_3} = 1,31$	$k_{34} \sqrt{Q_3 Q_4} = 1,12$
$Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$ $Q_4 = Q_1 = Q$		$\frac{S}{2\pi B \cdot 2 \sqrt{C_1 C_4}} \cdot 0,77$	$d_{f_0} \cdot 0,77$	0,77	$y Q$	$k_{12} Q = 0,65$	$k_{23} Q = 0,41$	$k_{34} Q = 0,65$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$		$\frac{S}{2\pi B \cdot 2 \sqrt{C_1 C_4}} \cdot 1,53$	$d_{f_0} \cdot 0,38$	1,53	$y Q_4$	$k_{12} Q_4 = 0,247$	$k_{23} Q_4 = 0,293$	$k_{34} Q_4 = 0,595$

Продолжение табл. 14-11

		$Z_{\text{пер}}$	
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1 : 0,95$	$d_1 : d_2 : d_3 : d_4 = 1 : 1 : 1 : 5$	Форма С	$\frac{j \cdot 27,2 \sqrt{R_1 R_4}}{132 - 32,5 \Omega^2 + \Omega^4 + j(35,3 \Omega - 5,35 \Omega^3)}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1 : 0,9$			$\frac{j 49 \sqrt{R_1 R_4}}{255 - 44,5 \Omega^2 + \Omega^4 + j(129 \Omega - 5,35 \Omega^3)}$

		$Z_{пер}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1 : 0,8$	$d_1: d_2: d_3: d_4 = 1 : 1 : 1 : 5$	$\frac{j \cdot 111 \sqrt{R_1 R_4}}{617 - 70\Omega^2 + \Omega^4 + j(216\Omega - 5,35\Omega^3)}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1 : 0,7$		$\frac{j \cdot 199 \sqrt{R_1 R_4}}{1310 - 102\Omega^2 + \Omega^4 + j(325\Omega - 5,33\Omega^3)}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1 : 0,95$	$Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$ $Q_1 = Q_4 = Q$	$\frac{j \cdot 1,24 \sqrt{R_1 R_4}}{2,6 - 4,53\Omega^2 + \Omega^4 + j(4,42\Omega - 2\Omega^3)}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1 : 0,9$		$\frac{j \cdot 2,24 \sqrt{R_1 R_4}}{5,02 - 6,2\Omega^2 + \Omega^4 + j(6,6\Omega - 2\Omega^3)}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1 : 0,8$		$\frac{j \cdot 4,9 \sqrt{R_1 R_4}}{12,4 - 9,74\Omega^2 + \Omega^4 + j(11,1\Omega - 2\Omega^3)}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1 : 0,7$		$\frac{j \cdot 9 \sqrt{R_1 R_4}}{25,7 - 14,1\Omega^2 + \Omega^4 + j(16,7\Omega - 2\Omega^3)}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1 : 0,95$		$\frac{j R_4 \sqrt{\frac{C_4}{C_1}} \cdot 0,21}{0,163 - 1,13\Omega^2 + \Omega^4 + j(0,554\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1 : 0,9$	$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$	$\frac{j R_4 \sqrt{\frac{C_4}{C_1}} \cdot 0,354}{0,32 - 1,57\Omega^2 + \Omega^4 + j(0,84\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1 : 0,8$		$\frac{j R_4 \sqrt{\frac{C_4}{C_1}} \cdot 0,716}{0,78 - 2,44\Omega^2 + \Omega^4 + j(1,4\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{макс}}{K_{мин}} = 1 : 0,7$		$\frac{j R_4 \sqrt{\frac{C_4}{C_1}} \cdot 1,24}{1,58 - 3,49\Omega^2 + \Omega^4 + j(2,08\Omega - \Omega^3)}$

Форма С

		$Z_{вх}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$d_1: d_2: d_3: d_4 = 1:1:1:5$	$\frac{R_1 [12,1 - 3,14\Omega^2 + j(13,4\Omega - 0,67\Omega^3)]}{132 - 32,5\Omega^2 + \Omega^4 + j(85,3\Omega - 5,35\Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$		$\frac{R_1 [17,8 - 3,14\Omega^2 + j(18,1\Omega - 0,67\Omega^3)]}{255 - 44,5\Omega^2 + \Omega^4 + j(128\Omega - 5,35\Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$		$\frac{R_1 [31,7 - 3,14\Omega^2 + j(29,2\Omega - 0,67\Omega^3)]}{617 - 70\Omega^2 + \Omega^4 + j(216\Omega - 5,35\Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$		$\frac{R_1 [44,3 - 3,14\Omega^2 + j(40\Omega - 0,67\Omega^3)]}{1310 - 102\Omega^2 + \Omega^4 + j(325\Omega - 5,35\Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$ $Q_1 = Q_4 = Q$	$\frac{R_1 [0,89 - \Omega^2 + j(2,21\Omega - \Omega^3)]}{2,6 - 4,53\Omega^2 + \Omega^4 + j(4,42\Omega - 2\Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$		$\frac{R_1 [1,4 - \Omega^2 + j(3,3\Omega - \Omega^3)]}{5,02 - 6,2\Omega^2 + \Omega^4 + j(6,6\Omega - 2\Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$		$\frac{R_1 [2,4 - \Omega^2 + j(5,55\Omega - \Omega^3)]}{12,4 - 9,74\Omega^2 + \Omega^4 + j(11,1\Omega - 2\Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$		$\frac{R_1 [3,55 - \Omega^2 + j(8,35\Omega - \Omega^3)]}{25,7 - 14,1\Omega^2 + \Omega^4 + j(16,7\Omega - 2\Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$	$R_4 \frac{C_4}{C_1} \frac{0,27 - \Omega^2 + j(0,85\Omega - \Omega^3)}{0,163 - 1,13\Omega^2 + \Omega^4 + j(0,551\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$		$R_4 \frac{C_4}{C_1} \frac{0,4 - \Omega^2 + j(1,12\Omega - \Omega^3)}{0,32 - 1,57\Omega^2 + \Omega^4 + j(0,84\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$		$R_4 \frac{C_4}{C_1} \frac{0,66 - \Omega^2 + j(1,7\Omega - \Omega^3)}{0,78 - 2,44\Omega^2 + \Omega^4 + j(1,4\Omega - \Omega^3)}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$		$R_4 \frac{C_4}{C_1} \frac{0,95 - \Omega^2 + j(2,35\Omega - \Omega^3)}{1,58 - 3,49\Omega^2 + \Omega^4 + j(2,08\Omega - \Omega^3)}$

Форма С

$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}}$	$d_1; d_2; d_3; d_4 =$ $= 1:1:1:5$	Форма С	$\left  \sigma \right  \frac{K_{\text{мин}}}{K_{\text{макс}}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,95$			$\frac{125}{[(132 - 3,25\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (85,3\Omega - 5,35\Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,9$			$\frac{229}{[(255 - 44,5\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (128\Omega - 5,35\Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,8$			$\frac{494}{[(617 - 70\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (216\Omega - 5,35\Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,7$			$\frac{920}{[(1310 - 102\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (325\Omega - 5,35\Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,95$			$\frac{2,47}{[(2,6 - 4,53\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (4,42\Omega - 2\Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,9$	$Q_2 = \infty$		$\frac{4,55}{[(5,02 - 6,2\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (6,6\Omega - 2\Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,8$	$Q_3 = \infty$		$\frac{9,9}{[(12,4 - 9,74\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (11,1\Omega - 2\Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,7$	$Q_1 = Q_4 = Q$		$\frac{18}{[(25,7 - 14,1\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (16,7\Omega - 2\Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,95$			$\frac{0,155}{[(0,163 - 1,13\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (0,554\Omega - \Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,9$	$Q_1 = \infty$		$\frac{0,288}{[(0,32 - 1,57\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (0,84\Omega - \Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,8$	$Q_2 = \infty$		$\frac{0,624}{[(0,78 - 2,44\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (1,4\Omega - \Omega^3)^2]^{1/2}}$
$\frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} = 1:0,7$	$Q_3 = \infty$	$\frac{1,1}{[(1,58 - 3,49\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (2,08\Omega - \Omega^3)^2]^{1/2}}$	

		$\varphi$	$\left  \frac{K_{\max}}{K_{\min}} \right $	$B$	$g$	
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$d_1 : d_2 : d_3 : d_4 = 1:1:1:5$	Форма С	$\arctg \frac{132 - 32,5\Omega^2 + \Omega^4}{85,3\Omega - 5,35\Omega^3}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_4}} \cdot 1,22$	$d_1 f_0 \cdot 6,34$	1,22
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$			$\arctg \frac{255 - 44,5\Omega^2 + \Omega^4}{128\Omega - 5,35\Omega^3}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_4}} \cdot 1,56$	$d_1 f_0 \cdot 8,2$	1,56
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$			$\arctg \frac{617 - 70\Omega^2 + \Omega^4}{216\Omega - 5,35\Omega^3}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_4}} \cdot 2,24$	$d_1 f_0 \cdot 11,1$	2,24
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$			$\arctg \frac{1310 - 102\Omega^2 + \Omega^4}{325\Omega - 5,35\Omega^3}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_4}} \cdot 2,7$	$d_1 f_0 \cdot 13,9$	2,7
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$ $Q_1 = Q_4 = Q$	Форма С	$\arctg \frac{2,6 - 4,53\Omega^2 + \Omega^4}{4,42\Omega - 2\Omega^3}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_4}} \cdot 1,56$	$df_0 \cdot 1,59$	1,58
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$			$\arctg \frac{5,02 - 6,2\Omega^2 + \Omega^4}{6,6\Omega - 2\Omega^3}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_4}} \cdot 2,04$	$df_0 \cdot 2,05$	2,04
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$			$\arctg \frac{12,4 - 9,74\Omega^2 + \Omega^4}{11,1\Omega - 2\Omega^3}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_4}} \cdot 2,76$	$df_0 \cdot 2,8$	2,76
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$			$\arctg \frac{25,7 - 14,1\Omega^2 + \Omega^4}{16,7\Omega - 2\Omega^3}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_4}} \cdot 3,44$	$df_0 \cdot 3,5$	3,45
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,95$	$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$	Форма С	$\arctg \frac{0,163 - 1,13\Omega^2 + \Omega^4}{0,554\Omega - \Omega^3}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_4}} \cdot 2,15$	$d_4 f_0 \cdot 0,8$	2,15
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,9$			$\arctg \frac{0,32 - 1,57\Omega^2 + \Omega^4}{0,84\Omega - \Omega^3}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_4}} \cdot 2,56$	$d_4 f_0 \cdot 1,03$	2,56
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,8$			$\arctg \frac{0,78 - 2,41\Omega^2 + \Omega^4}{1,4\Omega - \Omega^3}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_4}} \cdot 3,2$	$d_4 f_0 \cdot 1,39$	3,2
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1:0,7$			$\arctg \frac{1,58 - 3,49\Omega^2 + \Omega^4}{2,08\Omega - \Omega^3}$	$\frac{S}{2\pi B \cdot 2\sqrt{C_1 C_4}} \cdot 3,87$	$d_4 f_0 \cdot 1,73$	3,87



			$\beta$	$\beta_{12}$	$\beta_{23}$	$\beta_{34}$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,95$	$d_1 : d_2 : d_3 : d_4 = 1 : 1 : 1 : 5$	Форма С	$y \sqrt{Q_1 Q_2 Q_3 Q_4}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 5,64$	$k_{23} \sqrt{Q_3 Q_4} = 2,88$	$k_{34} \sqrt{Q_3 Q_4} = 1,67$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,9$			$y \sqrt{Q_1 Q_2 Q_3 Q_4}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 7$	$k_{23} \sqrt{Q_3 Q_4} = 3,6$	$k_{34} \sqrt{Q_3 Q_4} = 1,95$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,8$			$y \sqrt{Q_1 Q_2 Q_3 Q_4}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 9,1$	$k_{23} \sqrt{Q_3 Q_4} = 4,95$	$k_{34} \sqrt{Q_3 Q_4} = 2,45$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,7$			$y \sqrt{Q_1 Q_2 Q_3 Q_4}$	$k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 11,4$	$k_{23} \sqrt{Q_3 Q_4} = 5,86$	$k_{34} \sqrt{Q_3 Q_4} = 2,97$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,95$	$Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$ $Q_1 = Q_4 = Q$		$yQ$	$k_{12}Q = 1,15$	$k_{23}Q = 0,95$	$k_{34}Q = 1,15$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,9$			$yQ$	$k_{12}Q = 1,38$	$k_{23}Q = 1,18$	$k_{34}Q = 1,33$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,8$			$yQ$	$k_{12}Q = 1,78$	$k_{23}Q = 1,55$	$k_{34}Q = 1,78$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,7$			$yQ$	$k_{12}Q = 2,17$	$k_{23}Q = 1,91$	$k_{34}Q = 2,17$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,95$	$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$		$yQ_4$	$k_{12}Q_4 = 0,53$	$k_{23}Q_4 = 0,52$	$k_{34}Q_4 = 0,76$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,9$			$yQ_4$	$k_{12}Q_4 = 0,66$	$k_{23}Q_4 = 0,63$	$k_{34}Q_4 = 0,85$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,8$			$yQ_4$	$k_{12}Q_4 = 0,87$	$k_{23}Q_4 = 0,81$	$k_{34}Q_4 = 1,02$
$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,7$			$yQ_4$	$k_{12}Q_4 = 1,16$	$k_{23}Q_4 = 0,98$	$k_{34}Q_4 = 1,19$

§ 14-9] Ускользящий уплотнитель с четырехконтактным пологовым фильтром 171

Усилитель из  $m$  одинаковых каскадов с четырехконтурными фильтрами формы В

	$\varphi_m = m\alpha$	$ \alpha_m  =  \alpha ^m$	$ K_{0m}  =  K_0 ^m$	$B_m$	$g_m$
$d_1 : d_2 : d_3 : d_4 =$ $= 1 : 1 : 1 : 5$ $(\Omega = y \sqrt{Q_1 Q_2 Q_3 Q_4})$	$m \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{17,5 - 14,3\Omega^2 + \Omega^4}{22,5\Omega - 5,35\Omega^3}$	$\left[1 + \left(\frac{\Omega}{2}\right)^8\right]^{-\frac{m}{2}}$	$\left(\frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_4} B_m}\right)^m \times$ $\times (0,55 \sqrt[8]{2^{1/m} - 1})^m$	$B \sqrt[8]{2^{1/m} - 1} \sim$ $\sim \frac{B}{1,045 \sqrt[8]{m}}$ $(B = d_1 f_0 \cdot 3,06)$	$0,55 \sqrt[8]{2^{1/m} - 1}$
$Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$ $Q_1 = Q_4 = Q$ $(\Omega = yQ)$	$m \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{0,347 - 2\Omega^2 + \Omega^4}{1,17\Omega - 2\Omega^3}$	$\left[1 + \left(\frac{\Omega}{0,77}\right)^8\right]^{-\frac{m}{2}}$	$\left(\frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_4} B_m}\right)^m \times$ $\times (0,77 \sqrt[8]{2^{1/m} - 1})^m$	$B \sqrt[8]{2^{1/m} - 1} \sim$ $\sim \frac{B}{1,045 \sqrt[8]{m}}$ $(B = d_1 f_0 \cdot 0,77)$	$0,77 \sqrt[8]{2^{1/m} - 1}$
$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$ $(\Omega = yQ_4)$	$m \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2,15 \cdot 10^{-2} - 0,5\Omega^2 + \Omega^4}{0,15\Omega - \Omega^3}$	$[1 + (2,61\Omega)^8]^{-\frac{m}{2}}$	$\left(\frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_4} B_m}\right)^m \times$ $\times (1,53 \sqrt[8]{2^{1/m} - 1})^m$	$B \sqrt[8]{2^{1/m} - 1} \sim$ $\sim \frac{B}{1,045 \sqrt[8]{m}}$ $(B = d_1 f_0 \cdot 0,38)$	$1,53 \sqrt[8]{2^{1/m} - 1}$

К табл. 14-12. См. замечания к табл. 14-6

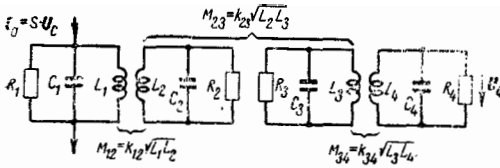


Рис. 14-20. Четырехконтурный полосовой фильтр.

форм *B* и *C*. Подставляя эти значения в формулы табл. 14-11, для общего случая можно вычислить все необходимые величины.

Следует разрешить следующую систему уравнений.

Характеристика формы *B*:

$$B = \frac{d_1 + d_2 + d_3 + d_4}{2,61} f_0;$$

$$k_{12}^2 + k_{23}^2 + k_{34}^2 + d_1 d_2 + d_1 d_3 + d_1 d_4 + d_2 d_3 + d_2 d_4 + d_3 d_4 = 3,41 \left( \frac{B}{f_0} \right)^2;$$

$$k_{12}^2 d_3 + k_{12}^2 d_4 + k_{23}^2 d_1 + k_{23}^2 d_4 + k_{34}^2 d_1 + k_{34}^2 d_2 + d_1 d_2 d_3 + d_1 d_2 d_4 + d_1 d_3 d_4 + d_2 d_3 d_4 = 2,61 \left( \frac{B}{f_0} \right)^3;$$

$$k_{12}^2 k_{34}^2 + k_{12}^2 d_3 d_4 + k_{23}^2 d_1 d_4 + k_{34}^2 d_1 d_2 + d_1 d_2 d_3 d_4 = \left( \frac{B}{f_0} \right)^4. \quad (14-37)$$

Характеристика формы *C*:

$$B = \frac{d_1 + d_2 + d_3 + d_4}{2,61 s_4} f_0;$$

$$k_{12}^2 + k_{23}^2 + k_{34}^2 + d_1 d_2 + d_1 d_3 + d_1 d_4 + d_2 d_3 + d_2 d_4 + d_3 d_4 = (3,41 s_4^2 + 1) \left( \frac{B}{f_0} \right)^2;$$

$$k_{12}^2 d_3 + k_{12}^2 d_4 + k_{23}^2 d_1 + k_{23}^2 d_4 + k_{34}^2 d_1 + k_{34}^2 d_2 + d_1 d_2 d_3 + d_1 d_2 d_4 + d_1 d_3 d_4 + d_2 d_3 d_4 = s_4 (1,69 + 2,61 s_4^2) \left( \frac{B}{f_0} \right)^3;$$

$$k_{12}^2 k_{34}^2 + k_{12}^2 d_3 d_4 + k_{23}^2 d_1 d_4 + k_{34}^2 d_1 d_2 + d_1 d_2 d_3 d_4 = (0,125 + s_4^2 + s_4^4) \left( \frac{B}{f_0} \right)^4. \quad (14-38)$$

$$s_4 = \text{sh} \left\{ \frac{1}{4} \text{ar sh} \left[ \left( \frac{K_{\text{макс}}}{K_{\text{мин}}} \right)^2 - 1 \right]^{-\frac{1}{2}} \right\}. \quad (14-39)$$

Таблица 14-13

<i>m</i>	$\sqrt[8]{2^{1/m} - 1}$	$g_m$ ( $d_1 : d_2 : d_3 : d_4 = 1 : 1 : 1 : 5$ )	$g_m$ ( $Q_2 = \infty; Q_3 = \infty; Q_1 = Q_4 = Q$ )	$g_m$ ( $Q_1 = \infty; Q_2 = \infty; Q_3 = \infty$ )
2	0,96	0,53	0,74	1,47
3	0,85	0,47	0,65	1,29
4	0,82	0,45	0,63	1,25
5	0,79	0,43	0,61	1,2
6	0,77	0,42	0,59	1,17
7	0,75	0,41	0,58	1,15

Табл. 14-13 содержит коэффициент  $\sqrt[8]{2^{1/m} - 1}$ , определяющий уменьшение полосы пропускания усилителя, и коэффициент  $g_m$  для усилителя с *m* одинаковыми каскадами.

### 14-10. УСИЛИТЕЛЬ С *n*-КОНТУРНЫМ ФИЛЬТРОМ

[Л. 5]. Примененные эквивалентной схемы рис. 14-12,б позволяет составить для схемы рис. 14-22 следующую систему уравнений:

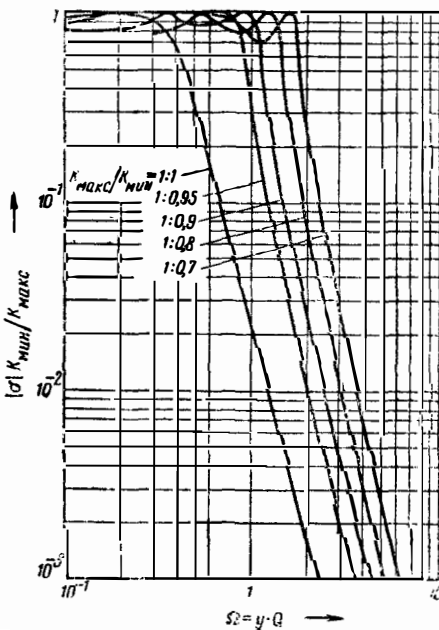


Рис. 14-21. Частотные характеристики четырехконтурных полосовых фильтров форм *B* и *C*. Кривые построены для случая  $d_1 = d_2 = d_3 = d_4 = 0; d_4 = d$ . Для случая  $d_2 = d_3 = 0$  и  $d_1 = d_4 = d$  масштаб оси абсцисс следует умножить на 2. Для случая  $d_1 : d_2 : d_3 : d_4 = 1 : 1 : 1 : 5$  масштаб оси абсцисс надо умножить на 5,34. В последнем случае  $Q = y \sqrt[4]{Q_1 Q_2 Q_3 Q_4}$ .

$$\begin{aligned}
 U &= I_1 \left[ r_1 + j \left( \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right) \right] + I_2 j \omega M_{12} && + I_3 \cdot 0 + \dots && + \\
 0 &= I_1 j \omega M_{12} && + I_2 \left[ r_2 + j \left( \omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right) \right] + I_3 \cdot j \omega M_{23} && + \\
 0 &= I_1 \cdot 0 && + I_2 j \omega M_{23} && + I_3 \left[ r_3 + j \left( \omega L_3 - \frac{1}{\omega C_3} \right) \right] + \\
 &\vdots && \vdots && \vdots \\
 &\vdots && \vdots && \vdots \\
 0 &= I_1 \cdot 0 && + I_2 \cdot 0 && + \dots + I_{n-2} j \omega M_{(n-2); (n-1)} && + \\
 0 &= I_1 \cdot 0 && + I_2 \cdot 0 && + \dots + I_{n-2} \cdot 0 && +
 \end{aligned}$$

см. продолжение

$$\begin{aligned}
 &+ I_4 \cdot 0 + \dots && + I_n \cdot 0; \\
 &+ I_4 j \omega M_{34} && + I_5 \cdot 0 + \dots && + I_n \cdot 0; \\
 &\vdots && \vdots && \vdots \\
 &\vdots && \vdots && \vdots \\
 &+ I_{(n-1)} \left[ r_{(n-1)} + j \left( \omega L_{(n-1)} - \frac{1}{\omega C_{n-1}} \right) \right] && + I_n j \omega M_{(n-1); n}; && \\
 &+ I_{(n-1)} j \omega M_{(n-1); n} && + I_n \left[ r_n + j \left( \omega L_n - \frac{1}{\omega C_n} \right) \right]. && (14-40)
 \end{aligned}$$

продолжение

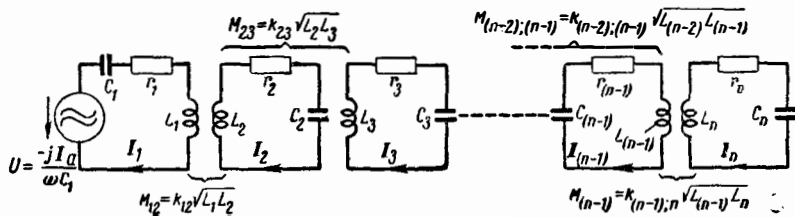


Рис. 14-22. n-контурный фильтр.

Деление каждого уравнения системы на  $\omega_0 L_1, \omega_0 L_2, \dots, \omega_0 L_n$  соответственно преобразовывает квадратные скобки в вид  $d_1 + jy, d_2 + jy \dots d_n + jy$ . Остальные, не обращающиеся в нуль множители при силах тока  $I_n$  приобретают вид:

$$\begin{aligned}
 j \frac{\omega}{\omega_0} k_{(n-1); n} \sqrt{\frac{L_{(n-1)}}{L_n}} &\approx \\
 \approx j k_{(n-1); n} \sqrt{\frac{L_{(n-1)}}{L_n}} & \\
 \text{или} & \\
 \approx j k_{(n-1); n} \sqrt{\frac{L_n}{L_{(n-1)}}} &
 \end{aligned}$$

С целью нахождения переходного полного сопротивления  $Z_{пер}$  и входного полного сопротивления  $Z_{вх}$  из уравнений (14-40) определяют методом определителей токи  $I_n$  и  $I_1$ , после

чего искомые полные сопротивления получаются равными:

$$j \omega L_n \frac{I_n}{I_a} \quad \text{и} \quad j \omega L_1 \frac{I_1}{I_a}$$

Из  $Z_{пер}$  можно после этого по таблицам найти другие величины.

Находимые с помощью  $Z_{пер}$  частотные характеристики имеют форму

$$|\sigma| = \frac{p_0}{p_0 + p_1(j\Omega) + p_2(j\Omega)^2 + \dots + p_n(j\Omega)^n}$$

Множители  $p_0 \dots p_n$  являются функциями коэффициентов связи  $k_{12} \dots k_{n-1; n}$  и затуханий контуров  $d_1 \dots d_n$ .

Чтобы частотная характеристика имела форму  $B$  или  $C$ , коэффициенты  $p_0 \dots p_n$  должны удовлетворять определенным условиям, которые подробнее поясняются ниже на примере.

Пример для  $n=4$ :

По уравнению (14-40) находим:

$$I_4 = \begin{vmatrix} (d_1 + jy) & jk_{12} \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} & 0 & \frac{U}{\omega_0 L_1} \\ jk_{12} \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} & (d_2 + jy) & jk_{23} \sqrt{\frac{L_3}{L_2}} & 0 \\ 0 & jk_{23} \sqrt{\frac{L_2}{L_3}} & (d_3 + jy) & 0 \\ 0 & 0 & jk_{34} \sqrt{\frac{L_3}{L_4}} & 0 \end{vmatrix}; \quad (14-41)$$

$$\Delta = \begin{vmatrix} (d_1 + jy) & jk_{12} \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} & 0 & 0 \\ jk_{12} \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} & (d_2 + jy) & jk_{23} \sqrt{\frac{L_3}{L_2}} & 0 \\ 0 & jk_{23} \sqrt{\frac{L_2}{L_3}} & (d_3 + jy) & jk_{34} \sqrt{\frac{L_4}{L_3}} \\ 0 & 0 & jk_{34} \sqrt{\frac{L_3}{L_4}} & (d_4 + jy) \end{vmatrix}; \quad (14-42)$$

$$I_1 = \begin{vmatrix} \frac{U}{\omega_0 L_1} & jk_{12} \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} & 0 & 0 \\ 0 & d_2 + jy & jk_{23} \sqrt{\frac{L_3}{L_2}} & 0 \\ 0 & jk_{23} \sqrt{\frac{L_2}{L_3}} & (d_3 + jy) & jk_{34} \sqrt{\frac{L_4}{L_3}} \\ 0 & 0 & jk_{34} \sqrt{\frac{L_3}{L_4}} & (d_4 + jy) \end{vmatrix}. \quad (14-43)$$

Определение детерминантов и умножение токов  $I_4$  и  $I_1$  на  $\frac{j\omega L_1}{I_a}$  и  $\frac{j\omega L_1}{I_a}$  соответственно приводит к общим формулам для  $Z_{пер}$  и  $Z_{вх}$ , приведенным в табл. 14-11.

Определение постоянных для характеристики формы  $B$ . Для этого случая

Отсюда коэффициенты  $D_1$ ,  $D_2$  и  $D_3$  приобретают значения:

$$D_1 = 2,61 \left( \frac{B}{j_0 \sqrt{d_1 d_2 d_3 d_4}} \right)^3; \quad (14-49)$$

$$D_2 = 3,41 \left( \frac{B}{j_0 \sqrt{d_1 d_2 d_3 d_4}} \right)^2; \quad (14-50)$$

$$|\sigma| = \frac{D_0}{[D_0^2 + (D_1^2 - 2D_0 D_2) \Omega^2 + (D_2^2 + 2D_0 - 2D_1 D_3) \Omega^4 + (D_3^2 - 2D_2) \Omega^6 + \Omega^8]^{1/2}} \quad (14-44)$$

Чтобы частотная характеристика приобрела вид  $|\sigma| = [1 + \Omega^{*8}]^{-1/2}$ , необходимо выполнение следующих условий:

$$D_1^2 - 2D_0 D_2 = 0; \quad (14-45)$$

$$D_2^2 + 2D_0 - 2D_1 D_3 = 0; \quad (14-46)$$

$$D_3^2 - 2D_2 = 0; \quad (14-47)$$

$$D_0 = \left( \frac{B}{j_0 \sqrt{d_1 d_2 d_3 d_4}} \right)^4. \quad (14-48)$$

$$D_3 = 2,61 \frac{B}{j_0 \sqrt{d_1 d_2 d_3 d_4}}. \quad (14-51)$$

Несложные преобразования приводят к равенствам (14-37).

Нахождение параметров для частотных характеристик формы  $C$  см. [Л. 1, 18]. В табл. 14-14 для полноты картины приведены формулы двух- и трехконтурных фильтров, соответствующие уравнениям (14-37)–(14-39). Для получения характеристик форм  $B$  или  $C$  эти равенства должны удовлетворяться при любых значениях затуханий контуров и коэффициентов связи.

Таблица 14-14

	Форма B	Форма C
Двухконтурный фильтр	$d_1 + d_2 = \sqrt{2} \frac{B}{f_0}$ $k_{12}^2 + d_1 d_2 = \left(\frac{B}{f_0}\right)^2$	$d_1 + d_2 = \sqrt{2s_2} \frac{B}{f_0}$ $k_{12}^2 + d_1 d_2 = (0.5 + s_2^2) \left(\frac{B}{f_0}\right)^2$
Трехконтурный фильтр	$d_1 + d_2 + d_3 = 2 \frac{B}{f_0}$ $k_{12}^2 + k_{23}^2 + d_1 d_2 + d_1 d_3 + d_2 d_3 =$ $= 2 \left(\frac{B}{f_0}\right)^2$ $k_{12}^2 d_3 + k_{23}^2 d_1 + d_1 d_2 d_3 =$ $= \left(\frac{B}{f_0}\right)^3$	$d_1 + d_2 + d_3 = 2s_3 \frac{B}{f_0}$ $k_{12}^2 + k_{23}^2 + d_1 d_2 + d_1 d_3 + d_2 d_3 =$ $= (0.75 + 2s_3^2) \left(\frac{B}{f_0}\right)^2$ $k_{12}^2 d_3 + k_{23}^2 d_1 + d_1 d_2 d_3 =$ $= s_3 (0.75 + s_3^2) \left(\frac{B}{f_0}\right)^3$

$$s_n = \text{sh} \left\{ \frac{1}{n} \text{ar sh} \left[ \left( \frac{K_{\text{Макс}}}{K_{\text{Мин}}} \right)^2 - 1 \right]^{-1/2} \right\}.$$

14-11. ЕМКОСТНАЯ СВЯЗЬ

На рис. 14-23 изображена часто применяемая в узкополосных усилителях схема емкостной связи. Здесь

$$k_{12} = \frac{C_{12}}{\sqrt{(C_1 + C_{12})(C_2 + C_{12})}} \approx \frac{C_{12}}{\sqrt{C_1 C_2}}. \quad (14-52)$$

Полная емкость первого контура образуется емкостью  $C_1$  и параллельно к ней включенной последовательной цепью из емкостей  $C_{12}$  и  $C_2$ . Аналогично образуется полная емкость второго контура. Полная емкость контура оказывается поэтому заметно увеличенной сравнительно с  $C_1$  за счет емкостной связи. Это повышение емкости не играет никакой роли в узкополосных усилителях, где используются малые коэффициенты связи и применяются в контурах сравнительно большие емкости. Для широкополосных усилителей приведенный в соответствующих таблицах коэффициент  $g$  следует умножить на множитель, приближенное значение которого равно:

$$\sqrt{\frac{C_1 C_2}{(C_1 + C_{12})(C_2 + C_{12})}} \approx \frac{1}{1 + k_{12}}. \quad (14-53)$$

Снижение коэффициента  $g$  в широкополосном усилителе при  $k > 0,1$  в большинстве

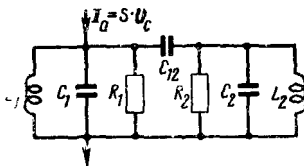


Рис. 14-23. Полосовой фильтр с емкостной связью между контурами.

случаев оказывается недопустимым; поэтому при широкополосном усилении применяют почти исключительно индуктивную связь.

14-12. ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА  
УЗКОПОЛОСНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ  
(к § 14-6)

**Пример 1.** Необходимо осуществить однокаскадный двухконтурный усилитель с полосой пропускания  $B=200$  кГц и со средней частотой полосы пропускания  $f_0=10$  МГц. Емкость контура (включая ламповые, монтажные и распределенные емкости) должна быть равна 200 пф. Применяется пентод с крутизной  $S=7$  ма/в. Влиянием  $R_i$  можно пренебречь. Собственное затухание контура составляет 1% (добротность контура 100).

- а) Каков коэффициент усиления каскада?
- б) Каково подавление мешающего передатчика, частота которого больше средней частоты полосы усилителя на 1 МГц?
- в) Каковы параметры деталей колебательного контура?
- г) Чему равно резонансное сопротивление  $R$  контура при заданной полосе пропускания?

Расчеты

а) По табл. 14-1

$$|K_0| = \frac{S}{2\pi BC} = 28.$$

б) По табл. 14-1 находим  $Q = \frac{f_0}{B} = 50$ ;  $Q = yQ \approx 10$ . Для  $Q = 10$  по рис. 14-14 находим  $|\sigma| = 10^{-1}$ .

в) и г). По формуле (14-15)

$$R = \frac{Q}{\omega_0 C} = \frac{1}{2\pi BC} = 4 \text{ ком.}$$

Так как собственное затухание контура  $d_k = 1\%$ , то резонансное сопротивление контура

$$R_k = \frac{1}{\omega_0 C d_k} = 8 \text{ ком.}$$

Чтобы параллельное соединение  $R_k$  и добавочного сопротивления  $R^*$  составило  $R = 4 \text{ ком.}$ , следует взять  $R^* = 8 \text{ ком.}$  Индуктивность  $L$  контура рассчитывается по формуле  $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ , откуда  $L = 1,25 \text{ мкГн.}$  Контур в целом состоит, таким образом, из параллельного соединения индуктивности  $1,25 \text{ мкГн.}$  емкости  $200 \text{ пФ}$  и сопротивления  $8 \text{ ком.}$

Найдем усиление, результирующую полосу пропускания и ослабление помехи для усилителя из трех таких одинаковых каскадов.

Полное усиление по табл. 14-2

$$|K_0|^3 = 28^3 = 2,2 \cdot 10^4.$$

По табл. 14-2 и 14-3 для  $m = 3$

$$B_3 = B \sqrt{2^{1/3} - 1} = 102 \text{ кГц.}$$

По табл. 14-2

$$|\sigma_3| = |\sigma|^3 = 10^{-3}.$$

**Пример 2.** а) Чему равно усиление трехкаскадного усилителя с одиночными контурами, настроенными на частоту  $f_0 = 10 \text{ МГц}$  (при  $S = 7 \text{ ма/в}$ , емкости контуров  $C = 200 \text{ пФ}$  и общей полосе пропускания  $200 \text{ кГц}$ )?

б) Какова полоса пропускания каждого каскада?

в) Как выбрать параметры контуров, если собственные затухания контуров равны  $1\%$ ?

г) Каково ослабление мешающего передатчика, частота которого на  $1 \text{ МГц}$  больше  $f_0$  — средней частоты полосы пропускания усилителя?

Расчеты

а) По табл. 14-2 и 14-3 общее усиление

$$|K_0|^3 = \left( \frac{S}{2\pi B_3 C} \sqrt{2^{1/3} - 1} \right)^3 = 2900.$$

б) По табл. 14-2 и 14-3

$$B = \frac{B_3}{\sqrt{2^{1/3} - 1}} = 390 \text{ кГц.}$$

в) По формуле (14-15)

$$R = \frac{1}{2\pi BC} \approx 2 \text{ ком.}$$

При собственном затухании контура  $d_k = 1\%$  резонансное сопротивление его  $R_k = 8 \text{ ком.}$  Чтобы параллельное соединение  $R_k$  и добавочного сопротивления  $R^*$  составило  $2 \text{ ком.}$ , следует взять  $R^* = 2,7 \text{ ком.}$  Индуктивность рассчитана в примере 1. Контур в целом образуется, таким образом, параллельным соединением индуктивности  $1,25 \text{ мкГн.}$  емкости  $200 \text{ пФ}$  и сопротивления  $2,7 \text{ ком.}$

г) По табл. 14-1

$$Q = f_0/B = 25,7; \quad \Omega = yQ = 4,9.$$

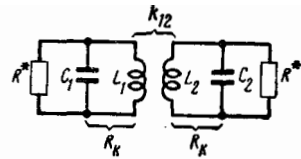


Рис. 14-24. Двухконтурный полосовой фильтр.

По рис. 14-14 находим

$$|\sigma| = 8 \cdot 10^{-3}.$$

**К § 14-7.**

**Пример 3** (рис. 14-24). Усилительный каскад с двухконтурным полосовым фильтром при индуктивной связи и одинаковых затуханиях контуров должен обладать такими параметрами:  $f_0 = 10 \text{ МГц}$ , полоса пропускания  $B = 200 \text{ кГц}$ . Собственное затухание контуров  $d_k = 1\%$ . Параметры лампы:  $S = 7 \text{ ма/в}$  (лентод),  $C_1 = C_2 = 100 \text{ пФ}$  (рис. 14-16). Частотная характеристика — формы  $B$ .

а) Чему равно усиление каскада?

б) Каково ослабление мешающего передатчика, частота которого на  $1 \text{ МГц}$  больше средней частоты полосы пропускания?

в) Как должны быть выбраны элементы контуров?

г) Насколько больше усиление такого усилителя по сравнению с усилением однокаскадного усилителя?

Расчеты

а) По табл. 14-4 ( $Q_1 = Q_2 = Q$ ; форма  $B$ )

$$|K_0| = \frac{S}{2\pi \cdot B \cdot 2 \sqrt{C_1 C_2}} \sqrt{2} = 39,4,$$

б) По табл. 14-4

$$B = \sqrt{2} \frac{f_0}{Q}; \quad Q = 71; \quad \Omega = yQ = 13,5.$$

Из рис. 14-17 для  $\Omega' = \frac{13,5}{2}$  (для  $d_1 = d_2 = d$  абсцисса на рис. 14-17 должна быть умножена на 2) находим  $|\sigma| = 1,1 \cdot 10^{-2}$ .

Это же значение получается из уравнения для частотной характеристики

$$|\sigma| = \left[ 1 + \left( \frac{\Omega}{\sqrt{2}} \right)^4 \right]^{-1/2} = 1,1 \cdot 10^{-2}.$$

в) По табл. 7-1

$$\beta_{12} = k_{12}Q = 1; \quad k_{12} = \frac{1}{Q} = 1,41\%.$$

Из формулы (14-15)  $R_1 = R_2 = Q/\omega_0 C = 11,3 \text{ ком.}$  При собственном затухании  $d_k = 1\%$  резонансное сопротивление контура  $R_k = \frac{1}{\omega_0 C_1 d_k} \approx 16 \text{ ком.}$  Чтобы параллельное соединение  $R_k$  и добавочного сопротивления  $R^*$  составило  $11,3 \text{ ком.}$ , следует взять  $R^* = 38,5 \text{ ком.}$  Наконец,  $L_1 = L_2 = 2,5 \text{ мкГн.}$

г) По табл. 14-4 находим  $g = \sqrt{2}$ .

**Пример 4.** Частотная характеристика полосового фильтра должна иметь форму  $S$ ;

$$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,8. \text{ При тех же остальных условиях,}$$

что и в примере 3, ответить на поставленные в примере 3 вопросы, а также на следующие:

д) Чему равно напряжение  $U_1$  на первом контуре фильтра при средней частоте  $f_0$ , если переменное напряжение на сетке  $U_c = 0,1$  в?

е) На сколько сдвинуто по фазе выходное напряжение мешающей станции при ее расстройке на  $1$  Мгц относительно середины полосы пропускания усилителя?

Расчеты

а) По табл. 14-4 ( $Q_1 = Q_2 = Q$ ; форма  $S$ ;

$$\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1 : 0,8$$

$$|K_0| \frac{K_{\max}}{K_{\min}} = \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_2} B} = 2,46 = \underline{68,5}.$$

б) По табл. 14-4

$$B = \frac{f_0}{Q} = 2,44; \quad Q = 122; \quad \Omega = yQ = 23,2.$$

Из табл. 14-5 для  $\Omega' = \frac{23,2}{2}$  (преобразование масштаба по оси абсцисс) находим:

$$|\sigma| \frac{K_{\min}}{K_{\max}} = 7,5 \cdot 10^{-3}$$

Такое же значение получается и по частотной характеристике:

$$|\sigma| \frac{K_{\min}}{K_{\max}} = \frac{3,96}{[(4,96 - \Omega^2)^2 + 4\Omega^2]^{1/2}} = 7,5 \cdot 10^{-3}$$

Так как в примере 3 собственное затухание контуров фильтра было равно 1%, то для осуществления фильтра в данном случае следует взять  $d = 0,82\%$  ( $Q = 122$ ).

в) Из табл. 14-4 следует  $k_{12}Q = 1,99$ , откуда

$$k_{12} = \frac{1,99}{Q} = \underline{1,63\%}.$$

Значения емкостей и индуктивностей — те же, что и в примере 3; добавочное сопротивление исключается, поскольку добротности контуров взяты равными 122.

г) По табл. 14-4

$$g = 2,46.$$

д) По табл. 14-4

$$|Z_{вх}|_{\Omega=0} = \frac{R_1}{4,96} = \frac{Q}{\omega_0 C_1 \cdot 4,96} = 3,9 \text{ ком};$$

$$U_1 = SU_g |Z_{вх}|_{\Omega=0} = \underline{2,73 \text{ в}}.$$

е) По табл. 14-4 при  $\Omega = 23,2$

$$|\Delta\varphi| = \left| \arctg \infty - \arctg \frac{4,96 - \Omega^2}{2Q} \right| = \underline{175^\circ}.$$

**Пример 5.** Для трехкаскадного усилителя с двухконтурным и полосовыми фильтрами ( $Q_1 = Q_2 = Q$ ) при средней частоте полосы пропускания  $f_0 = 10$  Мгц, общей полосе пропускания  $B_3 = 200$  кГц, крутизне ламп  $S = 7$  мА/в (пентод) и емкостях контуров  $C_1 = C_2 = 100$  пф для характеристики формы  $B$  рассчитать:

а) Общее усиление.

б) Полосу пропускания  $B$  каждого каскада.

в) Превышение общего усиления сравнительно с трехкаскадным усилителем на одиночных контурах при той же общей полосе пропускания.

г) Ослабление сигнала мешающей станции, частота которой на  $500$  кГц больше частоты середины полосы пропускания.

д) Коэффициент связи  $k_{12}$  между контурами полосового фильтра.

Расчеты

а) По табл. 14-6 и 14-7

$$|K_0|^3 = \left( \frac{S}{2\pi B_3 \cdot 2 \sqrt{C_1 C_2}} \cdot \sqrt{2} \sqrt{2^{1/3} - 1} \right)^3 = \underline{2,2 \cdot 10^4}.$$

б) По табл. 14-6

$$B = \frac{B_3}{\sqrt{2^{1/3} - 1}} = \underline{282 \text{ кГц}}.$$

в) По табл. 14-2, 14-3, 14-6, 14-7

$$\frac{|K_0|_{(2)}^3}{|K_0|_{(1)}^3} = \left( \frac{\sqrt{2} \sqrt{2^{1/3} - 1}}{\sqrt{2^{1/3} - 1}} \right)^3 = \underline{7,7}$$

[индексы (1) и (2) означают, что данная величина относится к одиночному контуру или к полосовому фильтру соответственно].

г) По табл. 14-4 ( $Q_1 = Q_2 = Q$ ; форма  $B$ )

$$Q = \frac{f_0}{B} \sqrt{2} = 50; \quad \Omega = yQ = 5.$$

По табл. 14-5 для  $\Omega' = \frac{5}{2}$  (преобразование масштаба оси абсцисс)

$$|\sigma| = 8 \cdot 10^{-2};$$

$$|\sigma_3| = |\sigma|^3 = \underline{5,1 \cdot 10^{-4}}.$$

д) По табл. 14-4 для формы  $B$ ,  $Q_1 = Q_2 = Q$  и  $k_{12} = k_{12}Q = 1$

$$k_{12} = \frac{1}{Q} = \underline{2\%}.$$

К § 14-8 и 14-9.

**Пример 6.** Для средней частоты  $f_0 = 10$  Мгц, полосы пропускания  $B = 400$  кГц и пентода с крутизной  $S = 7$  мА/в выполнить следующее

а) Сравнить подавление мешающей станции, частота которой на  $1$  Мгц больше  $f_0$ , получаемое при помощи трехконтурного и четырехконтурного фильтров. Для фильтров приняты  $d_1 : d_2 : d_3 = 1 : 1 : 3$  и  $d_1 : d_2 : d_3 : d_4 = 1 : 1 : 1 : 5$  соответственно. Неравномерность частотной характеристики в пределах полосы пропускания должна быть не более  $1 : 0,9$ .

б) Рассчитать усиление каскадов для емкостей контуров  $100$  пф.



в) Определить параметры фильтров.

Расчеты

а) Трехконтурный фильтр

По табл. 14-8 для заданного соотношения затуханий, формы характеристики  $C$  и неравномерности 1:0,9

$$Q_1 = Q_2 = \frac{f_0 \cdot 4,8}{B} = 120; \quad Q_3 = \frac{Q_1}{3} = 40;$$

$$\Omega = y \sqrt[3]{Q_1 Q_2 Q_3} = 15,8.$$

По рис. 14-19 при  $\Omega' = \frac{15,8}{3,46}$  (преобразование масштаба оси абсцисс)

$$|\sigma| = 5 \cdot 10^{-3}.$$

Это же значение получается из приведенной в табл. 14-8 формулы при  $\Omega = 15,8$ :

$$|\sigma| = \frac{19,7}{[(19,7 - 3,48\Omega^2)^2 + (1,43\Omega - \Omega^3)^2]^{1/2}} = 5 \cdot 10^{-3}.$$

Четырехконтурный фильтр. Из табл. 14-11 при заданном соотношении затуханий, форме характеристики  $C$  и неравномерности 1:0,9

$$Q_1 = Q_2 = Q_3 = \frac{f_0 \cdot 8,2}{B} = 205; \quad Q_4 = \frac{Q_1}{5} = 41;$$

$$\Omega = y \sqrt[4]{Q_1 Q_2 Q_3 Q_4} = 26.$$

По рис. 14-21 при  $\Omega' = \frac{26}{5,34}$  (преобразование масштаба оси абсцисс)

$$|\sigma| \frac{K_{\min}}{K_{\max}} \approx 5 \cdot 10^{-4}.$$

Это же значение получается из приведенной в табл. 14-11 формулы при  $\Omega = 26$ :

$$|\sigma| \frac{K_{\min}}{K_{\max}} = \frac{229}{[(255 - 44,5\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (128\Omega - 5,35\Omega^3)^2]^{1/2}} \approx 5 \cdot 10^{-4}.$$

Выигрыш по избирательности четырехконтурного фильтра сравнительно с трехконтурным составляет, следовательно, около 10:1.

б) Трехконтурный фильтр. По табл. 14-8 при заданных неравномерности и соотношении затуханий контуров

$$|K_0| = \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_3} B} \cdot 1,65 = 23.$$

Четырехконтурный фильтр. По табл. 14-11 при заданных неравномерности и соотношении затуханий контуров

$$|K_0| \frac{K_{\max}}{K_{\min}} = \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_4} B} \cdot 1,56 = 21,7.$$

Усиления получаются, следовательно, приблизительно одинаковыми.

в) Трехконтурный фильтр. По табл. 14-8 для заданных условий находим:

$$\beta_{12} = k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 4,06;$$

$$\beta_{23} = k_{23} \sqrt{Q_2 Q_3} = 1,44;$$

$$k_{12} = 3,4\%; \quad k_{23} = 2,1\%.$$

В соответствии с результатами расчета должно быть  $Q_1 = Q_2 = 120$  и  $Q_3 = 40$ , что может быть достигнуто соответствующим выбором добротностей катушек и включением шунтирующих сопротивлений (см. примеры 1—4). Индуктивности получаются по 2,5 мкГн.

Четырехконтурный фильтр. По табл. 14-11 для заданных условий

$$\beta_{12} = k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 7;$$

$$\beta_{23} = k_{23} \sqrt{Q_2 Q_3} = 3,6;$$

$$\beta_{34} = k_{34} \sqrt{Q_3 Q_4} = 1,95;$$

$$k_{12} = 3,4\%; \quad k_{23} = 1,76\%; \quad k_{34} = 2,1\%.$$

Добротности контуров равны  $Q_1 = Q_2 = Q_3 = 205$ ;  $Q_4 = 41$ . Выбор элементов контуров следует вести так же, как и для трехконтурного фильтра. Каждая индуктивность равна 2,5 мкГн.

### 14-13. УСИЛИТЕЛЬ С ПЕРЕМЕННОЙ ПОЛОСОЙ ПРОПУСКАНИЯ

В усилителях с плавно изменяемой полосой пропускания на практике применяются преимущественно  $n$ -контурные полосовые фильтры ( $n \geq 2$ ) с индуктивной связью. Величину связи уменьшают от некоторого максимума настолько, чтобы получилось заданное уменьшение полосы пропускания при допустимом изменении усиления на каскад. В общем случае различные связи между контурами нужно при этом изменять по-разному, что является чисто конструктивной задачей, которая здесь не рассматривается. Ниже даются примеры расчета полосового фильтра с переменной полосой пропускания при  $n=2, 3$  и 4 как наиболее типичные случаи для радиовещательных приемников.

**Пример.** Многоконтурный фильтр со средней частотой  $f_0 = 468$  кГц и наибольшим возможным изменением полосы пропускания должен обладать наибольшей полосой пропускания  $\pm 9$  кГц. Неравномерность усиления в полосе пропускания должна быть не больше 1:0,8. Наибольшее допустимое изменение усиления при регулировке полосы должно быть равно 2:1. Собственное затухание применяемых контуров равно 0,55%.

Сначала, исходя из требуемой наибольшей полосы  $\pm 9$  кГц обычным способом рассчитываются затухание, коэффициенты связи и усиление. Затем определяются связи, при которых усиление достигнет допустимого минимума. Рассчитанные затухания и связи позволяют после этого найти все остальные параметры фильтров.

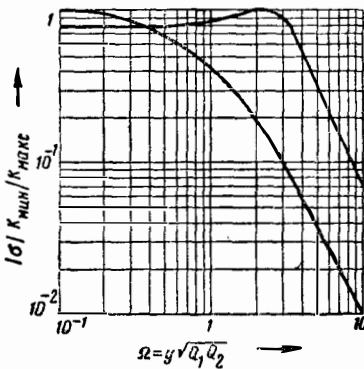


Рис. 14-25. Частотные характеристики регулируемого двухконтурного полосового фильтра при узкой и широкой полосах пропускания.

Двухконтурный фильтр. Для получения возможно большего значения коэффициента  $g$  принимают затухания контуров неравными. Для  $d_1=0,55\%$  и  $d_2=xd_1$  из табл. 14-14 при заданных параметрах  $B$ ,  $f_0$ ,  $d_1$  и  $s_2$  находим:

$$x = \frac{B}{d_1 f_0} \sqrt{2} s_2 - 1 = 4,74, \text{ т. е. } d_2 = 2,6\%;$$

$$\beta_{12} = k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = \sqrt{\frac{0,5 + s_2^2}{2s_2^2} \left( \sqrt{\frac{d_1}{d_2}} + \sqrt{\frac{d_2}{d_1}} \right)^2 - 1} = 2,78;$$

$$\begin{aligned} |K_0| \frac{K_{\max}}{K_{\min}} &= S \sqrt{R_1 R_2} \frac{\beta_{12}}{1 + \beta_{12}^2} \cdot \frac{K_{\max}}{K_{\min}} = \\ &= \frac{S}{2\pi \cdot 2\sqrt{C_1 C_2} B} \cdot 2,9 = \frac{S \sqrt{R_1 R_2}}{2,5}; \\ g &= 2,9. \end{aligned}$$

При уменьшении относительного коэффициента связи  $\beta$  с 2,78 до 1 усиление увеличивается до максимального значения  $\frac{S \sqrt{R_1 R_2}}{2}$ .

Задавzься наибольшим изменением усиления в отношении 2:1, находим наименьшее усиление по формуле  $\frac{S \sqrt{R_1 R_2}}{4}$ . Это значение соответ-

ствует  $\beta'_{12} = 0,27$  при наименьшей полосе пропускания (характеристики формы А). Формула для определения частотной характеристики имеет вид:

$$|\sigma| = \frac{1,07}{(1,15 + 4,8\Omega^2 + \Omega^4)^{1/2}}$$

(для формы А значение  $\frac{K_{\max}}{K_{\min}} = 1$ ).

Частотные характеристики для наибольшей и наименьшей полос пропускания показаны на рис. 14-25. Полоса пропускания изменяется примерно в 7 раз.

Трехконтурный фильтр. Для неравномерности усиления 1:0,8;  $d_1:d_2:d_3 = 1:1:3$  и  $d_1=0,55\%$  из табл. 14-8 определяем  $B = d_1 f_0 \cdot 6,9 = 17,8$  кГц.

В табл. 14-8 множитель в выражении для полосы имеет значение 6,7, здесь же взято значение его 6,9. Это объясняется тем, что полоса пропускания при характеристике формы С в таблице определена по уровню  $K_{\min}$ . В настоящем же мере полосы и для характеристики типа С определяется, как обычно, по уровню —3 дБ относительно  $K_{\max}$ . В соответствии с указанным получается небольшая разница и в коэффициентах  $g$  (это пояснение относится и к расчету четырехконтурного фильтра). Для наибольшей полосы пропускания по табл. 14-8

$$\beta_{12} = k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 5,4;$$

$$\beta_{23} = k_{23} \sqrt{Q_2 Q_3} = 1,86.$$

Отсюда

$$\begin{aligned} |K_0| &= S \sqrt{R_1 R_3} \cdot \frac{\beta_{12} \beta_{23}}{1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2} = \\ &= \frac{S}{2\pi \cdot 2\sqrt{C_1 C_3} B} \cdot 2,36 = \frac{S \sqrt{R_1 R_3}}{3,37}; \\ g &= 2,36. \end{aligned}$$

Изменив  $\beta_{12}$  и  $\beta_{23}$  соответственно в 10 и 3 раза, т. е. уменьшив их до  $\beta'_{12} = 0,54$  и  $\beta'_{23} = 0,62$ , получаем:

$$|K'_0| = \frac{S \sqrt{R_1 R_3}}{5}.$$

Усиление для этих двух крайних случаев (наиболее широкая и наиболее узкая полосы пропускания) изменяется, следовательно, в 1,5 раза.

Частотная характеристика в случае узкой полосы имеет вид:

$$|\sigma| = \frac{1,63}{[(1,68 - 3,47\Omega^2)^2 + (4,06\Omega - \Omega^3)^2]^{1/2}}$$

Обе характеристики показаны на рис. 14-26. Полоса пропускания изменяется приблизительно в 7 раз

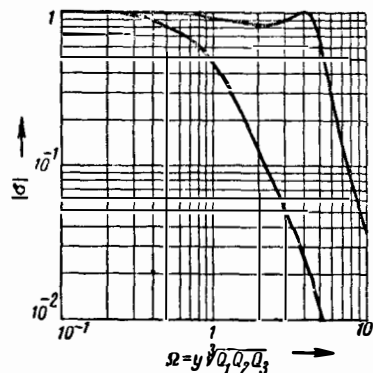


Рис. 14-26. Частотные характеристики регулируемого трехконтурного полосового фильтра при узкой и широкой полосах пропускания.

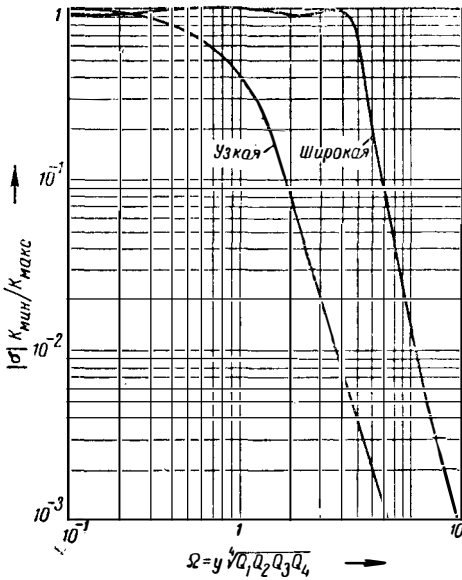


Рис. 14-27. Частотные характеристики регулируемого четырехконтурного полосового фильтра при узкой и широкой полосах пропускания.

Четырехконтурный фильтр. Положим  $d_1 : d_2 : d_3 : d_4 = 1 : 1 : 1 : 5$  Для неравномерности 1 : 0,95 полоса

$$B = d_1 f_0 \cdot 7 = 18 \text{ кГц.}$$

Для наибольшей полосы пропускания из табл. 14-11 находим:

$$\beta_{12} = k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2} = 5,64;$$

$$\beta_{23} = k_{23} \sqrt{Q_2 Q_3} = 2,88;$$

$$\beta_{34} = k_{34} \sqrt{Q_3 Q_4} = 1,67;$$

$$|K_0| \frac{K_{\max}}{K_{\min}} = S \sqrt{R_1 R_4} \times$$

$$\times \frac{\beta_{12} \beta_{23} \beta_{34}}{1 + \beta_{12}^2 + \beta_{23}^2 + \beta_{34}^2 + \beta_{12}^2 \beta_{34}^2} \cdot \frac{K_{\max}}{K_{\min}} =$$

$$= \frac{S \sqrt{R_1 R_4}}{4,63} = \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_4} B} \cdot 1,35;$$

$$g = 1,35.$$

При изменении  $\beta_{12}$  в отношении 10 : 1,  $\beta_{23}$  и  $\beta_{34}$  — в отношении 3 : 1 усиление

$$|K'_0| = \frac{S \sqrt{R_1 R_4}}{8,55}$$

Усиление в указанных крайних случаях (наиболее широкая и наиболее узкая полосы пропускания) изменяется, следовательно, в 1,8 раза.

Частотная характеристика при узкой полосе пропускания имеет вид ( $\beta'_{12} = 0,565$ ;  $\beta'_{23} = 1$ ;  $\beta'_{34} = 0,56$ ):

$$|\sigma| = \frac{2,73}{[(2,73 - 9,37\Omega^2 + \Omega^4)^2 + (8,23\Omega - 5,35\Omega^3)^2]^{1/4}}$$

На рис. 14-27 показаны частотные характеристики для этих крайних случаев. Полоса пропускания изменяется в 8 раз. На рис. 14-28 показаны частотные характеристики для всех трех рассмотренных фильтров.

**Сравнение фильтров трех видов по действию регулировки полосы пропускания.** Все три фильтра приблизительно равноценны по изменению полосы пропускания и получаемому при этом изменению усиления, а также по степени неравномерности в режиме наибольшей полосы пропускания. Однако по крутизне спадов частотной характеристики наилучшим является четырехконтурный фильтр. По величине коэффициента  $g$  этот фильтр примерно в 2 раза хуже двух- и трехконтурных фильтров. Естественно, что конструктивное осуществление регулировки связи между контурами тем сложнее, чем больше  $n$  — число контуров в фильтре.

При полном допустимом изменении усиления и неравномерности усиления в полосе пропускания можно в данном примере еще увеличить диапазон изменения полосы пропускания трех- и четырехконтурных фильтров.

**Другие виды многоконтурных фильтров с переменной полосой пропускания** [Л. 6]. На рис. 14-29 изображена схема трехконтурного фильтра с переменной полосой пропускания, часто применяемая на практике. В этой схеме

$$Q_1 = Q_3 = Q; \quad Q_2 \gg Q$$

Если ветвь связи, образуемая последовательно включенными  $L_2$  и  $C_2$ , обладает достаточно малыми потерями (сравнительно с параллельными контурами, то для такого трехконтурного фильтра оказывается пригодной частотная характеристика, данная в табл. 14-8

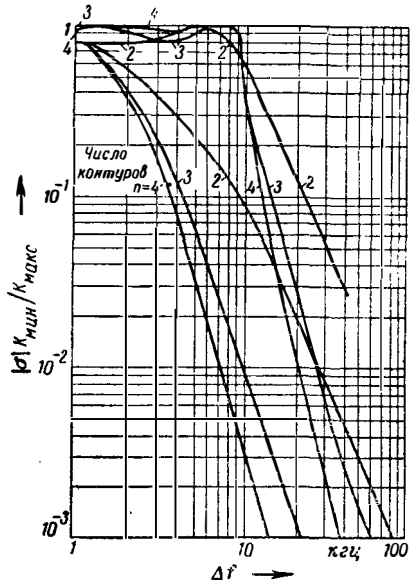


Рис. 14-28. Сравнение частотных характеристик  $n$ -контурных фильтров ( $n=2, 3$  и  $4$ ) с регулируемой полосой пропускания;  $f_0 = 468$  кГц.

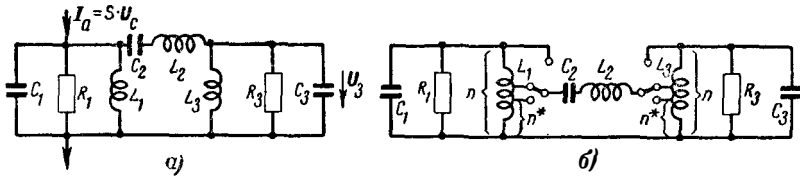


Рис. 14-29. Трехконтурный фильтр с контуром малого затухания в качестве элемента связи (эквивалентная схема кварцевого фильтра).

( $Q_2 = \infty$ ;  $Q_1 = Q_3 = Q$ ;  $\beta_{12} = \beta_{23}$ ). Помимо того,

$$Z_{\text{всп}} = \frac{-2\beta^2}{2\beta^2 - 2\Omega^2 + j[\Omega(1 + 2\beta^2) - \Omega^3]} \times \times \frac{R_1 R_3}{R_1 + R_3}; \quad (14-54)$$

$$\beta = Q \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{L_1 + L_3}{L_2}}. \quad (14-55)$$

Для регулировки полосы пропускания следует изменять точки присоединения контура связи  $L_2 C_2$  к катушкам  $L_1$  и  $L_3$  (рис. 14-29, б). При этом получается ступенчатая регулировка полосы пропускания. При  $Q_2 \gg Q$  усиление не

зависит от связи, а следовательно и от полосы пропускания.

Коэффициенты связи между индуктивностью отщепления и полной индуктивностью катушек  $L_1$  и  $L_3$  должны быть по возможности большими; при большой индуктивности рассеяния могут иметь место нежелательные отклонения кривой избирательности от теоретической кривой.

Для коэффициента связи  $\beta$  между отщеплением и полной индуктивностью катушек  $L_1$  и  $L_3$  связь  $\beta$  пропорциональна отношению числа витков.

Дальнейшие сведения о фильтрах с переменной полосой пропускания приведены в [Л. 4].

## Широкополосные усилители

### 14-14. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ШИРОКОПОЛОСНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ

Таблицы и графики для узкополосных усилителей, приведенные в § 14-5—14-10, пригодны для широкополосных усилителей, если полоса пропускания  $B$  достаточно мала сравнительно со средней частотой  $f_0$  области пропускания. При больших значениях  $B/f_0$  и  $n \geq 2$  в приведенные выше формулы нужно вносить поправки.

Широкополосные усилители с одиночными контурами применяются почти исключительно по схеме с шунтирующими сопротивлениями и собственные потери их контуров малы. Поэтому можно пользоваться табл. 14-1 (рис. 14-11, б).

Усиление на каскад широкополосного усилителя получается незначительным; вследствие этого для получения достаточно большого общего усиления в практике приходится применять большое количество каскадов с фильтрами, имеющими возможно большие значения коэффициента  $g$ . По этой же причине ниже рассматриваются лишь фильтры с  $n \leq 3$  и с непосредственной связью между контурами.

Как и для узкополосных фильтров, здесь можно рассматривать три формы частотных характеристик:  $A$ ,  $B$ , и  $C$ . Такое рассмотрение пригодно и для  $n$ -контурных фильтров, в которых не применяется непосредственная связь между контурами (группы контуров).

Наиболее подходящей характеристикой в этом случае является характеристика формы  $B$ . Группы из 2, 3, ...,  $n$  каскадов взаимно расстроенными одиночными контурами носят названия двойной группы (дублет, двойка), тройной группы (триплет,

тройка), четверной группы (квадруплет, четверка) и т. д. Усилитель в целом может быть образован каскадным соединением нескольких таких групп и имеет частотную характеристику формы  $B$ :

$$|G| = (1 + \Omega^{2n})^{-1/2}.$$

Вследствие затруднений, которые могут возникнуть при настройке, практически в группах применяют максимум четыре контура.

При применении широкополосных усилителей помимо частотной (точнее, амплитудно-частотной) имеет значение также фазовая (точнее, фазово-частотная) характеристика. Фазовая характеристика идеального усилителя имеет линейную зависимость фазы коэффициента усиления от частоты. Измерение фазовых характеристик довольно затруднительно и часто не удается достаточно точно измерить отклонение фазовой характеристики от прямой. Поэтому измерение фазы часто заменяют измерением времени запаздывания (времени пробега)  $\tau = d\varphi/d\omega$ . Идеальный в отношении фазовой характеристики усилитель имеет постоянное время запаздывания во всей полосе пропускания. Отклонение времени запаздывания от постоянной величины называется искажением времени запаздывания и может быть измерено различными способами [Л. 7—9].

Ниже будут приведены нормированные характеристики времени запаздывания  $d\varphi/d\Omega = f(\Omega)$  для полосовых фильтров с непосредственной связью между  $n$  контурами и для фильтров с упомянутыми выше группами из  $n$  контуров. По нормированному значению времени запаздывания

можно найти истинное значение времени запаздывания  $d\varphi/d\omega$ , умножив первое на коэффициент  $d\Omega/d\omega$ , содержащий полосу пропускания соответствующего фильтра (§ 22-21).

Нормированные характеристики времени запаздывания даются только для частотных характеристик формы  $B$ , так как только эта форма используется в широкополосных усилителях. Характеристики времени запаздывания для других форм частотных характеристик можно рассчитать по общим формулам.

**14-15. ШИРОКОПОЛОСНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ОДИНОЧНЫМИ, ОДИНАКОВО НАСТРОЕННЫМИ КОНТУРАМИ**

(табл. 14-1 и 14-2, рис. 14-13) [Л. 10]

Для  $m$  каскадов

$$|K_0|^m = (A^* \sqrt{2^{1/m} - 1})^m, \quad (14-56)$$

$$A^* = \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_n} \cdot B_m} \cdot g \quad (14-57)$$

(для одиночного контура  $g=1$ ).

Зависимость общего усиления от количества каскадов показана на рис. 14-30.

Приближенная формула для  $m \geq 3$ :

$$|K_0|^m \approx A^{*m} \sqrt[3]{2} \left( \frac{\ln 2}{m} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (14-58)$$

Оптимальное количество каскадов, для которого при заданном  $A^*$  получается наибольшее усиление, равно:

$$m_{\text{опт}} = \frac{A^{*2} \ln 2}{e} = 0,26 A^{*2}; \quad (14-59)$$

$$e = 2,718 \dots$$

Оптимальное усиление, т. е. наибольшее усиление, возможное при заданных параметрах лампы, полосе пропускания  $B_m$  и коэффициенте качества  $g$ ,

$$|K_0|_{\text{макс}}^m [Hen] = \frac{1}{2} A^{*2} \frac{\ln 2}{e} = 0,13 A^{*2}. \quad (14-60)$$

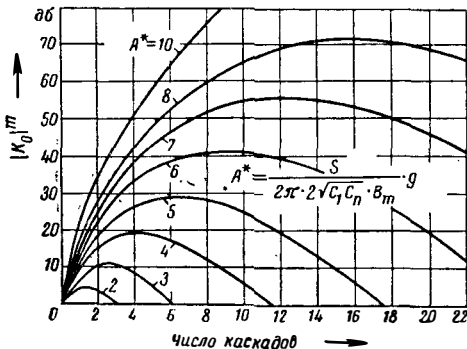


Рис. 14-30. Зависимость усиления от числа каскадов усилителя с одиночными одинаково настроенными контурами в каждом каскаде при постоянной величине произведения усиления на полосу.

Усиление каждого каскада

$$|K_0|_{\text{опт}} = \sqrt[3]{e}. \quad (14-61)$$

Для заданных параметров ламп и общей полосы пропускания существует наибольшее усиление, которое не может быть превзойдено. При этом условии оптимальное усиление каждого каскада равно  $\sqrt[3]{e} = 1,65$  независимо от полосы пропускания и параметров ламп. Последние определяют только наибольшее достижимое усиление усилителя в целом [формула (14-60)].

**14-16. ШИРОКОПОЛОСНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ДВУХКОНТУРНЫМИ ПОЛОСОВЫМИ ФИЛЬТРАМИ**

(табл. 14-4, 14-6, рис. 14-16) [Л. 11]

Для каскадного соединения  $m$  каскадов

$$|K_0|^m = (A^* \sqrt[3]{2^{1/m} - 1})^m; \quad (14-62)$$

$$A^* = \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_2} B_m} \cdot g. \quad (14-63)$$

На рис. 14-31 показана зависимость общего усиления от количества каскадов.

Приближенная формула для  $m \geq 2$ :

$$|K_0|^m \approx A^{*m} \sqrt[3]{2} \left( \frac{\ln 2}{m} \right)^{m/4}. \quad (14-64)$$

Оптимальное количество каскадов, для которого при заданном  $A^*$  получается наибольшее усиление, равно:

$$m_{\text{опт}} = \frac{\ln 2}{e} A^{*4} = 0,26 A^{*4}. \quad (14-65)$$

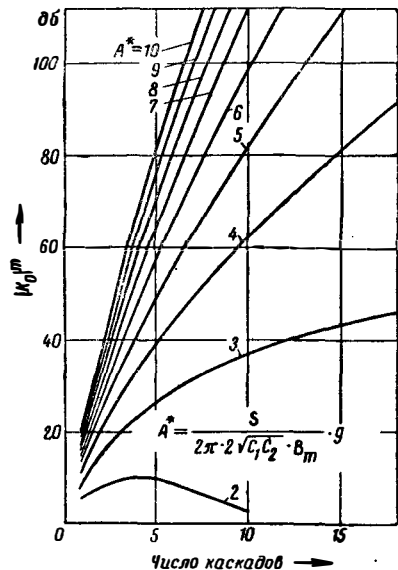


Рис. 14-31. Зависимость усиления от числа каскадов усилителя с двухконтурными полосовыми фильтрами при постоянной величине произведения усиления на полосу.

Оптимальное полное усиление при этом равно:

$$|K_0|_{\text{макс}}^m [\text{нел}] = \frac{\ln 2}{4e} A^{*4} = 0,064 A^{*4}. \quad (14-66)$$

Усиление каждого каскада

$$|K_0|_{\text{опт}} = \sqrt[4]{e}. \quad (14-67)$$

Для заданных параметров ламп и общей полосы пропускания существует наибольшее усиление, которое не может быть превзойдено. При этом условии оптимальное усиление каждого каскада равно  $\sqrt[4]{e} = 1,28$  независимо от полосы пропускания и параметров ламп. Последние определяют только наибольшее достижимое усиление усилителя в целом.

### 14-17. ШИРОКОПОЛОСНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ТРЕХКОНТУРНЫМИ ПОЛОСОВЫМИ ФИЛЬТРАМИ

(табл. 14-8 и 14-9, рис. 14-18)

Для усилителя из  $m$  каскадов

$$|K_0|^m = (A^* \sqrt[2^{1/m}]{2^{1/m} - 1})^m; \quad (14-68)$$

$$A^* = \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_3} \cdot B_m} \cdot g. \quad (14-69)$$

Зависимость общего усиления от количества каскадов  $m$  изображена на рис. 14-32.

Приближенная формула для  $m \geq 2$ :

$$|K_0|^m A^{*m} \sqrt[2]{2} \left(\frac{\ln 2}{m}\right)^{m/6}. \quad (14-70)$$

Оптимальное количество каскадов, для кото-

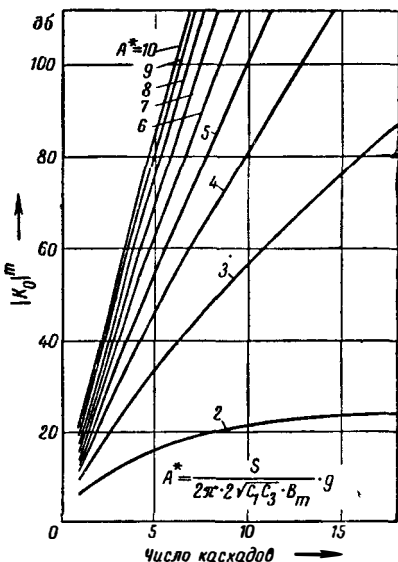


Рис. 14-32. Зависимость усиления от числа каскадов усилителя с трехконтурными полосовыми фильтрами при постоянной величине произведения усиления на полосу.

рого при заданном  $A^*$  получается наибольшее усиление, равно:

$$m_{\text{опт}} = \frac{\ln 2}{e} \cdot A^{*6} = 0,26 A^{*6}. \quad (14-71)$$

Оптимальное полное усиление при этом равно:

$$|K_0|_{\text{макс}}^m [\text{нел}] = \frac{\ln 2}{6e} \cdot A^{*6}. \quad (14-72)$$

Усиление каждого каскада

$$|K_0|_{\text{опт}} = \sqrt[6]{e}. \quad (14-73)$$

Для заданных параметров ламп и общей полосы пропускания существует наибольшее усиление, которое не может быть превзойдено. При этом условии оптимальное усиление каждого каскада равно  $\sqrt[6]{e} = 1,18$  независимо от полосы пропускания и параметров ламп. Последние определяют только наибольшее достижимое усиление усилителя в целом.

### 14-18. ШИРОКОПОЛОСНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ДВУХКОНТУРНЫМИ ПОЛОСОВЫМИ ФИЛЬТРАМИ ПРИ МАЛОЙ ДОБРОТНОСТИ КОНТУРОВ (рис. 14-16)

При сравнительно больших значениях  $B/f_0$  предпосылки, положенные в основу построения кривых и таблиц для узкополосных фильтров (например, независимость связи от частоты), оказываются недействительными. По этой причине нельзя установить простое соотношение между параметрами фильтра  $Z_{\text{пер}}$ ,  $Z_{\text{вк}}$ ,  $\sigma$  и расстройкой  $y = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$  или нормированной расстройкой  $\Omega = yj(Q_1, Q_2, \dots, Q_n)$ . Вместо этого появляются сложные формулы с независимой переменной  $\frac{\omega}{\omega_0}$ , характеризующей расстройку.

Расчет частотной характеристики с совершенно плоской вершиной (форма В) довольно сложен, поэтому характеристика формы В заменяется другой характеристикой, приближающейся к ней [Л. 12]. Эта характеристика имеет, например, для коэффициента связи  $k_{12} = 0,5$  неравномерность в полосе пропускания порядка 0,005 дб.

Коэффициент качества  $g$  получается практически такой же, как и для узкополосного усилителя с характеристикой формы В. Форма С по указанным выше причинам в дальнейшем не рассматривается.

Предпосылки к расчету такого фильтра сводятся к следующему:

I. Оба контура фильтра настроены на одну и ту же частоту  $f$ .

II. При  $f = f_0$  абсолютное значение переходного полного сопротивления равно  $\frac{1}{2} \sqrt{R_1 R_2}$ .

Из этих предпосылок вытекает, что

$$\omega_0 C_1 R_1 = \omega_0 C_2 R_2 = \frac{\sqrt{1 - k_{12}^2}}{k_{12}} \quad (14-74)$$

и, следовательно,  $Q_1 = Q_2$ .

Для  $Z_{пер}$ ,  $Z_{вх}$ ,  $|K_0|$  и  $\varphi$  получаются тогда уравнения:

$$Z_{пер} = \sqrt{R_1 R_2} \cdot \frac{k_{12}}{\sqrt{1 - k_{12}^2}} \times \frac{1}{\sqrt{1 - k_{12}^2} \left[ 1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 (1 - k_{12}^2) \right] - j \left[ \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 (1 - k_{12}^2) - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right) (2 + k_{12}^2) + \frac{\omega_0}{\omega} \right]} ; \quad (14-75)$$

$$Z_{вх} = R_1 \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right) k_{12} \sqrt{1 - k_{12}^2} - j \left[ 1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 (1 - k_{12}^2) \right]}{\sqrt{1 - k_{12}^2} \left[ -\frac{\omega_0}{\omega} + (2 + k_{12}^2) \frac{\omega}{\omega_0} - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 (1 - k_{12}^2) \right] - 2j \left[ 1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 (1 - k_{12}^2) \right]} ; \quad (14-76)$$

$$|c| = \left\{ \frac{1}{k_{12}^2} \left[ 1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 (1 - k_{12}^2) \right]^2 + \frac{1 - k_{12}^2}{4k_{12}^4} \left[ \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 (1 - k_{12}^2) - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right) (2 + k_{12}^2) + \frac{\omega_0}{\omega} \right]^2 \right\}^{-1/2} ; \quad (14-77)$$

$$|K_0| = \frac{S \sqrt{R_1 R_2}}{2} ; \quad (14-78)$$

$$\varphi = \arctg \frac{\sqrt{1 - k_{12}^2}}{2k_{12}} \times \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 (1 - k_{12}^2) - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right) (2 + k_{12}^2) + \frac{\omega_0}{\omega}}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 (1 - k_{12}^2)} . \quad (14-79)$$

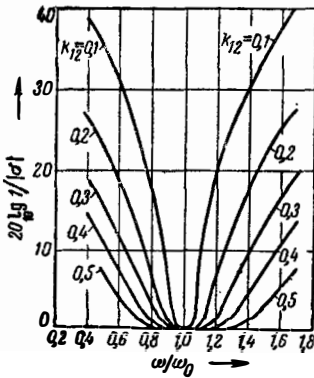
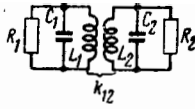


Рис. 14-33. Избирательность двухконтурных полосовых фильтров с контурами малой добротности.

На рис. 14-33 показаны частотные характеристики фильтра для различных значений  $k_{12}$ .



$$f_1 = \frac{1}{2\pi \sqrt{C_1 L_1}}$$

$$f_2 = \frac{1}{2\pi \sqrt{C_2 L_2}}$$

$$Q_1 = Q_2 = Q \quad Q_1 = \omega_0 C_1 R_1 \quad Q_2 = \omega_0 C_2 R_2$$

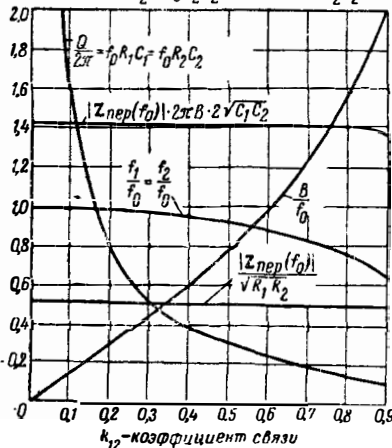
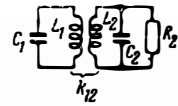


Рис. 14-34. Графики к расчету двухконтурных полосовых фильтров с контурами малой добротности ( $Q_1 = Q_2$ ).



$$f_1 = \frac{1}{2\pi \sqrt{C_1 L_1}}$$

$$f_2 = \frac{1}{2\pi \sqrt{C_2 L_2}}$$

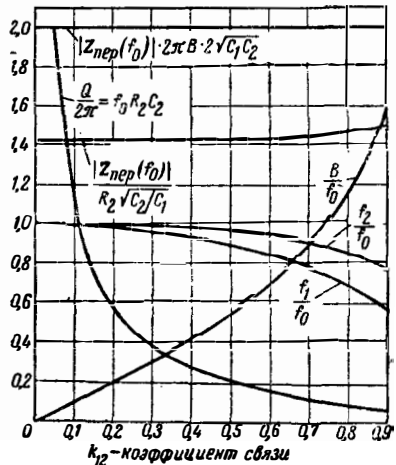


Рис. 14-35. Графики к расчету двухконтурных полосовых фильтров с контурами малой добротности ( $Q_1 = \infty$ ).

Для расчета полосового фильтра при заданном отношении  $B/f_0$  пригодны графики рис. 14-34. Для заданного  $k_{12}$  по этим графикам определяют  $Q$ ,  $g$  и частоты  $f_1 = f_2$ , на которые должны быть настроены контуры для того, чтобы средняя частота полосы пропускания оказалась равной  $f_0$ , т. е.  $f_1 = f_2 \neq f_0$ .

Если  $Q_1 = \infty$ , то расчет полосового фильтра производится тоже аналогично узкополосному фильтру и применимы характеристики рис. 14-33; только следует коэффициент связи  $k_{12}$  заменить коэффициентом  $k'_{12}$ , где

$$k'_{12} = \frac{2k_{12}}{\sqrt{1 + k_{12}^2}}$$

В этом случае  $f_1 \neq f_2 \neq f_0$ , где  $f_1$  и  $f_2$  — резонансные частоты первого и второго контуров, а  $f_0$  — средняя частота полосы пропускания. По заданному значению  $B/f_0$  можно, пользуясь рис. 14-35, найти значения  $k_{12}$ ,  $Q$ ,  $f_1$ ,  $f_2$  и  $g$ .

### 14.19. УСИЛИТЕЛЬ С ВЗАИМНО РАССТРОЕННЫМИ ОДИНОЧНЫМИ КОНТУРАМИ [Л. 13, 14]

Усилитель с  $n$  контурами (по одному контуру в каждом каскаде) без обратной связи через лампы (рис. 14-36) при соответствующем выборе резонансных частот  $f_1 \dots f_n$  и добротностей контуров  $Q_1 \dots Q_n$  имеет частотную характеристику одного из двух видов:

$$|c| = (1 + Q^2 \delta^2)^{-1/2};$$

$$Q = \frac{y}{d} \approx \frac{2(f - f_0)}{B}$$

(средняя частота полосы пропускания  $f = f_0$ , частотная характеристика имеет арифметическую симметрию,  $\frac{B}{f_0} \leq 0,3$ )

или

$$|c| = \left[ \delta^{2n} + \left( f - \frac{1}{f} \right)^{2n} \right]^{-1/2};$$

$$\delta = B/f_0$$

геометрическая симметрия для больших  $B/f_0$ ; средняя частота  $f = 1$ ;  $f$  — относительная частота).

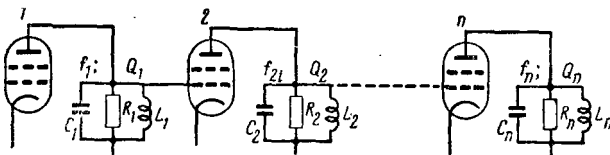


Рис. 14-36. Усилитель с  $n$  взаимно расстроенными контурами, развязанными лампами.

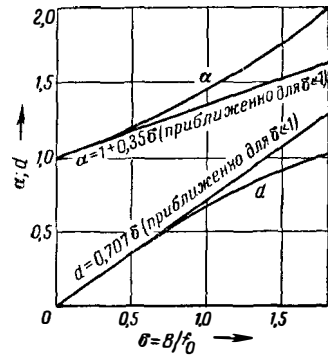


Рис. 14-37. График к расчету «двойки контуров» («дублета»).

Коэффициент  $g$  одного каскада всегда равен 1. Если емкости контуров (как обычно делается в широкополосных усилителях) образуются только монтажными и ламповыми емкостями, а входная и выходная емкости ламп сильно отличаются одна от другой, то (см. § 14-6) катушки контуров  $L_1 \dots L_n$  следует заменить трансформаторами с коэффициентом связи 1 и коэффициентом трансформации

$$n = \sqrt{\frac{C_{вх}}{C_a}}$$

В табл. 14-15 приведены расчетные формулы для усилителя при  $n = 2, 3$  и 4. Здесь  $f_0$  — средняя частота полосы пропускания;  $B$  — общая полоса пропускания;  $\frac{B}{f_0} = \delta$ ;  $d_n$  — затухание  $n$ -го контура.

Графики рис. 14-37 и 14-38 позволяют определить  $\alpha$  и  $d$  для  $n = 2$  и 3 при заданном значении  $\delta = B/f_0$ .

**Каскадное соединение  $m$  групп**, каждая из которых содержит  $n$  взаимно расстроенных контуров, развязанных лампами.

При каскадном соединении  $m$   $n$ -контурных групп, каждая из которых имеет полосу пропускания  $\frac{1}{m}B$ , общая полоса пропускания равна:

$$B_m = B \sqrt{\frac{2^{2n}}{2^{1/m} - 1}} \tag{14-80}$$

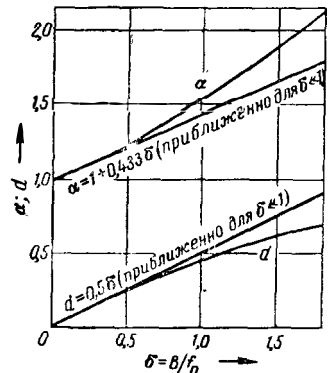


Рис. 14-38. График к расчету «тройки контуров» («триплета»).



Таблица 14-15

n	Формулы для любого значения $\delta = B/f_0$ (геометрическая симметрия)	Формулы для $\delta = B/f_0 < 0,3$ (арифметическая симметрия)
2	Два каскада, настроенных на $f_0\alpha$ и $f_0/\alpha$ соответственно и обладающих затуханиями $d$ , где $d^2 = \frac{4 + \delta^2 - \sqrt{16 + \delta^4}}{2}$ $\left(\alpha - \frac{1}{\alpha}\right)^2 + d^2 = \delta^2$	Два каскада, настроенных на $f_0 \pm 0,35B$ с затуханиями $d = 0,71\delta$
3	Два каскада, настроенных на $f_0\alpha$ и $f_0/\alpha$ соответственно с затуханиями $d$ ; один каскад настроен на $f_0$ , его полоса пропускания $B$ ; $d^2 = \frac{4 + \delta^2 - \sqrt{16 + 4\delta^2 + \delta^4}}{2}$ $\left(\alpha - \frac{1}{\alpha}\right)^2 + d^2 = \delta^2$	Два каскада, настроенных на $f_0 \pm 0,43B$ с затуханиями $d = 0,5\delta$ . Один каскад настроен на $f_0$ и имеет полосу пропускания $B$
4	Два каскада, настроенных на $f_0\alpha_1$ и $f_0/\alpha_1$ соответственно с затуханиями $d_1$ . Два каскада, настроенных на $f_0\alpha_3$ и $f_0/\alpha_3$ соответственно с затуханиями $d_3$ ; $d_1^2 = \frac{4 + \delta^2 - \sqrt{16 + 5,656\delta^2 + \delta^4}}{2}$ $\left(\alpha_1 - \frac{1}{\alpha_1}\right)^2 + d_1^2 = \delta^2$ $d_3^2 = \frac{4 + \delta^2 - \sqrt{16 - 5,656\delta^2 + \delta^4}}{2}$ $\left(\alpha_3 - \frac{1}{\alpha_3}\right)^2 + d_3^2 = \delta^2$	Два каскада, настроенных на $f_0 \pm 0,46B$ с затуханиями $d = 0,38\delta$ Два каскада, настроенных на $f_0 \pm 0,92B$ с затуханиями $d = 0,19\delta$

При этом

$$g_m = \sqrt[2n]{2^{1/m} - 1}. \quad (14-81)$$

Так как частотные характеристики фильтра формы  $B$  имеют простой вид, здесь они не приводятся.

**Частотные и фазовые характеристики  $n$ -контурной группы с арифметической и геометрической симметрией.**

Частотная характеристика  $n$ -контурной группы с арифметической симметрией:

$$\begin{aligned}
 |\sigma| &= (1 + \Omega^{2n})^{-1/2} = \\
 &= \left| \left[ \sin \frac{\pi}{2n} + j \left( \Omega \pm \cos \frac{\pi}{2n} \right) \right] \times \right. \\
 &\times \left[ \sin \frac{3\pi}{2n} + j \left( \Omega \pm \cos \frac{3\pi}{2n} \right) \right] \dots \left[ \sin \frac{(n-1)\pi}{2n} + \right. \\
 &\left. + j \left( \Omega \pm \cos \frac{(n-1)\pi}{2n} \right) \right] \Big|^{-1} \quad (14-82)
 \end{aligned}$$

(для четного  $n$ );

$$\begin{aligned}
 |\sigma| &= \left| \left[ \sin \frac{\pi}{2n} + j \left( \Omega \pm \cos \frac{\pi}{2n} \right) \right] \times \right. \\
 &\times \left[ \sin \frac{3\pi}{2n} + j \left( \Omega \pm \cos \frac{3\pi}{2n} \right) \right] \dots (1 + j\Omega) \Big|^{-1} \quad (14-83)
 \end{aligned}$$

для нечетного  $n$ ).

Двойной знак ( $\pm$ ) в прямоугольных скобках означает, что каждая прямоугольная скобка содержит произведение данного в скобках выражения с положительным знаком на такое же выражение с отрицательным знаком. Так, например,

$$\begin{aligned}
 &\left[ \sin \frac{\pi}{2n} + j \left( \Omega \pm \cos \frac{\pi}{2n} \right) \right] = \\
 &= \left[ \sin \frac{\pi}{2n} + j \left( \Omega + \cos \frac{\pi}{2n} \right) \right] \times \\
 &\times \left[ \sin \frac{\pi}{2n} + j \left( \Omega - \cos \frac{\pi}{2n} \right) \right].
 \end{aligned}$$

Из формул (14-82) и (14-83) для фазового угла получается выражение

$$\begin{aligned}
 \varphi &= - \left[ \arctg \frac{\Omega + \cos \frac{\pi}{2n}}{\sin \frac{\pi}{2n}} + \right. \\
 &+ \arctg \frac{\Omega - \cos \frac{\pi}{2n}}{\sin \frac{\pi}{2n}} + \arctg \frac{\Omega + \cos \frac{3\pi}{2n}}{\sin \frac{3\pi}{2n}} + \\
 &+ \arctg \frac{\Omega - \cos \frac{3\pi}{2n}}{\sin \frac{3\pi}{2n}} + \dots +
 \end{aligned}$$

$$+ \operatorname{arctg} \frac{\Omega + \cos \frac{(n-1)\pi}{2n}}{\sin \frac{(n-1)\pi}{2n}} + \operatorname{arctg} \frac{\Omega - \cos \frac{(n-1)\pi}{2n}}{\sin \frac{(n-1)\pi}{2n}} \quad (14-84)$$

Для нечетного  $n$  два последних выражения в прямоугольных скобках следует заменить на  $\operatorname{arctg} \Omega$ .

Для геометрической симметрии

$$|\sigma| = \left[ \delta^{2n} + \left( f - \frac{1}{f} \right)^{2n} \right]^{-1/2} = \left[ \frac{\frac{1}{\alpha_1}}{d_1 + j \left( \frac{f}{\alpha_1} - \frac{\alpha_1}{f} \right)} \cdot \frac{\alpha_1}{d_1 + j \left( f\alpha_1 - \frac{1}{f\alpha_1} \right)} \right] \times \left[ \frac{\frac{1}{\alpha_3}}{d_3 + j \left( \frac{f}{\alpha_3} - \frac{\alpha_3}{f} \right)} \cdot \frac{\alpha_3}{d_3 + j \left( f\alpha_3 - \frac{1}{f\alpha_3} \right)} \right] \dots \dots \left[ \frac{\frac{1}{\alpha_{n-1}}}{d_{n-1} + j \left( \frac{f}{\alpha_{n-1}} - \frac{\alpha_{n-1}}{f} \right)} \cdot \frac{\alpha_{n-1}}{d_{n-1} + j \left( f\alpha_{n-1} - \frac{1}{f\alpha_{n-1}} \right)} \right]^{-1} \quad (14-85)$$

(для четного  $n$ ).

Для нечетного  $n$  выражение в последних прямоугольных скобках следует заменить на

$$\frac{1}{\delta + j \left( f - \frac{1}{f} \right)}$$

При  $k = 1, 2, \dots, n-1$

$$d_k^2 = \frac{4 + \delta^2 - \sqrt{16 + 8\delta^2 \cos \frac{k\pi}{n} + \delta^4}}{2}; \quad \left( \alpha_k - \frac{1}{\alpha_k} \right)^2 + d_k^2 = \delta^2. \quad (14-86)$$

Отсюда следует:

$$\varphi = - \left[ \operatorname{arctg} \frac{f - \frac{\alpha_1}{f}}{d_1} + \operatorname{arctg} \frac{f\alpha_1 - \frac{1}{f\alpha_1}}{d_1} + \operatorname{arctg} \frac{f - \frac{\alpha_2}{f}}{d_2} + \operatorname{arctg} \frac{f\alpha_2 - \frac{1}{f\alpha_2}}{d_2} + \dots + \operatorname{arctg} \frac{f - \frac{\alpha_{n-1}}{f}}{d_{n-1}} + \operatorname{arctg} \frac{f\alpha_{n-1} - \frac{1}{f\alpha_{n-1}}}{d_{n-1}} \right] \quad (14-87)$$

(для четного  $n$ ).

Для нечетного  $n$  оба последних выражения в квадратных скобках следует заменить

на  $\operatorname{arctg} \frac{f - \frac{1}{f}}{\delta}$ .

### 14-20. ИСКАЖЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЗАПАЗДЫВАНИЯ (ФАЗОВЫЕ ИСКАЖЕНИЯ)

Приведенные в табл. 14-1, 14-4, 14-8 и 14-11 формулы для фазового угла позволяют рассчитать (§ 22-9) кривые времени запаздывания, учитывая, что

$$\tau = \frac{d\varphi}{d\omega} = \frac{d\varphi}{d\Omega} \cdot \frac{d\Omega}{d\omega}. \quad (14-88)$$

В табл. 14-16 даны выражения для нормированного времени запаздывания  $d\varphi/d\Omega$ , а на

Таблица 14-16

$n$	Случай	$\frac{d\varphi}{d\omega}$
1		$\frac{1}{1 + \Omega^2}$
2	$Q_1 = \infty$	$\frac{1/2 + \Omega^2}{1/4 + \Omega^4}$
3	$Q_1 = Q_2 = \infty$	$\frac{1/16 + 1/8\Omega^2 + \Omega^4}{1/64 + \Omega^8}$
4	$Q_1 = \infty$ $Q_2 = \infty$ $Q_3 = \infty$	$\frac{3,22 \cdot 10^{-3} + 0,01\Omega^2 + 0,05\Omega^4 + \Omega^8}{4,62 \cdot 10^{-4} + \Omega^8}$

рис. 14-39 — соответствующие им кривые для частотных характеристик формы  $B$  при

- $n = 1;$
- $n = 2, Q = \infty;$
- $n = 3, Q_1 = Q_2 = \infty;$
- $n = 4, Q_1 = Q_2 = Q_3 = \infty.$

Другие случаи для характеристик формы  $B$ , содержащиеся в таблицах, можно рассчитать с помощью преобразования масштаба, как указано на рис. 14-39.

$\Omega$  имеет всегда вид  $yQ^*$ , где  $Q^*$  следует брать в соответствии с таблицами; например, при  $n=4$  и  $d_1:d_2:d_3:d_4 = 1:1:1:5$   $Q^* = \sqrt[4]{Q_1Q_2Q_3Q_4}$ . Следовательно,

$$\frac{d\Omega}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left[ Q^* \left[ \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right] \right] = Q^* \left( \frac{1}{j\omega_0} + \frac{\omega_0}{\omega^2} \right) \approx \frac{2Q^*}{\omega_0} = \frac{Q^*}{\pi f_0} \quad (14-89)$$

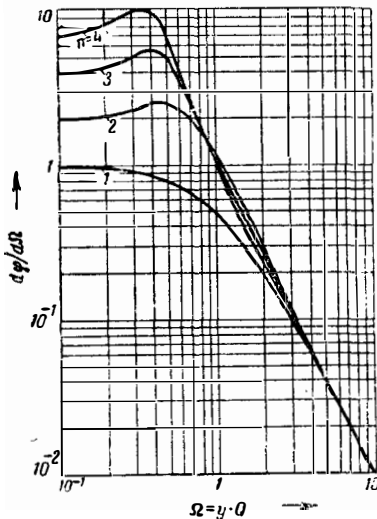


Рис. 14-39. Искажения времени запаздывания в  $n$ -контурных фильтрах ( $n$  непосредственно связанных контуров или группа из  $n$  каскадов с расстроенными контурами).

$n = 2$ . Кривая построена для случая  $d_1 = 0$  и  $d_2 = d$ . (При  $d_1 = d_2 = d$  масштаб по оси абсцисс следует умножить на 2, а масштаб по оси ординат — на  $1/2$ . Для „двойки контуров“ с частотной характеристикой вида

$|\sigma| = (1 + \Omega^2)^{-1/2}$  масштаб по оси абсцисс надо умножить на  $\sqrt{2}$ , а масштаб по оси ординат на  $1/\sqrt{2}$ .

$n = 3$ . Кривая построена для случая  $d_1 = d_2 = 0$  и  $d_3 = d$ . При  $d_2 = 0$  и  $d_1 = d_3 = d$  масштаб по оси абсцисс надо умножить на 2, а масштаб по оси ординат — на  $1/2$  (это относится и к „тройке контуров“). Для  $d_1:d_2:d_3 = 1:1:3$  масштаб по оси абсцисс надо умножить на 3,46, а масштаб по оси ординат — на  $1/3,46$ .

$$(\Omega = y \sqrt[3]{Q_1Q_2Q_3}).$$

$n = 4$ . Кривая построена для случая  $d_1:d_2:d_3 = 0$  и  $d_4 = d$ . Для  $d_2 = d_3 = 0$  и  $d_1 = d_4 = d$  масштаб по оси абсцисс надо умножить на 2, а масштаб по оси ординат — на  $1/2$ . При  $d_1:d_2:d_3:d_4 = 1:1:1:5$  масштаб по оси абсцисс надо умножить на 5,35, а масштаб по оси ординат — на  $1/5,35$ . ( $\Omega = y \sqrt[4]{Q_1Q_2Q_3Q_4}$ ). Для „четверки

контуров“ с характеристикой вида  $|\sigma| = (1 + \Omega^2)^{-1/2}$  масштаб по оси абсцисс надо умножить на 2,61, а масштаб по оси ординат — на  $1/2,61$ .

Пользуясь значениями  $B$  из табл. 14-1, 14-4, 14-8 и 14-11, можно при помощи формулы (14-89) найти связь между  $d\Omega/d\omega$  и полосой пропускания фильтра.

### 14-21. ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА ШИРОКОПОЛОСНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

[Л. 15 —17]

**Пример 1.** Рассчитать широкополосный усилитель со следующими данными: средняя частота полосы пропускания  $f = 105$  Мгц; общая полоса пропускания  $B_m = 30$  Мгц; общее усиление  $|K_0|^m = 5 \cdot 10^3$ . Параметры ламп:  $S = 8$  ма/в (пентод); выходная емкость  $C_a = 5$  пф (включая емкость монтажа и распределенную емкость катушки); входная емкость  $C_{вх} = 12$  пф (включая емкость монтажа и распределенную емкость).

а) Найти, при какой схеме требуется наименьшее количество ламп (усилитель с одиночными контурами, с двух- и трехконтурными фильтрами или с расстроенными контурами)?

б) Определить элементы схемы усилителя с двух- и трехконтурными фильтрами, а также с тройными группами контуров (тройками) по приведенным выше данным.

в) Чему равно искажение времени запаздывания на границах полосы пропускания  $f_0 \pm \pm 15$  Мгц для усилителей разных видов?

Расчеты

а) **Усилитель с одиночными, одинаково настроенными контурами.** На основании приведенных выше данных

$$A^* = \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_a C_{вх}} B_m} \cdot g = 2,74 \quad (g=1).$$

На основании равенства (14-60) при  $A^* = 2,74$  наибольшее возможное общее усиление равно:

$$|K_0|_{\max}^m = 0,13A^{*2} = 0,98 \text{ нсп} = 2,7.$$

Схема с одиночными настроенными контурами исключается поэтому из дальнейшего рассмотрения.

**Усилитель с двухконтурными полосовыми фильтрами.** Для  $Q_1 = Q_2 = Q$  по табл. 14-4 находим  $g = \sqrt{2}$  и  $A^* = 3,9$ . По рис. 14-31 для получения общего усиления

$$|K_0|^m = 5 \cdot 10^3 = 74 \text{ дб}$$

требуется примерно 15 каскадов.

**Усилитель с трехконтурными полосовыми фильтрами.** Для  $Q_2 = \infty; Q_1 = Q_3 = Q$  по табл. 14-8 находим  $g = 1$  и  $A^* = 2,74$ . По формуле (14-68) и рис. 14-32 находим, что требуется 19 каскадов.

**Усилитель с двойками контуров.** Для  $m$  двоек контуров по формуле (14-81)

$$|K_0|^{2m} = (A^* \sqrt[4]{2^{1/m} - 1})^{2m}; \quad A^* = 2,74.$$

Наибольшее возможное усиление в этом случае

$$|K_0|_{\max}^{2m} = \frac{\ln 2}{2e} \cdot A^{*4} = 7,1 \text{ нсп} = 1200.$$

Вследствие невозможности выполнить задание по коэффициенту усиления усилитель с двойками контуров дальше не рассматривается.

**Усилитель с тройками контуров.** Для  $m$  троек контуров по формуле (14-81)

$$|K_0|^{3m} = (A^* \sqrt{2^{1/m} - 1})^{3m}; \quad A^* = 2,74.$$

Для четырех троек получаем:

$$|K_0|^{12} \approx 7 \cdot 10^3.$$

Наименьшего количества ламп, следовательно, требует усилитель с группами из трех контуров, за ним следует усилитель с двухконтурными фильтрами. Наибольшее количество ламп необходимо применить в усилителе с трехконтурными полосовыми фильтрами. Усилители с одиночными настроенными контурами и с группами из двух контуров при заданных условиях не обеспечивают необходимого усиления.

б) **Усилитель с двухконтурными полосовыми фильтрами.** По табл. 14-6 для 15 каскадов находим полосу пропускания каждого фильтра  $B \approx B_{15} \cdot 1,1 \sqrt[15]{15} = 65 \text{ МГц}$ . При  $B/f_0 = 0,62$ , пользуясь рис. 14-34, находим:

$$k_{12} = 0,42; \quad \frac{f_1}{f_0} = \frac{f_2}{f_0} = 0,94;$$

$$\frac{Q}{2\pi} = f_0 R_1 C_1 = f_0 R_2 C_2 = 0,36.$$

При

$$C_1 = 5 \text{ нФ} \text{ и } C_2 = 12 \text{ нФ}$$

$$R_1 = 685 \text{ ом}, \quad R_2 = 286 \text{ ом}.$$

Так как результирующая добротность контура  $Q = 2\pi \cdot 0,36 = 2,26$ , то потерями ненагруженного контура ( $Q \approx 100$ ) можно пренебречь. Значение  $R_2$  учитывает потери за счет активной входной проводимости следующей лампы. Усиление на каскад

$$|K_0| = \frac{S \sqrt{R_1 R_2}}{2} = 1,77,$$

и при 15 каскадах общее усиление получается равным  $1,77^{15} = 5,5 \cdot 10^3$ . Резонансная частота контуров

$$f_1 = f_2 = 0,94 f_0 = 98,5 \text{ МГц}.$$

Отсюда индуктивности контуров

$$L_1 = 0,52 \text{ мкГн}; \quad L_2 = 0,22 \text{ мкГн}.$$

**Усилитель с трехконтурными полосовыми фильтрами.** Приведен лишь приближенный расчет, так как точный расчет трехконтурного фильтра для контуров малой добротности слишком сложен

Пользуясь табл. 14-9, находим для 19 каскадов полосу пропускания каждого полосового фильтра:

$$B \approx 1,06 \sqrt[19]{19} B_{19} = 52 \text{ МГц}.$$

По табл. 14-8 для характеристики формы  $B$ ,  $Q_2 = \infty$  и  $Q_1 = Q_3 = Q$  находим;

$$Q = \frac{f_0}{B} = 2,02;$$

$$\beta_{12} = k_{12} Q = \beta_{23} = k_{23} Q = \frac{1}{\sqrt{2}};$$

$$k_{12} = k_{23} = 0,354.$$

Поскольку добротности ненагруженных контуров имеют величину порядка 100, средний контур можно практически рассматривать, как лишенный затухания. Тогда для  $C_1 = 5 \text{ нФ}$  и  $C_3 = 12 \text{ нФ}$  шунтирующие сопротивления первого и третьего контуров равны:

$$R_1 = \frac{Q}{2\pi f_0 C_1} = 620 \text{ ом};$$

$$R_3 = \frac{Q}{2\pi f_0 C_3} = 256 \text{ ом}$$

( $R_2$  учитывает активную входную проводимость следующей лампы).

Усиление на каскад

$$|K_0| = \frac{S \sqrt{R_1 R_2}}{2} = 1,55.$$

При 19 каскадах общее усиление  $|K_0|^{19} \approx 6 \cdot 10^3$ . Элементы второго контура можно в принципе выбирать любыми. Однако на практике не следует брать емкость слишком большой, так как это потребует применения столь малой индуктивности контура, что не удастся осуществить коэффициент связи  $k_{12} = k_{23} = 0,354$ .

**Усилитель с тройками контуров.** На основании формулы (14-80) при четырех тройках контуров полоса пропускания каждой тройки

$$B = \frac{B_3}{\sqrt[4]{2^{1/4} - 1}} = 39,5 \text{ МГц};$$

$$B/f_0 = \delta = 0,376.$$

и расчет надо производить по табл. 14-15 и рис. 14-38. Находим

$$d = \frac{1}{Q} = 0,2; \quad \alpha = 1,18.$$

Первый каскад, следовательно, надо настроить на частоту  $f_0 \alpha = 124 \text{ МГц}$ , второй — на частоту  $f_0 / \alpha = 89 \text{ МГц}$  и обеспечить добротность контуров  $Q = \frac{1}{d} = 5$ . Третий контур настраивается на частоту  $f_0$  при полосе пропускания  $B = 39,54 \text{ МГц}$ . Расчет индуктивностей и шунтирующих сопротивлений можно выполнить аналогично тому, как это сделано для узкополосного усилителя.

в) При расстройке  $\pm 15 \text{ МГц}$

$$y \approx \frac{2\Delta f}{f_0} = 0,285.$$

**Усилитель с двухконтурными полосовыми фильтрами.** Для каждого каскада в соответствии с изложенным выше  $Q = 2,26$ ;  $yQ = Q = 0,645$ . По рис. 14-39

$$\Delta T = \frac{d\varphi}{d\Omega} \Big|_{\Omega' = \frac{0,645}{2}} - \frac{d\varphi}{d\Omega} \Big|_{\Omega' = 0} = \frac{1}{2} (2,4 - 2) = 0,2$$

(необходимо помнить о преобразовании масштабов по осям абсцисс и ординат).

Для нахождения величины

$$\Delta\tau = \frac{d\varphi}{d\omega_{(\omega=\omega_0 \pm \Delta\omega)}} - \frac{d\varphi}{d\omega_{(\omega=\omega_0)}}$$

надо умножить  $\Delta T$  на  $\frac{d\Omega}{d\omega}$ . По формуле (14-89)

$$\frac{d\Omega}{d\omega} \approx \frac{Q}{\pi f_0} = 6,86 \cdot 10^{-9},$$

откуда

$$\Delta\tau = 1,37 \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

Для 15 каскадов общее искажение времени запаздывания усилителя

$$\Delta\tau_{15} = 20,6 \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

Полученное значение является приближенным вследствие допущений, сделанных при выводе формулы (14-89) и при определении величины  $y \approx \frac{2\Delta f}{f_0}$ ; им можно пользоваться при практических расчетах, однако при более точных вычислениях отмеченное обстоятельство надо учитывать.

**Усилитель с трехконтурными полосовыми фильтрами.** Для  $Q = 2,02$  на основании предшествующих примеров

$$\Omega = yQ = 0,576.$$

По рис. 14-39

$$\Delta T_c = \frac{1}{2} (5 - 4) = 0,5;$$

$$\frac{d\Omega}{d\omega} \approx \frac{Q^2}{\pi f_0} = 6,13 \cdot 10^{-9}.$$

Следовательно,

$$\Delta\tau = 3,06 \cdot 10^{-9} \text{ сек.};$$

$$\Delta\tau_{19} = 58 \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

**Усилитель с тройками контуров.** Как и для трехконтурного фильтра,  $B = f_0/Q^*$  ( $Q^*$  не совпадает с  $Q$ , приведенным в табл. 14-15). Таким образом,

$$Q^* = \frac{f_0}{B} = 2,66 \text{ и } yQ^* = \Omega = 0,76.$$

По рис. 14-39

$$\Delta T = \frac{1}{2} (5,5 - 4) = 0,75;$$

$$\frac{d\Omega}{d\omega} \approx \frac{Q^*}{\pi f_0} = 8,1 \cdot 10^{-9};$$

$$\Delta\tau = 6 \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

Для четырех троек контуров

$$\Delta\tau_4 = 24 \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

Наименьшее искажение времени запаздывания получается в усилителе с двухконтурными полосовыми фильтрами; затем следует усилитель с тройками контуров, который только немного хуже. Усилитель с трехконтурными

фильтрами в отношении искажения времени запаздывания примерно в 3 раза хуже усилителя с двухконтурными полосовыми фильтрами.

**Пример 2.** Рассчитать выходной каскад, работающий на 60-омный кабель. Усиление каскада должно быть по возможности большим. Заданы: средняя частота полосы пропускания  $f_0 = 105 \text{ МГц}$ ; полоса пропускания выходного каскада  $B = 65 \text{ МГц}$ ; выходная емкость лампы (включая емкость монтажа и распределенную емкость катушки)  $C_1 = 5 \text{ пф}$ ; крутизна лампы  $S = 8 \text{ мА/В}$ .

Найти:

а) Усиление каскада.

б) Параметры его элементов.

По соображениям получения наибольшего усиления каскада целесообразно применить асимметричный (в отношении затуханий) двухконтурный полосовой фильтр ( $Q_1 = \infty$ ). Расчет ведем с помощью графиков рис. 14-35. Для  $B/f_0 = 0,62$  находим:

$$k_{12} = 0,44; Q/2\pi = f_0 R_2 C_2 = 0,2;$$

$$\frac{f_1}{f_0} = 0,87; \frac{f_2}{f_0} = 0,94;$$

$$|K_0| = SR_2 \cdot \sqrt{2} \sqrt{\frac{C_2}{C_1}}; f_1 = 91,5 \text{ МГц.}$$

$$f_2 = 98,5 \text{ МГц.}$$

Отсюда получаем:

$$C_2 = \frac{0,2}{2\pi f_0 R_2} = 32 \text{ пф.}$$

$$L_1 = 0,6 \text{ мкГн.}; L_2 = 0,08 \text{ мкГн.}$$

Поскольку добротность второго контура  $Q = 6,28 \cdot 0,2 = 1,26$  много меньше добротности  $Q_1$  ненагруженного контура ( $Q_1 \approx 100$ ), условие  $Q_1 \gg Q_2$  можно считать выполненным. При этих данных

$$|K_0| = 1,72.$$

**Пример 3.** Рассчитать входное устройство приемника на средней частоте полосы пропускания  $f_0 = 105 \text{ МГц}$  с наименьшим возможным уровнем собственного шума. Коэффициент передачи входного устройства в пределах полосы пропускания должен быть по возможности постоянным. Параметры лампы: входная емкость (включая емкость монтажа и распределенную емкость катушки)  $C_2 = 12 \text{ пф}$ ; эквивалентное шумовое сопротивление лампы  $R_3 = 500 \text{ ом}$ . Влияния активной входной проводимости лампы не учитывать.

Внутреннее сопротивление источника сигнала (антенны или преобразователя частоты приемника сантиметровых волн) принять равным  $R_i = 200 \text{ ом}$ . Емкость  $C_1 = 25 \text{ пф}$  (рис. 14-40).

а) Определить элементы схемы.

б) Определить полосу пропускания входного устройства.

в) Найти оптимальный коэффициент шума, а также коэффициент шума принятого варианта устройства.

г) Найти коэффициент передачи входного устройства  $U_2/U_1$  на средней частоте  $f_0$  полосы пропускания.

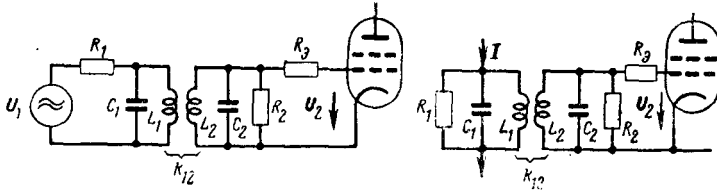


Рис. 14-40. Входное устройство с двухконтурным полосовым фильтром.

а): В качестве входного устройства целесообразно применить двухконтурный асимметричный полосовой фильтр. Затухания первого и второго контуров определяются в основном сопротивлениями  $R_1$  и  $R_2$  соответственно.

На основании рис. 14-39 и табл. 14-4.

$$|Z_{пер}|_{\omega=0} = \frac{\beta_{12}}{1 + \beta_{12}^2} \cdot \sqrt{R_1 R_2} = \frac{U_2}{I};$$

$$\beta_{12} = k_{12} \sqrt{Q_1 Q_2}.$$

Так как

$$I = \frac{U_1}{R_1},$$

то

$$U_2 (\omega=0) = U_1 \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \cdot \frac{\beta_{12}}{1 + \beta_{12}^2}.$$

Шумовое напряжение рассчитывается по формуле (§ 20-15 и 20-16)

$$\bar{U}_{ш} = \sqrt{4kT_0 B (R_3 + |Z_{вх}|_{(\omega=0)})}$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  
 $T_0$  — абсолютная температура;  
 $B$  — полоса пропускания усилителя;  
 $|Z_{вх}|_{(\omega=0)}$  — активная составляющая входного сопротивления схемы (на зажимах сетка—катод лампы).

В соответствии с табл. 14-4

$$|Z_{вх}|_{(\omega=0)} = \frac{R_2}{1 + \beta_{12}^2}.$$

Приравнивание напряжений сигнала  $U_2$  и шума  $U_{ш}$  позволяет найти коэффициент шума  $F$  входной цепи и первой лампы:

$$F = \frac{\bar{U}_1^2}{4kT_0 R_1 B} = 1 + \frac{1}{\beta_{12}^2} + \alpha \frac{(1 + \beta_{12}^2)^2}{\beta_{12}^2},$$

где

$$\alpha = R_3/R_2;$$

$F$  приобретает оптимальное (минимальное) значение при

$$\beta_{12}^2 = \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha}} \quad \text{или} \quad \beta_{12} = \sqrt[4]{1 + \frac{1}{\alpha}}.$$

С другой стороны, пользуясь табл. 14-4 и принимая для характеристики формы  $B$  условие  $Q_1 \neq Q_2$ , находим:

$$\beta_{12} = \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{Q_1}{Q_2} + \frac{Q_2}{Q_1} \right)}.$$

При  $Q_1 = \omega_0 C_1 R_1 = 3,3$  и  $Q_2 = 50$

$$k_{12} = \frac{\beta_{12}}{\sqrt{Q_1 Q_2}} = \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{1}{Q_1^2} + \frac{1}{Q_2^2} \right)} = 0,22.$$

б): Полоса пропускания входного устройства по табл. 14-4

$$B = \frac{f_0}{\sqrt{2}} \left( \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2} \right) = 24 \text{ Мгц.}$$

Пользуясь рис. 14-35, находим для  $B/f_0 = 0,23$  величины  $f_1/f_0$  и  $f_2/f_0$ ; последние при заданных  $C_1$  и  $C_2$  позволяют найти соответствующие значения  $L_1$  и  $L_2$ . Этим заканчиваются ответы на вопросы а) и б).

в):

$$\alpha = \frac{R_3}{R_2} = \frac{R_3 \omega_0 C_2}{Q_2} \approx 8 \cdot 10^{-2}.$$

Оптимальное значение относительного коэффициента связи находится из формулы

$$\beta_{12}^2 = \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha}} = 3,67,$$

и, следовательно,  $F_{опт} = 1 + 0,273 + 0,475 = 1,75 kT_0$ . С другой стороны, фактическое значение  $\beta_{12}$  определяется формулой

$$\beta_{12}^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{Q_1 + Q_2}{Q_2 + Q_1} \right) = 7,6,$$

и, следовательно,

$$F = 1 + 0,132 + 0,78 = 1,91 kT_0.$$

г):

$$R_2 = \frac{Q_2}{\omega_0 C_2} = 6,3 \text{ кОм.}$$

В соответствии с изложенным выше

$$\left( \frac{U_2}{U_1} \right)_{(\omega=0)} = \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \cdot \frac{\beta_{12}}{1 + \beta_{12}^2} = 1,8.$$

**Пример 4** (рис. 14-41). Рассчитать каскад усиления с четырехконтурным фильтром, ис-

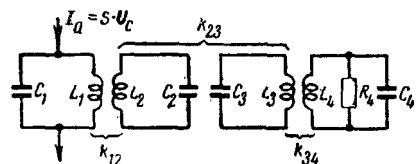


Рис. 14-41. Эквивалентная схема усилительного каскада с четырехконтурным фильтром.

ходя из условия получения наибольшего возможного усиления; частотная характеристика должна быть формы  $B$ ; полоса пропускания  $\nu = 30 \text{ Мгц}$ ; средняя частота полосы пропускания  $f_0 = 105 \text{ Мгц}$ . Параметры лампы:  $S = 8 \text{ ма/в}$  (пентод); выходную и входную емкости (включая емкости монтажа и распределенные емкости катушек) считать равными 5 и 12  $\text{пф}$  соответственно.

а) Определить усиление каскада.

б) Определить параметры четырехконтурного фильтра.

в) Найти величину подавления мешающей станции, частота которой на 60  $\text{Мгц}$  больше средней частоты полосы пропускания фильтра.

Расчеты

а) Поскольку здесь имеется в виду широкополосный фильтр, легко реализовать условия:  $Q_2 = Q_3 = \infty$ ;  $Q_1 = Q_4 = Q$  или  $Q_1 = \infty$ ;  $Q_2 = \infty$ ;  $Q_3 = \infty$ , позволяющие получить приемлемое значение коэффициента  $g$ .

Для  $Q_2 = Q_3 = \infty$ ;  $Q_1 = Q_4 = Q$  и характеристики формы  $B$  по табл. 14-11

$$\frac{|K_0|}{K_{\text{мин}}} = \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_4} \cdot B} \cdot 0,77 = \underline{2,1}.$$

Для  $Q_1 = \infty$ ;  $Q_2 = \infty$ ;  $Q_3 = \infty$

$$\frac{|K_0|}{K_{\text{мин}}} = \frac{S}{2\pi \cdot 2 \sqrt{C_1 C_4} B} \cdot 1,53 = \underline{4,2}.$$

Второй вариант предпочтительнее вследствие того, что усиление получается больше.

б): По табл. 14-11

$$Q_4 = \frac{f_0}{B} \cdot 0,38 = 1,33.$$

Поскольку для трех ненагруженных контуров легко получить добротность порядка 100, условие  $Q_1, Q_2, Q_3 \gg Q_4$  выполнимо.

Коэффициенты связи рассчитываются по табл. 14-11:

$$k_{12} = \frac{0,247}{Q_4} = \underline{0,186}; \quad k_{23} = \frac{0,293}{Q_4} = \underline{0,22};$$

$$k_{34} = \frac{0,595}{Q_4} = \underline{0,45}.$$

Емкости  $C_2$  и  $C_3$  в принципе можно брать любыми. Однако, чтобы можно было осуществить необходимые коэффициенты связи, целесообразно взять эти емкости порядка емкостей  $C_1$  и  $C_4$ . Индуктивности рассчитываются по формуле Томсона

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{C_n L_n}}.$$

$R_4$  определяется по формуле

$$\underline{R_4} = \frac{Q_4}{\omega_0 C_4} \approx \underline{170 \text{ ом}}.$$

в):  $\Omega = yQ_4 = 1,24$ ; из табл. 14-12 находим:

$$|c| = 9 \cdot 10^{-3}.$$

Это значение можно найти и по табл. 14-11:

$$|c| = [1 + (2,61\Omega)^2]^{-\frac{1}{2}} = 9 \cdot 10^{-3}.$$

## Усилители мощности

### 14-22. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ УСИЛИТЕЛЯХ МОЩНОСТИ

Электронные лампы позволяют усиливать электрическую мощность в больших диапазонах изменения уровня и частоты сигнала. Собственный шум первой лампы (§ 20-6) определяет наименьшее возможное значение усиливаемой мощности, а допустимая наибольшая рассеиваемая последней лампой мощность — наибольшую отдаваемую лампой мощность. Коэффициентом усиления по мощности называется отношение отдаваемой мощности  $P_2$  к подводимой мощности  $P_1$ . Коэффициент усиления выражается или непосредственно как отношение этих величин, или в децибелах, или в неперях (§ 22-9).

Мерой усиления, обеспечиваемого усилителем мощности, часто служит так называемое напряжение раскачки; последнее является действующим значением синусоидального напряжения на входе усилителя, при котором получается максимальная отдаваемая мощность.

При целом соединении ряда пассивных звеньев наибольший коэффициент передачи по мощности получается при согласовании, определяемом тем, что выходное сопротивле-

ние звена, отдающего мощность, равно входному сопротивлению звена, получающего мощность (при комплексных сопротивлениях эти выходные и входные сопротивления должны быть комплексно-сопряженными, т. е. иметь противоположные по знаку фазовые углы).

Это условие, однако, не относится к усилителям мощности, так как э. д. с. в этом случае нельзя считать постоянной; при максимальном напряжении раскачки э. д. с. зависит от нагрузки. Более того, применяя обратную связь (с нагрузки на вход усилителя), можно в широких пределах менять внутреннее сопротивление усилителя; в связи с этим условия согласования для усилителей отличаются от указанных выше.

Вследствие нелинейности ламповых характеристик возникает нелинейные искажения. Правильным выбором схемы и применением обратной связи эти искажения можно существенно снизить, однако лишь при условии, что предел допустимой отдаваемой мощности не превзойден [Л. 32].

При расчете усилителя обычно бывают заданы следующие величины: необходимая отдаваемая мощность  $P_2$  при заданной входной мощности  $P_1$ ; сопротивление нагрузки  $R_n$ ; внутреннее сопротивление лампы  $R_i$ ; частотная характеристика усилителя в полосе ча-

стот  $f_1-f_2$ ; спад усиления вне области пропускания; допустимые нелинейные искажения (выражаются при помощи коэффициента нелинейных искажений или коэффициента подавления высших гармоник); допустимый уровень мешающих напряжений (фона) и некоторые дополнительные условия, связанные со сроком службы, конструкцией, условиями эксплуатации и др.

#### 14-23. УСИЛИТЕЛЬ КЛАССА А

Усилитель, работающий в режиме класса А, характеризуется тем, что изменения анодного тока (при усилении) симметричны относительно анодного тока покоя, т. е. наибольшее мгновенное значение переменной составляющей анодного тока не может превысить тока покоя.

Принципиальная схема такого усилителя изображена на рис. 14-42. Входной и выходной трансформаторы  $T_1$  и  $T_2$  служат для трансформации напряжений и позволяют выполнять согласование на входе и выходе. Применение отдельных обмоток  $n_1$  и  $n_2$  трансформаторов позволяет отделить от земли цепи входного и выходного напряжений, несмотря на то, что катод оконечной лампы заземлен (рис. 14-42, § 12-18). При специальных требованиях в принципе возможно также применение схем с заземленной сеткой и с заземленным анодом [Л. 39]. Описываемые ниже низкочастотные усилители мощности строятся обычно по схеме с заземленным катодом; если при применении обратной связи на катоде имеется переменное напряжение, то получается схема, промежуточная между схемами с заземленным катодом и с заземленным анодом.

При питании от сети переменного тока напряжение накала обычно подводится непосредственно от сетевого трансформатора, а для питания цепей анодов, экранирующих и управляющих сеток служат выпрямители. Протекающий через сопротивление  $R_1$  эмиссионный ток лампы создает напряжение смещения на сетку, причем конденсатор  $C_1$  (при  $\frac{1}{2\pi f_1 C_1} \ll R$ )

является практически коротким замыканием для переменной составляющей анодного тока. Эта схема автоматического смещения сетки обеспечивает в случае применения ламп с большой крутизной также стабилизирующее действие: анодный ток остается практически неизменным при изменении ламповых характеристик, например при старении и смене ламп. Если по указанным выше при-

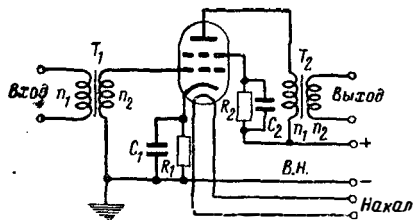


Рис. 14-42. Принципиальная схема усилительного каскада.

чинам анодный ток повышается, то в такой же степени повышается падение напряжения на  $R_1$ , что противодействует повышению анодного тока. Таким путем устраняется опасность повреждения лампы за счет излишне большого анодного тока.

Если напряжение на экранирующей сетке должно быть меньше анодного, то понижение напряжения производится добавочным сопротивлением  $R_2$ , которое шунтируется конденсатором  $C_2$ . Во избежание обратной связи здесь также должно быть соблюдено условие  $\frac{1}{2\pi f_1 C_2} \ll R_2$ .

#### 14-24. ДВУХТАКТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ

Принципиальная схема усилителя дана на рис. 14-43. Входной и выходной трансформаторы здесь имеют каждый по три обмотки. Две из них должны быть намотаны по возможности симметрично; они служат для трансформации сеточного и анодного напряжений, сдвинутых по фазе на  $180^\circ$ . Сеточное напряжение каждой из ламп действует так же, как и в усилителе класса А. Анодный ток каждой лампы изменяется симметрично относительно тока покоя, причем увеличение анодного тока одной лампы соответствует снижению тока в другой, и наоборот. Вследствие этого при одинаковой крутизне ламповых характеристик компенсируются четные высшие гармоники, что приводит к снижению нелинейных искажений в двухтактном усилителе сравнительно с усилителем класса А. При передаче звуковых частот особенно важно, чтобы были устранены нелинейные искажения, возникающие вследствие эффекта выпрямления в лампе, т. е. за счет изменения постоянной составляющей анодного тока.

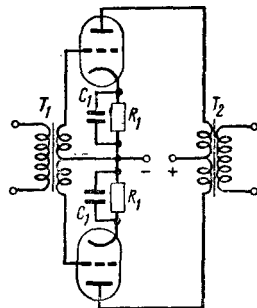


Рис. 14-43. Двухтактный усилитель.

С целью получения независимой стабилизации анодного тока каждой из ламп целесообразно, при использовании ламп с большой крутизной, применять отдельные катодные сопротивления  $R_1$ , как показано на рис. 14-43.

#### 14-25. УСИЛИТЕЛЬ КЛАССА В

Усилитель класса В строится также по двухтактной схеме, но отличается от усилителя, рассмотренного в § 14-24, режимом работы ламп. Здесь точка покоя каждой из ламп выбирается на нижнем сгибе анодно-сеточной



характеристики (анодный ток в зависимости от напряжения на сетке). В состоянии покоя анодный ток весьма мал. Вследствие того, что напряжения на сетках ламп противофазны, каждая из ламп воспроизводит только одну полуволну переменного напряжения, как показано ниже в 14-26. При одинаковой отдаваемой мощности рассеиваемая на аноде мощность получается в усилителе класса *B* значительно меньше, чем в усилителе класса *A* или в двухтактном усилителе. Это преимущество приобретает в усилителе класса *B* за счет несколько более высоких искажений, особенно при малых напряжениях раскачки. (По классификации, принятой в США, Англии и у многих советских авторов, к классу *B* относятся и однотактные усилители с точкой покоя на нижнем сгибе анодно-сеточной характеристики, т. е. усилители, отнесенные в § 14-26 к классу *C*. К классу *AB* относятся усилители, у которых точка покоя выбрана между точками покоя для режимов классов *A* и *B*. *Прим. ред.*)

**14-26. УСИЛИТЕЛЬ КЛАССА C**

Усилитель класса *C* соответствует половине усилителя класса *B*, т. е. он образован одной лампой, точка покоя которой выбрана на нижнем сгибе анодно-сеточной характеристики. Такие усилители применяют только для усиления сигналов в весьма малой полосе частот. По указанной причине на входе и выходе усилителя применяют резонансные контуры, служащие для подавления высших гармонических, которые возникли бы при отсутствии этих контуров (§ 15-1). (По классификации, принятой в США и Англии, к классу *C* относятся усилители, у которых точка покоя на анодно-сеточной характеристике выбрана левее точки покоя для режима класса *B*. См. также § 15-2 *Прим. ред.*)

**14-27. СЕМЕЙСТВО ЛАМПОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК**

Расчет мощности и нелинейных искажений легко выполнить, пользуясь семейством ламповых характеристик (§ 12-14—12-17), представляющих графически зависимость анодного тока от анодного и сеточного напряжений. С помощью семейства характеристик, изображающих зависимость анодного тока  $i_a$  от анодного напряжения  $u_a$  при различных сеточных напряжениях  $u_c$  ( $u_c$  является параметром), определяют наибольшую мощность переменного тока, которую может отдать лампа при заданном допустимом анодном напряжении. Затем находят мощность потерь на аноде  $P_n$ . Если  $P_n$  превышает допустимое рассеяние на аноде  $P_{n, \max}$ , то следует изменить условия работы лампы, например снижением анодного напряжения или применением режима класса *B*. После этого можно найти соответствующее выбранному режиму работы сопротивление нагрузки и оценить величину нелинейных искажений в зависимости от напряжения раскачки. На рис. 14-44 изображено семейство характеристик пентода, показывающих зависимость анодного тока  $i_a$  от анодного напря-

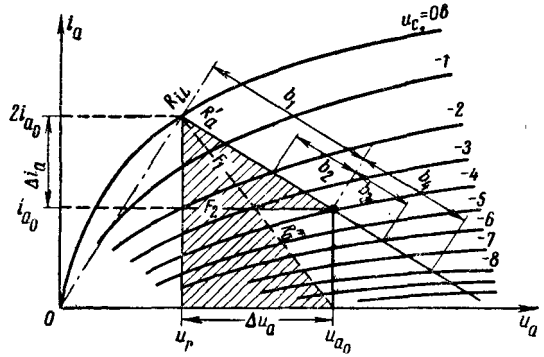


Рис. 14-44. Семейство характеристик пентода.

жения  $u_a$  с сеточным напряжением  $u_c$  в качестве параметра. Поскольку при активном сопротивлении нагрузки усилителя зависимость  $i_a$  от  $u_a$  линейна, нагрузочная характеристика на графике рис. 14-44 должна быть линейной. Для усилителя класса *A* при анодном напряжении  $u_{a0}$  (постоянная составляющая) на грузочная характеристика представлена прямой  $R'_a$ , а для усилителя класса *B* — прямой  $R''_a$ . Точки пересечения характеристик лампы с нагрузочной характеристикой дают мгновенные значения анодного тока. Если равным изменениям сеточного напряжения соответствуют равные отрезки нагрузочной характеристики, то нелинейные искажения отсутствуют.

**14-28. НАИБОЛЬШАЯ ОТДАВАЕМАЯ МОЩНОСТЬ**

Пользуясь семейством характеристик, можно для любого напряжения раскачки найти отдаваемую мощность  $P$  как произведение переменной составляющей анодного напряжения на переменную составляющую анодного тока. Для максимального напряжения раскачки усилителя класса *A* (рис. 14-44) отдаваемая мощность

$$P_{\max} = \frac{\Delta i_a}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\Delta u_a}{\sqrt{2}} = F_1, \tag{14-90}$$

т. е. пропорциональна заштрихованной площади  $F_1$ . Для усилителя класса *B* на двух лампах

$$P_{\max} = \frac{2\Delta i_a}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\Delta u_a}{\sqrt{2}} = F_2. \tag{14-91}$$

На каждую лампу приходится мощность  $\frac{1}{2}F_2 = F_1$ , т. е. столько же, сколько в усилителе класса *A*. Таким образом, усилители классов *A* и *B* при одинаковом напряжении раскачки, т. е. при одинаковом анодном напряжении, имеют равные наибольшие отдаваемые мощности.

Если задаться определенным значением  $\Delta i_a$ , то отдаваемая мощность переменного тока будет тем больше, чем меньше остаточное напряжение  $u_r$ . Чтобы охарактеризовать лампу с этой стороны, называют нагрузочным

внутренним сопротивлением лампы частное от деления остаточного напряжения  $u_r$  на наибольшее пиковое значение анодного тока при оптимальном согласовании, т. е.

$$R_{iL} = \frac{u_r}{2i_a} = \frac{u_r}{2i_{a0}}. \quad (14-92)$$

Чем меньше  $R_{iL}$ , тем выше к. п. д. каскада.

Выбор оптимального значения нагрузочного сопротивления  $R'_a$  — для усилителя класса А и  $R'_a$  — для усилителя класса В производится по семейству характеристик (рис. 14-44) следующим образом. Сначала берут наибольшее допустимое анодное напряжение, чтобы по возможности уменьшить отношение  $u_r/u_{a0}$ . На графике семейства характеристик строят такую нагрузочную прямую  $R'_a$ , которая дает наибольшее значение площади  $F_1$  (для усилителя класса В — наибольшую площадь  $F_2$ ). В обоих случаях, особенно для усилителя класса А, надо проверить, не превышает ли в данном режиме работы рассеяния на аноде  $P_{п. макс}$  наибольшее допустимое значение  $P_{п. макс}$ . Если такое превышение имеет место, то следует снизить анодное напряжение или ток покоя анода.

#### 14-29. МОЩНОСТЬ РАССЕЯНИЯ НА АНОДЕ

Мощность рассеяния на аноде  $P_{п}$  в схеме усилителя класса А получается наибольшей в том случае, когда от каскада не отбирается мощность переменного тока. Если  $i_{a0}$  — анодный ток покоя,  $u_{a0}$  — постоянное анодное напряжение, то

$$P_{п} = i_{a0} \cdot u_{a0} = \frac{2}{1 - \frac{u_r}{u_{a0}}} \cdot P_{макс}. \quad (14-93)$$

Для усилителя класса В мощность рассеяния каждой лампы

$$P_{п} = \left[ \frac{4}{\pi \left(1 - \frac{u_r}{u_{a0}}\right)} \cdot \frac{U_c}{U_{с. макс}} - \left(\frac{U_c}{U_{с. макс}}\right)^2 \right] P_{макс}, \quad (14-94)$$

$$k \approx \frac{R_c}{2(R_0 + R_c)}. \quad (14-96)$$

где  $U_c$  — амплитуда напряжения на сетке;  $U_{с. макс}$  — наибольшая амплитуда, соответствующая остаточному напряжению  $u_r$ ;  $U_c/U_{с. макс}$  — коэффициент использования напряжения раскочки. Очевидно, что  $P_{п} = 0$ , если с усилителя не снимается мощность и  $P_{п}$  возрастает с ростом напряжения раскочки. Если  $u_r/u_{a0} \ll 1$ , то  $P_{п}$  имеет максимум при  $U_c \approx 0,7U_{с. макс}$ , равный:

$$P_{п} \approx 0,4P_{макс}. \quad (14-95)$$

Из формул (14-93) и (14-95) очевидно преимущество усилителя класса В в отношении

отдаваемой мощности. При  $u_r = 0$  для усилителя класса В мощность рассеяния на аноде в  $2/0,4 = 5$  раз меньше, чем для усилителя класса А.

Лампа может рассеять на аноде лишь определенную мощность, величина которой зависит от размеров лампы и условий охлаждения. Поэтому мощность рассеяния на аноде  $P_{п}$  не должна превышать наибольшее допустимое значение  $P_{п. макс}$ .

#### 14-30. ПОДВОДИМАЯ МОЩНОСТЬ

Если лампа работает в области, где сеточные токи отсутствуют, и нагружена чисто активным сопротивлением, то входное сопротивление определяется лишь емкостями монтажа и входа лампы. Расчет предшествующего каскада или входного трансформатора при этом получается сравнительно простым и ведется для чисто емкостной нагрузки (§ 14-31).

Если лампа работает с сеточными токами (например, в триодном режиме), то к емкостной нагрузке добавляется нагрузка за счет сеточных токов, протекающих при положительном сеточном напряжении. Эта дополнительная нагрузка возникает лишь начиная с определенного значения амплитуды сеточного напряжения и проявляется в виде импульсов тока, протекающих через выходное (внутреннее) сопротивление предшествующего каскада. Внутреннее сопротивление предшествующего каскада должно быть поэтому настолько малым, чтобы добавочное деление напряжения, возникающее в цепи сетки за счет электронного тока, не превышало допустимого уровня. Такое дополнительное деление напряжения вызывает искажение формы напряжения, т. е. возникают высшие гармоники усиливаемого напряжения. Обозначая  $R_c$  — наименьшее мгновенное значение сопротивления цепи сетки (при наибольшем положительном напряжении на сетке),  $R_0$  — внутреннее сопротивление предшествующего каскада, можно определить приближенно коэффициент нелинейных искажений из выражения

#### 14-31. ВХОДНОЙ ТРАНСФОРМАТОР

Частотную характеристику входного трансформатора проще всего определить, пользуясь эквивалентной схемой рис. 14-45. Здесь  $n_1$  и  $n_2$  — числа витков первичной и вторичной обмоток;  $r$  — сумма омического сопротивления первичной обмотки и приведенного к первичной обмотке омического сопротивления вторичной обмотки (делением на квадрат коэффициента трансформации);  $\sigma L$  — индуктивность рассеяния;  $L$  — индуктивность первичной обмотки;  $C$  — параллельное соединение емкости первичной обмотки трансформатора и емкости вторичной обмотки трансформатора, приведенной к первичной (аналогично сопротивлению), причем емкость вторичной обмотки включает емкость монтажа и лампы;  $R$  — сопротивле-

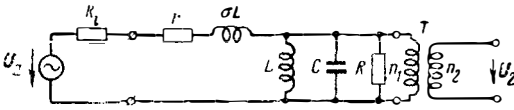


Рис. 14-45. Эквивалентная схема трансформатора.

не потери трансформатора;  $T$  — идеальный трансформатор (без потерь) с соотношением витков обмоток  $n_1 : n_2$ ;  $R_i$  — внутреннее сопротивление источника тока. Зависимость  $U_2 : U_0$  от частоты определяется путем вычисления зависящего от частоты деления напряжения  $U_0$  на указанных выше сопротивлениях.

В области средних частот

$$R \gg |R_i + r + j2\pi cL| \quad (14-97)$$

и

$$U_2/U_0 = \frac{n_2}{n_1} = \text{const.} \quad (14-98)$$

По мере снижения частоты  $U_2/U_0$  снижается вследствие уменьшения полного сопротивления катушки  $L$ . Нижней граничной частотой  $f_1$  называют такую частоту, при которой

$$2\pi f_1 L = R_i. \quad (14-99)$$

На этой частоте  $U_2/U_0$  уменьшается в  $\sqrt{2}$  раз по отношению к средним частотам. При более низких частотах спад пропорционален частоте.

На высоких частотах  $C$  и  $\sigma L$  вызывают так называемый резонанс рассеяния, который проявляется тем резче, чем меньше  $R_i$ . Верхняя граничная частота  $f_2$  определяется в первом приближении резонансом рассеяния и находится по формуле

$$2\pi f_2 \sigma L = \frac{1}{2\pi f_2 C}. \quad (14-100)$$

Повышение  $U_2/U_0$  за счет резонанса рассеяния определяется отношением емкостного сопротивления к сумме включенных до емкости омических сопротивлений. При этом

$$\left| \frac{U_2}{U_0} \right| = \frac{1}{2\pi f_2 C (R_i + r)} \cdot \frac{n_2}{n_1}. \quad (14-101)$$

Выше частоты  $f_2$  коэффициент передачи быстро падает и при еще более высоких частотах уменьшается пропорционально  $f^2$ .

Общая формула для коэффициента передачи входного трансформатора имеет вид:

$$\frac{U_2}{U_0} = \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_i}{j\omega L}} \times \frac{1}{1 - \omega^2 LC + j\omega C (R_i + r)}. \quad (14-102)$$

Если резонансы рассеяния сеточных обмоток входного трансформатора, применяемого на входе двухтактного усилителя, не совпадают по частоте, то между сеточными напряжениями получается дополнительный сдвиг фазы. На частотной характеристике трансформатора в области между частотами резонансов рассеяния получается седловина.

Пользуясь измерениями и расчетами, можно составить таблицы для определения индуктивности  $L$ , коэффициента рассеяния  $\sigma$  и постоянной времени  $\tau = \frac{L}{r}$  для различных типов транс-

форматоров (например, для определенного числа витков). Исходными данными при расчетах являются: количество витков  $n$ , размеры сердечника (средняя длина магнитного пути  $l$ , сечение сердечника  $q$ ), сорт железа и конструкция обмотки. На основании этих таблиц и формул (14-99) и (14-100) можно при известном  $R_i$  найти необходимое число витков, индуктивности, а также связь между  $\sigma$  и  $C$  в зависимости от коэффициента трансформации  $n_2/n_1$ . По формуле (14-101) находится подъем частотной характеристики при резонансе; если же последний нежелателен, то определяется сопротивление, которое нужно включить параллельно с  $L$  или последовательно с  $R_i$  с целью подавления резонанса.

Обозначая через  $\mu_r$  дифференциальную магнитную проницаемость, можно найти индуктивность по формуле

$$L [2H] = 0,4\pi \cdot 10^{-8} \mu_r \cdot \frac{q [cm^2]}{l [cm]} \cdot n^2. \quad (14-103)$$

Дифференциальная магнитная проницаемость  $\mu$  зависит от величины магнитной индукции  $B$ , т. е. от приложенного к трансформатору переменного напряжения. Эта зависимость показана на рис. 14-46 для различных сортов листовой стали.

Коэффициент рассеяния можно приблизительно оценить, пользуясь формулой

$$\sigma = \frac{1}{\mu} = \frac{l_w l}{a q} \left( d + \frac{d_1 + d_2}{3} \right), \quad (14-104)$$

где  $a$  — длина обмотки, т. е. каркаса катушки;  $l_w$  — средняя длина витка;  $d_1$  и  $d_2$  — толщины обмоток;  $d$  — зазор между обмотками.

Входной трансформатор двухтактного усилителя должен создавать два сеточных напряжения со сдвигом по фазе между ними  $180^\circ$ . При отсутствии трансформатора такой сдвиг по фазе можно получить при помощи так называемой инверторной лампы, подавая напряжение на одну из ламп двухтактной схемы непосредственно, а на другую — через промежуточную лампу, обеспечивающую поворот фазы на  $180^\circ$ .

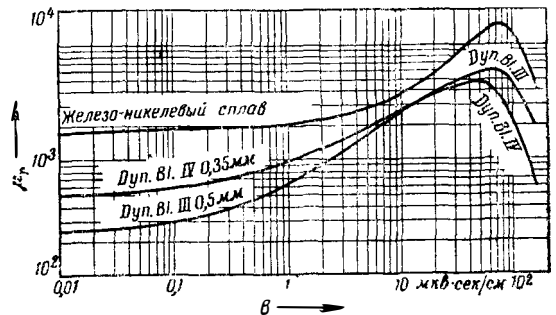


Рис. 14-46. Зависимость дифференциальной магнитной проницаемости  $\mu_r$  от амплитуды  $B$  магнитной индукции.

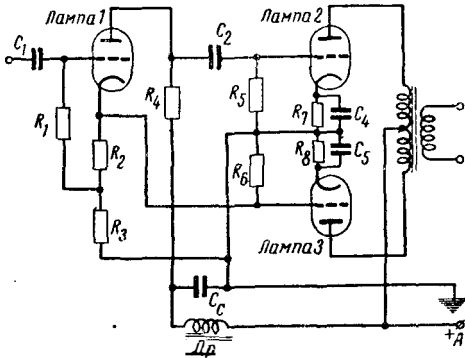


Рис. 14-47. Выходной двухтактный каскад с фазовращающей лампой.

На рис. 14-47 изображена схема, в которой взамен отдельной фазовращающей лампы использована в качестве фазовращающей лампа предварительного каскада. На сетки ламп 2 и 3 двухтактного каскада начальное смещение подается с сопротивлений  $R_7$  и  $R_8$ , зашунтированных конденсаторами  $C_4$  и  $C_5$  во избежание обратной связи. Выходной трансформатор включен по обычной схеме. Входное напряжение подается на лампы последнего каскада непосредственно, т. е. без промежуточного трансформатора, с анодной цепи лампы 1. Эти сеточные напряжения получают путем деления выходного напряжения лампы 1 на две равные части. При этом сопротивление  $R_4$  должно равняться сумме сопротивлений  $R_2$  и  $R_3$ . Точка схемы между  $R_4$  и  $R_3$  соединена по переменному току с катодами ламп 2 и 3. Поэтому на включенных последовательно сопротивлениях  $R_2$  и  $R_3$  получается такое же переменное напряжение, как и на  $R_4$ . Поскольку точка соединения  $R_3$  и  $R_4$  по переменному току заземлена, на катоде лампы 1 получается такое же переменное напряжение, как и на аноде лампы 1, но с противоположной полярностью. Одна половина нагрузки анодной цепи лампы 1 разделена на две части ( $R_2$  и  $R_3$ ) с целью обеспечения необходимой отрицательной обратной связи в этом каскаде. Обратная связь в лампе 1 должна быть достаточно большой, чтобы ее внутреннее сопротивление было малым, а емкость катода на землю не влияла заметно на ход частотной характеристики. Если в этом каскаде применяют пентод, то по указанному мотивам его экранирующую сетку соединяют с анодом. Во избежание перегрузки лампы 1 и возникновения нелинейных искажений в этом каскаде не следует брать сопротивления  $R_2$ ,  $R_3$  и  $R_4$  слишком малыми. Анодное питание подводится через дроссель  $D_r$ , зашунтированный конденсатором  $C_c$ .

14-32. ВЫХОДНОЙ ТРАНСФОРМАТОР

Эквивалентная схема выходного трансформатора проще, чем входного. Этот трансформатор нагружен на сопротивление  $R_a$ , и обычно полные сопротивления элементов  $C$  и  $R$  в рабочем диапазоне частот на несколько по-

рядков выше  $R_a$ . На средних частотах потери определяются омическими сопротивлениями  $r$  обмоток трансформатора. Нижняя граничная частота  $f_1$ , при которой усиление снижается в  $\sqrt{2}$  раз (рис. 14-45), определяется из условия равенства полных сопротивлений

$$2\pi f_1 L = \frac{R_i \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 R_a}{R_i + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 R_a} \quad (14-105)$$

Верхняя граничная частота, при которой усиление снижается на столько же, находится из аналогичного условия

$$2\pi f_2 C L = R_i + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 R_a \quad (14-106)$$

При  $R_i = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 R_a$

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{4}{\sigma} \quad (14-107)$$

Аналогично входному трансформатору и здесь постоянная времени  $\tau = \frac{L}{r}$  считается извест-

ной для различных типов трансформаторов и конструкций обмоток по результатам измерений. Пользуясь формулами (14-105—14-107), определяют  $n_1$ ,  $\sigma$  и  $L$ . Объем трансформатора определяется предельным (наибольшим) значением сопротивления  $r$  при заданном  $L$ . При расчете выходного, а также входного трансформаторов следует учитывать, что вследствие зависимости  $L$  от амплитуды нижняя граничная частота  $f_1$  также зависит от амплитуды. Вместе с тем надо помнить о нелинейных искажениях, зависящих от сорта железа и размеров сердечника. Помимо этого, надо учитывать, что постоянная составляющая анодного тока создает намагничивание сердечника, что приводит к снижению магнитной проницаемости. Это снижение можно ослабить применением воздушного зазора, оптимальная величина которого зависит от подмагничивания, как это показано на рис. 14-48 для листового стали марки Дуп В1. IV.

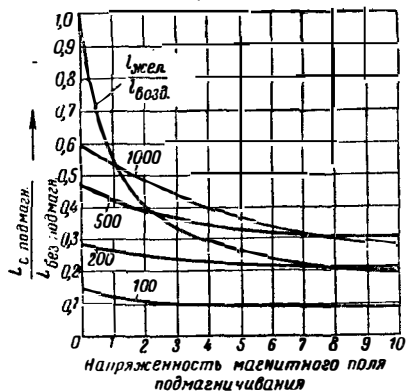


Рис. 14-48. Уменьшение магнитной проницаемости при подмагничивании постоянным током для стали марки Дуп В1. IV ( $B = 0,3$  мкв.сек/см<sup>2</sup>).

У выходных трансформаторов двухтактных усилителей и усилителей класса В, так же как и у выходных трансформаторов, первичная обмотка разделяется на две симметричные части. Во избежание искажений связь между этими обмотками следует делать по возможности большей.

Коэффициент трансформации находят из соотношения

$$\frac{n_2}{n_1} = \sqrt{\frac{R_a}{R'_a}}, \quad (14-108)$$

где  $R'_a$  — нагрузочное сопротивление, определяемое из семейства характеристик (рис. 14-44), а  $R_a$  — примененное в схеме сопротивление нагрузки.

### 14-33. НЕЛИНЕЙНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ В УСИЛИТЕЛЕ МОЩНОСТИ

При синусоидальном сеточном напряжении в выходной цепи возникают высшие гармоники из-за криволинейности характеристик лампы. Гармоники создают особенно сильные искажения, если усиливается одновременно несколько синусоидальных напряжений различных частот.

Мерой искажений является коэффициент нелинейных искажений

$$k = \sqrt{\frac{c_2^2 + c_3^2 + \dots}{c_1^2 + c_2^2 + c_3^2 + \dots}}, \quad (14-109)$$

где  $c_1, c_2, c_3$  и т. д. — амплитуды основного колебания, второй гармоники, третьей гармоники и т. д.

Коэффициентом подавления высшей гармоники называется величина

$$a_{k_n} [\text{дБ}] = \ln \frac{1}{k_n}, \quad (14-110)$$

где  $k_n$  — отношение амплитуды  $n$ -й гармоники к амплитуде основного колебания.

При подаче на вход усилителя двух переменных напряжений различной частоты вследствие взаимной модуляции этих частот возникает большое количество комбинационных тонов, частоты которых являются суммой или разностью основных колебаний и их высших гармоник. Коэффициентом разностного тона первого порядка называется отношение действующего значения разностной частоты  $f_2 - f_1$  к сумме действующих значений первичных частот  $f_1$  и  $f_2$ . Коэффициент разностного тона второго порядка равен отношению действующего значения разностных частот  $2f_2 - f_1$  и  $2f_1 - f_2$  к сумме действующих значений обоих первичных частот  $f_1$  и  $f_2$ .

Нелинейные искажения можно оценить также величиной коэффициента модуляции, который определяется непосредственно по изменению крутизны лампы. Коэффициент модуляции

$$m = \frac{S_{\text{макс}} - S_{\text{мин}}}{S_{\text{макс}} + S_{\text{мин}}}, \quad (14-111)$$

где  $S_{\text{макс}}$  — максимальная и  $S_{\text{мин}}$  — минимальная крутизна характеристики лампы.

### 14-34. РАСЧЕТ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ

**Графический метод.** Пользуясь семейством характеристик (рис. 14-44), можно при заданной нагрузочной кривой  $R'_a$  оценить уровень нелинейных искажений, сравнивая отрезки нагрузочной кривой, заключенные между характеристиками лампы, относящимися к равноотстоящим сеточным напряжениям. Для приближенного расчета [Л. 38, 39] применимы формулы:

$$\begin{aligned} c_0 &= \frac{1}{6} b_1 + \frac{1}{3} b_2 - \frac{1}{3} b_3 - \frac{1}{6} b_4; \\ c_1 &= \frac{1}{3} b_1 + \frac{1}{3} b_2 + \frac{1}{3} b_3 + \frac{1}{3} b_4; \\ c_2 &= -\frac{1}{4} b_1 + \frac{1}{4} b_4; \\ c_3 &= -\frac{1}{6} b_1 + \frac{1}{3} b_2 + \frac{1}{3} b_3 - \frac{1}{6} b_4; \\ c_4 &= \frac{1}{12} b_1 - \frac{1}{3} b_2 + \frac{1}{3} b_3 - \frac{1}{12} b_4, \end{aligned} \quad (14-112)$$

где  $b_1, b_2, b_3$  и  $b_4$  — отрезки нагрузочной кривой  $R'_a$  (рис. 14-44) для наибольшего значения сеточного напряжения и для его половины;  $c_1 - c_4$  — амплитуды первой, второй, третьей и четвертой гармоник;  $c_0$  — изменение анодного тока при рассматриваемом возбуждении лампы. Пользуясь формулами (14-112) и (14-109), можно вычислить коэффициент нелинейных искажений  $k$ , а по формуле (14-110) — коэффициент подавления гармоник  $a_{k_n}$ . Для другой амплитуды сеточного напряжения отрезки  $b_1 - b_4$  определяются заново.

**Аналитический метод.** Для аналитического определения  $k_n$  или  $a_{k_n}$  следует представить семейство характеристик лампы в аналитической форме. Из характеристики ненагруженной лампы (короткое замыкание на выходе) рассчитывают коэффициент нелинейных искажений при коротком замыкании  $k_k$ . Далее, пользуясь теорией квазилинейных систем [Л. 37], рассчитывают значение коэффициента нелинейных искажений для заданной нагрузки. Для большинства применяемых пентодов сопротивление нагрузки, как правило, меньше внутреннего сопротивления лампы; поэтому коэффициент нелинейных искажений при коротком замыкании оказывается примерно равным его значению в рабочем режиме.

С хорошим приближением анодный ток

$$i_a = Su_c^{\gamma}, \quad (14-113)$$

где  $u_c$  — напряжение на сетке;  $S$  — крутизна характеристики. Раскладывая эту функцию в ряд Тейлора относительно средней рабочей точки  $u_{c0}$ , можно, пользуясь формулой (14-113), для заданного значения амплитуды сеточного напряжения найти коэффициенты подавления высших гармоник по формулам:

$$a_{k2} = \ln \left( \frac{4}{\gamma - 1} \cdot \frac{u_{c0}}{U_c} \right);$$

$$a_{k3} = \ln \left[ (\gamma - 1)(\gamma - 2) \cdot \frac{u_{c0}^2}{U_c^2} \right]. \quad (14-114)$$

Изображая зависимость  $a_{k2}$  от  $\ln \frac{u_{c0}}{U_c}$  получаем прямую с крутизной 1, а для  $a_{k3}$  — прямую с крутизной 2. По теории квазилинейных цепей для лампы с внутренним сопротивлением  $R_i$ , нагруженной сопротивлением  $R_a$ , получаются коэффициенты подавления второй и третьей гармоник:

$$a_2 = a_{k2} + \ln \left( 1 + \frac{R_a}{R_i} \right)^2;$$

$$a_3 = a_{k3} + \ln \left( 1 + \frac{R_a}{R_i} \right)^3. \quad (14-115)$$

### 14-35. ИСКАЖЕНИЯ ПРИ КОМПЛЕКСНОЙ НАГРУЗКЕ

При активной нагрузке лампы связь между мгновенными значениями анодного напряжения, анодного тока и сеточного напряжения выражается прямой, обозначенной  $R_a'$  или  $R'_a$  на рис. 14-44. При комплексной нагрузке (например, полное сопротивление громкоговорителя или индуктивности трансформатора на низких частотах) возникает сдвиг фаз между переменным напряжением сетки и анодным током. Синусоидальное анодное напряжение можно разложить на два взаимно перпендикулярных вектора, один из которых находится в фазе с анодным током. При линейности характеристик семейства нагрузочная кривая имеет при этом вид эллипса.

Если средняя крутизна нагрузочной кривой увеличивается вследствие снижения сопротивления нагрузки (например, за счет индуктивности трансформатора на низких частотах), то легко может возникнуть перегрузка по анодному току. Особенно неприятны такие искажения в том случае, когда одновременно передаются низкие и высокие частоты и возникает взаимная модуляция.

### 14-36. ИСКАЖЕНИЯ ЗА СЧЕТ ГИСТЕРЕЗИСА

Магнитная проницаемость сердечника, а следовательно, и индуктивность обмоток трансформатора зависят от напряженности магнитного поля в сердечнике  $H$  (рис. 14-46). По Рэлею

$$B = \mu H \pm \nu (H_0^2 - H^2), \quad (14-116)$$

где  $B$  — индукция;  $H_0$  — максимальная напряженность магнитного поля [Л. 32, 36]. Если через трансформатор проходит синусоидальный ток, то  $H$  также синусоидально. Напряжение на трансформаторе  $u$  пропорционально  $dB/dt$ ; пользуясь разложением в ряд Фурье, имеем:

$$u = C \left[ H_0 \sin \omega t - \frac{8\nu}{3\pi\mu} H_0^2 (\cos \omega t - \frac{3}{5} \cos 3\omega t + \dots) \right]. \quad (14-117)$$

Из формулы (14-117) отношение третьей гармоники к первой гармонике

$$k_3 = \frac{8}{5} \cdot \frac{\nu}{\pi\mu} H_0. \quad (14-118)$$

Для пятой и седьмой гармоник

$$k_5 = \frac{1}{4} k_3; \quad k_7 = \frac{1}{9} k_3. \quad (14-119)$$

Магнитную проницаемость можно достаточно точно выразить формулой

$$\mu = \mu_0 + 2\nu H_0, \quad (14-120)$$

где  $\mu_0$  — начальная проницаемость.

Обозначая через  $H_2$  напряженность магнитного поля, необходимую для удвоения магнитной проницаемости, т. е. для получения  $\mu = 2\mu_0$ , можно в формуле (14-117) выразить  $\nu$  и  $\mu$  через  $H_2$  и найти зависимость коэффициента нелинейных искажений  $k_3$  от  $\frac{H_0}{H_2}$  в виде

$$k_3 = \frac{8}{5} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{H_0}{H_2 + H_0} =$$

$$= 0,26 \frac{\frac{H_0}{H_2}}{1 + \frac{H_0}{H_2}}. \quad (14-121)$$

Эта зависимость (рис. 14-49) пригодна для любого трансформатора, если в силу малости переменного напряжения кривую намагничивания можно, в соответствии с формулой (14-116), заменить двумя отрезками параболы [Л. 36].

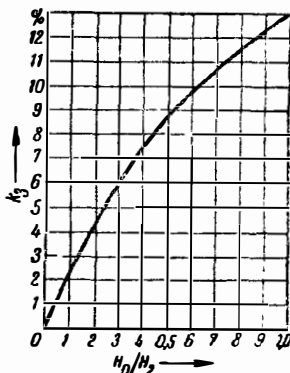


Рис. 14-49. Зависимость коэффициента нелинейных искажений от напряженности магнитного поля.

Формула (14-118) дает зависимость коэффициента нелинейных искажений напряжения на трансформаторе от пикового значения синусоидального тока намагничивания. Однако вследствие влияния внутреннего сопротивления лампы уже сама форма тока намагничивания оказывается искаженной. Величину коэффициента нелинейных искажений (не превышающе-

го 10%) по теории квазилинейных цепей (цепей с малой нелинейностью) можно определить, зная коэффициент нелинейных искажений холостого хода (§ 14-34) для  $n$ -й гармоники  $k_{nk}$ :

$$k_n = k_{nk} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{n\omega L}{R}\right)^2}}, \quad (14-122)$$

где  $R$  — параллельное соединение сопротивлений нагрузки обеих обмоток трансформатора (нагрузка вторичной обмотки приведена к первичной обмотке);  $L$  — индуктивность первичной обмотки.

Если искажения превышают 10%, то уровень искажений лучше определять измерением, так как расчеты оказываются неточными. При этом целесообразно строить семейства характеристик, изображающих зависимость коэффициента нелинейных искажений от индукции (или от напряжения на трансформаторе) с сопротивлением нагрузки в качестве параметра [Л. 32].

### Отрицательная обратная связь

#### 14-38. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Под отрицательной обратной связью понимают подачу на вход усилителя части выходной мощности усилителя; при этом фаза напряжения обратной связи подбирается так, чтобы получалось снижение усиления. Применяются два вида обратной связи — обратная связь по напряжению (для обратной связи используется часть выходного напряжения) или по току (напряжение обратной связи пропорционально выходному току); возможно сочетание обоих видов обратной связи (мостовая схема). Мощность обратной связи вводится во входную цепь также по одному из трех вариантов — по последовательной, параллельной или комбинированной (мостовой) схеме. Отрицательной обратной связью в принципе можно охватить любое количество каскадов. Так как в каждом каскаде усиливаемое напряжение изменяется по фазе на  $180^\circ$  и такой же сдвиг фазы необходим для получения отрицательной обратной связи, то схемы с нечетным количеством каскадов оказываются наиболее простыми и чаще всего обратная связь охватывает один или три каскада. При большем количестве каскадов возникают значительные затруднения, связанные со стабилизацией усилителя. Паразитные обратные связи могут привести к дополнительному повороту фазы и к положительной обратной связи. На этих частотах замкнутый контур, образованный усилителем и обратной связью, во избежание самовозбуждения должен иметь коэффициент передачи меньше 1.

Отрицательная обратная связь снижает как изменения усиления (за счет смены ламп, старения элементов и др.), так и нелинейные искажения приблизительно пропорционально степени обратной связи. Отрицательная обрат-

#### 14-37. ИСКАЖЕНИЯ ЗА СЧЕТ СЕТОЧНЫХ ТОКОВ

В § 14-30 было показано, что появление сеточных токов вызывает нелинейные искажения. При этом, начиная с некоторой амплитуды напряжения, сеточный ток создает нагрузку для предшествующей лампы, что вследствие деления напряжения между внутренним сопротивлением источника (каскада) и сопротивлением цепи сетки приводит к провалу в кривой сеточного напряжения. Другие искажения весьма неприятного характера вызываются индуктивностью рассеяния входного трансформатора, так как при быстром прекращении сеточного тока накопленная в индуктивности рассеяния магнитная энергия вызывает через емкость трансформатора переходной процесс. Возникающие при этом негармонические искажения особенно сильно мешают в электроакустических устройствах. Эти искажения можно снизить, шунтируя сеточную цепь омическим сопротивлением и одновременно повышая мощность раскочки, т. е. увеличивая возбуждение предшествующей лампы.

ная связь является единственным средством технического решения задачи построения усилителей с малым уровнем нелинейных искажений, например усилителей в системах связи с несущей частотой, в которых одна лампа усиливает несколько разговорных каналов.

#### 14-39. СХЕМЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

На рис. 14-50 изображена принципиальная схема отрицательной обратной связи, охватывающей один каскад. На рис. 14-50,а ко входной цепи подводится часть выходного напряжения, а на рис. 14-50,б подводимое к сетке напряжение обратной связи пропорционально выходному току. Свойства этих схем обратной связи различны при комплексной нагрузке лампы. Выходные сопротивления каскадов также различны (см. табл. 14-17).

В схемах рис. 14-50,а и б напряжение обратной связи вводится последовательно с входным напряжением, а на рис. 14-50,в изображена схема с параллельным введением мощности обратной связи на вход усилителя (через сопротивление  $R_k$ ).

Рис. 14-51 показывает принципиальную схему обычного способа введения отрицательной обратной связи, охватывающей три каскада. Через  $N_1-N_4$  обозначены цепи связи меж-

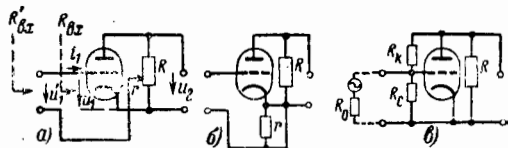


Рис. 14-50.

а — отрицательная обратная связь по напряжению; б — отрицательная обратная связь по току; в — отрицательная обратная связь, вводимая параллельно входной цепи.

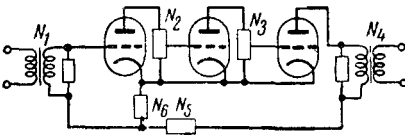


Рис. 14-51. Отрицательная обратная связь, охватывающая три каскада.

ду лампами, а также входная и выходная цепи. Через  $N_5$  и  $N_6$  обозначены элементы цепи обратной связи. Последние рассчитываются так, чтобы в заданном диапазоне частот получалась необходимая отрицательная обратная связь и, кроме того, так, чтобы во всем диапазоне частот от 0 до  $\infty$  обеспечивалась устойчивость работы усилителя.

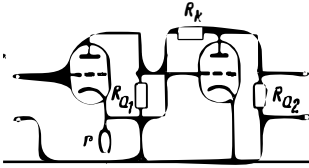


Рис. 14-52. Отрицательная обратная связь, охватывающая два каскада.

На рис. 14-52 изображена схема двухкаскадного усилителя с отрицательной обратной связью, охватывающей оба каскада. Получаемое на  $r$  напряжение обратной связи зависит не только от переменного анодного напряжения второй лампы, но также и от переменного анодного тока первой лампы.

#### 14-40. РАСЧЕТ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Пользуясь обозначениями рис. 14-50,а, находим сумму напряжений, действующих во входной цепи лампы:

$$U_1 - \bar{\beta} U_2 = U_1', \quad (14-123)$$

где отрицательному  $\bar{\beta}$  (черточка над  $\beta$  означает комплексную величину) соответствует отрицательная обратная связь. Обозначая через  $K$  усиление по напряжению без отрицательной обратной связи,  $K'$  — то же при отрицательной обратной связи, находим:

$$K = \frac{U_2}{U_1}; \quad K' = \frac{U_2}{U_1'}. \quad (14-124)$$

Отсюда следуют основные уравнения для усилителя с отрицательной обратной связью:

$$\frac{1}{K'} = \frac{1}{K} - \bar{\beta} \quad \text{или} \quad \frac{K}{K'} = 1 - \bar{\beta}K. \quad (14-125)$$

Для большой отрицательной обратной связи ( $-\bar{\beta}K \gg 1$ )

$$\frac{1}{K'} \approx -\bar{\beta} \quad \text{и} \quad \frac{K}{K'} \approx -\bar{\beta}K. \quad (14-126)$$

Эти равенства имеют общий характер, т. е. не зависят от вида конкретной схемы [Л. 33].  $\bar{\beta}$  находится по отношению напряжений, которое определяется конкретной схемой и зависит от

границ усиливаемого диапазона частот.

Для схем рис. 14-50,а и б

$$-\bar{\beta} = \frac{r}{R}. \quad (14-127)$$

В схеме а (отрицательная обратная связь по напряжению) отношение  $r/R$  не зависит от нагрузки, в отличие от схемы б (отрицательная обратная связь по току).

Полагая  $|K| \gg 1$  и  $R_k \gg R_1$ , для схемы рис. 14-50,б находим:

$$-\bar{\beta} = \frac{R_1}{R_1 + R_k}, \quad (14-128)$$

где  $R_1 = \frac{R_0 R_c}{R_0 + R_c}$ . Применяя отрицательную

обратную связь, охватывающую два каскада, и обозначая через  $K_2$  усиление второго каскада, получаем (рис. 14-52):

$$-\bar{\beta} = \frac{r}{r + R_k} \left( 1 + \frac{1}{K_2} \cdot \frac{R_k}{R_{a1}} \right). \quad (14-129)$$

В соответствии с формулой (14-123) отрицательный знак у  $\bar{\beta}$  указывает на отрицательную обратную связь. Обычно  $\bar{\beta}$  называют коэффициентом отрицательной обратной связи, поскольку он определяет долю выходного напряжения, являющегося напряжением отрицательной обратной связи. Выражение  $1 - \bar{\beta}K$  называется степенью отрицательной обратной связи. Оно равно отношению первоначального (без обратной связи) усиления к результирующему (с обратной связью). Произведение  $\bar{\beta}K$  имеет определенный физический смысл, определяя общий коэффициент передачи разомкнутого контура, образованного усилителем и цепью обратной связи.

#### 14-41. ГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД РАСЧЕТА ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

При отсутствии сдвига по фазе в цепи обратной связи, когда напряжение обратной связи строго противофазно входному напряжению сигнала, можно построить семейство характеристик такой эквивалентной лампы, которая для всех режимов работы обладает теми же свойствами, что и реальная лампа, снабженная отрицательной обратной связью [Л. 30]. На рис. (14-53) сплошными линиями изображено семейство характеристик реальной лампы.

Применение цепи отрицательной обратной связи без фазовых сдвигов в схеме рис. 14-50,а приводит к тому, что при изменении анодного напряжения в цепь сетки вводится пропорциональное последнему напряжению отрицательной обратной связи.

Вводя в первоначальное семейство характеристик напряжение отрицательной обратной связи, строят семейство эквивалентных характеристик, соответствующих определенным из-



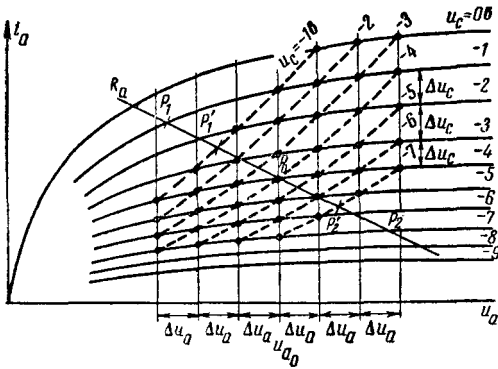


Рис. 14-53. Семейство эквивалентных характеристик лампы при отрицательной обратной связи по напряжению.

менения анодного напряжения  $\Delta u_a$  для постоянного сеточного напряжения  $u'_c$  (эквивалентной лампы). Эти характеристики показаны на рис. 14-53 пунктирными линиями. При этом по уравнению (14-123)

$$\Delta u_c = -\beta \Delta u_a \quad (14-130)$$

На рис. 14-53  $\Delta u_a$  выбрано так, чтобы  $\Delta u_c = 1$  в. Характеристики обоих семейств взаимно пересекаются при анодном напряжении  $u_{a0}$ .

Пользуясь рис. 14-53, можно оценить не только качественно, но и количественно изменения, вносимые отрицательной обратной связью. Семейство характеристик „уплотняется“ и сами характеристики спрямляются. Усиление и нелинейные искажения уменьшаются. В § 14-34 показано, что уровень нелинейных искажений и усиление можно определить по пересечениям характеристик для известных значений  $u'_c$  с нагрузочной характеристикой  $R_a$ . Так, например, в случае отсутствия отрицательной обратной связи для амплитуды сеточного напряжения 3 в рабочая точка пробегает на нагрузочной прямой  $R_a$  (рис. 14-53) участки  $P_0 - P_1$  и  $P_0 - P_2$ , а при наличии отрицательной обратной связи — участки  $P_0 - P'_1$  и  $P_0 - P'_2$ . Помимо этого, внутреннее сопротивление, обратно пропорциональное крутизне характеристики, падает соответственно увеличению степени отрицательной обратной связи. Крутизна характеристики лампы, соответствующая расстоянию между характеристиками по вертикали при неизменном анодном напряжении и изменяющемся токе, не зависит от обратной связи и постоянна.

В случае применения отрицательной обратной связи по току (рис. 14-50, б) справедливо уравнение

$$\Delta u_c = \beta' \Delta i_a \quad (14-131)$$

При построении семейства эквивалентных характеристик следует в этом случае исходить не из условия равных приращений анодного напряжения, а из условия равных приращений анодного тока. Поэтому характеристики обеих систем взаимно пересекаются при токе покоя  $i_r$ . Внутреннее сопротивление здесь возрастает. В табл. 14-17 показаны изменения па-

раметров лампы при переходе к эквивалентной схеме для обоих видов отрицательной обратной связи [Л. 30]. В таблице  $R_i$ ,  $\mu$  и  $S$  — внутреннее сопротивление, коэффициент усиления и крутизна характеристики реальной лампы, а те же обозначения со штрихами — соответствующие параметры эквивалентной лампы.

Таблица 14-17

Отрицательная обратная связь по напряжению	Отрицательная обратная связь по току
$R'_i = R_i \frac{1}{1 - \frac{\beta}{\mu}}$	$= R_i (1 - \beta' S)$
$\mu = \frac{\mu}{1 - \beta \mu}$	$= \mu$
$S' = S$	$= S \frac{1}{1 - \beta' S}$

### 14-42. УСИЛЕНИЕ И ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

В общем случае коэффициент усиления  $K$  и коэффициент отрицательной обратной связи  $\bar{\beta}$  комплексны и результирующий коэффициент усиления  $K'$  проще всего определять графически. Общие правила для нахождения изменения усиления за счет отрицательной обратной связи, как показывает формула (14-125), применимы лишь при определенных условиях. Так, например, в середине области пропускаемых частот, где  $K$  и  $\bar{\beta}$  содержат весьма малую мнимую составляющую,  $K/K' = 1 - \bar{\beta}K$ , т. е.  $K/K'$  равно степени обратной связи, а при сильной обратной связи  $\frac{1}{K'} = -\bar{\beta}$ , т. е.  $\frac{1}{K'}$  равно коэффициенту обратной связи [формула (14-126)]. Полоса пропускания обычно увеличивается. При чисто активной отрицательной обратной связи, и применении цепи обратной связи, составленной из активного сопротивления и конденсатора, верхняя граничная частота усилителя увеличивается в число раз, равное степени отрицательной обратной связи.

Все изменения усиления, возникающие вследствие старения ламп, зависимости параметров элементов связи от температуры, колебаний напряжения источников питания и других причин, ослабятся пропорционально  $1 - \bar{\beta}K$ , т. е. во столько раз, во сколько уменьшается усиление. При этом надо учитывать необходимость, при заданном значении усиления в режиме отрицательной обратной связи, повышать усиление при отсутствии обратной связи в число раз, равное степени обратной связи. Такое повышение усиления возможно, например, добавлением лишних каскадов или изменением параметров цепей связи. Однако и при этом все же получается значительное уменьшение колебаний усиления.

### 14-43. НЕЛИНЕЙНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Основное преимущество применения отрицательной обратной связи заключается в снижении нелинейных искажений. Особенно высокая степень линейности, т. е. значительное подавление высших гармонических, требуется в усилителях многоканальных систем с несущей частотой; при этом необходимо стремиться к возможно малым значениям коэффициента нелинейных искажений. Подавление третьей гармоники должно быть около 12 *дБ* или даже больше. Если не пользоваться отрицательной обратной связью, то даже при малом выходном уровне потребовалось бы применять исключительно мощные усилительные каскады. Применение отрицательной обратной связи является в этом случае весьма эффективным средством снижения нелинейных искажений на несколько порядков. Если выходное напряжение

$$u_2 = F(u_1) = a_1 u_1 + a_2 u_1^2 + a_3 u_1^3 + \dots \quad (14-132)$$

то, пользуясь формулой (14-123), находим:

$$u_1 - \beta F(u_1) = u_1' \quad (14-133)$$

Преобразование ряда в формуле (14-132) приводит к выражению

$$\begin{aligned} u_2 = F(u_1) &= \frac{a_1}{1 - a_1 \beta} \cdot u_1' + \frac{a_2}{(1 - a_1 \beta)^2} u_1'^2 + \\ &+ \frac{a_3}{(1 - a_1 \beta)^3} \left[ 1 - 2 \frac{a_2^2}{a_1 a_3} \left( 1 - \frac{1}{1 - a_1 \beta} \right) \right] u_1'^3 + \dots = \\ &= -a_1' u_1' + a_2' u_1'^2 + a_3' u_1'^3 + \dots \quad (14-134) \end{aligned}$$

Отбрасывая в формуле (14-132) члены ряда начиная с четвертого получаем коэффициент нелинейных искажений по второй и третьей гармоникам:

$$k_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{a_2}{a_1} U_1; \quad k_3 = \frac{1}{4} \cdot \frac{a_3}{a_1} U_1^2. \quad (14-135)$$

При  $K \approx a_1$  из формул (14-123) и (14-125) следует:

$$u_1' = (1 - a_1 \beta) u_1. \quad (14-136)$$

Из формул (14-134) — (14-136) при этом получается для второй гармоники в усилителе с отрицательной обратной связью:

$$k_2' = \frac{a_2'}{2a_1'} U_1' = \frac{a_2}{2a_1} U_1 \frac{1}{1 - a_1 \beta} = k_2 \frac{1}{1 - a_1 \beta}. \quad (14-137)$$

Коэффициент нелинейных искажений для второй гармоники, таким образом, снижается пропорционально степени обратной связи.

Пользуясь формулами (14-134) — (14-136), получаем для третьей гармоники в усилителе с отрицательной обратной связью:

$$\begin{aligned} k_3' &= \frac{1}{4} \cdot \frac{a_3'}{a_1'} U_1'^2 = \frac{1}{4} \left[ \frac{a_3}{(1 - a_1 \beta)^4} - 2 \frac{a_2^2}{a_1} \times \right. \\ &\times \left. \frac{1 - \frac{1}{1 - a_1 \beta}}{1 - a_1 \beta} \right] \frac{(1 - a_1 \beta)^3}{a_1} U_1^2 = \\ &= \frac{k_3}{1 - a_1 \beta} - 2k_2^2 \left[ \frac{1}{1 - a_1 \beta} - \frac{1}{(1 - a_1 \beta)^2} \right]. \quad (14-138) \end{aligned}$$

Первый член выражения (14-138), как и в формуле для  $k_2'$ , обратно пропорционален степени отрицательной обратной связи  $1 - a_1 \beta$ . Второй член зависит от  $k_2$  и приводит к увеличению или к снижению  $k_3'$  в зависимости от того, является ли  $a_3$  отрицательным или положительным. Влияние этого члена имеет значение в том случае, если характеристика (14-132) имеет большой квадратичный и малый кубический члены. Поэтому может случиться, что усилитель, дававший при отсутствии отрицательной обратной связи только вторую гармонику (за счет нелинейных искажений), при применении отрицательной обратной связи будет давать третью гармонику. Это надо иметь в виду, если проектируется усилитель, рассчитанный на одну октаву, в котором по этой причине допустима вторая гармоника, а линеаризация обеспечивается лишь в отношении гармоник более высоких порядков. Физическое толкование этого свойства усилителя заключается в том, что вторая гармоника подводится на вход усилителя, где за счет ее модуляции основной гармоникой возникает третья гармоника [Л. 31, 35].

Оценку нелинейных искажений можно, как уже показано на рис. 14-53, производить по точкам пересечения эквивалентных характеристик с нагрузочной прямой. Этот способ особенно пригоден в том случае, когда нужно установить зависимость коэффициента нелинейных искажений от напряжения расcharges или от величины сопротивления нагрузки.

### 14-44. ВЫХОДНОЕ И ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Из табл. 14-17 видно, что отрицательная обратная связь по напряжению приводит к уменьшению внутреннего сопротивления усилителя; отрицательная обратная связь по току, наоборот, увеличивает его. В равной степени и входное сопротивление усилителя зависит не только от параметров входной цепи, но и от вида обратной связи. Для схемы рис. 14-50, а, учитывая формулы (14-124) и (14-125), находим:

$$\begin{aligned} Z_{вх} &= \frac{U_1}{I_1}; \quad Z_{вх}' = \frac{U_1'}{I_1'} = \\ &= \frac{U_1}{I_1} (1 - \beta K) = Z_{вх} (1 - \beta K), \quad (14-139) \end{aligned}$$

т. е. входное сопротивление усилителя возрастает пропорционально степени обратной связи. При комплексной нагрузке усилителя  $Z_{вх}'$  перестает быть чисто емкостным. Для точного определения входного сопротивления следует построить векторную диаграмму, пользуясь формулой (14-139) и учитывая, что в общем случае  $Z_{вх}$ ,  $K$  и  $\beta$  — комплексные функции частоты.

### 14-45. УСЛОВИЯ УСТОЙЧИВОСТИ УСИЛЕНИЯ

Параметры элементов связи в усилителе зависят от частоты; емкости монтажа и сопротивления нагрузки также могут быть ком-

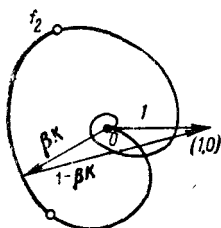


Рис. 14-54. Частотно-фазовая характеристика замкнутого контура усилителя.

плексны, поэтому и отрицательная обратная связь в общем случае комплексна, т. е. зависит от частоты. На тех частотах, на которых напряжение обратной связи совпадает по фазе с сигналом, получается положительная обратная связь. Если при этом напряжение обратной связи превышает напряжение сигнала на входе, т. е. если степень обратной связи превышает 2, то возникает самовозбуждение усилителя. Поэтому усилитель надо рассчитывать так, чтобы положительная обратная связь не возникала во всем диапазоне частот от 0 до  $\infty$  (§ 18-9).

На рис. 14-54 изображена частотно-фазовая характеристика уравнения (14-125):  $K/K' = 1 - \beta K$ . Измерить в усилителе непосредственно можно лишь величину  $\beta K$ . Для этого следует в действующем усилителе разомкнуть замкнутый контур (усилителя и цепи обратной связи) в произвольной точке и полученные в этом разрыве обе пары зажимов замкнуть на сопротивления такой величины, которые имели место в исходной схеме. Затем следует измерить коэффициент передачи  $\beta K$  в зависимости от частоты. Границы диапазона усиливаемых частот обозначены на рис. 14-54 черев  $f_1$  и  $f_2$ . Теория показывает, что усилитель устойчив в том случае, если кривая  $\beta K$  не охватывает точку с координатами (1,0). При этом на любой частоте степень обратной связи  $1 - \beta K = \frac{K}{K'}$  не принимает нулевого значения, т. е. усиление  $K'$  не обращается в  $\infty$ .

Поскольку на средних частотах  $\beta K$  значительно больше 1, вектор  $\beta K$  на рис. 14-54 целесообразно откладывать в логарифмическом масштабе при тех же фазовых углах. При этом получается график в полярных координатах, на котором равным расстояниям между окружностями заданного значения параметра  $\beta K$  соответствуют одинаковые изменения затухания, выраженные в неперях или децибелах.

На рис. 14-55 изображены три характерные частотно-фазовые характеристики усиления разомкнутого контура  $\beta K$ . Сплошная линия соответствует устойчивой системе, а пунктирная — неустойчивой, так как она охватывает точку (1,0). Кривая, нанесенная штрихпунктиром, относится к системе, которую можно назвать условно устойчивой, так как хотя она не охватывает точки (1,0), но она пересекает действительную ось. Самовозбуждение усилителя при этом возникает в том случае, если усиление  $K$  уменьшается во всем

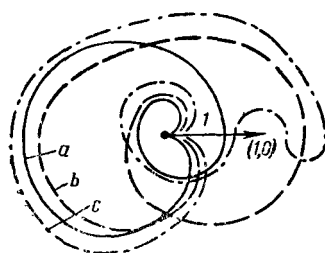


Рис. 14-55. Частотно-фазовые характеристики усилителя.  
а — устойчивый режим; б — неустойчивый режим; в — условно устойчивый режим.

диапазоне частот (например, вследствие перегрузки ламп) и частотно-фазовая характеристика равномерно сжимается. Усилитель остается устойчивым лишь в том случае, если частотно-фазовая характеристика, сжимаясь, так изменяет форму, что точка (1,0) ею не охватывается.

#### 14-46. СТАБИЛИЗИРУЮЩИЕ ЦЕПИ

Если в областях низких и высоких частот на ход частотной характеристики усилителя влияет только одно звено связи, то при повороте усиливаемого напряжения по фазе на  $90^\circ$  можно получить бесконечное затухание. Такой усилитель был бы всегда устойчив, и в нем можно применить сколько угодно большую отрицательную обратную связь. Это же относится и к двум звеньям связи.

Пусть в усилителе применено  $n$  ( $n > 3$ ) звеньев связи, влияющих на частотную характеристику. В этом случае исходное усиление  $K$  (имеющее место в области средних частот) можно снизить применением отрицательной обратной связи лишь до значения  $K'$  (на критической частоте, на которой общий фазовый сдвиг достигает  $180^\circ$ ); при этом

$$\frac{K}{K'} = \left( \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n}} \right)^n. \quad (14-140)$$

Из формулы следует, что для трех звеньев связи наибольшее значение степени отрицательной обратной связи снижается до 9, для пяти звеньев оно уменьшается до 3,9.

Одноламповый усилитель имеет минимум два звена связи, трехламповый — минимум четыре. К этому обычно добавляется цепь связи в тракте отрицательной обратной связи. ● Отсюда ясно, что уже в двухкаскадном усилителе надо применять дополнительные стабилизирующие цепи, обеспечивающие быстрое возрастание затухания в области критических фазовых сдвигов.

В обычных схемах, образованных сопротивлениями, конденсаторами и катушками индуктивности, существует однозначная зависимость между затуханием и фазовым сдвигом коэффициента передачи (§ 22-9). При этом полное сопротивление изменяется при увеличении частоты всегда в одном и том же направлении, так как реактивное сопротивление катушки с увеличением частоты изменяется

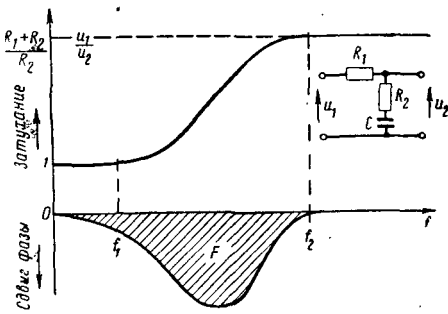


Рис. 14-56. Площадь фазовой характеристики  $F$  при заданном скачке затухания  $\frac{R_1 + R_2}{R_2}$ .

от 0 до  $\infty$ , а конденсатора от  $\infty$  до 0. Однако можно построить цепи, подобные, например, изображенной на рис. 14-56, в которых по мере возрастания затухания звена связи, т. е. снижения усиления  $K$ , фазовый сдвиг возрастает, затем уменьшается и возвращается при некоторой частоте  $f_2$  к исходному значению. При этом в области частот от  $f_1$  до  $f_2$  может получиться фазовый сдвиг, необходимый для самовозбуждения усилителя. Однако при приближении к частоте  $f_2$  получается прирост затухания, достаточный для устойчивой работы усилителя (в § 14-27 показано, что прирост затухания пропорционален площади фазовой характеристики).

Другая возможность стабилизации усилителя заключается в сдвиге граничных частот. По формуле (14-140) можно определить наибольшее достижимое снижение усиления при критическом сдвиге по фазе  $180^\circ$  и идентичных звеньях связи. Если граничные частоты ( $n - 1$ ) звеньев связи, из общего числа  $n$ , вынести далеко за пределы полосы пропускания, то фазовый сдвиг разомкнутого контура будет в основном определяться оставшимися  $n$ -м звеном связи, однако это звено будет вносить значительное затухание.

Выбор и расчет стабилизирующих цепей даны в [Л. 32, 34]; в этих работах показано, что число различных способов стабилизации очень велико. При расчете стабилизирующих цепей следует учитывать ряд факторов: емкости монтажа, ламповые емкости, входной и выходной трансформаторы, фазовый сдвиг, связанный с временем пролета электронов в лампе, допустимое снижение отрицательной обратной связи на границах полосы пропускания.

**14-47. НАИБОЛЬШАЯ ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ**

В теории цепей показывается, что любую цепь можно заменить двумя последовательно включенными цепями с различными характеристиками передачи. В первой из этих цепей имеется только фазовый сдвиг и отсутствует изменение коэффициента передачи от частоты, вторая цепь обладает минимальным фазовым сдвигом ([Л. 34] и § 22-9). Вторая цепь обладает однозначной зависимостью

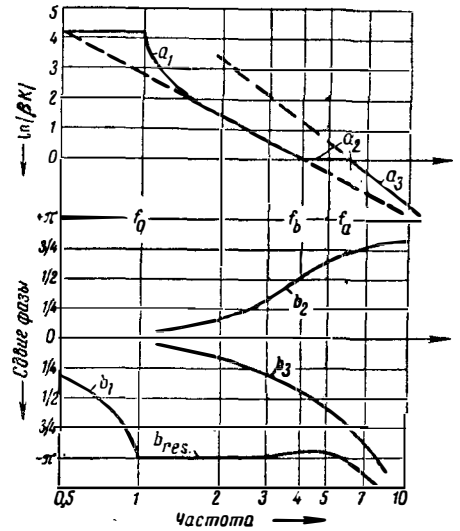


Рис. 14-57. Оптимальные частотная и фазовая характеристики при отрицательной обратной связи.

между фазой  $b$  и затуханием  $a$ , определяемой формулами:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} b dx = \frac{\pi}{2} (a_\infty - a_0) \quad (14-141)$$

и

$$b_{fc} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{da}{dx} \ln \left( \text{cth} \frac{|x|}{2} \right) dx, \quad (14-142)$$

где  $x = \ln f/f_c$ ;  $f$  — текущая частота;  $f_c$  — произвольно выбранная исходная частота;  $a_\infty$  и  $a_0$  — относительное затухание в непереходах на частотах  $\infty$  и 0. На рис. 14-56 дан пример схемы, к которой относится формула (14-141). Другим примером является звено обычного LC-фильтра нижних частот, фазовый сдвиг которого на граничной частоте равен  $\pi$ , а затухание — нулю. На частотах выше граничной фазовый сдвиг остается неизменным, а затухание возрастает с ростом частоты. Пользуясь формулой (14-142), можно для любого закона изменения затухания вычислить соответствующую фазовую характеристику.

Можно также потребовать выполнения других зависимостей между затуханием и фазой, предусматривающих, например, определенный закон изменения затухания в области ниже заданной частоты и фазы — в области выше этой частоты. Из этих зависимостей можно определить оптимальный ход изменения  $\beta K$  с частотой, наибольшую допустимую степень отрицательной обратной связи и требования к параметрам схемы. Пример такого расчета показан ниже применительно к трехламповому усилителю.

В широкополосных усилителях наибольшие затруднения возникают на верхней частотной границе. На рис. 14-57 показаны оптимальные характеристики затухания и фазы в этой области. Предполагается, что полоса

пропускания простирается до частоты  $f_0$ ; в области пропускания  $|\overline{\beta K}|$  должно быть постоянно. Чтобы получить в критической области частот наибольшее возможное изменение затухания, фазовый угол при частоте  $f_0$  должен достигнуть  $\pi$ , а начиная с этого значения, оставаться неизменным. Такая зависимость соответствует однозвенному LC фильтру нижних частот с граничной частотой  $f_0$ . Крутизна характеристики  $|\overline{\beta K}|$  разомкнутого контура (кривая  $a_1$  на рис. 14-57) для этого случая равна  $2 \cdot 0,7$  *неп* на октаву. Фазовая характеристика представлена кривой  $b_1$ .

На очень высоких частотах нагрузка ламп является чисто емкостной, поэтому для трехкаскадного усилителя крутизна спада характеристики равна  $3 \cdot 0,7$  *неп* на октаву (кривая  $a_3$ ). Кривая  $a_3$  пересекает ординату 0 при частоте  $f_a$ . Соответствующая ей фазовая характеристика представлена кривой  $b_3$ . Поскольку результирующий фазовый сдвиг при  $\ln \overline{\beta K} = 0$ , т. е. на частоте  $f_a$  не должен превосходить  $-\pi$ , дополнительный к  $b_1$  фазовый угол  $b_3$  необходимо компенсировать посредством стабилизирующей цепи. Этот дополнительный фазовый сдвиг можно осуществить с помощью вспомогательной цепи, частотная характеристика которой изображена кривой  $a_2$ . В диапазоне  $f_b - f_a$  коэффициенты передачи этой цепи и фильтра нижних частот взаимно обратны. Результирующая оптимальная частотная характеристика изображена сплошной кривой  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$ , а соответствующая фазовая характеристика — кривой  $b_{res}$ . При этом только на частотах, превышающих  $f_a$ , где  $\ln \overline{\beta K} < 0$ , т. е. усиление меньше 1, фазовый угол превосходит  $-\pi$ .

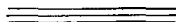
Теория цепей позволяет выбрать такие звенья связи в усилителе и в цепи обратной связи, которые обеспечили бы указанный на рис. 14-57 оптимальный ход зависимости  $\overline{\beta K}$  от частоты. При этом наибольшее возможное значение отрицательной обратной связи определяется в конце концов величинами крутизны, емкостей ламп и монтажа и высшей частотой полосы пропускания [Л. 32]

Чтобы усиление было устойчивым, следует пользоваться не оптимальной частотной зависимостью (рис. 14-57), а характеристикой «некоторым запасом». Так, например, наибольший фазовый сдвиг в диапазоне частот от  $f_0$  до  $f_a$  следует брать равным  $150^\circ$  вместо  $180^\circ$  (запас по фазе на  $30^\circ$ ), а частотную характеристику  $a_2$  усиления разомкнутого контура  $\ln |\overline{\beta K}|$  сдвинуть на  $-1$  *неп* (запас по затуханию).

#### ЛИТЕРАТУРА.

1. Dishal M., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1949, 37, 1050—1069.
2. Pfof W., Arch. elektr. Übertrag., 1949, 3, 199—202, 257—264.
3. Gordon Wagner T. C., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1951, 39, 279—285.
4. Feldtkeller R., Einführung in die Theorie der Hochfrequenzbandfilter, 4. Aufl., Stuttgart, 1953.
5. Behling H., Funktechn. Mh., 1940, 75—80.
6. Behling H., Telefunkenztg, 1952, 25, 185—193.
7. Ring D. H., Bell Syst. Techn. J., 1948, 27, 247—264.
8. Hunt L. E., Albersheim W. J., Proc. Inst. Rad. Engrs, N. Y., 1952, 40, 454—459.
9. van Wheel A., Philips Res. Rep., 1952, 7, 467—473.
10. Kleen W., Funk u. Ton, 1949, 3, 584—591.
11. Behling H., Frequenz, 1951, 5, 209—217, 246—249.
12. Rideout V. C., Bell Syst. Techn. J., 1948, 27, 96—108.
13. Schienemann R., Telegr. u. Fernspr.-Techn., 1939, 28, 1—7.
14. Valley G. E., Wallman H., Vacuum tube amplifiers, New York, 1948.
15. Behling H., Arch. elektr. Übertrag., 1951, 5, 489—498, 561—564.
16. Behling H., Fernmeldetechn. Z., 1952, 5, 501—511.
17. Hopper A., Miller St. E., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1947, 35, 1208—1219.
18. Lepage W. R., Seely S., General network analysis, New York, 1952.
19. Cantz R., Telefunkenröhre, 1953, 11, № 30, 52—69.
20. Cantz R., Sittner R., Telefunkenröhre; отд. выпуск.
21. Glen A. B., Technical Information Series, Report 52-E-301, General Electric Company, 1952, № 4.
22. Kleen W., Elektr. Nachr.-Techn., 1943, 20, 140—144.
23. Murakami T., RCA-Rev. 1951, 12, 682.
24. Pan W. Y., Investigation of ultra-high-frequency television amplifier tubes, RCA-Rev., 1954, 15, 27—45.
25. Rothe H., Arch. elektr. Übertrag., 1949, 3, 233—240.
26. Rothe H., Telefunkenröhre, 1953, 11, № 30, 7—21, № 31, 246—276.
27. Wallman H., Macnee A. B., Gadsden C. P., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1948, 36, 700—708.
28. Willwacher E., Telefunkenröhre, 1953, 11, № 31, 169—201.
29. Rothe H., Kleen W., Elektronenröhren als Anfangsstufenverstärker, 2. Aufl., Leipzig, 1948, 154—163.
30. Bartels H., Elektr. Nachr. Techn., 1934, 11, 319—329.
31. Bartels H., Telegr. u. Fernspr.-Techn., 1937, 26, 53—54.
32. Bartels H., Grundlagen der Verstärkertechnik, 4. Aufl., Stuttgart, 1954.
33. Bode H. W., Bell Syst. Techn. J., 1940, 19, 421—454.
34. Bode H. W., Network analysis and feedback amplifier design, New York, 1945, см. [Л. 43].
35. Feldtkeller R., Telegr. u. Fernspr.-Techn., 1936, 25, 217—218.
36. Feldtkeller R., Einführung in die Theorie der Spulen und Übertrager, I, II, III, Stuttgart, 1949.
37. Feldtkeller R., Wolman W., Telegr. u. Fernspr.-Techn., 1931, 20, 167—171, 242—248.

38. Kleen W., *Elektr. Nachr. Techn.*, 1934, 11, 293—296.
39. То же, 1943, 20, 140—144.
40. Wallot J., *Veröff. Nachr.-Techn.*, 1935, 5, F. 2, прил. 8.
41. Берг А. И., *Основы радиотехнических расчетов*, ч. 1, изд. В. М. А., 1928.
42. Цыкин Г. С., *Отрицательная обратная связь и ее применение*, Связьиздат, 1940.
43. Боде Г., *Теория цепей и проектирование усилителей с обратной связью*, изд. ИЛ, 1948.
44. Колосов А. А., *Резонансные системы и резонансные усилители*, Связьиздат, 1949.
45. Цыкин Г. С., *Трансформаторы низкой частоты*, Связьиздат, 1950.
46. Крейцер В. Л., *Видеоусилители*, изд. «Советское Радио», 1952.
47. Волин М. Л., *Усилители промежуточной частоты*, изд. «Советское Радио», 1956.
48. Эфрусси Я. И., *Усилители промежуточной частоты для телевизоров*, Госэнергоиздат, 1957.
49. Ши Р. Ф., *Усилители звуковой частоты на полупроводниковых триодах*, изд. ИЛ, 1957.
50. Кризе С. Н., *Усилительные устройства*, Связьиздат, 1958.
51. Ризкин А. А., *Основы теории усилительных схем*, изд. «Советское Радио», 1958.
52. Семенов К. А., *Радиоприемные устройства и усилители низкой частоты*, изд. «Морской транспорт», 1960, гл. 8.



## РАЗДЕЛ 15

# ЛАМПОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ С ПОСТОРОННИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ И НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ

### Общие сведения

#### 15-1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ЛАМПОВЫХ ГЕНЕРАТОРАХ С ПОСТОРОННИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Ламповые генераторы с посторонним возбуждением можно рассматривать как преобразователи постоянного тока в переменный и определять их эффективность коэффициентом полезного действия. Нагрузкой лампового генератора в большинстве случаев служит колебательный контур, в котором первая гармоника анодного тока возбуждает синусоидальное напряжение. Поэтому с возникающими в генераторе искажениями (гармониками) в большинстве случаев можно не считаться, а в случае необходимости их можно значительно уменьшить, применив дополнительную фильтрацию. По этой же причине можно допустить сеточный ток, и лампа может работать с малыми углами отсечки и с большой амплитудой возбуждения, что обеспечивает высокий к. п. д. генератора. Мощность, потребляемая генератором от возбудителя, обычно невелика; предполагается, что она всегда имеется в распоряжении. Коэффициент усиления по напряжению не имеет большого значения; гораздо более важной характеристикой генератора является коэффициент усиления по мощности. Генераторы работают обычно в режиме класса *B* или класса *C* (§ 14-25 и 14-26) и выполняются как по одноконтурной, так и по двухконтурной схеме. Режим класса *A* применяется сравнительно редко. В предельном случае лампа работает как ключ, периодически замыкающий анодную цепь в соответствии с управляющим напряжением. При этом форма характеристики лампы не имеет значения и оптимальные условия работы генератора почти не зависят от параметров лампы *S*, *D* и *R<sub>a</sub>*, а определяются исключительно характеристиками режима постоянного тока.

На рис. 15-1 изображена схема генератора с посторонним возбуждением. Напряжение возбуждения берется с колебательного контура, который обеспечивает синусоидальную форму напряжения на сетке лампы даже в тех случаях, когда ток сетки создает нелинейную нагрузку контура. Постоянная составляющая анодного тока протекает через дроссель *D<sub>a</sub>*, переменная составляющая проходит

через разделительный конденсатор *C<sub>a</sub>* в колебательный контур и в сопротивление нагрузки *R<sub>a</sub>*. Будем предполагать, что емкость разделительного конденсатора велика, а элементы колебательного контура идеальны, т. е. не содержат активных сопротивлений. При этом контур на частоте первой гармоники представляет собой бесконечно большое сопротивление и весь ток первой гармоники протекает через сопротивление *R<sub>a</sub>*. Вопросы определения величины *R<sub>a</sub>* рассмотрены в разделе 23. В сеточной цепи генератора постоянная и переменная составляющие сеточного тока разделяются аналогичным образом с помощью дросселя *D<sub>c</sub>* и разделительного конденсатора *C<sub>c</sub>*.

Введем следующие обозначения. Мгновенные значения напряжений на электродах лампы (относительно катода): *u<sub>a</sub>*; *u<sub>c</sub>*. Мгновенные значения анодного и сеточного токов: *i<sub>a</sub>*; *i<sub>c</sub>*. Постоянные токи и напряжения (линейные средние значения *u* и *i*): *u<sub>a0</sub>*; *i<sub>a0</sub>*; *u<sub>c0</sub>*; *i<sub>c0</sub>*. Комплексные амплитуды переменных величин: *U<sub>a</sub>*; *I<sub>a</sub>*; *U<sub>c</sub>*; *I<sub>c</sub>*. Амплитуды переменных величин *U<sub>a</sub>*; *I<sub>a</sub>*; *U<sub>c</sub>*; *I<sub>c</sub>*. Несинусоидальные переменные величины (это относится в первую очередь к токам) определяются амплитудами их гармоник, которые обозначаются (например, для анодного тока) как *I<sub>a1</sub>*; *I<sub>a2</sub>*; ...; *I<sub>an</sub>*. При этих обозначениях полная подводимая мощность (мощность, потребляемая в анодной цепи) равна:

$$P_{a0} = u_{a0} i_{a0}; \quad (15-1)$$

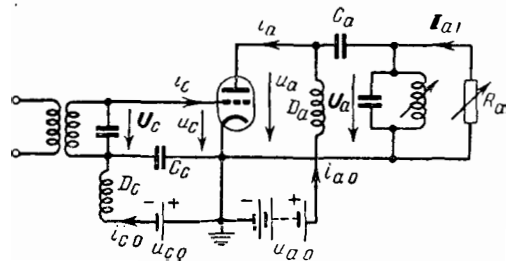


Рис. 15-1. Принципиальная схема генератора с посторонним возбуждением (без нейтрализации).

полезная мощность (мощность, отдаваемая в нагрузку)

$$P_a = 0,5U_a I_{a1} \cos \varphi; \quad (15-2)$$

мощность рассеяния на аноде (мощность потерь)

$$P_{a.p} = \frac{1}{T} \int_0^T u_a i_a dt = P_{a\theta} - P_a; \quad (15-3)$$

коэффициент полезного действия анодной цепи генератора (без учета мощности, расходуемой в сеточных цепях и в цепи накала)

$$\eta_a = \frac{P_a}{P_{a\theta}}. \quad (15-4)$$

Сопротивление нагрузки  $R_a$  рассматривается как активное сопротивление для тока той частоты, на которую настроен колебательный контур.

Под напряжением насыщения  $u_m$  следует понимать то минимальное управляющее напряжение (для триодов управляющее напряжение равно  $u_c + Du_a$ ), которое создает ток эмиссии  $i_{эм}$ , равный току насыщения  $i_m$  [Л. 1]. Коэффициентом использования анодного тока называется отношение первой гармоники анодного тока  $I_{a1}$  к постоянной составляющей  $i_{a0}$ :

$$h_i = \frac{I_{a1}}{i_{a0}}, \quad (15-5)$$

а коэффициентом использования анодного напряжения — отношение амплитуды переменной составляющей анодного напряжения к постоянному напряжению анодного питания:

$$h_u = \frac{U_a}{u_{a\theta}}. \quad (15-6)$$

Коэффициент полезного действия анодной цепи может быть выражен также следующим образом:

$$\eta_a = 0,5h_u h_i \cos \varphi. \quad (15-7)$$

При точной настройке анодного контура  $\cos \varphi = 1$ .

Чтобы получить возможно больший к. п. д. генератора, нужно сделать возможно большими величины  $h_i$  и  $h_u$ .

### 15-2. КОЭФФИЦИЕНТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АНОДНОГО ТОКА

Возбуждение генератора осуществляется с помощью предварительного каскада, возбуждателя, создающего переменное напряжение  $U_c$  заданной частоты, которое в сумме с напряжением смещения  $u_{c0}$  прикладывается к сетке лампы генератора. Ток эмиссии определяется, однако, не напряжением на сетке  $u_c = U_c + u_{c0}$ , а так называемым управляющим напряжением  $u_{упр}$  согласно уравнению

$$i_{эм} = f(u_{упр}) \approx K u_{упр}^{3/2}, \quad (15-8)$$

где

$$u_{упр} = u_c + Du_a. \quad (15-9)$$

[Уравнение (15-9) относится к триодам. Особенности многосеточных ламп рассмотрены ниже, однако многие положения, приведенные в этом параграфе, справедливы для ламп любых типов]. Выражение (15-9) учитывает действие постоянных и переменных составляющих как сеточного, так и анодного напряжений. Для переменных составляющих анодного и сеточного напряжений справедливо выражение

$$U_{упр} = U_c + DU_a. \quad (15-10)$$

При точной настройке анодного контура в резонанс  $U_a$  находится в противофазе относительно  $U_c$ , так что управляющее напряжение  $U_{упр}$  получается меньшим, чем напряжение, приложенное к сетке, на величину  $DU_a$ , называемую реакцией анода. Чтобы уменьшить реакцию анода, в генераторах применяют триоды с возможно меньшей проницаемостью ( $D = 0,007 - 0,03$ ).

Ток эмиссии распределяется между анодом и сеткой:

$$i_{эм} = i_c + i_a. \quad (15-11)$$

Сетка выполняется из тонкой проволоки, и даже при положительных напряжениях на сетке сеточный ток невелик; при отрицательных напряжениях он равен нулю.

Максимальное значение анодного тока в больших лампах с чистым вольфрамовым катодом ограничивается величиной тока насыщения. В лампах средней мощности с оксидным или торированным катодом ток эмиссии не имеет резко выраженного предела, поэтому допустимая величина анодного тока в этих случаях ограничивается предельной мощностью рассеяния на аноде и сетках ламп и максимальным значением тока катода. В дальнейшем при расчетах мы будем полагать [Л. 1], что пиковое максимальное значение анодного тока  $i_m$  нам задано. При  $i_{эм} = i_m$   $u_{упр} \geq u_m$ .

При большом напряжении возбуждения, особенно в тех случаях, когда сеточное напряжение заходит за нижний сгиб характеристики лампы, форма кривой анодного тока сильно отличается от синусоидальной. В связи с этим среднее значение анодного тока  $i_{a0}$ , амплитуда первой гармоники  $I_{a1}$  и коэффициент использования анодного тока  $h_i$  зависят от величины управляющего напряжения и от постоянных напряжений.

Важнейшие режимы работы генераторов приведены в табл. 15-1. Первые три случая относятся к редко применяемому в генераторах режиму А. Они различаются только формой динамической характеристики лампы. В случае а характеристика принята идеальной прямой линией. Напряжение смещения выбрано таким образом, что анодный ток не выходит за пределы линейного участка характеристики. Среднее значение анодного тока  $i_{a0}$  равно току покоя  $i_{aп}$ . Амплитуда первой гармоники  $I_{a1}$  равна  $i_{a0}$ ; коэффициент использования анодного тока  $h_i = 1$ . Гармоники не возникают. Случай б несколько менее идеализирован. Динамическая характеристика оп-



## Коэффициент использования анодного тока

		Уравнение характеристики лампы $i_a = f(u_{упр})$ . Напряжение смещения $u_{упр0}$	Средний анодный ток $i_{a0}$ . Ток покоя $i_{ап}$ . Максимальный анодный ток $i_M$	Амплитуда первой гармоники анодного тока $I_{a1}$	Коэффициент использования анодного тока $\eta_i = \frac{I_{a1}}{i_{a0}}$	Амплитуда высших гармоник анодного тока $I_{a2}, \dots, I_{an}$
a		Линейная характеристика $i_a = K u_{упр}$ $u_{упр0} = U_{упр}$	$i_{a0} = i_{ап} = \frac{1}{2} i_M$	$I_{a1} = 0,5 i_M = 1,0 i_{a0}$	1,00	$I_{a2} = I_{an} = 0$
b		Характеристика по закону „степени трех вторых“ $i_a = K u_{упр}^{3/2}$ $u_{упр0} = U_{упр}$	$i_{a0} = 1,19 i_{ап} = 0,42 i_M$	$I_{a1} = 0,5 i_M = 1,22 i_{a0}$	1,22	$I_{a2} = 0,071 i_M = 0,14 I_{a1}$
в	Режим А 	Квадратичная характеристика $i_a = K u_{упр}^2$ $u_{упр0} = U_{упр}$	$i_{a0} = 1,50 i_{ап} = 0,375 i_M$	$I_{a1} = 0,5 i_M = 1,33 i_{a0}$	1,33	$I_{a2} = 0,125 i_M = 0,25 I_{a1}$
г		Очень крутая характеристика с ограничением $u_{упр0} = 0$	$i_{ап} = 0$ $i_{a0} = 0,5 i_M$	$I_{a1} = \frac{2}{\pi} i_M = 0,64 i_M = \frac{4}{\pi} i_{a0} = 1,27 i_{a0}$	1,27	$I_{a2} = 0$ $I_{a3} = \frac{1}{3} I_{a1}$ $I_{a2n} = 0$ $I_{a(2n+1)} = \frac{1}{2n+1} I_{a1}$

а		<p>Очень крутая характеристика с ограничением</p> $u_{упр0} = -\frac{1}{2} U_{упр}$	$i_{ап} = 0$ $i_{а0} = 0,33i_M$	$I_{a1} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} i_M =$ $= 0,55i_M = \frac{3\sqrt{3}}{\pi} i_{а0} =$ $= 1,65i_{а0}$	<p>1,65</p>	$I_{a2} = \frac{1}{2} I_{a1}$ $I_{a3} = 0$ $I_{a4} = \frac{1}{4} I_{a1}$
е		<p>Линейная характеристика</p> $i_a = K u_{упр}$ $u_{упр0} = 0$	$i_{ап} = 0$ $i_{а0} = \frac{1}{\pi} i_M =$ $= 0,313i_M$	$I_{a1} = 0,5i_M =$ $= \frac{\pi}{2} i_{а0} = 1,57i_{а0}$	<p>1,57</p>	$I_{a2} = 0,43I_{a1}$
ж	<p>Режим В</p>	<p>Характеристика по закону "степени трех вторых"</p> $i_a = K u_{упр}^{3/2}$ $u_{упр0} = 0$	$i_{ап} = 0$ $i_{а0} = 0,275i_M$	$I_{a1} = 0,455i_M =$ $= 1,65i_{а0}$	<p>1,65</p>	$I_{a2} = 0,52I_{a1}$
з		<p>Квадратичная характеристика</p> $i_a = K u_{упр}^2$ $u_{упр0} = 0$	$i_{ап} = 0$ $i_{а0} = 0,25i_M$	$I_{a1} = \frac{4}{3\pi} i_M =$ $= 0,42i_M = \frac{16}{3\pi} i_{а0} =$ $= 1,70i_{а0}$	<p>1,70</p>	$I_{a2} = 0,59I_{a1}$
и	<p>Режим С</p>	<p>Линейная характеристика</p> $i_a = K u_{упр}$ $u_{упр0} = -\frac{1}{2} U_{упр}$	$i_{ап} = 0$ $i_{а0} = 0,218i_M$	$I_{a1} = 0,393i_M =$ $= 1,80i_{а0}$	<p>1,80</p>	$I_{a2} = 0,92I_{a1}$

ределяется известным законом «степени трех вторых», выражающим зависимость тока эмиссии катода от величины управляющего напряжения. В случае *в* рассматривается квадратичная характеристика. Ею можно с достаточной точностью аппроксимировать характеристики пентодов и нижний изгиб характеристик триодов. Характерно, что если характеристика определяется степенной зависимостью, то при заданном максимальном значении анодного тока амплитуда первой гармоники не зависит от показателя степени, в то время как интенсивность высших гармоник возрастает с увеличением показателя степени, а среднее значение анодного тока падает. Соответственно коэффициент использования анодного тока  $h_i$  возрастает.

Величина постоянной составляющей и амплитуды гармоник анодного тока являются коэффициентами разложения кривой анодного тока в ряд Фурье. Эти коэффициенты в данном случае выражаются следующим образом:

постоянная составляющая (среднее значение)

$$i_{a0} = \frac{1}{T} \int_0^T i_a dt; \quad (15-12)$$

амплитуда первой гармоники

$$I_{a1} = \frac{2}{T} \int_0^T i_a \cos(\omega t) dt; \quad (15-13)$$

амплитуда  $n$ -й гармоники

$$I_{an} = \frac{2}{T} \int_0^T i_a \cos(n\omega t) dt. \quad (15-14)$$

где  $\omega$  — угловая частота;  $T$  — период первой гармоники;  $t$  — время;  $i_a = f(t)$  — анодный ток.

Случаи *г* и *д* представляют теоретический интерес. Они могут быть реализованы практически при возбуждении лампы, имеющей весьма крутую характеристику с насыщением (ограничением), очень большим синусоидальным напряжением или прямоугольными импульсами. В случае *г* длительность импульса анодного тока равна длительности паузы. При такой форме кривой анодного тока амплитуда первой гармоники имеет наибольшую возможную величину при заданной величине  $i_m$ , как это можно показать, воспользовавшись уравнением (15-13). В случае *д* длительность импульса анодного тока вдвое меньше длительности паузы. По сравнению с предыдущим случаем здесь уменьшается постоянная составляющая анодного тока и возрастает  $h_i$ .

В случаях *е*, *ж* и *з* рассмотрен режим *В* при различных формах характеристики лампы. Режим *В* (как и режим *С*) характерен тем, что при отсутствии возбуждения анодный ток лампы равен нулю и генератор не

расходует энергии. Эту особенность нужно учитывать при конструировании передатчиков. Генератор же, работающий в режиме *А*, при отсутствии возбуждения потребляет ток, равный току покоя  $i_{a.п.}$  При этом мощность рассеивается на аноде и при большом напряжении возбуждения может превысить допустимую величину. Необходимо отметить, что в режиме *В* коэффициент использования анодного тока в общем много выше, чем в режиме *А*; в то же время при линейной характеристике лампы амплитуда первой гармоники такая же, как в режиме *А*, и лишь немного снижается в случае нелинейной характеристики.

Случай *и* соответствует режиму *С* при характеристике лампы, аппроксимированной прямой линией. Длительность отсечки анодного тока вдвое превышает длительность импульса. Коэффициент использования анодного тока получается весьма значительным,  $h_i = 1,80$ , однако амплитуда первой гармоники по сравнению с режимом *В* (случай *е*) заметно снижается.

Рассматривая табл. 15-1, можно заключить, что коэффициент использования анодного тока при заданной величине  $i_m$  получается тем большим, чем короче импульсы анодного тока и длиннее промежутки между ними. В предельном случае, при очень коротких импульсах, величина  $h_i$  приближается к значению 2, что можно показать, используя выражения (15-12) и (15-13).

### 15-3. КОЭФФИЦИЕНТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АНОДНОГО НАПРЯЖЕНИЯ

В схеме на рис. 15-1 постоянная составляющая анодного тока протекает через дроссель, а переменная составляющая проходит через разделительный конденсатор и сопротивление нагрузки, параллельно которому включен колебательный контур. Для первой гармоники анодного тока настроенный контур представляет собой очень большое сопротивление, на котором выделяется синусоидальное напряжение рабочей частоты. Амплитуда напряжения на контуре равна амплитуде напряжения, возникающего на сопротивлении  $R_a$  при протекании через него тока  $I_{a1}$ . Учитывая принятое на схеме направление токов, получаем:

$$U_a = -I_{a1}R_a. \quad (15-15)$$

Вторая и все высшие гармоники анодного тока практически замыкаются накоротко конденсатором контура и не выделяют напряжения на сопротивлении нагрузки. Напряжение  $u_a$ , действующее на аноде лампы, складывается из двух напряжений — синусоидального напряжения с амплитудой  $U_a$  и постоянного напряжения  $u_{a0}$ . Минимум напряжения на аноде совпадает по времени с максимумом напряжения на сетке и с максимумом тока анода (рис. 15-2).

С увеличением сопротивления нагрузки  $R_a$  (начиная с небольших значений) напряжение  $U_a$  возрастает. При этом ток  $I_{a1}$  несколько уменьшается, так как с ростом  $U_a$  возрастает

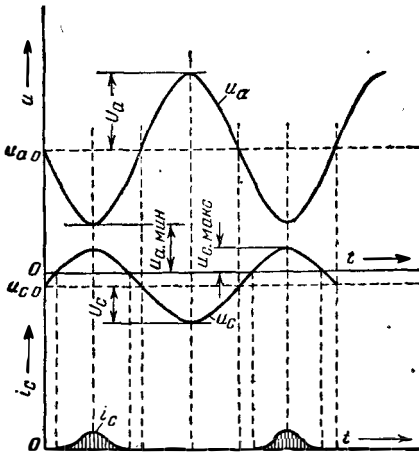


Рис. 15-2. Недонапряженный режим.

реакция анода  $Du_a$  и управляющее напряжение уменьшается. Влияние реакции анода можно компенсировать увеличением  $U_c$ . Это будет сопровождаться лишь некоторым увеличением сеточного тока, которое не внесет существенных изменений в работу схемы. Сеточный ток протекает только в те моменты времени, когда на сетке имеется положительное напряжение. При малом переменном напряжении на аноде величина сеточного тока невелика. Но если сопротивление  $R_a$  увеличивается, то  $U_a$  возрастает и минимальное напряжение на аноде  $u_{a, \text{мин}}$ , которое называется остаточным напряжением на аноде

$$u_{a, \text{мин}} = u_{a0} - U_a, \quad (15-16)$$

приближается к величине максимального напряжения на сетке. Как только остаточное напряжение станет равным максимальному напряжению на сетке, существенная часть тока эмиссии ответвится в цепь сетки и сеточный ток увеличится. При дальнейшем увеличении  $R_a$  положительное напряжение на сетке превысит остаточное напряжение на аноде, что приведет к резкому возрастанию сеточного тока. Низкое остаточное напряжение на аноде способствует вылету из него вторичных электронов, которые притягиваются сеткой. Качественное представление об этих явлениях дает рис. 15-3. Поскольку ток эмиссии катода распределяется между анодом и сеткой, соответственно уменьшается анодный ток, и на вершине его импульса образуется характерная седловина. При дальнейшем увеличении сопротивления нагрузки (рис. 15-4) напряжение на аноде в течение некоторой части периода будет отрицательным, электроны не по-

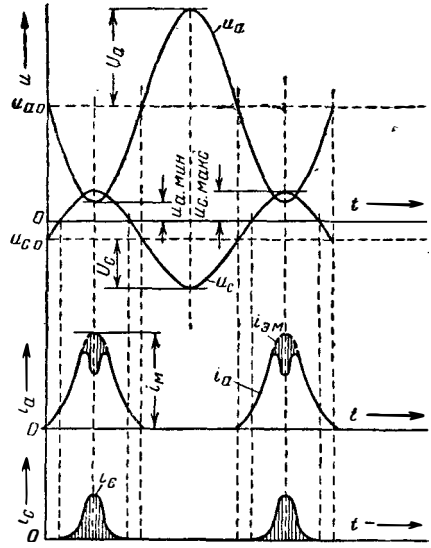


Рис. 15-3. Слабо перенапряженный режим.

падут на анод и весь ток эмиссии перехватится сеткой. При этом провал в центре импульса анодного тока углубится и дойдет до нуля.

Описанные явления показывают, что анодная реакция при повышении сопротивления нагрузки резко изменяет свой характер, как только минимальное мгновенное напряжение на аноде становится меньше максимального напряжения на сетке. При малой амплитуде анодного напряжения реакцию анода можно компенсировать увеличением амплитуды сеточного возбуждения, при большом напряже-

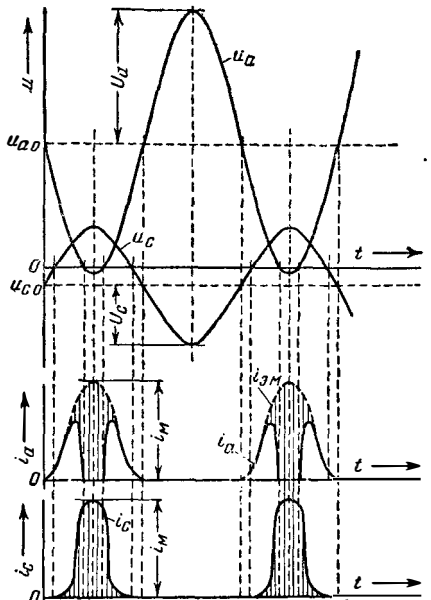


Рис. 15-4. Сильно перенапряженный режим.

нии на аноде форма импульса на аноде резко изменяется и эти изменения уже не могут быть компенсированы увеличением амплитуды возбуждения. Амплитуда переменного анодного напряжения, при которой появляется характерное искажение формы импульса анодного тока, называется критической или граничной амплитудой и определяется следующим соотношением:

$$U_{a.kp} = u_{a0} - u_{c.max} \leq u_{a0} - u_m \quad (15-17)$$

**Недонапряженный и перенапряженный режимы.** Указанная граница имеет очень большое значение для выбора режима работы лампового генератора. Режимы, разделенные этой границей, весьма существенно отличаются один от другого. Режим, при котором  $U_a < U_{a.kp}$ , называется недонапряженным. В недонапряженном режиме всегда  $u_a > u_c$  и сеточный ток сравнительно невелик. Если  $U_a > U_{a.kp}$ , режим называется перенапряженным. Он характеризуется тем, что в некоторой части периода  $u_a < u_c$ , так что сеточный ток резко возрастает за счет уменьшения анодного тока. При переходе к перенапряженному режиму амплитуда основной гармоники  $I_{a1}$  уменьшается, поэтому перенапряженный режим не применяется в тех случаях, когда нужно получить максимальную мощность в нагрузке генератора. В генераторе, работающем в перенапряженном режиме, ток сетки очень велик; для его снижения в цепь сетки можно вводить сопротивление, создающее дополнительное смещение сетки (если допустимо снижение мощности).

Перенапряженный режим может быть довольно своеобразен. Если, например, генераторный триод с очень малой проницаемостью работает при небольшом напряжении смещения, то  $u_{упр}$  имеет небольшое положительное значение, и при малом сопротивлении нагрузки форма импульсов анодного тока соответствует показанной в случае *e*, табл. 15-1. Если сопротивление нагрузки увеличивается, в импульсах анодного тока образуется широкая седловина. Анодный ток протекает только в виде коротких импульсов в начале и конце положительных полупериодов сеточного напряжения. Амплитуда первой гармоники анодного тока становится очень малой, но при малом затухании анодного контура амплитуда напряжения на аноде может в 2—3 раза превысить напряжение анодного питания.

Если немного расстроит анодный контур генератора, работающего в перенапряженном режиме, то это приведет к сдвигу в какую-либо сторону фазы анодного напряжения относительно напряжения на сетке, седловина в импульсе анодного тока сместится в сторону, один из двух импульсов при этом уменьшится или исчезнет совсем, а другой резко увеличится. Увеличится также  $I_{a1}$ , а следовательно, и  $U_a$ . Опять при дальнейшей расстройке  $U_a$  опять снизится, так как при сильной расстройке быстро уменьшается модуль комплексного сопротивления анодной нагрузки. Точная настройка анодного контура генератора, работающего в перенапряженном режиме, достигается отнюдь не при максимальном значении  $U_a$ . Лучшим кри-

терием при настройке является минимум  $i_{a0}$ ; одновременно настройке контура соответствует относительный минимум напряжения  $U_a$ , лежащий между двумя близко расположенными максимумами, причем эти максимумы обычно неодинаковы.

**Критический режим. Критическое сопротивление.** В том случае, если необходимо получить от генератора максимальную мощность при хорошем к. п. д., используется критический режим, занимающий промежуточное положение между недонапряженным и перенапряженным режимами. При этом еще не возникает значительных седловин на вершинах анодного тока и коэффициент использования анодного тока  $h_i$  имеет значение, указанное в табл. 15-1. Коэффициент использования анодного напряжения  $h_u$  при этом настолько велик, что реакция анода еще не проявляется; обычно  $h_u$  близко к единице. Минимальное напряжение на аноде лампы примерно равно напряжению насыщения и составляет от 3 до 15% напряжения анодного питания. В критическом режиме можно получить к. п. д. анодной цепи генератора от 70 до 85% в зависимости от величины  $h_i$ . Так как  $h_u \approx 1 - u_m/u_{a0}$ , то величину к. п. д. можно определять с помощью равенства

$$\eta_{a.kp} = \frac{h_i}{2} \left( 1 - \frac{u_m}{u_{a0}} \right) \quad (15-18)$$

Чтобы установить критический режим и получить таким образом максимальную мощность, нужно выбрать определенную величину сопротивления нагрузки  $R_a$ , которая называется критическим сопротивлением. Оно равно:

$$R_{a.kp} = \frac{U_{a.kp}}{I_{a1}} \leq \frac{u_{a0} - u_m}{i_{a0} h_i} \quad (15-19)$$

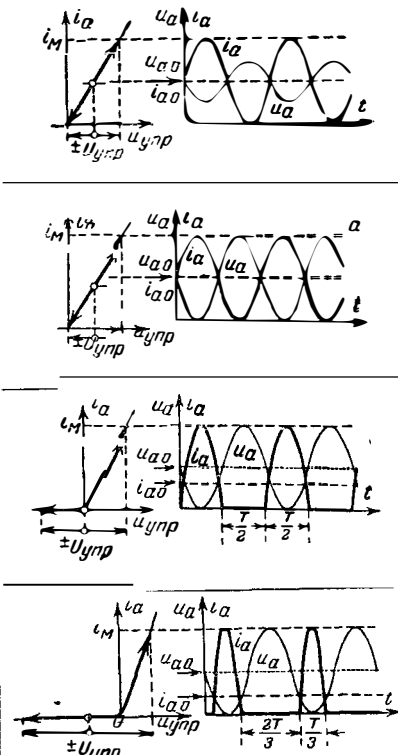
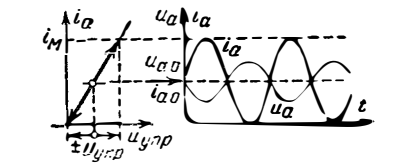
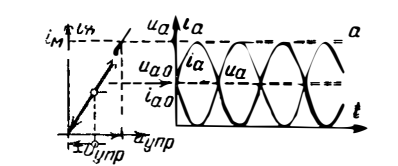
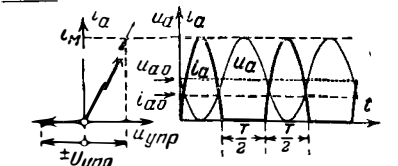
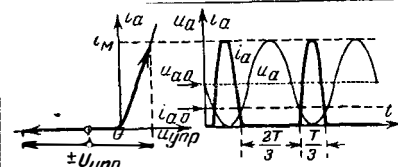
Эта формула ясно показывает, что критическое сопротивление не связано с параметрами лампы  $S$ ,  $D$  и  $R_i$ , а зависит только от параметров режима — от напряжения анодного питания  $u_{a0}$  и от среднего анодного тока  $i_{a0}$  и от величины  $h_i$ .

#### 15-4. КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ГЕНЕРАТОРА

Преобразование постоянного тока в переменный с помощью лампового генератора связано с неизбежными потерями энергии на нагрев анода генераторной лампы, учитываемыми уравнением (15-3).

Мгновенная мощность потерь на аноде равна произведению мгновенного анодного напряжения  $u_a$  и мгновенного значения анодного тока  $i_a$ . Так как  $u_a$  и  $i_a$  периодически изменяются, мгновенная мощность рассеяния на аноде также периодически изменяется. Она получается наибольшей в те моменты времени, когда  $u_a$  и  $i_a$  одновременно имеют большее значение, т. е. когда большое количество электронов с большой скоростью бомбардирует поверхность анода; этого случая следует избегать выбором режима. Мгновенная мощность потерь на

## Выходная мощность и к. п. д. генератора с посторонним возбуждением

	Режим		<p>Средний анодный ток <math>i_{a0}</math></p> <p>ток покоя <math>i_{a.п}</math></p> <p>Максимальный анодный ток <math>i_M</math></p>	<p>Коэффициент использования анодного тока <math>h_i</math></p> <p>Амплитуда первой гармоники анодного тока <math>I_{a1}</math></p> <p>Коэффициент использования анодного напряжения <math>h_u</math></p> <p>Анодное напряжение <math>U_a</math></p>	<p>Потребляемая мощность <math>P_{a0} = u_{a0} i_{a0}</math></p> <p>Отдаваемая мощность <math>P_a = 0,5 U_a I_{a1}</math></p> <p>К. п. д. <math>\eta_a = 0,5 h_u h_i</math></p>
а	Режим А		$i_{a0} = \frac{1}{2} i_M$ $i_{a.п} = \frac{1}{2} i_M$	$h_i = 1$ $I_{a1} = i_{a0} = 0,5 i_M$ $h_u = 0,5$ $U_a = 0,5 u_{a0}$	$P_{a0} = 0,5 u_{a0} i_M$ $P_a = 0,125 u_{a0} i_M$ $P_{a.п} = 0,375 u_{a0} i_M = 3 P_a$ $\eta_a = 25\%$
б			$i_{a0} = \frac{1}{2} i_M$ $i_{a.п} = \frac{1}{2} i_M$	$h_i = 1$ $I_{a1} = i_{a0} = 0,5 i_M$ $h_u = 1$ $U_a = u_{a0}$	$P_{a0} = 0,5 u_{a0} i_M$ $P_a = 0,25 u_{a0} i_M$ $P_{a.п} = 0,25 u_{a0} i_M = P_a$ $\eta_a = 50\%$
в	Режим В		$i_{a0} = \frac{1}{\pi} i_M = 0,318 i_M$ $i_{a.п} = 0$	$h_i = \frac{\pi}{2} = 1,57$ $I_{a1} = 1,57 i_{a0} = 0,5 i_M$ $h_u = 1$ $U_a = u_{a0}$	$P_{a0} = 0,318 u_{a0} i_M$ $P_a = 0,25 u_{a0} i_M$ $P_{a.п} = 0,068 u_{a0} i_M = 0,27 P_a$ $\eta_a = \frac{\pi}{4} = 78,5\%$
г	Режим С		$i_{a0} = 0,218 i_M$ $i_{a.п} = 0$	$h_i = 1,60$ $I_{a1} = 1,80 i_{a0} = 0,393 i_M$ $h_u = 1$ $U_a = u_{a0}$	$P_{a0} = 0,218 u_{a0} i_M$ $P_a = 0,196 u_{a0} i_M$ $P_{a.п} = 0,023 u_{a0} i_M = 0,12 P_a$ $\eta_a = 89,7\%$

В случаях б—г расчетная величина  $h_u = 1$ . Практически  $h_u \approx 0,9$ ; тогда  $U_a$ ,  $P_a$  и  $\eta_a$  меньше на величину этого множителя, а  $P_{a.п}$  соответственно больше.

аноде равен нулю, если один из сомножителей, например  $I_a$ , равен нулю.

Данные важнейших режимов генератора по Баркгаузену [Л. 1] приведены в табл. 15-2.

В случае *a* представлен режим *A*, при котором анодный ток лампы использован полностью, а анодное напряжение только наполовину, так как выбрано малое сопротивление нагрузки. Видно, что в моменты времени, соответствующие максимальному анодному току, анодное напряжение остается сравнительно высоким и мощность рассеяния на аноде получается большой. Поэтому в данном случае к. п. д. получается только 25%.

В случае *b* сопротивление анодной нагрузки повышено, так что по анодному напряжению лампа используется полностью (величиной остаточного анодного напряжения пренебрегаем). Режим *A* при прямолинейной характеристике лампы и при синусоидальных напряжениях и токе теоретически может дать наибольший к. п. д.  $\eta_a = 50\%$ . Практически к. п. д. получается несколько меньшим, так как во избежание перенапряженного режима приходится уменьшать амплитуду переменного напряжения на аноде.

В этом случае и в последующих диаграммах принято, что анодный контур настроен в резонанс. Если контур несколько расстроен, то кривая  $u_a$  смещается по фазе в ту или другую сторону относительно кривой напряжения возбуждения. За счет анодной реакции смещаются также фазы  $i_c$ ,  $i_a$  и  $P_{a.p}$ . Мощность  $P_a$  снижается соответственно величине cos  $\phi$ . Векторная диаграмма токов и напряжений в генераторе с посторонним возбуждением и с расстроенным анодным контуром приведена на рис. 15-5.

Случай *b* с точки зрения потерь на аноде гораздо более выгоден, так как в режиме *B* анодный ток в течение половины периода равен нулю и мощность на аноде не выделяется. В течение другой половины периода анодный ток достигает значительной величины, но в это время анодное напряжение невелико и мощность рассеяния получается небольшой.

Поэтому в режиме *B* к. п. д. повышается. При  $h_i = 1,57$  и  $h_u = 1$  он достигает теоретического максимума 78,5%. Практически  $h_u$  лежит в пределах от 0,85 до 0,95 и к. п. д. получается равным 67—75%.

Случай *c* относится к генератору, работающему в режиме *C* с полным использованием анодного напряжения ( $h_u = 1$ ). Анодный ток протекает в течение  $1/3$  периода, в моменты, соответствующие минимальному напряжению на аноде. К. п. д. в этом случае теоретически равен 89,7%. Можно получить еще более высокий к. п. д., увеличивая напряжение возбуждения и отрицательное смещение на

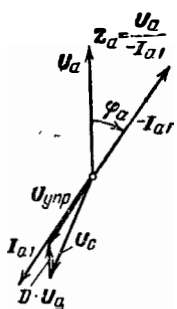


Рис. 15-5. Векторная диаграмма генератора с расстроенным анодным контуром (сопротивление контура индуктивно; направление токов такое же, как на рис. 15-1).

сетке. При этом импульсы анодного тока укорачиваются и мощность рассеяния на аноде падает. При очень коротких импульсах  $h_i = 2$  и к. п. д. в соответствии с выражением (15-18) стремится к 100% (величиной  $u_m$  по сравнению с  $u_{a0}$  пренебрегаем). В этом случае действие лампы сравнимо с действием выключателя, который периодически замыкает и размыкает анодную цепь и форма характеристики не играет никакой роли. Нужно иметь в виду при этом, что получение высокого к. п. д. является не единственным требованием, предъявляемым к генератору. От генератора требуется определенная выходная мощность  $P_a$ . Для получения высокого к. п. д. необходимо укорачивать импульсы анодного тока, но при этом при заданном  $i_m$  уменьшается амплитуда основной гармоники  $I_{a1}$  и снижается отдаваемая генератором мощность. Для удовлетворения обонх противоречивых требований необходимо компромиссное решение. Мощность, отдаваемую генератором, можно повысить увеличивая  $i_m$  (увеличением мощности накала), но вместе с ростом  $i_m$  неизбежно увеличивается  $u_m$  и возрастает величина остаточного напряжения на аноде; это заставляет уменьшать амплитуду анодного напряжения и к. п. д. снижается. Кроме того, при повышении  $u_m$  в режиме *C* быстро возрастает мощность, потребляемая сеточной цепью лампы. Поэтому обычно предпочитают не превышать режим *C*, показанный в случае *a* на табл. 15-2.

Соотношения, приведенные в табл. 15-2, получены при аппроксимации характеристики лампы прямой линией. Реальные характеристики ламп отличаются от прямолинейных, но это не вызывает значительных отклонений от данных этой таблицы. Как показывает табл. 15-1, с увеличением кривизны характеристики несколько увеличивается  $h_i$ , а следовательно и к. п. д., но несколько падает отдаваемая мощность, так как снижается  $I_{a1}$ .

Для получения хорошего к. п. д. во всех случаях полезно применять высокое напряжение анодного питания, чтобы остаточное напряжение было возможно меньше по сравнению с ним, как это непосредственно следует из рассмотрения выражения (15-18).

Рисунок 15-6 дает представление о габаритах генераторных ламп различной мощности [Л. 4].

### 15-5. МОЩНОСТЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Мощность, потребляемую генератором от возбудителя, можно легко вычислить, если предположить, что сеточный ток протекает только в те моменты времени, когда напряжение на сетке достигает максимального положительного значения. Так как это условие выполняется неточно, то выражение

$$P_c \leq U_c i_{c0} \quad (15-20)$$

дает предельное (заведомо завышенное) значение входной мощности. Эта мощность в зависимости от соотношения между напряжениями  $u_{c0}$  и  $u_{c, \max} = U_c + u_{c0}$  частично выпрямляет-

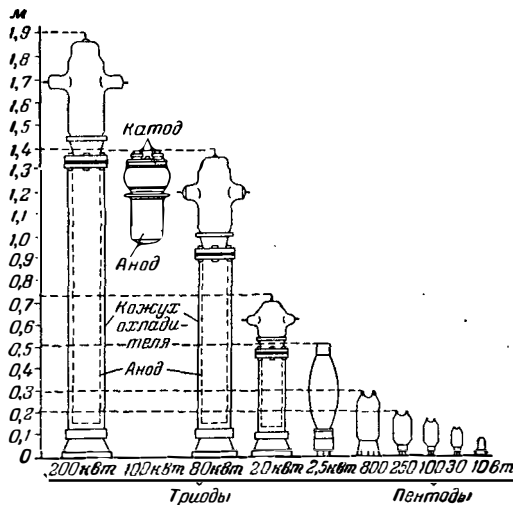


Рис. 15-6. Габариты генераторных ламп различной мощности. Лампы большой мощности имеют водяное или воздушное охлаждение. 100-киловаттная лампа — коротковолновая, нового типа с торированным катодом.

ся и возвращается в источник напряжения сетки

$$P_{c0} = -u_{c0} i_{c0}, \quad (15-21)$$

а частично выделяется на сетке в виде тепла

$$P_{c.p} \leq u_{c \text{ макс}} i_{c0}. \quad (15-22)$$

Выражение (15-22) справедливо, если сетка не испускает вторичных электронов. Если вторичная эмиссия имеет место, то ток  $i_{c0}$  уменьшается и значение  $P_{c.p}$  получается заниженным. Это, однако, не означает, что энергия, идущая на нагревание, в действительности уменьшается. Электроны, попадающие на сетку, имеют большую скорость и нагревают ее, в то время как вторичные электроны покидают ее с малыми скоростями и энергию почти не уменьшают [Л. 3]. Вторичная эмиссия может быть настолько велика, что сеточный ток  $i_{c0}$  может стать отрицательным. В этом случае участок между сеткой и катодом ведет себя как отрицательное сопротивление, которое уменьшает затухание выходной цепи возбуждателя и может привести к возникновению паразитных колебаний. Поэтому сетки мощных генераторных ламп конструируются таким образом, чтобы эффект вторичной эмиссии проявлялся возможно слабее.

Общая мощность, потребляемая генератором от возбуждателя [см. уравнение (15-20)], включает в себя не только мощность, связанную с перехватом электронов положительно заряженной сеткой. Некоторая часть мощности возбуждателя переходит в анодную цепь генератора (см. § 15-19). На коротких и ультракоротких волнах нужно учитывать также существенную потерю мощности, возникающую из-за конечного времени пролета электронов между электродами лампы. Даже в том случае, если напряжение на сетке не заходит в положительную область и сеточный ток равен нулю, на коротких волнах в комплексной входной проводимости

лампы появляется существенная активная составляющая, которая растет примерно пропорционально квадрату частоты (§ 12-19). Кроме того, нужно учитывать потери энергии в сеточном контуре и диэлектрические потери в лампе, которые возрастают с повышением частоты. Так как эти потери растут с квадратом напряжения, то в ультракоротковолновых генераторах напряжение возбуждения желательно иметь минимальным (компромисс достигается путем применения режима *B* или *A—B*).

## 15-6. УМНОЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ

Электронные лампы, обладающие нелинейными характеристиками, могут успешно использоваться для умножения частоты, для чего достаточно подать на сетку лампы синусоидальное напряжение, имеющее настолько большую амплитуду, чтобы использовался нелинейный участок характеристики, и отфильтровать нужную гармонику импульсов анодного тока. Умножитель частоты отличается от обычного генераторного каскада только тем, что анодный контур настраивается на одну из высших гармоник анодного тока.

Режим лампы в основном остается таким же, как в генераторе. Напряжение на аноде синусоидально, минимумы анодного напряжения совпадают во времени с вершинами импульсов анодного тока, но поскольку частота колебаний анодного напряжения кратна частоте импульсов анодного тока, часть минимумов анодного напряжения располагается между ними. Расчет умножителей частоты основан на тех же принципах, что и расчет генераторов, только вместо величин  $I_{a1}$ ,  $h_i$  и  $h_u$  употребляются  $I_{an}$ ,  $h_{in}$  и  $h_{un}$ , т. е. величины, относящиеся к соответствующей гармонике.

На рис. 15-7 приведены кривые, показывающие зависимость постоянной составляющей анодного тока и амплитуд различных его гармоник от величины угла отсечки [Л. 5]. Угол отсечки  $\theta$  определяется отношением половины длительности импульса анодного тока к общей длительности периода ( $360^\circ$ ). В режиме *A*  $\theta = 180^\circ$ , в режиме *B*  $\theta = 90^\circ$  и в режиме *C*  $\theta < 90^\circ$ . В соответствии с рис. 15-7,а

$$\cos \theta = - \frac{u_{упр0}}{U_{упр}}. \quad (15-23)$$

Как показывают кривые, максимумы амплитуд отдельных гармоник получаются при различных углах отсечки. Чем выше номер гармоники, тем при меньшем угле отсечки наблюдается максимум ее амплитуды. Это означает, что чем в большее число раз множится частота, тем больше должно быть напряжение возбуждения; это приводит к увеличению угла отсечки, повышению среднего анодного тока, уменьшению  $h_{in}$  и снижению к. п. д. Кроме того, кривые показывают, что при повышении номера используемой гармоники падают абсолютные величины токов и снижается выходная мощность умножителя. Одновременно повышается сопротивление нагрузки, необходимое для установления критического режима. Далее кривые показывают, что для каж-



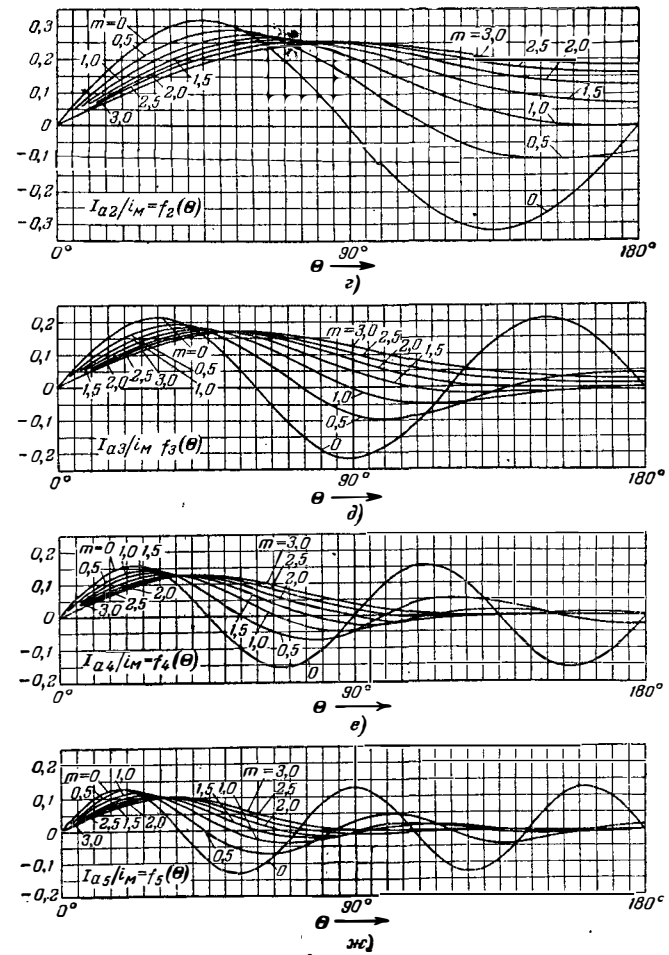
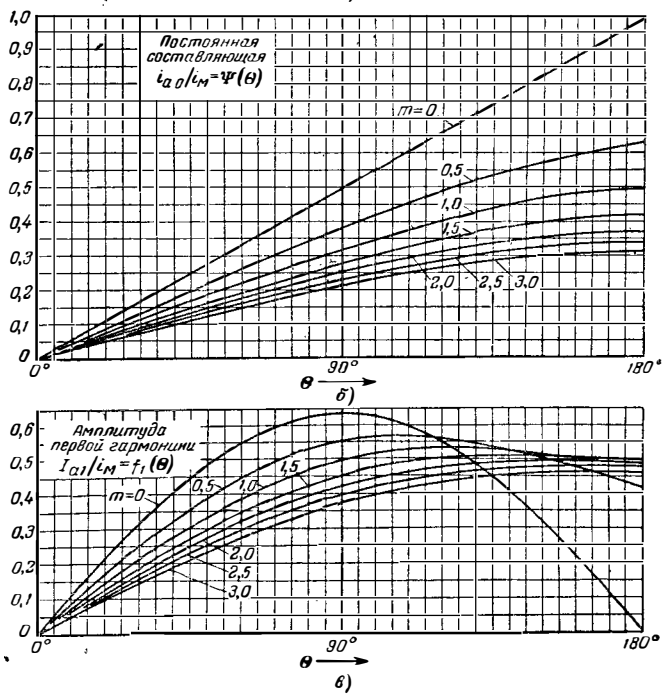
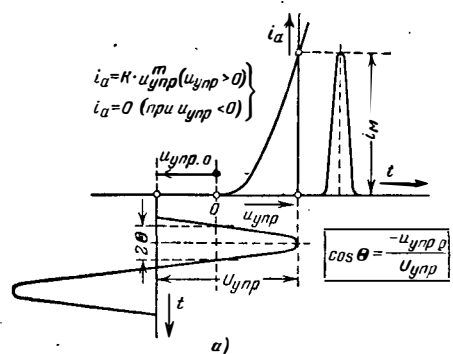


Рис. 15-7. Зависимость постоянной составляющей  $i_{a0}$  и амплитуд гармоник  $I_{an}$  анодного тока от величины угла отсечки  $\theta$ . Характеристика лампы выражена степенной зависимостью:  $i_a = K u_{упр}^m$ . Показатель степени  $m$  является параметром.

дой гармоникки существует такой угол отсечки (например, при удвоении частоты  $\Theta=65^\circ$ ), при котором интенсивность гармоникки почти не зависит от формы характеристики лампы ( $m$ ).

В умножителе частоты учесть анодную реакцию гораздо труднее, чем в обычном генераторе. В недонапряженном режиме умножителя анодную реакцию нельзя скомпенсировать повышением напряжения возбуждения; ее можно скомпенсировать только введением положительной обратной связи по напряжению из анодного контура в сеточную цепь с отношением  $D$  и таким образом непосредственно скомпенсировать проницаемость лампы. Эффект анодной реакции в умножителе частоты в общем такой же, как и в обычном генераторе: он снижает действующее управляющее напряжение в те моменты, когда оно максимально. Поэтому кривые на рис. 15-7 можно непосредственно использовать только при работе с пентодами или с триодами, имеющими малую проницаемость.

### 15-7. ТЕТРОДЫ И ПЕНТОДЫ

В тетроре (§ 12-17), работающем в ламповом генераторе с посторонним возбуждением, возникает такое же распределение тока эмиссии между анодом и экранирующей сеткой, какое происходит у триода между анодом и управляющей сеткой. Как только напряжение на аноде понижается и становится близким напряжению на экранирующей сетке  $u_{a0}$ , ток экранирующей сетки увеличивается за счет уменьшения анодного тока, чему способствуют вторичные электроны, вылетающие из анода и притягиваемые экранирующей сеткой. Так как экранирующая сетка имеет высокий положительный потенциал, этот эффект наблюдается уже при сравнительно небольшой амплитуде переменного напряжения на аноде, что не дает возможности получить большую выходную мощность при высоком к. п. д. На рис. 15-8 приведено типичное семейство характеристик генераторного тетрода; нанесенная здесь же нагрузочная кривая ( $R_a = \text{const}$ ) показывает, что работа с низким остаточным напряжением на аноде и с высоким к. п. д. невозможна. Новые тетроды специальной конструкции свободны от этого недостатка и позволяют получать такой же высокий коэффициент использования анодного напряжения, как пентоды.

Типичное семейство характеристик пентода приведено на рис. 15-9. Генераторные пентоды обладают небольшой проницаемостью, так что ток эмиссии определяется только напряжением на управляющей сетке и практически не зависит от напряжения на аноде. При очень большой амплитуде анодного напряжения общий ток катода распределяется между экранирующей сеткой и анодом. Так как в пентодах реакция анодного напряжения проявляется очень слабо, сеточный ток и мощность, потребляемая от возбудителя, очень слабо зависят от величины переменного напряжения на аноде. Наличие высокого положительного потенциала на экранирующей сетке приводит к смещению анодно-сеточных характеристик лампы в область отрицательных напряжений на управляющей сетке; поэтому в пентодах в течение большей части периода напряжение на управляющей сетке отрицательно и сеточный ток невелик. Мощность, необходимая для возбуждения генератора на пентоде, примерно в 10 раз меньше, чем у аналогичного триодного генератора. Однако основным преимуществом пентодов является малая анодно-сеточная емкость, настолько малая, что даже на коротких волнах можно обойтись без нейтрализации, что сильно упрощает конструкцию и наладку генератора. Важнейшим недостатком пентодов следует считать то, что для питания экранирующей сетки требуется дополнительный источник напряжения. При выключении источника анодного напряжения должно автоматически выключаться питание экранирующей сетки во избежание ее перегрева. В связи с этим для питания анодной и экранной цепей пентода часто используют общий источник, однако потеря мощности в делителе напряжения вызывает довольно существенное снижение общего к. п. д. генератора.

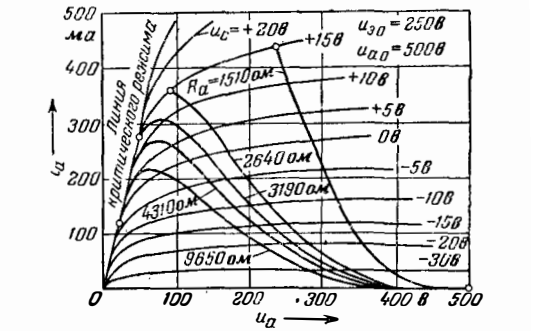


Рис. 15-9. Семейство анодных характеристик пентода и нагрузочные линии для различных значений сопротивления нагрузки ( $u_{a0} = 500$  в;  $u_{c0} = 250$  в;  $u_{c0} = -60$  в;  $U_c = 75$  в) Л. 3].

Отдаваемая мощность и распределение тока. На рис. 15-9 изображены типичные нагрузочные кривые пентода при различных значениях сопротивления нагрузки. Нагрузочные линии не являются прямыми, как это бывает при чисто активной нагрузке; в данном случае сопротивление нагрузки активно только для первой гармоникки. Максимальное напряжение возбуждения во всех случаях одинаково ( $u_c = +15$  в). При  $R_a = 1510$  ом переменное напряжение на аноде невелико и к. п. д. получается низким. С повышением сопротивления нагрузки коэффициент использования

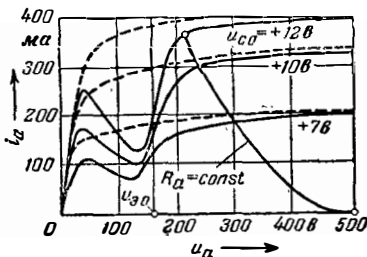


Рис. 15-8. Семейство статических характеристик тетрода и нагрузочная кривая [Л. 3].

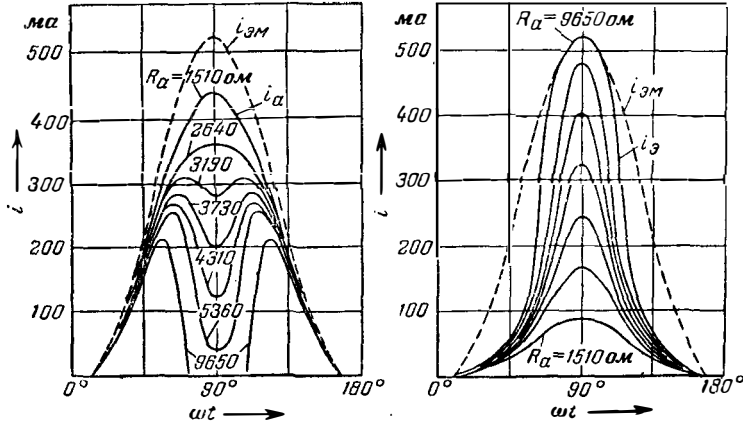


Рис. 15-10. Форма импульсов анодного тока и тока экранирующей сетки пентода при различных величинах сопротивления нагрузки (для примера рис. 15-9).

анодного напряжения возрастает. Критический режим получается при сопротивлении около 3 000 ом, а при дальнейшем повышении сопротивления нагрузки появляется характерная седловина в импульсе анодного тока и режим становится перенапряженным.

На рис. 15-10 изображены импульсы анодного тока и тока экранирующей сетки при различных сопротивлениях нагрузки. Суммарный ток  $i_a + i_g$  почти не зависит от величины нагрузки и определяется главным образом напряжением возбуждения (+15 в). На кривых видно, что при повышении сопротивления нагрузки, начиная с 3 000 ом, возникает седловина в импульсе анодного тока и резко увеличивается импульс тока экранирующей сетки.

На рис. 15-11 показана для приведенного выше примера зависимость выходной мощности генератора на пентоде, мощности рассеяния на аноде и на экранирующей сетке, а также  $\eta_a$  и  $\eta_a$  от величины сопротивления нагрузки.

Выходная мощность генератора  $P_a$  имеет максимум при сопротивлении нагрузки, соответствующем критическому режиму. При

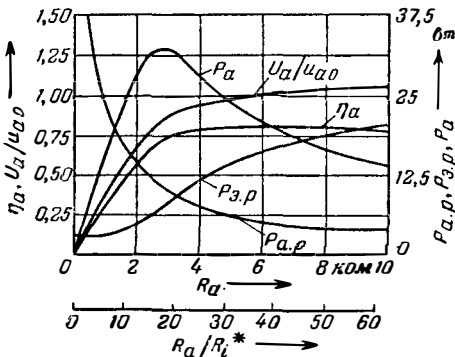


Рис. 15-11. Зависимость выходной мощности  $P_a$ , коэффициента полезного действия анодной цепи  $\eta_a$ , коэффициента использования анодного напряжения и мощности рассеяния на аноде и на экранирующей сетке от величины сопротивления нагрузки (для примера рис. 15-9).

дальнейшем повышении  $R_a$  выходная мощность уменьшается, но к. п. д. остается высоким. Мощность рассеяния на аноде также уменьшается, но зато сильно возрастает мощность потерь на экранирующей сетке.

Практически в радиопередатчиках изменение сопротивления анодной нагрузки генератора производится путем изменения индуктивной или емкостной связи между анодным контуром генератора и нагрузкой. С увеличением связи затухание анодного контура возрастает и соответственно снижается  $R_a$ . При отсутствии связи сопротивление анодной цепи равно резонансному сопротивлению анодного контура и мощность в нагрузке равна нулю. С увеличением степени связи мощность в нагрузке постепенно возрастает, достигает максимума и снижается при избыточной связи; в последнем случае  $\eta_a$  повышается, но одновременно растут потери на экране.

### 15-8. РАБОТА ГЕНЕРАТОРНОЙ ЛАМПЫ С НЕОГРАНИЧЕННЫМ ТОКОМ ЭМИССИИ

Генератор с посторонним возбуждением.

В предыдущих параграфах принималось, что максимальная величина анодного тока не должна превышать некоторой величины  $i_m$ , которая определяется током насыщения катода или допустимой мощностью рассеяния на аноде. При этом идеализированная анодная характеристика лампы имеет вид ломаной линии (рис. 15-12). Концы нагрузочных линий, соответствующих различным сопротивлениям нагрузки, лежат всегда на анодной характеристике лампы. Критическому режиму соответствует та нагрузочная линия, которая оканчивается на верхнем сгибе характеристики. Уменьшение сопротивления нагрузки приводит к снижению коэффициента использования анодного напряжения, выходной мощности и к. п. д. Ниже показано, что если величина импульса анодного тока не ограничивается величиной  $i_m$ , выходная мощность при уменьшении сопротивления нагрузки не уменьшается, а сильно увеличивается и в определенных условиях достигает максимума.



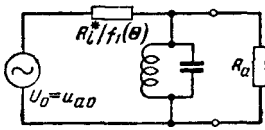


Рис. 15-14. Эквивалентная схема генератора, работающего в режиме максимальной мощности. Колебательный контур не имеет потерь и настроен на частоту первой гармоники анодного тока.

Зависимости, выраженные уравнениями (15-27) и (15-28), можно наглядно проиллюстрировать с помощью эквивалентной схемы, показанной на рис. 15-14. Э. д. с. генератора равна постоянному напряжению анодного питания  $u_{a0}$ , его внутреннее сопротивление равно  $R_i^* / f_1 \theta$ .

Эквивалентная схема и выражения (15-27) и (15-28) показывают, что максимум выходной мощности  $P_{a, \text{опт}}$  достигается при величине нагрузки  $R_a$ , равной, согласно известному принципу, внутреннему сопротивлению источника  $\frac{R_i^*}{f_1(\theta)}$ .

При этом максимальная мощность

$$P_{a, \text{опт}} = \frac{1}{8} u_{a0}^2 \frac{f_1(\theta)}{R_i^*}; \quad (15-32)$$

средний анодный ток

$$i_{a, \text{опт}} = \psi(\theta) \frac{u_{a0}}{2R_i^*} \quad (15-33)$$

и к. п. д.

$$\eta_{a, \text{опт}} = \frac{h_i}{4}. \quad (15-34)$$

В этом режиме коэффициент использования анодного напряжения равен  $h_n = 0,5$ , в чем можно убедиться, рассматривая выражение (15-28).

К. п. д. генератора в режиме максимальной мощности получается очень низким. Это понятно, так как при равенстве внутреннего и внешнего сопротивлений генератора половина общей мощности переходит в нагрузку, а другая половина теряется во внутреннем сопротивлении генератора, превращаясь в тепло. Для достижения более высокого к. п. д. необходимо работать с повышенным сопротивлением нагрузки, т. е.

при  $R_a > \frac{R_i^*}{f_1(\theta)}$ , но при этом неизбежно снижается отдаваемая мощность.

На рис. 15-15 показана зависимость величины отдаваемой генератором мощности от величины сопротивления нагрузки при различных углах отсечки анодного тока. Здесь, как и в дальнейшем, использована линейная аппроксимация характеристики лампы, что является вполне допустимым. По оси ординат отложены значения нормированной мощности, т. е. отношения отдаваемой генератором мощности к максимальной мощности, отдаваемой тем же гене-

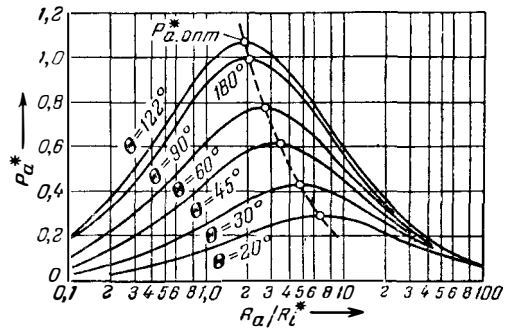


Рис. 15-15. Зависимость выходной мощности генератора от величины сопротивления  $R_a$  при различных углах отсечки.  $\psi$  Характеристика лампы аппроксимирована прямой линией.

ратором, при фиксированном значении  $f_1(\theta) = 0,5$ , а именно:

$$P_a^* = \frac{P_{a, \text{макс}}}{P_{a, \text{опт}} f_1(\theta) = 0,5} = 8 \frac{\frac{R_a}{R_i^*}}{\left[ \frac{R_a}{R_i^*} + \frac{1}{f_1(\theta)} \right]^2}. \quad (15-35)$$

Мощность, по которой производится нормирование, есть максимальная мощность в режиме  $A$  при  $\theta = 180^\circ$  (см. кривую для  $m = 1$  на рис. 15-7,  $\nu$  и табл. 15-1, случаи  $a$  и  $e$ ) с плохим к. п. д. или в режиме  $B$  при  $\theta = 90^\circ$  с значительно лучшим к. п. д. В обоих случаях эта мощность равна:

$$P_{a, \text{опт}} f_1(\theta) = 0,5 = \frac{u_{a0}^2}{16R_i^*}. \quad (15-36)$$

При  $R_a = \frac{R_i^*}{f_1(\theta)}$  величина  $P_a^*$  имеет максимум

$$P_{a, \text{опт}}^* = \frac{P_{a, \text{опт}}}{P_{a, \text{опт}} f_1(\theta) = 0,5} = 2f_1(\theta). \quad (15-37)$$

Наибольшая выходная мощность, которую можно получить, подбирая наиболее выгодный угол отсечки, равна  $P_{a, \text{опт}}^* = 1,07$ . Она достигается при  $\theta = 122^\circ$ , что соответствует максимуму кривой для  $m = 1$  на рис. 15-7,  $\nu$ .

К. п. д. генератора возрастает с увеличением сопротивления нагрузки, как показано на рис. 15-16. Наибольшего значения к. п. д. достигает при весьма больших значениях  $R_a$  и при очень малых углах отсечки. Критическому режиму работы соответствует

$$R_a \approx 20R_{i, \text{эвк}} \text{ и } \theta = 90^\circ [R_{i, \text{эвк}} = R_i^* / f_1(\theta)].$$

При этом к. п. д. получается равным примерно 70%. Такой режим для ламп обычной конструкции вполне допустим и из графиков видно, что при отсутствии ограничения катодного тока появляется возможность повысить отдаваемую мощность генератора почти

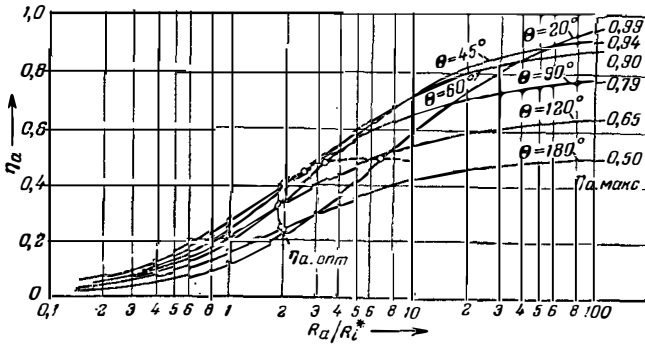


Рис. 15-16. Зависимость к. п. д. генератора от величины сопротивления нагрузки при различных углах отсечки анодного тока  $\theta$ . Характеристика лампы аппроксимирована прямой линией.

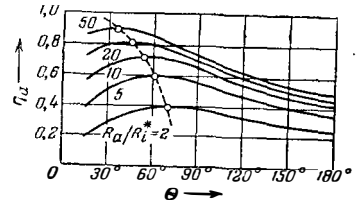


Рис. 15-17. Зависимость к. п. д. генератора от величины угла отсечки  $\theta$  при различных значениях сопротивления нагрузки  $R_a$ .

втрое по сравнению с мощностью при критическом режиме, повысив степень связи с нагрузкой и увеличив напряжение возбуждения. Однако вместе с тем к. п. д. снизится примерно до 40%, а мощность, рассеиваемая на анодах ламп, и потребляемая мощность возрастут более чем втрое, что неминуемо повлечет за собой тепловую перегрузку ламп. Поэтому режим максимальной мощности, определяемый величинами  $R_{a, \text{опт}}$ ,  $\eta_{a, \text{опт}}$  и др., неприменим при непрерывной работе генератора, но может эффективно использоваться при импульсной работе, если, конечно, катод лампы может обеспечить необходимый ток эмиссии в импульсе.

На рис. 15-17 показано (на основании графиков рис. 15-16), как изменяется к. п. д.

генератора при изменении величины угла отсечки. Видно, что к. п. д. тем выше, чем больше сопротивление нагрузки и чем меньше угол отсечки.

**Умножение частоты.** Как было сказано выше, режим работы умножителя частоты в основном сходен с режимом генератора. Поэтому расчет умножителя частоты, работающего без ограничения анодного тока, может производиться точно так же, как расчет генератора, только вместо величин  $f_1(\theta)$  нужно использовать  $f_n(\theta)$  (см. рис. 15-7). Все вычисления производятся аналогично и приводят к эквивалентной схеме, изображенной на рис. 15-14, в которой внутреннее сопротивление равно не  $R_i/f_1(\theta)$ , а  $R_i/f_n(\theta)$ . Соотношения между выходной мощностью и к. п. д. умножителя выражаются примерно такими же графиками, какие приведены на рис. 15-15—15-17.

## Динамические характеристики

### 15-9. КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Колебательная характеристика [Л. 2], выражает зависимость амплитуды первой гармоники тока эмиссии лампы от величины амплитуды управляющего напряжения при заданных напряжениях смещения и анодного питания. Колебательную характеристику лампы можно найти экспериментально или построить, пользуясь анодно-сеточной характеристикой  $i_{эм} = f(u_{упр})$ . При построении нужно задаться напряжением анодного питания  $u_{a0}$  и напряжением смещения  $u_{c0}$  и нанести кривые тока эмиссии  $i_{эм}$  для различных значений амплитуды управляющего напряжения  $U_{упр}$ . Полученные кривые нужно подвергнуть гармоническому анализу,

пользуясь графическим или каким-либо иным методом, для определения содержания первой гармоники  $I_{a1}$  в каждой из этих кривых.

Для теории и практики большой интерес представляет анодная колебательная характеристика  $I_{a1} = f(U_{упр})$ . Ее получают из колебательной характеристики тока эмиссии путем вычитания сеточного тока. Однако величина и форма кривой сеточного тока зависят от величины анодной нагрузки и от проницаемости лампы, так что при построении характеристики приходится прибегать к некоторым упрощениям.

Анодные колебательные характеристики позволяют глубже исследовать работу ламп и, в частности, определить действие обратной связи, условия самовозбуждения автогенератора и условия срыва колебаний (§ 18-17). Примерный вид анодной колебательной характеристики приведен на рис. 15-18. Если в схеме генератора имеется положительная обратная связь, то ее действие можно выразить в виде прямой, проходящей через начало координат, причем угол между этой прямой и осью ординат определяется величиной обратной связи. Прямая выражает создаваемую схемой линейную зависимость между анодным током  $I_{a1}$  и напряжением возбуждения  $U_{упр}$ . При увеличении обратной связи колебания в генераторе

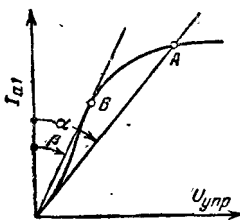


Рис. 15-18. Колебательная характеристика генератора с жестким самовозбуждением.

возникают тогда, когда угол между прямой и осью ординат становится равным  $\alpha$ , т. е. когда прямая совпадает с касательной к колебательной характеристике в ее начальном участке. В этот момент возникают колебания и их амплитуда быстро увеличивается («скачком») до значения, определяемого точкой  $A$  (жесткий режим самовозбуждения), так как все амплитуды ниже точки  $A$  нестабильны. Если после этого уменьшить величину обратной связи до угла  $\beta$ , то амплитуда колебаний снизится до значения  $B$ , после чего колебания сорвутся. Устойчивые колебания на характеристике ниже точки  $B$  невозможны. Участок  $AB$  полустабилен. Из рис. 15-18 видно, что если колебательная характеристика имеет наибольшую крутизну в начале координат и с увеличением амплитуды возбуждения крутизна убывает, то колебания возникают при включении сразу и амплитуда их с увеличением обратной связи нарастает равномерно (мягкий режим самовозбуждения).

При различных напряжениях на аноде и сетке колебательные характеристики имеют различную форму. Поэтому с изменением величины смещения сетки изменяются угол  $\alpha$ , положение точек  $A$  и  $B$ , а также условия возникновения и срыва колебаний. Существуют так называемые диаграммы самовозбуждения, в которых по оси абсцисс откладывается величина сеточного смещения, а по оси ординат — величина амплитуды первой гармоники анодного тока, с которой начинается самовозбуждение генератора при увеличении обратной связи. На этом же графике откладываются амплитуды анодного тока, при которых колебания срываются при уменьшении обратной связи. С помощью этих диаграмм можно определить области устойчивой и неустойчивой генерации, а также определить условия возникновения прерывистой генерации, которая наблюдается при неблагоприятном соотношении между величиной затухания контура и постоянной времени сеточной цепи [Л. 27].

### 15-10. АМПЛИТУДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Амплитудные характеристики выражают зависимость между амплитудой напряжения на аноде лампы и амплитудой напряжения возбуждения при определенном сопротивлении нагрузки и при заданных напряжениях питания. На рис. 15-19 показаны амплитудные характеристики, снятые при

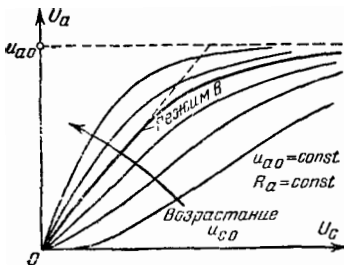


Рис. 15-19. Семейство амплитудных характеристик генератора при различных напряжениях смещения сетки.

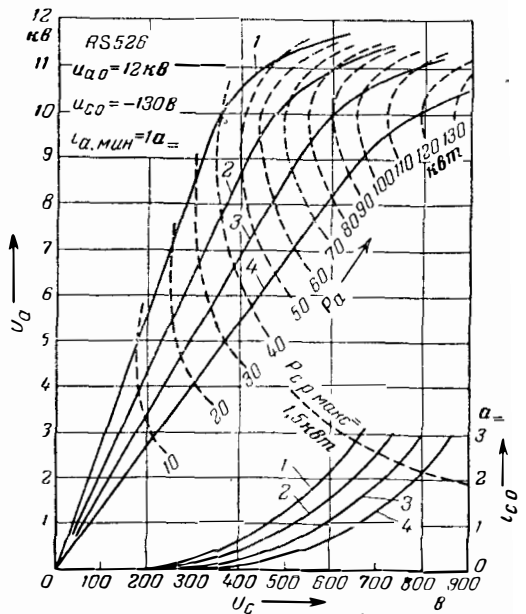


Рис. 15-20. Амплитудные характеристики лампы RS526 при линии равной мощности (100-киловаттной генераторной лампы).

различных значениях напряжения смещения  $u_{c0}$ . Как видно, при малом смещении (при большом  $u_{c0}$ , режим  $A$ ) крутизна статической характеристики велика, особенно при малых амплитудах; соответственно велика и начальная крутизна амплитудной (колебательной) характеристики. При увеличении смещения (уменьшение  $u_{c0}$ ) рабочая точка переходит на менее крутые участки и крутизна начального участка амплитудной характеристики понижается (режим  $B$ ). При дальнейшем увеличении смещения начальный участок амплитудной характеристики идет вдоль горизонтальной оси, что соответствует режиму  $C$ . Наклон амплитудных характеристик при больших амплитудах определяется средней крутизной лампы. Наибольшим линейным участком обладает амплитудная характеристика, соответствующая режиму  $B$  (жирная кривая на рис. 15-19). В этом случае крутизна статической характеристики лампы в рабочей точке примерно равна средней крутизне.

Колебательная характеристика в этой форме (амплитудная характеристика) особенно удобна для расчета работы генератора, так как она учитывает влияние сеточного тока и анодной реакции. То же относится к модуляционным характеристикам, рассматриваемым в § 15-12.

Неискаженное усиление модулированных колебаний может производиться только в режиме  $B$  при линейной амплитудной характеристике. Поэтому в большинстве случаев рассматриваются только амплитудные характеристики, соответствующие режиму  $B$ , снятые при различных величинах сопротивления нагрузки  $R_a$  и при постоянном  $u_{a0}$ . На рис. 15-20 приведены в качестве примера амплитудные характеристики 100-киловаттного генераторного триода современной конструкции. Каждая

характеристика соответствует определенному значению  $R_a$ . Для удобства пользования на этом же графике нанесены пунктиром кривые равной мощности («изопоны»). Они сильно облегчают расчет, так как в большинстве случаев исходным пунктом расчета является требуемая выходная мощность. Необходимую величину сопротивления нагрузки можно легко определить, исходя из мощности и напряжения. На этом же графике нанесены характеристики сеточного тока, соответствующие различным амплитудным характеристикам.

### 15-11. УСИЛЕНИЕ МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Для неискаженного усиления модулированных колебаний необходимо обеспечить линейную зависимость между амплитудой выходного напряжения каскада и амплитудой напряжения возбуждения. Это достигается лишь в режиме  $B$ , при котором амплитудные характеристики линейны на достаточно большом участке. При больших амплитудах характеристика начинает отклоняться от прямой, поэтому приходится использовать только ту часть амплитудной характеристики, при которой нелинейные искажения огибающей не превосходят допустимой величины. Это соответствует обычно коэффициенту использования анодного напряжения (в пике модуляции) около 0,8 (рис. 15-20). В режиме несущей (при отсутствии модуляции) напряжение равно половине максимального и коэффициент использования напряжения  $\eta_u \approx 0,4$ . В связи с этим к. п. д. генератора при передаче несущей получается очень низким, примерно 32%.

Анодно-сеточные характеристики мощных генераторных ламп имеют обычно ярко выраженный линейный участок. В этом случае необходимая для получения режима  $B$  величина сеточного смещения определяется точкой пересечения прямой, являющейся продолжением линейного участка, с осью абсцисс. При такой величине сеточного смещения в отсутствие возбуждения через лампу протекает некоторый ток, угол отсечки анодного тока получается большим, чем  $90^\circ$ , так что в этом случае мы имеем дело с режимом  $A-B$ .

Не следует упускать из виду, что величина сеточного тока связана нелинейно с амплитудой возбуждения, так как это может привести к сильным нелинейным искажениям возбуждающего напряжения. Чтобы уменьшить искажения, необходимо в качестве возбуждателя использовать

генератор достаточно большой мощности с малым внутренним сопротивлением. Полезно также применить шунтирование контура возбуждателя омическим сопротивлением и снижение коэффициента использования анодного напряжения.

### 15-12. МОДУЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Другой разновидностью колебательных характеристик являются модуляционные характеристики, выражающие зависимость между величиной сеточного смещения и амплитудой переменного напряжения на аноде лампы. Снятие модуляционных характеристик производится при постоянной амплитуде возбуждения, постоянном напряжении анодного питания и при заданном сопротивлении нагрузки. Полученные таким образом характеристики (рис. 15-21) можно непосредственно использовать для расчета каскадов с сеточной модуляцией.

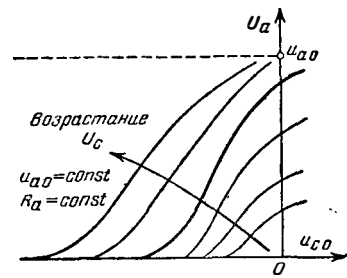


Рис. 15-21. Семейство сеточных модуляционных характеристик при различных напряжениях возбуждения.

Можно получить модуляционные характеристики для всех электродов лампы. Например, для расчета каскада с модуляцией на экранирующую сетку необходимо использовать модуляционные характеристики, снятые при изменении напряжения на экранирующей сетке лампы. Точно таким же образом можно получить модуляционные характеристики для защитной сетки. Анодные модуляционные характеристики получают при изменении напряжения анодного питания, если величина смещения на сетке и амплитуда возбуждения поддерживаются неизменными. Анодные модуляционные характеристики отличаются весьма высокой линейностью.

## Нейтрализация

### 15-13. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ПО НЕЙТРАЛИЗАЦИИ

Рассмотрим обычную схему лампового генератора с посторонним возбуждением, в котором отсутствуют непосредственные связи между элементами анодного и сеточного

контуров. В таком случае связь между контурами может осуществляться только посредством лампы. При этом воздействие выходного анодного контура на входной сеточный контур может быть, во-первых, чисто электрическим, обусловленным распределением тока эмиссии между анодом и сеткой



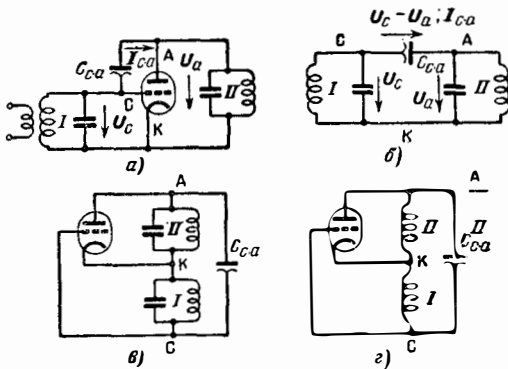


Рис. 15-22. Схемы генератора с посторонним возбуждением без нейтрализации (междуэлектродные емкости изображены конденсаторами с волнистой линией).

и во-вторых, схемным, обусловленным емкостью и взаимной индуктивностью между электродами лампы. Эта схемная связь между контурами не зависит от электронной связи, но оба явления приводят к возникновению различных нежелательных эффектов, без устранения которых невозможна устойчивая работа генератора, особенно на коротких волнах и при большой мощности.

В дальнейшем мы будем называть сеточным контуром те элементы схемы, которые включены непосредственно между сеткой и катодом лампы, а контуром возбуждителя или входным контуром ( $I$ ) будем называть контур, непосредственно связанный с возбуждателем или целиком входящий в его схему. Например, в схеме рис. 15-22 сеточный контур одновременно можно считать контуром возбуждителя, а в схеме на рис. 15-25 сеточный контур и контур возбуждителя не совпадают. Анодный контур иногда называют просто «генератором».

Термин обратная связь в широком смысле означает воздействие усиленных колебаний на колебания, подлежащие усилению. Это обратное действие в различных условиях может проявляться в виде положительной, отрицательной или комплексной (в частном случае — чисто реактивной) обратной связи. Характер обратной связи определяется особенностями схемы и переменными факторами, например, настройкой анодного контура. В дальнейшем мы будем пользоваться более узким понятием обратного действия, подразумевая под ним влияние генератора на возбуждатель (или обратно), обусловленное емкостью и индуктивной связью между электродами лампы, которое может приводить к дополнительной нагрузке или к разгрузке возбуждителя, может вызывать расстройку контура возбуждителя или фазовую модуляцию (если генератор модулируется).

Обратное действие во всех случаях считается нежелательным явлением; оно может быть скомпенсировано применением нейтрализации, если нет возможности устранить его причины. В литературе встречается неверное определение нейтрализации: она определяется как отрицательная обратная связь, с помощью которой компенсируется

положительная обратная связь. Такое определение наводит на мысль, что в генераторе с хорошо настроенной нейтрализацией обратная связь вообще отсутствует. Между тем, это справедливо далеко не для всех схем. Гораздо более точно и полно можно определить нейтрализацию как компенсацию введением противоположного обратного действия.

Под терминном обратная связь ниже подразумевается либо положительная, либо отрицательная обратная связь, определяемая так, как это делается в теории усилителей. Положительная обратная связь имеет место в том случае, если между сеткой и катодом лампы действует напряжение, пропорциональное анодному напряжению, но противоположное по фазе. Если между сеткой и катодом действует напряжение, пропорциональное анодному напряжению и совпадающее с ним по фазе, то имеет место отрицательная обратная связь. В точно настроенных схемах нейтрализации может оставаться как положительная, так и отрицательная обратная связь любой величины.

Определим теперь, что понимается под прохождением мощности. Речь идет в данном случае о непосредственном переходе некоторой части мощности, развиваемой возбуждителем, в анодный контур генератора, которое мы будем называть прямым прохождением мощности. Может наблюдаться также и обратное прохождение мощности. Прямое прохождение имеет место в схеме с заземленной сеткой, так как в ней сеточный контур включен последовательно в цепь нагрузки (§ 15-23). В схеме с заземленным катодом, которая будет рассмотрена в связи с вопросами нейтрализации, контуры связаны только реактивными сопротивлениями лампы; кроме того, мощность может проходить через элементы нейтрализующей схемы. На коротких волнах переход мощности может быть весьма значительным [Л. 6, 7]. Прохождение мощности есть один из видов обратного действия и является следствием неточной нейтрализации, возникающей из-за несимметричности нейтрализующего моста с активными сопротивлениями.

#### 15-14. ОБРАТНОЕ ДЕЙСТВИЕ И САМОВОЗБУЖДЕНИЕ В СХЕМЕ С ЗАЗЕМЛЕННЫМ КАТОДОМ

Обратное действие в генераторе обусловлено в первую очередь наличием анодно-сеточной емкости  $C_{ca}$  (рис. 15-22) [Л. 6—8]. Схема рис. 15-22,а соответствует схеме, приведенной на рис. 15-1. Схема рис. 15-22,б показывает, что анодный контур  $\Pi$  связан с контуром возбуждителя  $I$  через емкость  $C_{ca}$ . К емкости  $C_{ca}$  приложено переменное напряжение, равное разности между напряжениями на сетке и напряжением на аноде  $U_c - U_a$ . Это напряжение вызывает ток  $I_{ca}$ , протекающий через  $C_{ca}$  и сдвинутый на угол  $90^\circ$  по отношению к  $U_c$ , если анодный контур настроен точно в резонанс (рис. 15-23). Таким образом, наличие проходной емкости  $C_{ca}$  создает дополнительную емкостную нагрузку для возбуждителя и вызывает его

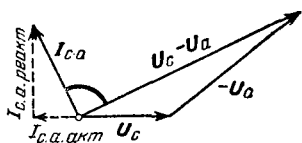


Рис. 15-23. Векторная диаграмма токов и напряжений генератора по схеме рис. 15-22 с индуктивно настроенным анодным контуром. Ток  $I_{ca}$  имеет активную составляющую  $I_{ca, акт}$  и уменьшающую затухание.

расстройку (динамическая емкость лампы). Если анодный контур настроен неточно, то в токе  $I_{ca}$  появляется активная составляющая, вектор которой направлен вдоль вектора  $U_c$ . Если реактивное сопротивление анодного контура имеет емкостный характер, то ток, протекающий через  $C_{ca}$ , нагружает генератор. Если реактивное сопротивление анодного контура индуктивно, то активная составляющая тока  $I_{ca}$  добавляет мощность во входной контур, разгружает возбудитель и может привести к самовозбуждению генератора, если добавочная мощность превысит мощность, расходуемую в цепи возбуждения. Это может служить критерием точной настройки схемы нейтрализации: если схема нейтрализации настроена неточно, то при расстройке анодного контура в одну сторону напряжение на сетке повышается, а при расстройке анодного контура в другую сторону — понижается. При этом максимум сеточного и минимум анодного тока наблюдаются при различных положениях органа настройки анодного контура (минимум анодного тока соответствует точной настройке контура). Если настройки производятся элементами анодного контура, расположенными в «ненагруженной ветви» (§ 23-3), то максимум сеточного тока совпадает с минимумом анодного тока только при точной настройке схемы нейтрализации.

Если изобразить схему генератора с посторонним возбуждением так, как показано на рис. 15-22,а, становится ясным, каким образом наличие емкости  $C_{ca}$  может привести к самовозбуждению генератора. Сравнение этой схемы с трехконтурной схемой автогенератора (рис. 15-22,б) показывает, что она может возбудиться на частоте, для которой оба контура представляют индуктивное сопротивление, т. е. на частоте, меньшей, чем резонансные частоты каждого из контуров. Условия самовозбуждения схемы зависят от параметров лампы, величин затухания обоих контуров и величины их взаимной расстройки.

### 15-15. МЕТОДЫ УСТРАНЕНИЯ ОБРАТНОГО ДЕЙСТВИЯ

Наилучшим методом устранения обратного действия является устранение его причин. В пентодах это достигается введением экранирующей сетки, причем проходная емкость снижается до столь малых величин, что обратное действие становится ничтожным. В связи с этим генераторы на пентодах могут устойчиво работать без применения специальных

схем нейтрализации на всех частотах коротковолнового диапазона. Нежелательные явления, связанные с индуктивностью выводов электродов лампы, проявляются в полной мере лишь на ультракоротких волнах (§ 15-24). В схеме с заземленной сеткой функция электростатического экрана выполняет управляющая сетка триода (§ 15-23).

Можно сильно уменьшить обратное действие, включив параллельно емкости  $C_{ca}$  дополнительную индуктивность, которая образует с этой емкостью параллельный колебательный контур, обладающий высоким резонансным сопротивлением [Л. 9]. Этот контур устраняет обратное влияние на рабочей частоте, но не устраняет опасности самовозбуждения генератора на других частотах. Практически эта схема используется только в тех случаях, когда само по себе обратное действие невелико и генератор не возбуждается (например, если входная цепь сетки сильно зашунтирована).

Существует принципиально иной путь, основанный на компенсации существующего обратного действия с помощью искусственно вводимого дополнительного обратного действия, равного по интенсивности, но противоположного по своему эффекту [Л. 10]. Дополнительное обратное действие может быть получено с помощью индуктивных или емкостных элементов. Индуктивные схемы почти не применяются, так как их действие ослабляется с повышением частоты, в то время как паразитное обратное действие имеет обычно емкостный характер ( $C_{ca}$ ) и увеличивается с повышением частоты. В емкостных схемах, иногда называемых «нейтротринными», дополнительное обратное действие осуществляется при помощи специального нейтрализующего конденсатора, емкость которого в общем случае равна проходной емкости лампы; такие схемы дают нейтрализацию, которая в первом приближении не зависит от частоты. Смотря по тому, в каком контуре образуется противофазное напряжение, различают схемы сеточной или анодной нейтрализации.

### 15-16. СХЕМЫ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ С ИНДУКТИВНОЙ СВЯЗЬЮ

На рис. 15-24 показана схема анодной нейтрализации с индуктивной (трансформаторной) связью. Противофазное напряжение снимается с катушки  $L_2$ , индуктивно связанной с катушкой  $L_1$ , включенной параллельно анодному контуру. Через нейтрализационный конденсатор  $C_n$ , имеющий реактивное сопротивление  $X_n$ , это напряжение подводится к сетке лампы [Л. 11]. Если обозначить коэффициент взаимной индуктивности между катушками через  $k$ , то на длинных волнах при  $L_1 = L_2 = L$  величина противофазного напряжения  $U_n = -kU_a$ . Условия нейтрализации в этой схеме не зависят от частоты только при  $k=1$ . На коротких волнах величина  $k$  обычно не превышает 0,5, поэтому при изменении рабочей волны приходится изменять емкость конденсатора  $C_n$ . Для получения нейтрализации реактивное сопротивление кон-

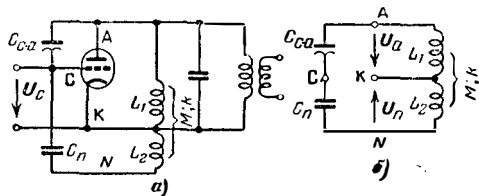


Рис. 15-24. Схема анодной нейтрализации с индуктивной связью.

денсатора  $C_n$  должно удовлетворять условию

$$X_n = kX_{c.a} + X_L(1 - k^2), \quad (15-38)$$

где

$$X_{c.a} = \frac{1}{\omega C_{c.a}}; \quad X_L = \omega L.$$

При укорочении волны емкость  $C_n$  и индуктивность рассеяния могут образовать резонансный контур, поэтому емкость  $C_n$  нужно уменьшать. Нейтрализацию можно считать не зависящей от частоты, если в рабочем диапазоне волн изменение  $X_n$  не превосходит 5%.

Эта схема применяется преимущественно в диапазонах средних и длинных волн, в тех случаях, когда емкость  $C_{c.a}$  не слишком велика. Достоинством этой схемы является то, что фаза тока нейтрализации не зависит от величины нагрузки генератора, так как нагрузка непосредственно не связана с катушкой  $L_1$ . Однако генераторы с такой схемой нейтрализации склонны к паразитному самовозбуждению на высоких частотах.

Аналогичными свойствами обладает схема сеточной нейтрализации с индуктивной связью.

### 15-17. СХЕМА СЕТОЧНОЙ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ С ДЕЛИТЕЛЕМ НАПЯЖЕНИЯ

Для нейтрализации часто применяется частичное включение контура, т. е. присоединение средней части контура к катоду; при этом на концах контура получаются противофазные напряжения относительно потенциала катода. В схеме сеточной нейтрализации используется частичное включение сеточного контура [Л. 12].

На рис. 15-25,а показана схема сеточной нейтрализации с емкостным делителем напряжения. Схема рис. 15-25,б поясняет, каким образом воздействие сеточного напряжения через емкость  $C_{c.a}$  на анодный контур компенсируется встречным действием нейтрализующего напряжения через конденсатор  $C_n$ . На рис. 15-25,в эта же схема изображена в виде моста, в одну диагональ которого включен возбуждатель, а в другую — анодный контур генератора. Сеточный контур генератора соответствует одному из плеч моста. Рисунки 15-25,в и г показывают, что хотя сетка лампы и нейтральная точка  $N$ , присоединенные к двум емкостным делителям из конденсаторов  $C_{c.a}$  и  $C_1$  или  $C_n$  и  $C_2$ , нахо-

дятся под частью анодного напряжения, но анодное напряжение не действует на входной контур  $I$ , присоединенный к эквипотенциальным точкам. Поэтому в данной схеме имеется отрицательная обратная связь, не зависящая от частоты, но отсутствует обратное действие. Действительно, переменное анодное напряжение через делитель попадает на сетку и на контур, но контур не возбуждается. У всех мостовых схем нейтрализации, у которых участок сетка — катод лампы является плечом моста, причем сетка и катод внутри лампы не могут считаться эквипотенциальными относительно анодного напряжения, даже при точной настройке нейтрализации всегда имеется положительная или отрицательная обратная связь.

Настройка схемы сеточной нейтрализации не нарушается при изменении частоты, если только индуктивное сопротивление выводов электродов лампы пренебрежимо мало по сравнению с реактивным сопротивлением междуэлектродных емкостей. Мощные генераторы со схемой сеточной нейтрализации могут устойчиво работать на волнах длиннее 100 м.

На рис. 15-26 изображена схема сеточной нейтрализации с индуктивным делителем напряжения. Емкость  $C_{n.k}$ , равная емкости  $C_{c.k}$ , вводится для обеспечения симметрии схемы. Эта емкость позволяет обеспечить балансировку моста в более широком диапазоне рабочих частот. Основное отличие схемы, представленной в виде моста (рис. 15-26,б), от схемы с емкостным делителем напряжения состоит в том, что напряжение, снимаемое с делителей  $C_{c.a}L_1$  и  $C_nL_2$ , совпадает по фазе с управляющим напряжением на сетке; таким образом, в схеме имеется положительная обратная связь. Величина этого напряжения положительной обратной связи пропорциональна квадрату частоты. Так как токи, протекающие через половины катушки  $L_1$  и  $L_2$  (предполагается, что  $L_1 = L_2 = L$ ), под влиянием напряжения на контуре генератора, имеют встречное направление, то индуктивность, определяющая обратную связь, равна  $L - M = L(1 - k)$ , т. е. напряжение обратной связи получается тем меньше, чем

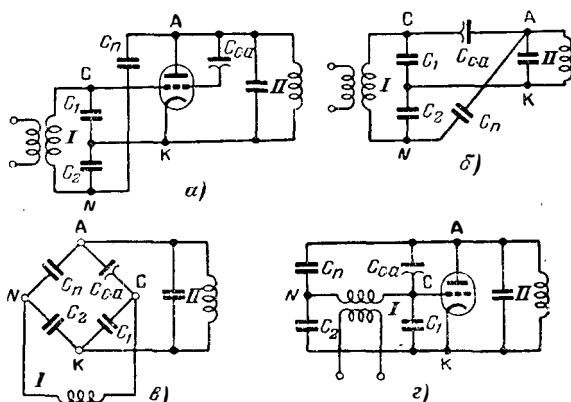


Рис. 15-25. Схема сеточной нейтрализации с емкостным делителем напряжения (при точной настройке остается отрицательная обратная связь).

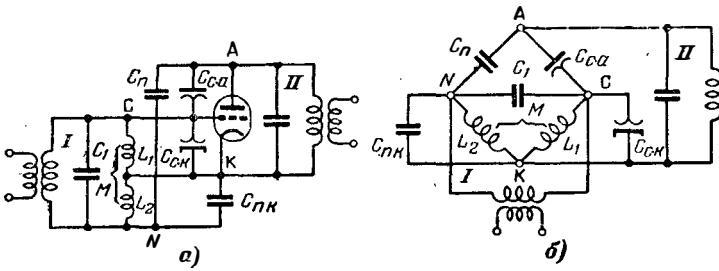


Рис. 15-26. Схема сеточной нейтрализации с индуктивным делителем напряжения (при точной настройке остается положительная обратная связь).

сильнее связь между половинами катушки. Индуктивность всей катушки, присоединенная параллельно контуру возбудителя, равна  $2(L+M) = 2L(1+k)$ .

Если катушки  $L_1$  и  $L_2$  не имеют параллельного контура  $I$  и индуктивно связаны непосредственно с возбудителем, то сильная связь между половинами катушки снижает напряжение обратной связи, но одновременно ослабляет связь с возбудителем, что вызывает необходимость увеличивать общую индуктивность; а это в свою очередь приводит к возрастанию напряжения обратной связи. Необходимо останавливаться на оптимальных величинах.

Схемы с индуктивными делителями в сеточной цепи оказывают, кроме того, высокое сопротивление гармоникам сеточного тока; в связи с этим их применяют сравнительно редко.

ками  $N$  и  $C$  и катодом, в то время как создаваемые возбудителем напряжение сетки  $U_c$  и напряжение нейтрализации  $U_n$  не замыкаются накоротко. В результате получается полная симметрия для противофазных напряжений  $U_c$  и  $U_n$ , а для синфазных напряжений схема представляет короткое замыкание.

В схеме рис. 15-27,а индуктивность, действующая между точками  $C$  и  $N$ , равна  $2(L+M) = 2L(1+k)$ . С точки зрения анодного напряжения, эквивалентная схема имеет вид, показанный на рис. 15-27,в. Последовательно с переменным конденсатором здесь действует индуктивность  $\frac{L-M}{2} = \frac{L(1-k)}{2}$ . Эта цепь на-

страивается в последовательный резонанс на рабочую частоту, чем и достигается желаемый эффект. В схеме рис. 15-27,б резонансное Т-образное звено образовано конденсаторами  $C_T$  и вариометром. Принцип действия тот же: индуктивность вариометра устанавливается такой, чтобы получить последовательный резонанс с емкостью  $2C_T$  на рабочей частоте генератора. Емкость, действующая между

точками  $C$  и  $N$ , равна  $\frac{C_T}{2}$ . Схема 15-27,б требует большую реактивную мощность в кон-

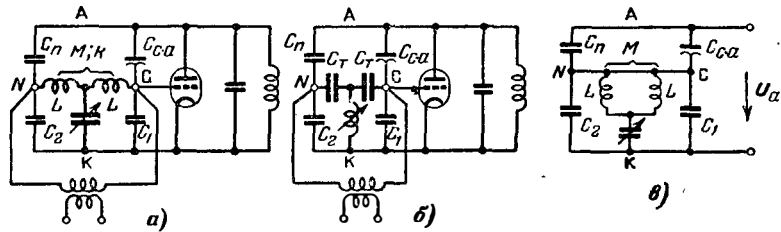


Рис. 15-27. Схемы сеточной нейтрализации с Т-образным резонансным звеном.

Для устранения обратного действия в генераторах применяются также схемы, содержащие «резонансные Т-образные звенья» (рис. 15-27,а и б). Действие этих схем основано на том, что точки  $N$  и  $G$  в отношении анодного напряжения эквипотенциальны и для токов, протекающих через емкости  $C_n$  и  $C_{ca}$ , Т-образное звено представляет резонансное короткое замыкание между точ-

туре возбудителя, чем схема 15-27,а, так как дополнительные конденсаторы  $C_T$  требуют увеличения емкости конденсаторов настройки.

Обе эти схемы могут применяться и с индуктивным делителем напряжения (рис. 15-26).

На частотах, более высоких чем рабочая, Т-образное звено имеет индуктивное сопротивление, так что (при емкостном делителе напряжения сетки) отрицательная обратная связь переходит в положительную; на частотах ниже резонанса Т-образного звена с емкостью  $C_1 + C_2$ , при котором результирующая индуктивность входит в последовательный резонанс с емкостью  $C_{ca} + C_n$ , это создает опасность паразитного самовозбуждения генератора. Для схем с индуктивным делителем то же самое относится к частотам более низким, чем рабочая.

На рис. 15-28 изображена схема смешанной сеточной нейтрализации, в которой напряжение, равное напряжению,

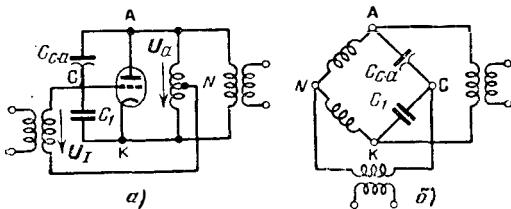


Рис. 15-28. Схема смешанной нейтрализации (отрицательная обратная связь).

проникающему на сетку через  $C_{с.а}$ , снимается с части катушки анодного контура [Л. 14]. Как видно на мостовой эквивалентной схеме (рис. 15-28,б), точки  $C$  и  $N$  с точки зрения контура генератора имеют равные сдвиги фаз по отношению к катоду и, следовательно, схема создает отрицательную обратную связь. Нейтрализующий конденсатор в схеме отсутствует; тем не менее балансировка моста не зависит от частоты. Если емкость  $C_1$  образована только емкостью сетка—катод лампы, то такая схема обеспечивает наименьшую возможную величину реактивной мощности в анодном контуре. Поэтому такая схема нейтрализации находит применение в широкополосных телевизионных передатчиках. Отрицательная обратная связь в этом случае получается около 50%, так как  $C_{с.а} \approx C_{с.к}$ .

Если емкостное сопротивление  $X_{с.а} + X_{с.1}$  меньше, чем реактивное сопротивление катушки, с которой снимается нейтрализующее напряжение, то мост представляет емкостную нагрузку для  $U_a$  и индуктивную для  $U_L$ . В этом случае  $U_L$  совпадает по фазе с  $U_a$ , а  $U_c$  и  $U_n$  противофазны относительно  $U_a$ . Более благоприятен случай, когда результирующее емкостное сопротивление превышает индуктивное сопротивление катушки. При этом  $U_L$  находится в противофазе относительно  $U_a$  и реактивная мощность входного контура может быть получена весьма малой.

15-18. АНОДНАЯ НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ

Схема анодной нейтрализации приведена на рис. 15-29. Противофазное напряжение снимается с емкостного делителя, включенного в анодный контур. Напряжение обратной связи, проникающее в сеточный контур через емкость  $C_{с.а}$ , компенсируется противофазным напряжением, проходящим через  $C_n$  (рис. 15-29,б). В отличие от сеточной нейтрализации в этой схеме участок сетка—катод лампы является диагональю моста (рис. 15-29,в), поэтому переменное напряжение на анодном контуре не создает напряжения обратной связи на сетке; таким образом, в этой схеме отсутствует как

положительная, так и отрицательная обратная связь. Участок анод—катод является плечом моста, вследствие чего ток, создаваемый возбудителем в мосте, приводит к появлению дополнительного напряжения на анодном контуре; при этом некоторая часть мощности возбудителя переходит в нагрузку генератора.

Для получения противофазного напряжения можно использовать и индуктивный делитель и напряжения, но при этом будет происходить обратное прохождение мощности из анодного контура в сеточный, что связано с опасностью самовозбуждения (§ 15-19), поэтому схема анодной нейтрализации с индуктивным делителем напряжения почти не применяется. Кроме того, контур с индуктивным делителем не дает хорошей фильтрации гармоник.

15-19. ПРОХОЖДЕНИЕ МОЩНОСТИ ПРИ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ

**Анодная нейтрализация.** Прохождение мощности возникает при нарушении баланса нейтрализующего моста из-за несимметричности активных компонент сопротивлений. В схеме на рис. 15-29 индуктивная ветвь анодного контура связана с нагрузкой. Внесенное сопротивление  $R_{вн}$  действует таким образом, что ток  $I_L$ , протекающий через катушку контура, получается сдвинутым по фазе относительно  $U_a$  на угол, отличающийся от 90°. Этот же ток  $I_L$ , проходя через конденсатор  $C_2$ , выделяет на нем напряжение нейтрализации  $U_n$ , которое уже не является строго противофазным по отношению к  $U_a$  (рис. 15-30). Входной ток  $I_L$  является векторной суммой трех токов  $I_c$ ,  $I_{с.а}$  и  $I_{с.н}$ , вызванных напряжениями  $U_c$ ,  $U_a$  и  $U_n$ . Ток  $I_{с.н}$  сдвинут по фазе на 90° относительно напряжения  $U_c - U_n$ . Поэтому ток  $I_L$  имеет активную составляющую, которая нагружает возбудитель.

Хорошо поясняет физическую картину процесса представление схемы нейтрализующего моста в виде четырехполюсника [Л. 6], вход которого присоединен к возбудителю, а выход—к анодному контуру генератора (рис. 15-31). Напряжение холостого хода четырехполюсника  $U_0$  равно напряжению на конденсаторе  $C_1$ . Его можно вычислить, рассматривая цепь  $C-A-K$ , как емкостной делитель напряжения:

$$U_0 = \frac{U_c}{1 + \frac{C_1}{C_{с.а}}} \tag{15-39}$$

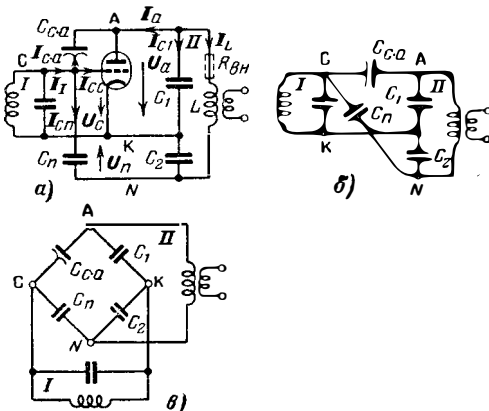


Рис. 15-29. Схема анодной нейтрализации с емкостным делителем напряжения (обратная связь отсутствует, но имеется прохождение мощности).

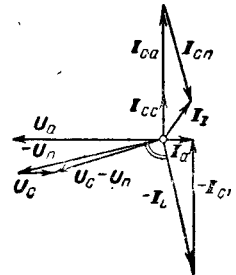


Рис. 15-30. Векторная диаграмма токов и напряжений в схеме анодной нейтрализации (рис. 15-29).

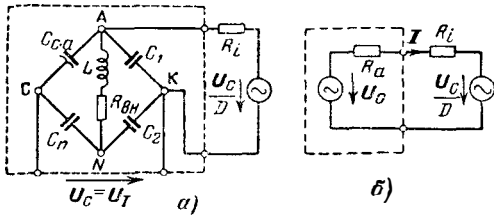


Рис. 15-31. Эквивалентная схема нейтрализующего моста рис. 15-29.

Внутреннее сопротивление четырехполюсника (сопротивление между точками А и К) можно определить как сопротивление нагрузки генератора  $R_a$  при выключенном возбуждении. При этом получается простая эквивалентная схема (рис. 15-31,б), которая ясно показывает, что часть мощности возбудителя переходит в генератор. Пользуясь этой схемой, можно вычислить величину проходящей мощности:

$$P_{пр} = \frac{U_c^2 \left(1 + D + \frac{C_1}{C_{c.a}}\right)}{2 \left(1 + \frac{C_1}{C_{c.a}}\right)^2 (R_a + R_i) D} \quad (15-40)$$

Как показывает это выражение, проходящая мощность уменьшается при увеличении отношения  $C_1/C_{c.a}$ , т. е. (на заданной волне) при увеличении реактивной мощности в анодном контуре. При этом уменьшается  $R_{вн}$

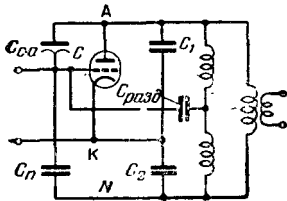


Рис. 15-32. Схема анодной нейтрализации с малым прохождением мощности.

и в соответствии с векторной диаграммой (рис. 15-30) уменьшается фазовый сдвиг и активная составляющая  $I_I$ . На длинных волнах условие  $C_1 > C_{c.a}$  выполняется всегда. Но на коротких и особенно на ультракоротких волнах прохождение мощности может достигнуть такой величины, которая намного превышает мощность, расходуемую на создание сеточного тока. Прохождение мощности можно считать нежелательным явлением, поскольку от возбудителя требуется повышенная мощность. С другой стороны проходящая мощность практически без потерь поступает в нагрузку генератора и складывается с мощностью, развиваемой лампой. С этой точки зрения прямое прохождение мощности полезно, так как позволяет получить в нагрузке генератора повышенную мощность.

Известен простой способ, позволяющий уменьшить прохожде-

ние. Он состоит в том, что средняя точка дополнительной катушки, включенной параллельно контуру и не связанной с нагрузкой, соединяется с сеткой через разделительный конденсатор большой емкости (рис. 15-32) [Л. 15]. При этом верхняя половина катушки образует с емкостью  $C_{c.a}$  параллельный контур, реактивное сопротивление которого получается большим, чем сопротивление емкости  $C_{c.a}$ . Такой же контур образует нижняя половина катушки с емкостью  $C_n$ .

Явление прямого или обратного прохождения мощности существует у всех схем нейтрализации, у которых анод и катод внутри лампы не являются эквипотенциальными точками относительно управляющего напряжения.

Прохождение мощности можно исключить, применяя схему, содержащую в анодной стороне Т-образное резонансное звено (рис. 15-33) [Л. 13]. Эта схема может содержать индуктивный или емкостный делитель напряжения. Т-образное звено обеспечивает точную симметрию напряжения относительно земли в точках А и N и создает короткое замыкание на катод для синфазных напряжений. Напряжение  $U_n$  получается строго противофазным по отношению к  $U_a$ , и токи  $I_{c.n}$  и  $I_{c.a}$  полностью компенсируются (рис. 15-30).

**Сеточная нейтрализация.** В схеме сеточной нейтрализации (рис. 15-25) отсутствует прохождение мощности, так как анод и катод эквипотенциальны относительно  $U_I$ . Однако, если в лампе протекает сеточный ток, балансировка моста нарушается, так как действие сеточного тока можно представить в виде некоторого эквивалентного сопротивления, шунтирующего участок сетка — катод ( $C_1$ ). (В схемах анодной нейтрализации это сопротивление шунтирует диагональ моста и нарушения баланса не вызывает.) Нарушение балансировки моста приводит к прохождению мощности [Л. 6]. Мощность, потребляемая в этом случае от возбудителя, равна:

$$P_I = P_c \frac{U_I}{2U_c} \quad (15-41)$$

Некоторая часть этой мощности

$$P_{пр} = P_c \frac{U_I}{2U_c - I} \quad (15-42)$$

проходит в анодный контур. Прохождение мощности в схеме сеточной нейтрализации можно объяснить следующим образом. С точ-

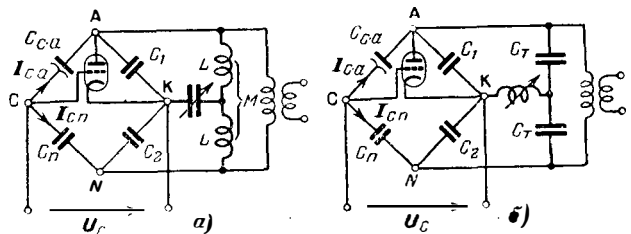


Рис. 15-33. Схемы анодной нейтрализации, содержащие Т-образные резонансные звенья.

ки зрения контура генератора пропорциональная сдвигу фазы расстройка моста сеточным током создаст на зажимах контура I напряжение, сдвинутое по фазе на 90° относительно  $U_{II}$ . При емкостном характере внутреннего сопротивления моста это напряжение создается через контур I ток, сдвинутый по фазе на 90°, т. е. синфазный или противофазный относительно  $U_I$ . Потери в сеточном плече моста вызывают переход мощности из цепи возбуждения в контур генератора; снижение потерь в плече нейтрализации вызывает переход мощности в обратном направлении.

### 15-20. НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ С ПОМОЩЬЮ ДВОЙНОГО МОСТА

Недостатки, присущие сеточной и анодной нейтрализации, можно устранить, объединив эти схемы. В результате получается схема, известная под названием двойной мост. Применяется она в двухтактных генераторах (рис. 15-34) [Л. 16].

В этой схеме емкости анод — катод и сетка — катод обеих ламп включены в различные диагонали моста, так что в схеме отсутствует как прохождение мощности, так и обратная связь. Небольшие изменения емкостей анод — катод и сетка — катод, обусловленные переменным пространственным зарядом в лампах, не оказывают влияния на балансировку моста.

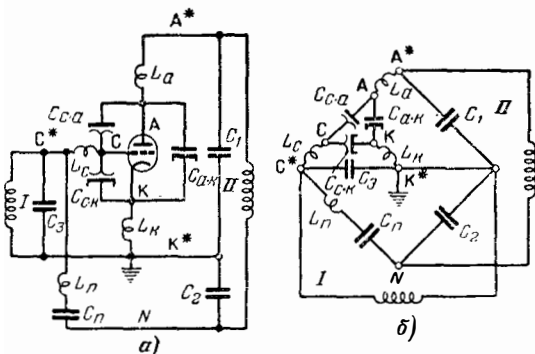


Рис. 15-35. Схема анодной нейтрализации, в которой учтены индуктивности выводов электродов лампы.

щее значение на коротких волнах, особенно в тех случаях, когда габариты лампы относительно велики. На рис. 15-35 изображена простая схема анодной нейтрализации (рис. 15-29) с учетом индуктивностей выводов. Емкость нейтрализующего конденсатора устанавливается такой, чтобы контакты сетки и катода  $C^*$  и  $K^*$  являлись эквипотенциальными точками относительно напряжения на анодном контуре II. Как показано ниже, величина оптимальной емкости нейтрализующего конденсатора зависит от частоты. Схема рис. 15-35, б) показывает, что сетка и катод внутри лампы (точки С и К) необязательно эквипотенциальны, а это означает, что в схеме имеется обратная связь. Обратная связь на коротких волнах может достигать значительной величины и приводит к самовозбуждению. Ее можно свести к нулю, если, помимо точек  $C^*$  и  $K^*$ , и точки С и К сделать эквипотенциальными. Для этого необходимо выполнить следующее условие:

$$\frac{X_{c,a}}{X_c} = \frac{X_{a,k}}{X_k} \tag{15-43}$$

или

$$\frac{C_{c,a}}{C_{a,k}} = \frac{L_k}{L_c}, \tag{15-44}$$

где

$$X_c = \omega L_c; \quad X_{c,a} = \frac{1}{\omega C_{c,a}}$$

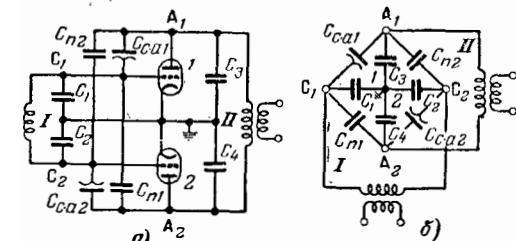


Рис. 15-34. Двойная мостовая схема нейтрализации (обратная связь отсутствует, прохождение мощности нет).

Схема двойного моста особенно удобна для работы в коротковолновом и ультракоротковолновом диапазонах, так как она позволяет получить очень малые емкости контуров, малую реактивную мощность в контурах и широкую полосу пропускания. Использование контуров с малой емкостью в одноконтурных генераторах связано с ухудшением работы нейтрализующих схем.

Балансировка двойного моста не зависит от частоты, если реактивным сопротивлением выводов электродов ламп можно пренебречь. Двойной мост удовлетворяет всем требованиям, предъявляемым к нейтрализующим схемам, и является основой всех специальных схем нейтрализации, применяемых на ультракоротких волнах.

### 15-21. ВЛИЯНИЕ ВЫВОДОВ ЭЛЕКТРОДОВ ЛАМПЫ

Индуктивность выводов, соединяющих электроды лампы с соответствующими контактами на баллоне или на доколе, имеет решаю-

Это условие выполняется на любой частоте. У коротковолновых ламп с лучистым охлаждением и с выводом сетки через боковую стенку баллона отношение  $C_{c,a}/C_{a,k}$  лежит в пределах от 3 до 5. Лампы обычно конструируются с таким расчетом, чтобы отношение  $L_k/L_c$  находилось в пределах от 4 до 6, поэтому приведенное выше условие приблизительно выполняется и практически полную нейтрализацию удается получить, вводя в схему только одну дополнительную индуктивность  $L_n$ , включенную последовательно с переменным нейтрализующим конденсатором  $C_n$  [Л. 18]. Так как емкость сетка — катод не входит в условие (15-44), то изменения этой емкости из-за пространственного заряда в лампе

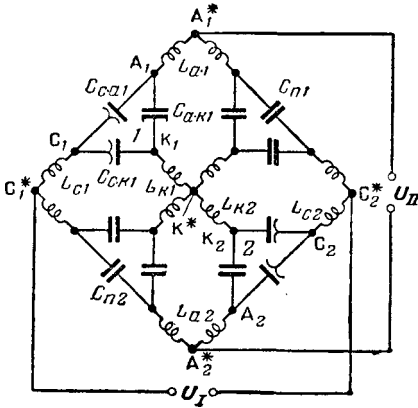


Рис. 15-36. Схема нейтрализации двухтактного каскада в общем случае.

не вносят изменений в работу схемы нейтрализации.

С другой стороны, анод и катод лампы могут быть эквипотенциальными относительно напряжения  $U_1$  (одновременно с точками  $A^*$  и  $K^*$ ) только в том случае, если выполняется условие

$$\frac{L_a}{L_k} = \frac{C_{с.к}}{C_{с.а}} \quad (15-45)$$

При этом будет отсутствовать прохождение мощности, а изменения емкости анод — катод, происходящие из-за изменений пространственного заряда, не будут приводить к значительной расстройке схемы [Л. 19]. Если выполняются оба условия, то

$$L_a : L_c : L_k = C_{с.к} : C_{а.к} : C_{с.а} \quad (15-46)$$

В этом общем случае для получения точной, частотно-независимой нейтрализации необходимо, чтобы схема содержала не только емкости, равные трем междуэлектродным емкостям, но и индуктивности, равные индуктивностям выводов электродов [Л. 20] (рис. 15-36).

У ламп с наружным анодом емкость между анодом и катодом обычно очень мала. Так как индуктивность  $L_c$  задана, то индуктивности  $L_a$  и  $L_k$  должны быть искусственно увеличены. Увеличивать индуктивности нежелательно, ибо индуктивность  $L_a$  можно легко свести к нулю, применив специальную конструкцию конденсатора анодного контура. Но в этом случае даже при точной настройке схемы нейтрализации все же остается некоторая положительная обратная связь. Например, в генераторе, собранном на 20-киловаттной лампе (рис. 15-6), при тщательно выполненной схеме нейтрализации положительная обратная связь составляет 12% на частоте 20 Мгц. Чтобы не было самовозбуждения, величина обратной связи при снятой нагрузке не должна превышать величины проицаемости лампы. Все же оказывается, что без применения специальных мер [Л. 20] невозможно получить устойчивую работу таких ламп на частотах порядка 20 Мгц. Даже применение специальных монтажных схем для снижения емкости и индуктивности сеточного вывода не дало доста-

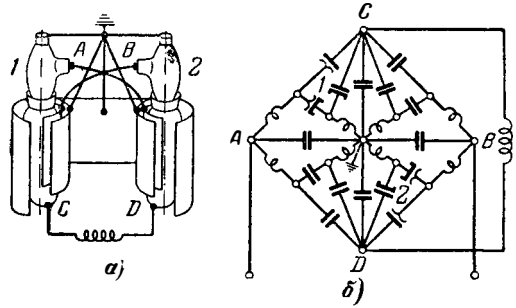


Рис. 15-37. Выполнение двухтактной нейтрализующей схемы, в которой компенсируются распределенные параметры электродов ламп.

точной стабильности. Только повышение проицаемости такой лампы до 5% (изменением конструкции) в сочетании со сложной схемой нейтрализации позволило получить надежную работу генератора на частотах до 30 Мгц.

Размеры электродов мощных генераторных ламп довольно велики; например, сетка 20-киловаттной лампы имеет длину около 35 и диаметр около 3 см. В диапазоне у. к. в. анод и сетку лампы можно рассматривать как отрезок коаксиальной линии. При длине волны 6 м динамическая емкость коаксиального конденсатора, образованного сеткой и анодом, получается на 5% меньше, чем статическая емкость  $C_{с.а}$  у этой же лампы. Если не приняты специальные меры, балансировка нейтрализующего моста будет нарушаться при изменении рабочей частоты. Чтобы этого не произошло, нейтрализующий конденсатор должен также обладать свойствами отрезка линии и иметь то же отношение  $L/C$ , т. е. его пластины должны иметь такую же длину, как длина электродов лампы [Л. 21]. Это условие можно легко выполнить, применив конструкцию, схематически изображенную на рис. 15-37. На этом же рисунке приведена принципиальная схема нейтрализующего моста. Такая конструкция дает надежную частотно-независимую нейтрализацию на коротких волнах вплоть до 11 м.

### 15-22. ЛАМПЫ С КООКСИАЛЬНЫМИ ВЫВОДАМИ КАТОДА И СЕТКИ

Ниже рассматриваются лампы большой мощности с водяным охлаждением, у которых сетка и катод имеют коаксиальный вывод через боковую стенку стеклянной головки. Другой вывод катода располагается в боковой стенке головки по другую сторону от вывода сетки. Выводы, сделанные таким образом, дают возможность резко повысить собственную частоту сеточной цепи [Л. 22]. Такие лампы могут развивать большую мощность даже в диапазоне у. к. в.

Переменная составляющая катодного тока протекает только по тому выводу катода, который выведен вместе с выводом сетки, так как последовательно с другим выводом катода включен высокочастотный дроссель. Действие коаксиального вывода сетки основывается на тех же принципах, которые лежат в ос-



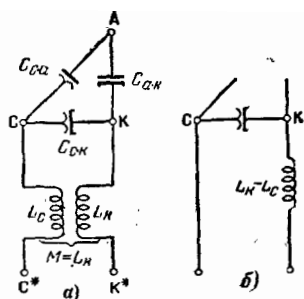


Рис. 15-38. Магнитная связь между выводами сетки и катода.

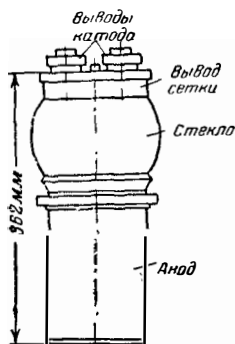


Рис. 15-39. Внешний вид 100-киловаттной генераторной лампы с кольцевым выводом сетки.

нове симметрирующих и трансформирующих устройств (т. 1, § 6-17 и 6-18). В обычных лампах ток обратной связи, протекающий через емкость  $C_{с.а}$ , создает напряжение на индуктивности сеточного вывода  $L_c$ . Это напряжение находится в фазе с напряжением возбуждения и может привести к появлению паразитной генерации. В лампах с коаксиальным выводом взаимная индуктивность между выводами сетки и катода  $M$  равна индуктивности вывода сетки  $L_c$  (рис. 15-38,а) (вывод сетки является внешним проводом, а вывод катода — внутренним). Благодаря этому на обоих выводах создается одинаковое напряжение и напряжение обратной связи между точками С и К получается равным нулю. Собственная частота сеточной цепи определяется действующей индуктивностью коаксиального вывода, которая равна  $L_K - L_C$  (рис. 15-38,б).

Недостатком коаксиальной конструкции выводов следует считать то, что для получения частотно-независимой нейтрализации нужно применять совершенно идентичные лампы или, в крайнем случае лампы, взятые из одной партии. Если лампы имеют различную взаимную индуктивность между выводами, работа нейтрализующей схемы ухудшается, а произвести соответствующую компенсацию в простой схеме, использующей монтажную емкость анодов ламп (рис. 15-37), невозможно.

**Лампы с кольцевыми выводами электродов.** Современная электровакуумная технология позволяет осуществить надежную сварку стеклянных цилиндров большого диаметра с металлическими шайбами, что дает возможность сконструировать генераторные лампы, в которых почти полностью устранены явления, затрудняющие нейтрализацию. На рис. 15-39 показан внешний вид такой мощной генераторной лампы с водяным охлаждением. Торец сетки снабжен металлическим кольцом, которое приварено к стеклянному цилиндру. Основание кольца закрыто диском, сквозь который выведены клеммы катода. Такая конструкция имеет следующие преимущества:

1) большая механическая прочность и высокая точность сборки позволяет получить малые расстояния между электродами и большую крутизну;

2) малые размеры и применение мощного катода из торированного вольфрама дают возможность сильно уменьшить габариты лам-

пы и повысить собственную частоту сеточной цепи;

3) большой диаметр сеточного контакта позволяет пропускать большие токи, что необходимо при использовании лампы в диапазоне у. к. в.;

4) управляющая сетка обладает хорошим экранирующим действием, что очень важно при работе в схеме с заземленной сеткой.

Лампа такой конструкции при мощности 100 квт имеет высоту всего около 400 мм и при ослабленном режиме может работать на частотах до 100 Мгц.

### 15-23. СХЕМА С ЗАЗЕМЛЕННОЙ СЕТКОЙ

В этой схеме точкой нулевого потенциала является сетка. Управляющее напряжение действует между сеткой и катодом, а между сеткой и анодом включено сопротивление нагрузки (рис. 15-40). Как показано на рис. 15-40,б, входной и выходной контуры связаны между собой емкостью анод — катод  $C_{а.к}$ . При точной настройке анодного контура к сопротивлению нагрузки  $R_a$  приложена сумма напряжений  $U_a$  и  $U_c$ , как это наглядно изображено на рис. 15-40,в. Мощность, отдаваемая лампой в нагрузку, равна  $0,5 U_a I_{a1}$ , а мощность, расходуемая в нагрузке, составляет  $0,5(U_a + U_c) I_{a1}$ , так что некоторая часть выходной мощности, равная  $0,5 U_c I_{a1}$ , обеспечивается возбудителем. Прямое прохождение мощности является характерной особенностью схемы с заземленной сеткой и принципиально неустранимо, в то время как в схеме с заземленным катодом оно обычно является следствием нежелательных явлений и подлежит устранению (§ 15-19). Возбудитель для схемы с заземленной сеткой должен отдавать повышенную мощность, и если в каскаде с заземленной сеткой производится анодная модуляция, то возбудитель также модулируется.

Емкость анод — катод, которая связывает входной контур с выходным, может быть нейтрализована точно так же, как нейтрализуется анодно-сеточная емкость в генераторах с заземленным катодом (применением удлиненного контура и введением нейтрализующей емкости, см. рис. 15-25, 15-29 и 15-34). Однако достоинством схемы с заземленной сеткой является то, что нейтрализация при ней не

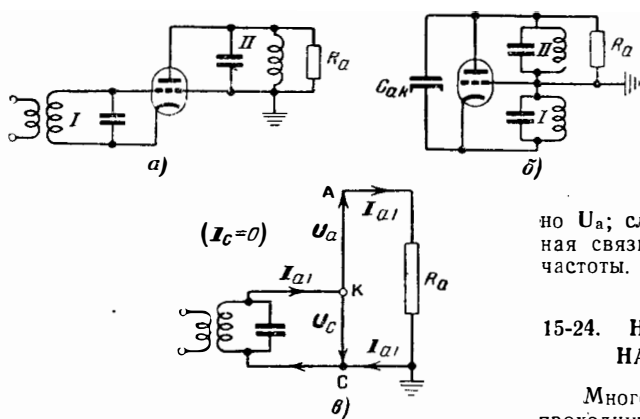


Рис. 15-40. Схема с заземленной сеткой.

обязательна, так как емкость  $C_{a,k}$  при специальной конструкции управляющей сетки получается очень малой. Управляющая сетка соединяется с коническим экраном, который приваривается к стеклу и соединяется с кольцеобразным выводом, а с другой стороны закрывается специальным колпачком (§ 15-22). При такой конструкции величина  $C_{a,k}$  получается тем меньшей, чем меньше проницаемость лампы; обе эти величины тесно связаны между собой (§ 12-12). При малой проницаемости (и при большом  $R_a$ ) самовозбуждение в схеме может наступить легко, так как для этого достаточно, чтобы лишь соответствующая проницаемости лампы часть напряжения на аноде попадала на сетку в противофазе. Однако с уменьшением проницаемости уменьшается и емкость  $C_{a,k}$ . Поэтому лампы с малой проницаемостью (1—2%) могут устойчиво работать в схемах с заземленной сеткой на коротких и ультракоротких волнах; в этих схемах нет необходимости применять лампы с повышенной проницаемостью для обеспечения устойчивости против самовозбуждения (§ 15-21).

Для полного устранения обратного действия в схемах с заземленной сеткой применяют весьма простую схему нейтрализации, в которой последовательно с выводом сетки включается небольшая нейтрализующая индуктивность (рис. 15-41). Напряжение  $U_{II}$  вызывает ток обратной связи, который протекает через  $C_{a,k}$  во входной контур. Величина тока определяется амплитудой напряжения на аноде  $U_a$  и величиной  $C_{a,k}$  (при замкнутом накоротко контуре  $I$ ). Кроме того, напряжение  $U_{II}$  вызывает гораздо более сильный ток через емкость  $C_{c,a}$  и  $L$ , который создает на индук-

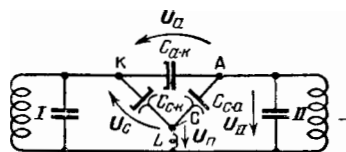


Рис. 15-41. Нейтрализация схемы с заземленной сеткой посредством индуктивности, включенной в цепь сетки.

тивности  $L$  небольшое противофазное напряжение  $U_n$ . Это напряжение вызывает ток, который протекает через  $C_{c,k}$  в первый контур и при надлежащем выборе величины  $L$  нейтрализует обратное действие. Нейтрализующее напряжение на индуктивности  $L$  противофазно относительно  $U_a$ ; следовательно, в схеме имеется обратная связь. Нейтрализация сильно зависит от частоты.

## 15-24. НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ГЕНЕРАТОРОВ НА ТЕТРОДАХ И ПЕНТОДАХ

Многосеточные лампы имеют очень малую проходную емкость. Тем не менее в некоторых мощных тетрадах все же проявляется вредное влияние проходной емкости, что заставляет применять нейтрализацию. Нейтрализация может производиться любым из описанных выше способов. При использовании обычных схем емкость нейтрализующего конденсатора получается очень малой и это создает трудности при его конструктивном выполнении. Поэтому полезно применять такое частичное включение контуров, при котором противофазное напряжение составляет 20—30% напряжения на аноде. При этом емкость нейтрализующего конденсатора увеличивается.

Из анодной цепи в экранирующую сетку через емкость  $C_{a,a}$  проходит ток, который вызывает на ней переменное напряжение и нарушает экранировку. Экранировку можно улучшить, применив нейтрализацию экранирующей сетки [Л. 23]. На рис. 15-42 показаны

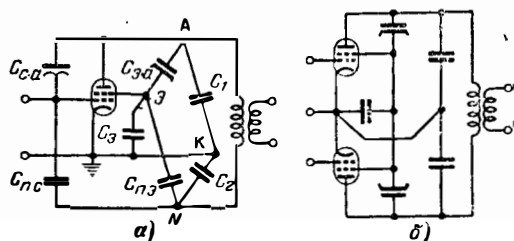


Рис. 15-42. Схемы нейтрализации экранирующей сетки.

соответствующие схемы для однотактного и двухтактного каскадов. В двухтактной схеме роль нейтрализующего конденсатора для одной лампы выполняет емкость анод — экранирующая сетка другой лампы; схема не содержит дополнительных деталей.

Нейтрализацию управляющей сетки также можно осуществить с помощью схемы, в которой отсутствуют какие-либо специальные нейтрализующие конденсаторы (рис. 15-43) [Л. 24]. На экранирующую сетку подается напряжение, сдвинутое на  $180^\circ$  относительно напряжения на аноде. Величина этого напряжения выбирается таким образом, чтобы оно, действуя на управляющую сетку через емкость  $C_{c,a}$ , компенсировало действие проход-

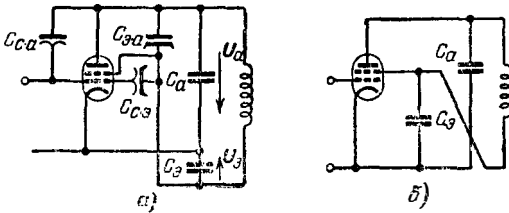


Рис. 15-43. Схема нейтрализации генератора на тетроде, в которой на экранирующую сетку подается небольшое напряжение, противофазное напряжению на аноде.

ной емкости  $C_{a.c}$ . Нейтрализация получается полной, если соблюдается условие

$$\frac{U_a}{U_g} = \frac{X_{c.a}}{X_{c.g}} \quad (15-47)$$

Поскольку через  $C_a$  и  $C_g$  протекает один и тот же ток, это условие может быть выражено проще:

$$\frac{C_a}{C_g} = \frac{C_{c.a}}{C_{c.g}} \quad (15-48)$$

В схеме на рис. 15-42,а можно получить эффект нейтрализации и без нейтрализующего конденсатора, если исключить емкостную блокировку экрана на катод и выбрать величины емкостей схемы таким образом, чтобы на экранирующей сетке действовало противофазное напряжение определенной величины. Существуют схемы сеточной нейтрализации, основанные на этих же принципах.

До сих пор предполагалось, что индуктивность вывода экранирующей сетки пренебрежимо мала. Между тем при работе на коротких волнах это справедливо только в том случае, если экранирующая сетка имеет кольцевой вывод. Ток, проходящий через емкость между анодом и экранирующей сеткой создает на индуктивном сопротивлении вывода напряжение, возрастающее с квадратом частоты, фаза которого повернута на  $180^\circ$  относительно напряжения на аноде. Это напряжение действует таким же образом, как и в схеме рис. 15-43. Так как величина этого напряжения возрастает пропорционально квадрату частоты, то на некоторой частоте  $\omega_n$  получается самонейтрализация, несмотря на то, что в схеме отсутствуют нейтрализующие элементы в явном виде (рис. 15-44); самонейтрализация сильно зависит от частоты. Включением последовательного с выводом экранной сетки дополнительного реактивного сопротивления можно изменять частоту самонейтрализации.

Все сказанное относится в равной мере и к пентодам с той лишь разницей, что они обладают гораздо лучшей экранировкой и поэтому в подавляющем большинстве случаев используются без нейтрализации. Действие индуктивности вывода защитной сетки проявляется в основном так же, как и действие вывода экранирующей сетки. Однако индуктивность вывода защитной сетки обычно бывает очень малой, так как она присоединяется к катоду внутри баллона.

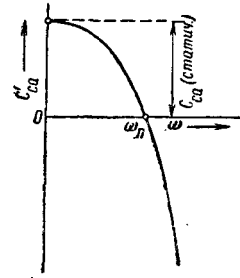


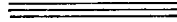
Рис. 15-44. Зависимость величины эффективной проходной емкости от частоты в многосеточной лампе, обусловленная индуктивностью вывода экранирующей сетки.

**Тетроды и пентоды с кольцевым выводом экранирующей сетки.** Современная электровакуумная технология дает возможность значительно улучшить качество многосеточных генераторных ламп применением кольцевых выводов. Эта конструкция позволяет существенно снизить собственную длину волны экранирующей сетки и обеспечить устойчивую работу лампы без нейтрализации в схеме с общим катодом. Схема с общим катодом обладает малым прохождением мощности по сравнению со схемой с общей сеткой, поэтому она имеет более высокий коэффициент усиления по мощности и требует меньшей мощности возбуждения. Вывод анода в таких лампах также имеет большое сечение и допускает большие анодные токи; лампы могут работать в диапазоне у. к. в. при сравнительно высоких напряжениях и отдавать повышенную мощность.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Barkhausen H., Lehrbuch der Elektronenröhren und ihrer technischen Anwendungen, 2. Aufl., Leipzig, 1933.
2. Möller H. G., Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen, 3. Aufl., Braunschweig, 1929.
3. Rothe H., Kleen W., Elektronenröhren als End- und Senderverstärker, 4. Leipzig, 1940.
4. Meinke H., Das Elektron, 1947, 1, 127—134.
5. Kanberg H., Funk u. Ton, 1948, 2, 140—149, 193—207, 227—243.
6. Buschbeck W., Grundlagen der Neutralisation, диссертация, München, 1942.
7. Buschbeck W., Die Fernsehendung, b: Schröter F., Das Fernsehen, Berlin, 1937, 141—167.
8. Rothe H., Kleen W., Elektronenröhren als Anfangsstufenverstärker, 2. Aufl., Leipzig, 1944.
9. DRP. 448. 209, 11. 11. 1924, W. Kummerer, Telefunken.
10. DRP. 303. 342, 18. 1. 1917, Pohlmann, S. & H.
11. USPat. 1450080, 7. 8. 1919; USPat. 1489228, 28. 12. 1920; USPat. 1533858, 28. 12. 1923 B. A. Hazeltine.
12. USPat. 1334118, 31. 7. 1917; C. W. Rice; DRP. 427862, 17. 7. 1924; Marconi; DRP. 448063, 23. 4. 1925; W. Kummerer, Telefunken.

13. DRP. 764765, 5. 3. 1937; W. Buschbeck, Telefunken.
14. USPat. 1582470, 24. 4. 1925; Horle; USPat. 1946662, 4, 1923, USPat. 1724819. 2. 6. 1925; USPat. 1747045, 14. 7. 1925, Ballantine.
15. DRP. 678648. 24. 4. 1936; W. Buschbeck, Telefunken.
16. USPat. 1560332, 3. 7. 1924, Ballantine.
17. DRP. 658450, 23. 10, 1935; W. Buschbeck, Telefunken.
18. DRP. 509165, 7.3.1928, Marconi.
19. DRP. 651745, 13.9.1935, Buschbeck W., Prost H., Telefunken.
20. DRP. 640869, 11.8, 1931, Buschbeck W., Telefunken.
21. DRP. 659714, 20.8. 1932; USPat. 2002216; RCA; Buschbeck W; Telefunken.
22. Brit. Pat. 359041; Franz. Pat. 783034.
23. DRP. 583865, 1.3. 1932; Buschbeck W., Telefunken.
24. DRP. 494096, 19.8. 1925; Koormans, Telefunken.
25. Rothe H., Kleen W., Elektronenröhren als Swingungserzeuger und Gleichrichter Leipzig, 1941.
26. Модель З. И., Вопросы построения мощных радиостанций, Госэнергоиздат, 1947.
27. Справочник по радиотехнике, под ред. Смиренина Б. А., Госэнергоиздат, 1950, гл. 6.
28. Гоноровский И. С., Основы радиотехники, Связьиздат, 1957, гл. 11.



## РАЗДЕЛ 16

# ДЕТЕКТИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ

### Общие сведения

#### 16-1. ДИОДНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ В ПРИЕМНИКЕ

В составе каждого приемника модулированных колебаний в. ч. должен быть элемент, выделяющий из модулированного колебания напряжение н. ч., воспроизводящее напряжение модуляции передатчика. Таким элементом является детектор. В приемниках частотно-модулированных (ЧМ) колебаний этому детектору предшествует устройство, служащее для преобразования ЧМ колебания в колебание, модулированное одновременно по амплитуде и по фазе (§ 21-61—21-67).

Детектором может служить любой прибор с односторонней проводимостью. В идеале сопротивление такого прибора в одном (прямом) направлении равно нулю, а в противоположном (обратном) — бесконечности. Детектор тем совершеннее, чем меньше его прямое сопротивление и чем больше обратное. Для вакуумных диодов обратное сопротивление можно обычно считать равным бесконечности. Прямое сопротивление таких диодов находится в пределах от 200 Ом до нескольких килоом, причем первое значение соответствует весьма малому расстоянию между электродами диода и сравнительно большой действующей поверхности катода. Применяемые в приемниках полупроводниковые диоды обладают еще более низкими значениями прямого сопротивления (§ 11-18—11-20). Вместе с тем их обратные сопротивления не столь велики, как у вакуумных диодов, и эту величину необходимо учитывать при проектировании схемы.

**Схемы включения.** В схеме с последовательным включением детектора и омического сопротивления (рис. 16-1) при синусоидальном напряжении сигнала протекает ток в виде полуволн одной полярности (рис. 16-2). Кривая мгновенных значений напряжения на нагрузке

повторяет кривую формы тока. При идеальном детекторе среднее значение выпрямленного напряжения равно  $\frac{1}{\pi}$  амплитуды переменного напряжения сигнала.

Применение блокировочного конденсатора (рис. 16-3) повышает выпрямленное напряжение почти до величины амплитуды входного переменного напряжения; одновременно конденсатор снижает пульсации напряжения на нагрузке. Поэтому конденсатор почти всегда применяется в схемах детектирования. Емкость  $C$  блокировочного конденсатора выбирается так, чтобы он представлял собою практически короткое замыкание для выпрямляемой высокой частоты, но на наивысшей частоте модуляции  $\Omega$  имел бы сопротивление по возможности большое сравнительно с сопротивлением  $R_H$  омической нагрузки:

$$\frac{1}{\omega R_H} > C > \frac{10}{\Omega R_H}. \quad (16-1)$$

В тех случаях, когда наивысшая частота модуляции получается одного порядка с несущей частотой сигнала или вообще превышает 100 кГц, выбор оптимального значения емкости блокировочного конденсатора становится затруднительным. При этом целесообразно применять двухтактные схемы (например, рис. 16-4) для разделения частот модуляции и несущей [Л. 32]. Подобные схемы пригодны, например, для детектирования высокочастотных импульсов очень малой длительности и чисто шумовых напряжений.

Схема детектирования, изображенная на рис. 16-3, носит название «последовательной»,

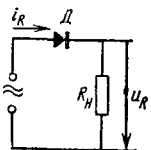


Рис. 16-1. Простейшая схема детекторного каскада.



Рис. 16-2. Зависимость тока и напряжения от времени в схеме рис. 16-1.

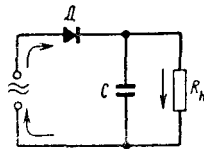


Рис. 16-3. Детекторный каскад с блокировочным конденсатором; последовательная схема.

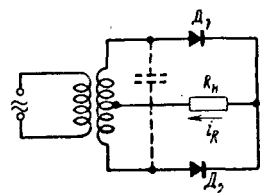


Рис. 16-4. Двухтактная схема детектирования шумовых и импульсных напряжений.

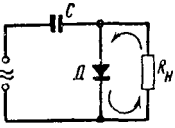


Рис. 16-5. Детекторный каскад с блокировочным конденсатором; параллельная схема.

поскольку по отношению к источнику напряжения детектор и нагрузка включены последовательно. Выпрямленный ток при этом целиком проходит через источник напряжения и последний должен обладать малым сопротивлением для постоянного тока и тока н. ч. Иначе обстоит дело при «параллельной» схеме (рис. 16-5). Здесь напряжение источника целиком прикладывается к нагрузке. При необходимости устранения этого применяют фильтр нижних частот (рис. 16-6), образуемый сопротивлением  $R_{\Phi}$  и конденсатором  $C_{\Phi}$ .

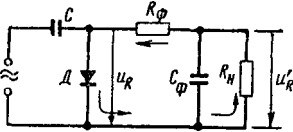


Рис. 16-6. Параллельная схема с фильтром нижних частот.

В этом случае источник напряжения нагружен, помимо диода, сопротивлением  $R_{\Phi}$  и часто оказывается более целесообразным вместо  $R_{\Phi}$  включать высокочастотный дроссель. Падение напряжения н. ч. на дросселе получается меньше, чем на активном сопротивлении, при той же степени фильтрации напряжения в. ч.

**16-2. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ПРИ НАЛИЧИИ БЛОКИРОВОЧНОГО КОНДЕНСАТОРА**

**Установившийся режим.** На рис. 16-7,а изображено синусоидальное напряжение  $u_{в.ч.}$ , действующее на входе детекторного каскада, схема которого представлена на рис. 16-3. Линия  $u_R$  показывает мгновенное значение напряжения на блокировочном конденсаторе. При очень большом значении  $C$  эта кривая становится горизонтальной прямой; по мере снижения  $C$  увеличивается «волнистость» кривой и снижается среднее значение этого напряжения. На рис. 16-7,б показана кривая тока детектора (вакуумный диод с накаливаемым катодом — см. § 12-13). Ток протекает только в те интервалы времени, когда  $u_{в.ч.} > u_R$ .

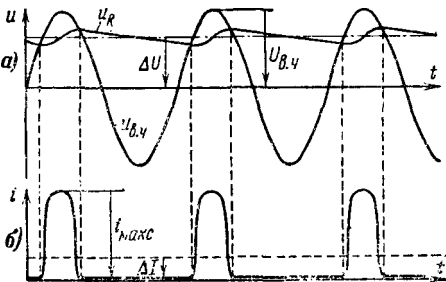


Рис. 16-7. Детекторный каскад с блокировочным конденсатором. а — кривая изменения напряжения; б — кривая изменения тока.

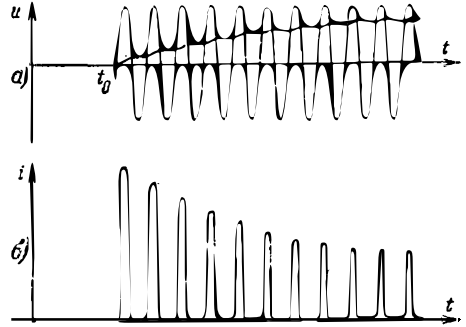


Рис. 16-8. Детекторный каскад с блокировочным конденсатором при включении переменного напряжения. а — кривая изменения напряжения; б — кривая изменения тока.

**Переходный режим (включение и выключение).** На рис. 16-8,а и б изображены кривые напряжений и тока для случая включения напряжения в момент  $t_0$ . Длительность первого импульса выпрямленного тока почти равна половине периода, а максимальное значение этого импульса во много раз превышает импульсы тока в установившемся режиме; последующие импульсы тока постепенно приближаются к установившемуся значению.

Процессы, происходящие при выключении напряжения в. ч., изображены на рис. 16-9,а и б. Импульсы тока прекращаются при выключении входного напряжения, а выпрямленное напряжение спадает по экспоненциальному закону.

**Синусоидальная модуляция.** На рис. 16-10,а и б изображены зависимости напряжений и тока от времени при синусоидальной модуляции сигнала и при нормальном режиме работы. На рис. 16-11,а и б даны те же процессы при большом коэффициенте модуляции, когда могут появиться искажения формы кривой выпрямленного напряжения, если постоянная времени  $CR_{н}$  велика для данной частоты модуляции. В те интервалы времени, когда амплитуда напряжения в. ч. не достигает величины выпрямленного напряжения  $u_R$ , импульсы тока отсутствуют. Граничное условие перехода к этому режиму работы определяется формулой

$$CR_{н} = \frac{\sqrt{1 - m^2}}{2\pi Fm}, \tag{16-2}$$

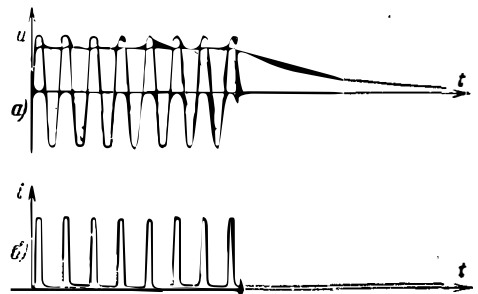


Рис. 16-9. Детекторный каскад с блокировочным конденсатором при выключении переменного напряжения. а — кривая изменения напряжения; б — кривая изменения тока.

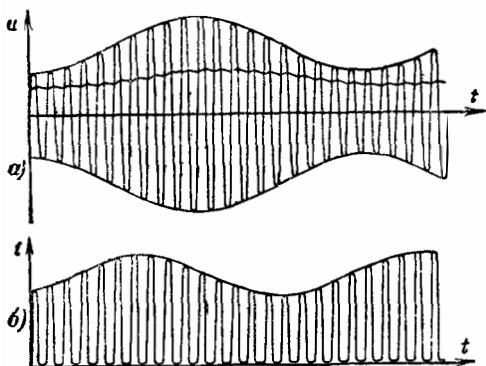


Рис. 16-10. Детекторный каскад с блокировочным конденсатором; поступают модулированные колебания с низкой частотой модуляции. а — кривая изменения напряжения; б — кривая изменения тока.

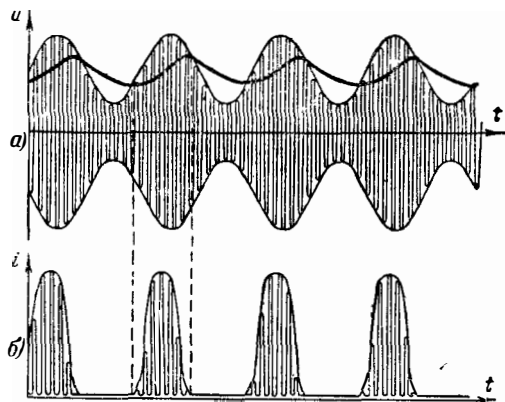


Рис. 16-11. Детекторный каскад с блокировочным конденсатором; поступают модулированные колебания с высокой частотой модуляции. а — кривая изменения напряжения; б — кривая изменения тока.

где  $F$  — частота модуляции;  $m$  — коэффициент модуляции [Л. 1а]. Небольшие искажения формы колебаний (нелинейные искажения) получаются уже до достижения этого условия [Л. 23, 29, 31, 32].

### 16-3. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ МАЛЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В. Ч.

Описанный выше режим работы (рис. 16-7—16-11) имеет место при сравнительно большом напряжении сигнала, порядка нескольких вольт, когда резко различаются фазы прохождения и запирания тока через диод. В действительности не существует детекторов, у которых характеристика выпрямления имеет резкий изгиб при нулевом напряжении. Переход статической характеристики из области запирания тока в область прохождения происходит более или менее плавно. При нулевом напряжении на аноде диода с накаленным катодом ток анода больше нуля, и только при некотором небольшом отрицательном напряжении  $u_0$  (§ 12-9), так назы-

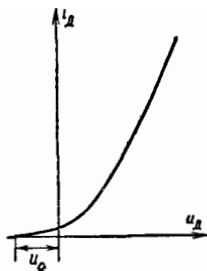


Рис. 16-12. Начальный участок характеристики вакуумного диода.

ваемом напряжении запирания, ток становится пренебрежимо малым; в этой области изгиба (от нуля до напряжения запирания) зависимость тока от напряжения имеет экспоненциальный характер (рис. 16-12).

Очень малые напряжения высокой частоты, соответствующие очень малому участку изгиба характеристики, практически почти не выпрямляются. Поэтому раньше считали, что выпрямление начинается лишь при напряжениях сигнала, превосходящих некоторую предельную величину (порог детектирования). Точный анализ показывает, что отношение  $\Delta U/U_{в.ч.}$  ( $\Delta U$  — среднее значение выпрямленного напряжения) при малых входных напряжениях нарастает пропорционально  $U_{в.ч.}$ , а при больших напряжениях — примерно постоянно. Это значит, что выпрямленное напряжение при малых напряжениях в. ч. пропорционально квадрату  $U_{в.ч.}$ , а при больших — приблизительно пропорционально  $U_{в.ч.}$  Между указанными областями находится некоторая промежуточная область. В некоторых случаях, например при работе полупроводникового диода на очень небольшое сопротивление нагрузки, в этой промежуточной области могут получаться зависимости от  $U_{в.ч.}$  более высокого порядка, чем второго. Для характеристики указанных областей служат графики  $\Delta U/U_{в.ч.} = f(U_{в.ч.})$ , рис. 16-13. В области квадратичного детектирования характеристика нарастает линейно, а при больших напряжениях, т. е. при линейном детектировании, она близка к горизонтали. Точка пересечения  $S$  продолжений указанных ветвей характеристики определяет величину порогового напряжения  $U_S$ , ниже которого коэффициент передачи детектора быстро уменьшается. Крутизна восходящей ветви кривой коэффициента передачи при высокоомной нагрузке падает с повышением входного напряжения. В отличие от этого при низкоомной нагрузке при

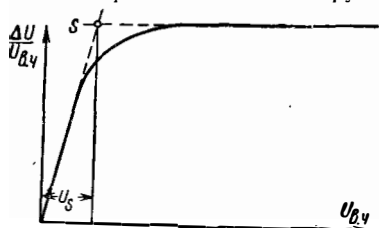


Рис. 16-13. Зависимость коэффициента передачи детекторного каскада с вакуумным диодом от амплитуды напряжения в. ч.

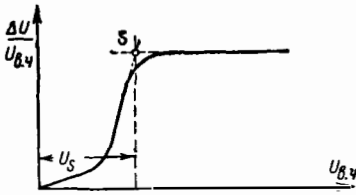


рис. 16-14. Зависимость коэффициента передачи детекторного каскада с полупроводниковым диодом от амплитуды напряжения в. ч. при низкоомной нагрузке.

повышении входного напряжения сначала крутизна нарастает, а затем кривая переходит в горизонтальную прямую (рис. 16-14). Такой эффект обычно имеет место в схемах с полупроводниковыми диодами.

Для радиоприемных устройств наибольшее значение имеет область линейного детектирования, так как при нелинейной зависимости  $\Delta U$  от  $U_{в.ч}$  получаются искажения модуляции. Помимо основной частоты модуляции (первая гармоника), появляются высшие гармоники, в первую очередь — вторая. При квадратичном детектировании приближенно

$$\frac{U_{н.ч2}}{U_{н.ч1}} = k_2 \approx \frac{m}{4}, \quad (16-3)$$

где  $U_{н.ч1}$  — амплитуда первой, а  $U_{н.ч2}$  — амплитуда второй гармоники,  $k_2$  — коэффициент нелинейных искажений по второй гармонике. При 80%-ной модуляции  $k_2 \approx 20\%$ . При высоких требованиях в отношении качества воспроизведения усиление до детектора должно быть настолько большим, чтобы даже при наибольшей глубине модуляции амплитуда сигнала в. ч. не падала ниже указанного порогового напряжения. Простейшие «одноконтурные» приемники работают почти всегда в режиме квадратичного детектирования. Однако применение регенеративного каскада в этом случае приводит к снижению коэффициента модуляции, в особенности на средних и высоких модулирующих частотах, в силу чего искажения несколько уменьшаются.

При детектировании весьма слабых сигналов ( $U_{в.ч} \leq 0,05$  в) выпрямленное напряжение мало сравнительно с  $U_{в.ч}$ . Это означает, что блокировочный конденсатор не повышает выпрямленное напряжение, о чем говорилось выше, и выпрямленное напряжение определяется просто падением напряжения за счет протекания выпрямленного тока  $\Delta I$  на параллельном соедине-

нии  $R_d$  и  $R_n$ , где  $R_d = \frac{1}{\sigma i_d / \sigma u_d}$  — сопротивление диода в рабочей точке А (рис. 16-15). Если статическая характеристика диода выражается формулой

$$i_d = a + bu_d + cu_d^2, \quad (16-4)$$

то

$$\Delta I = \frac{c}{2} U_{в.ч}^2 \quad (16-5)$$

и

$$\Delta U = \frac{\frac{c}{2} U_{в.ч}^2}{b + \frac{1}{R_n}} \quad (16-6)$$

Для начального участка характеристики вакуумного диода с оксидным накалившимся катодом

$$i_d = \frac{|u'|}{R_n} \exp \frac{u_d - u'}{u_T}, \quad (16-7)$$

где

$$u' = (-0,3) \div (-0,7) \text{ в}$$

— напряжение запирания после нескольких часов работы (диапазон разброса для новых ламп еще больше);  $u_T \approx 0,1$  в (§ 12-9). При этом

$$\Delta U = \frac{\frac{|u'|}{u_T^2} U_{в.ч}^2}{4R_n \left( \frac{|u'|}{u_T R_n} + \frac{1}{R_n} \right)}$$

или

$$\Delta U [\text{в}] = \frac{2,5 U_{в.ч}^2 [\text{в}^2]}{1 + 0,1 |u'| [\text{в}]}. \quad (16-8)$$

Для указанного выше разброса напряжений запирания

$$\Delta U [\text{в}] = (1,88 \div 2,19) U_{в.ч}^2 [\text{в}^2].$$

В среднем

$$u' = -0,5 \text{ в}$$

$$\Delta U [\text{в}] = 2,09 U_{в.ч}^2 [\text{в}^2].$$

Для германиевых диодов при равных значениях  $U_{в.ч}$  получаются по крайней мере вдвое более высокие выпрямленные напряжения.

#### 16-4. НАПРЯЖЕНИЯ И ТОКИ ПРИ ВЫПРЯМЛЕНИИ БОЛЬШИХ НАПРЯЖЕНИЙ В. Ч.

В отличие от выпрямителей, применяемых в схемах сетевого электропитания, в схемах детектирования колебаний в. ч. обычно не рассматривают пульсаций выпрямленного напряжения вследствие их малости. При таком предположении можно для заданного напряжения в. ч. и заданных элементов схемы легко рассчитать все остальные величины, если известна статическая характеристика детектора, выраженная аналитически. Для вакуум-

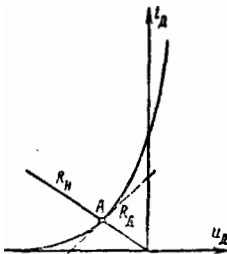


рис. 16-15. Начальный участок характеристики диода и нагрузочная прямая.



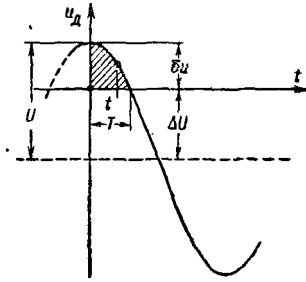


Рис. 16-16. Зависимость напряжения на диоде от времени для детекторного каскада с блокировочным конденсатором.

ных диодов с накаливаемым катодом при  $u_d > 1$  в

$$i_d = K u_d^{3/2},$$

где  $K$  — постоянная (§ 12-10), зависящая от геометрических размеров;  $u_d$  — мгновенное значение напряжения на диоде;  $i_d$  — мгновенный ток диода. Для полупроводниковых диодов в общем случае нельзя дать простое аналитическое выражение. В каждом конкретном случае аналитическое представление такой характеристики возможно, но лишь с грубым приближением, если применить, например, известные интерполяционные формулы Ньютона, Стирлинга или Бесселя [Л. 2].

Напряжение в ч. принимают при расчете чисто синусоидальным. В радиоприемных устройствах это допущение почти всегда обосновано. При большом содержании высших гармоник в напряжении в ч. расчет значительно усложняется [Л. 11, 32]. Зависимости напряжения в ч. и выпрямленного напряжения  $\Delta U$  от времени показаны на рис. 16-16. Пользуясь обозначениями этого рисунка, находим:

$$u_d = U \cos \omega t - \Delta U. \quad (16-9)$$

Для статической характеристики диода вида

$$i_d = K u_d^{3/2},$$

всегда справедливой с хорошим приближением для  $u_d \geq 1$  в, можно, заменяя верхнюю часть косинусоиды отрезком параболы, при  $\delta u/U \leq \leq 0,3$  найти

$$\delta u = \frac{U}{0,515 \sqrt[3]{U \sqrt{KR_H}} + 0,5} \quad (16-10)$$

[Л. 3а]. Эта формула дает величину потери напряжения при выпрямлении. Следует заметить, что условие

$$u_d \geq 1 \text{ в}$$

выполняется лишь для весьма больших напряжений  $U$ .

Аналогичные формулы получаются для линейно-ломаной статической характеристики диода

$$i_d = \frac{1}{R_i} u_d \text{ (при } u_d > 0)$$

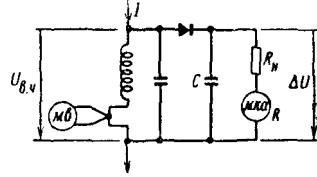


Рис. 16-17. Схема измерения коэффициента передачи диодного детектора.

и для односторонней параболической статической характеристики  $i_d = p u_d^2$  (для  $u_d > 0$ ):

$$\delta u = \frac{U}{0,45 \sqrt[3]{\frac{R_H^2}{R_i^2} + 0,667}} \quad (16-11)$$

и

$$\delta u = \frac{U}{0,566 \sqrt[3]{p^2 R_H^2 U^2 + 0,4}} \quad (16-12)$$

соответственно.

Обычно коэффициент передачи  $\frac{\Delta U}{U} = \frac{U - \delta u}{U}$  не вычисляется, а измеряется при помощи схемы, изображенной на рис. 16-17. Выпрямленное напряжение обычно находится по измеренному току, протекающему через точно известное сопротивление  $R_H + R$ . Измерение напряжения в ч. можно производить с помощью градуированного лампового вольтметра; однако подобное измерение часто получается недостаточно точным. Часто более высокая точность достигается путем точного измерения емкости или индуктивности колебательного контура и протекающего через них тока в ч. (например, с помощью терморпары). Небольшие изменения коэффициента передачи измеряются без затруднений методом сравнения.

### 16-5. НАГРУЗКА КОНТУРА В Ч. ДЕТЕКТОРНЫМ КАСКАДОМ

Дополнительное затухание, вносимое в контур присоединенным к нему детекторным каскадом, обычно измеряется путем определения изменения полосы пропускания контура. Измерение надо производить при постоянном выпрямленном напряжении, так как вносимое затухание обычно существенно зависит от напряжения. Полосу пропускания определяют при входном токе или э. д. с. на границах полосы пропускания, увеличенных в  $\sqrt{2}$  раз по сравнению с их значением при резонансе, так что выпрямленное напряжение сохраняет свое значение.

Во многих случаях затухание, вносимое детекторным каскадом, можно определить расчетом. При сравнительно больших входных напряжениях (несколько вольт) и высокоомной нагрузке детектора коэффициент передачи детектора можно в первом приближении считать равным 1. Тогда дополнительная активная проводимость  $G_{в.ч.}$  для последовательной схемы с блокировочным конденсатором

(рис. 16-3) находится из простых энергетических соображений.

$$P_{в.ч} = P_R$$

или

$$\Delta I \Delta U \approx \Delta I U = \frac{U^2}{R_H} \approx \frac{U^2}{2} G_{вх}, \quad (16-13a)$$

откуда

$$G_{вх} = \frac{2}{R_H}. \quad (16-14a)$$

Для параллельной схемы с блокировочным конденсатором (рис. 16-5)

$$P_{в.ч} = P_R + \frac{U^2}{2R_H}$$

или

$$\Delta I \Delta U + \frac{U^2}{2R_H} \approx \frac{U^2}{R_H} + \frac{U^2}{2R_H} = \frac{U^2}{2} G_{вх}, \quad (16-13б)$$

откуда

$$G_{вх} = \frac{3}{R_H}. \quad (16-14б)$$

При весьма малых входных напряжениях и последовательной схеме колебательный контур нагружается по высокой частоте активной проводимостью в рабочей точке

$$G_{вх0} = \frac{\partial i_d}{\partial u_d}. \quad (16-15)$$

Для вакуумных диодов с оксидными катодами эта точка находится в интервале напряжений от  $u' = -0,3$  до  $-0,7$  в для ламп, тренированных в течение длительного срока; для новых ламп рабочая точка имеет больший разброс. Пользуясь рис. 16-15, можно установить связь между  $R_H$  и  $\partial i_d / \partial u_d$  в рабочей точке. Если принять  $u' = -0,5$  в, то в рабочей точке

$$i_{д0,5} = \frac{|u'|}{R_H} = \frac{0,5в}{R_H}, \quad (16-16)$$

а для характеристики начального участка

$$i_d = i_{д0,5} \exp \frac{u_d - u'}{u_T}. \quad (16-17)$$

Крутизна в рабочей точке при  $u_T = 0,1$  в и  $u' = -0,5$  в

$$\left( \frac{\partial i_d}{\partial u_d} \right)_{0,5} = \frac{|u'|}{u_T R_H} = \frac{0,5}{0,1 R_H} = \frac{5}{R_H}. \quad (16-18)$$

Для последовательной схемы практически получается

$$G_{вх0} = (3 \div 7) \frac{1}{R_H};$$

в среднем

$$G_{вх0} = \frac{5}{R_H}.$$

Для параллельной схемы (рис. 16-5)

$$G_{вх0} = (4 \div 8) \frac{1}{R_H};$$

в среднем

$$G_{вх0} = \frac{6}{R_H}.$$

У полупроводниковых диодов рабочая точка для малых напряжений сигнала находится

при  $u_d = 0$ , а  $\frac{\partial i_d}{\partial u_d}$  соответствует крутизне характеристики в области ее перехода через нуль. При весьма высоких частотах эта крутизна не совпадает с крутизной, измеренной на низких частотах, поэтому измерение затухания производится обычно на рабочей частоте. Для параллельной схемы, как обычно, добавляется активная проводимость присоединенных к детектору схемных элементов.

При больших напряжениях в. ч. расчет вносимого затухания можно произвести, учитывая падение напряжения на диоде, если его характеристика может быть выражена аналитически достаточно просто. Расчет аналогичен определению коэффициента передачи, приведенному выше, однако взамен выпрямленного тока находится первая гармоника диодного тока.

Амплитуда первой гармоники диодного тока определяется выражением [Л. Зв]

$$I_1 = 2\Delta I \left( 1 - A \frac{\delta u}{U} \right), \quad (16-19)$$

где  $A = 0,2$  — для линейно-ломаной характеристики

$$\left( i_d = \frac{1}{R_i} u_d \text{ при } u_d > 0 \right);$$

$A = 0,165$  — для характеристики по закону степени  $3/2$

$$(i_d = K u_d^{3/2} \text{ при } u_d > 0),$$

$A = 0,143$  — для параболической характеристики

$$(i_d = p u_d^2 \text{ при } u_d > 0).$$

Дополнительная активная проводимость  $G_{вх}$  для последовательной схемы

$$G_{вх} = \frac{I_1}{U} = \frac{2}{R_H} \left[ 1 - \frac{\delta u}{U} (1 + A) \right]. \quad (16-20)$$

Подставляя в это уравнение для трех различных видов характеристики формулы (16-10), (16-11) и (16-12), можно найти  $G_{вх}$  в зависимости от  $U$ , нагрузочного сопротивления  $R_H$  и параметров характеристики.

Для линейно-ломаной характеристики

$$\left( i_d = \frac{1}{R_i} u_d \text{ при } u_d > 0 \right)$$

$$G_{вх} = \frac{2}{R_H} \left( 1 - \frac{1,2}{0,45 \sqrt[3]{R_H^2/R_i^2 + 0,667}} \right); \quad (16-21)$$

для характеристики по закону степени  $3/2$

$$(i_d = K u_d^{3/2} \text{ при } u_d > 0)$$

$$G_{вх} = \frac{2}{R_H} \left( 1 - \frac{1,165}{0,515 \sqrt{U} \sqrt{K R_H} + 0,5} \right) \quad (16-22)$$

и для параболической характеристики

$$(i_d = p u_d^2 \text{ при } u_d > 0)$$

$$G_{вх} = \frac{2}{R_H} \left( 1 - \frac{1,143}{0,566 \sqrt{p^2 R_H^2 U^2 + 0,4}} \right). \quad (16-23)$$

Для детектора, обратным током которого нельзя пренебречь, например для полупроводникового диода, определяемое этим током вносимое затухание лучше всего определять раздельно. Соответствующая активная проводимость равна:

$$G_{вх\text{обр}} = \frac{I_{1обр}}{U},$$

где  $I_{1обр}$  — амплитуда первой гармоники обратного тока.

### 16-6. СЕМЕЙСТВО ХАРАКТЕРИСТИК ВЫПРЯМЛЕНИЯ

Широко применяемый способ оценки свойств детекторных диодных каскадов с блокировочным конденсатором заключается в построении семейства характеристик выпрямления. С помощью семейства характеристик можно графически определять не только граничные режимы при малых и больших напряжениях в. ч., но также и действие детектора во всех промежуточных случаях. Характеристики выпрямления представляют собою зависимости постоянной составляющей или первой гармоники тока диода от постоянного напряжения, действующего

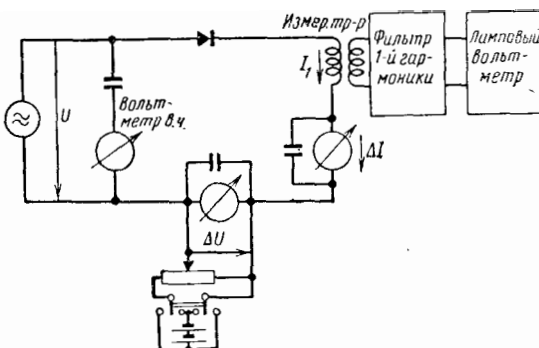


Рис. 16-18. Схема снятия характеристик выпрямления.

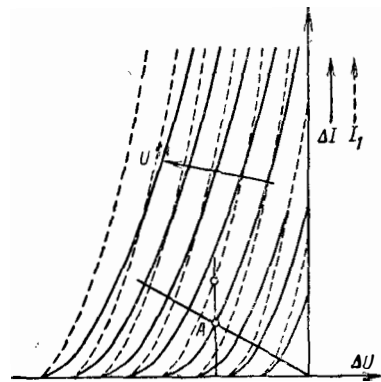


Рис. 16-19. Семейство характеристик выпрямления диода.

в цепи диода; при этом подаваемое на вход схемы переменное напряжение является параметром. На рис. 16-18 изображена принципиальная схема снятия характеристик выпрямления. Внутреннее сопротивление приборов, служащих для измерения постоянной составляющей и первой гармоники тока диода, должно быть очень малым сравнительно с сопротивлением диода, но вместе с тем приборы должны обладать достаточной чувствительностью. Для измерения первой гармоники тока целесообразно применить повышающий трансформатор с полосовым фильтром (например, с полосой пропускания в октаву) и ламповый вольтметр. Питание измерительной схемы следует производить от достаточно мощного генератора, обеспечивающего на входе детектора по возможности чистую синусоиду. Во избежание больших габаритов резонансного контура, а также для того, чтобы влияние шунтирующих емкостей оставалось малым, целесообразно работать на частоте в несколько килогерц.

На рис. 16-19 показано семейство снятых таким образом характеристик выпрямления. Проведя нагрузочную прямую (при заданном сопротивлении нагрузки), которая при отсутствии начального смещения проходит через начало координат, можно найти выпрямленный ток и выпрямленное напряжение. Искомые величины определяются точкой А пересечения нагрузочной прямой с характеристикой выпрямления, соответствующей заданному переменному напряжению. Пользуясь пунктирными линиями, можно определить первую гармонику  $I_1$  (при той же абсциссе), а вместе с этим и входную активную проводимость.

### 16-7. ИСКАЖЕНИЯ ПРИ ДИОДНОМ ДЕТЕКТИРОВАНИИ

Как было показано в предыдущих главах, имеется целый ряд причин, в силу которых зависимость  $\Delta U$  от  $U$  не является точно линейной. Точная линейность имела бы место при любом коэффициенте модуляции лишь при идеальном диоде и при весьма медленных изменениях выпрямленного напряжения. При более высоких частотах модуляции и наличии

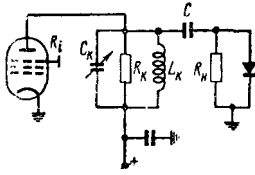


Рис. 16-20. Каскад усиления высокой частоты с детектором.

блокировочного конденсатора даже при идеальном диоде возникают нелинейные искажения, если коэффициент модуляции превышает некоторое граничное значение  $m_{\text{макс}}$ , определяемое уравнением (16-2). При меньших значениях  $m$  нелинейных искажений не получается, а имеют место лишь линейные искажения (при достаточно высоких частотах). Изучение работы идеального диода (прямое сопротивление равно нулю, обратное — бесконечности) при различных условиях [Л. 31] показало, что наибольший коэффициент модуляции, при котором в схеме рис. 16-20 еще не возникают нелинейные искажения, равен:

$$m_{\text{макс}} = \left| \left( 1 + j \frac{\omega (C + C_k)}{G_0} \right) \right| \cdot \frac{G'}{Y'}. \tag{16-24}$$

Здесь  $C$  — емкость блокировочного конденсатора;  $C_k$  — емкость колебательного контура;

$$G_0 = \frac{1}{R_n} + \frac{1}{2R_k} + \frac{1}{2R_i}, \tag{16-25}$$

$R_k$  — эквивалентное параллельное сопротивление колебательного контура;  $R_i$  — внутреннее сопротивление предшествующей лампы;

$$G' = G_{н.ч} + \frac{1}{2R_k} + \frac{1}{2R_i}, \tag{16-26}$$

$G_{н.ч}$  — активная выходная проводимость детекторного каскада на н. ч. и

$$Y' = \left| Y_{н.ч} + \frac{1}{2R_k} + \frac{1}{2R_i} \right| = \left| G_{н.ч} + j\omega (C + C_k) + \frac{1}{2R_k} + \frac{1}{2R_i} \right|. \tag{16-27}$$

В [Л. 31] подробно рассмотрено влияние дополнительных емкостных нагрузок и дополни-

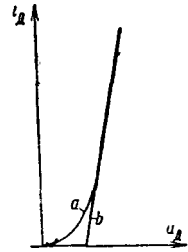


Рис. 16-21. Аппроксимация характеристики полупроводникового диода с помощью линейно-ломаной характеристики.

тельной нагрузки в виде полосового фильтра, имеющего второй диод со смещением; предложены схемы н. ч., эквивалентные схемам в. ч., в которых, например, фигурирующая в вышеприведенных формулах емкость колебательного контура оказывается дополнительной емкостью со стороны низкой частоты, а параллельное соединение сопротивлений  $R_k$  и  $R_i$  заменяется удвоенным по величине сопротивлением в цепи низкой частоты.

Для диода с линейно-ломаной характеристикой получаются аналогичные зависимости. Подробности можно найти [Л. 29] и [Л. 23], где продолжена разработка теории эквивалентных высокочастотных схем для выхода детекторного каскада и низкочастотных эквивалентных схем для его входа; в [Л. 23] рассмотрен случай синусоидально-модулированного сигнала при точной настройке входного контура детектора, т. е. при равных амплитудах обеих боковых частот. Эти исследования можно считать вступлением к теории эквивалентного четырехполюсника.

Характеристику полупроводникового диода (кривая  $a$  на рис. 16-21) можно [Л. 10] также аппроксимировать при помощи линейно-ломаной кривой ( $b$  на рис. 16-21); при этом точка изгиба лежит немного правее начала координат. В [Л. 10] рассчитаны и построены номограммы для определения токов, напряжений, входных и выходных сопротивлений, а также коэффициентов нелинейных искажений при больших входных напряжениях и при различных углах отсечки. До настоящего времени не имеется удобного метода расчетов для случая любой формы характеристики и любого фазового угла низкочастотной нагрузки. В частности, не существует еще метода расчета искажений при характеристике, промежуточной между квадратичной и линейной, и при комплексной низкочастотной нагрузке.

## Линейная трактовка вопросов детектирования

### 16-8. СХЕМА ЭКВИВАЛЕНТНОГО ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА

Преимущества линейной трактовки и границы ее применения. Методы расчета линейных цепей неприменимы к цепям, в которых, кроме линейных элементов, содержится детектор, т. е. элемент с нелинейной характери-

стикой. Напряжения и токи различных частот в этом случае линейно не складываются и комплексный метод расчета становится неприменимым.

Поэтому часто желательно заменить детектор [Л. 23, 19] в определенных пределах параметров эквивалентной схемой, к которой применимы законы линейных цепей. При такой

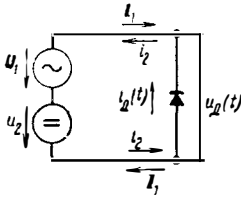


Рис. 16-22. Эквивалентная схема детекторного каскада.

замене предполагается, что высшие гармоники выпрямленного тока детектора замыкаются накоротко как на высокочастотных, так и на низкочастотных зажимах детекторного каскада. Помимо этого, рассмотрение ограничивается синусоидальными напряжениями в. ч.

При этой замене нелинейного диода эквивалентной линейной схемой («трансформаторной» схемой) двухполюсник диода заменяется четырехполюсником. Эквивалентная схема, подобно реальному детектору, преобразовывает мощность переменного тока в мощность постоянного тока. Но мощность постоянного тока выделяется не так, как в действительности, т. е. на тех же самых зажимах, к которым подводится мощность переменного тока; единая цепь детекторного каскада заменяется в этом случае двумя цепями — «цепью переменного тока» и «цепью постоянного тока», и мощность как бы передается из цепи переменного тока в цепь постоянного тока так же, как в идеальном трансформаторе с коэффициентом трансформации  $n_{тр}$ . При передаче одновременно происходит преобразование мощности переменного тока в мощность постоянного тока.

Расчет детектирования ведется на основе эквивалентной схемы реального детектора [Л. 19], параметры которой определяются из семейства характеристик выпрямления.

На рис. 16-22 изображена схема детектора. К его зажимам подводится переменное напряжение с амплитудой  $|U_1|$  и постоянное напряжение  $u_2$ , которое можно рассматривать как напряжение смещения (полярность напряжения  $u_2$  всегда учитывается). Мгновенное значение напряжения на зажимах диода равно  $u_d(t) = |U_1| \sin \omega t + u_2$ . Через диод протекает ток частоты  $\omega$ , совпадающей с частотой переменного напряжения, амплитуда которого равна  $|I_1|$ , а также постоянный ток  $i_2$ ; принимается, что  $I_1$  находится в фазе с  $U_1$ , а направление тока  $i_2$  совпадает с направлением проводимости диода.

### 16-9. РАСЧЕТ СХЕМЫ ЭКВИВАЛЕНТНОГО ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА

На рис. 16-23 изображена характеристика диода  $i_d = f(u_d)$  и зависимость  $u_d(t)$ , с помощью которых построена кривая  $i_d(t)$ . Пользуясь разложением  $i_d(t)$  в ряд Фурье, можно найти постоянную составляющую тока  $i_2$  и амплитуду  $I_1$  первой гармоники переменного тока.

Соответствующее семейство характеристик выпрямления  $i_2 = f(u_2)$  показано на

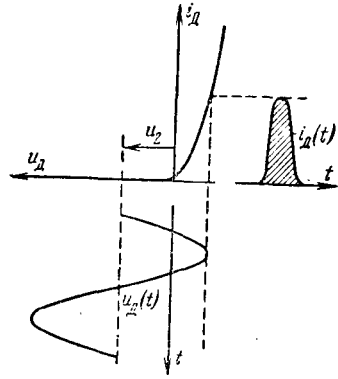


Рис. 16-23. Построение кривой тока по кривой напряжения и статической характеристике диода.

рис. 16-24;  $|U_1| = U_1$  является параметром. Полярности тока  $i_2$  и напряжения  $u_2$  на рис. 16-24 соответствуют направлениям векторов на рис. 16-22. Если аппроксимировать семейство характеристик выпрямления в области точки А семейством параллельных прямых, то

$$i_2 = \frac{1}{W} \left( n_{тр} \frac{|U_1|}{\sqrt{2}} - u_2 \right), \quad (16-28)$$

где

$$W = - \frac{\partial u_2}{\partial i_2} \quad (16-29)$$

в точке А при  $|U_1| = \text{const}$  и

$$n_{тр1} = \sqrt{2} \frac{u_{2x.x}}{|U_1|}. \quad (16-30)$$

$W$  является внутренним сопротивлением каскада, определенным по характеристике выпрямления в точке А;  $n_{тр1}$  — коэффициентом трансформации напряжения при холостом ходе;  $u_{2x.x}$  — напряжение на выходе при холостом ходе (электродвижущая сила). При весьма малых углах отсечки тока

$$\theta = \arccos \frac{u_2}{|U_1|} \rightarrow 0$$

(пиковое детектирование)  $n_{тр1} \rightarrow \sqrt{2}$ ; при  $\theta = 90^\circ$   $n_{тр1} \approx 0,9$ .

Отношение эффективного значения переменного тока  $I_1$  к постоянной составляющей  $i_2$

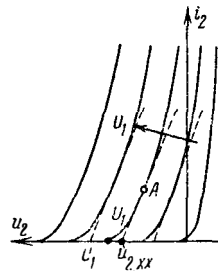


Рис. 16-24. Семейство характеристик выпрямления (к схеме рис. 16-23).

называется коэффициентом трансформации тока:

$$n_{\text{тр}2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{|I_1|}{i_2}. \quad (16-31)$$

Пользуясь разложением тока  $i_d(t)$  в ряд Фурье, можно найти зависимость  $n_{\text{тр}2}$  от угла отсечки тока для характеристик различных форм. При весьма малых углах отсечки, т. е. при  $\theta \rightarrow 0$ ,  $n_{\text{тр}2} \rightarrow \sqrt{2}$  (независимо от формы характеристики). При  $\theta = 90^\circ$   $n_{\text{тр}2} = 1 \div 1,2$  (для характеристик со степенной зависимостью с показателем, изменяющимся в пределах от 0,5 до 2).

Поскольку значения  $n_{\text{тр}1}$  и  $n_{\text{тр}2}$  мало различаются вплоть до значения угла отсечки  $90^\circ$  (при обычных формах характеристики), можно приближенно считать

$$n_{\text{тр}1} \approx n_{\text{тр}2} \approx n_{\text{тр}}. \quad (16-32)$$

Из уравнений (16-28) и (16-31) находим:

$$\frac{I_1}{\sqrt{2}} = \frac{n_{\text{тр}}^2}{W} \cdot \frac{|U_1|}{\sqrt{2}} - \frac{n_{\text{тр}}}{W} \cdot u_2;$$

$$i_2 = \frac{n_{\text{тр}}}{W} \cdot \frac{|U_1|}{\sqrt{2}} - \frac{1}{W} \cdot u_2. \quad (16-33)$$

Система уравнений (16-33) удовлетворяется эквивалентным четырехполюсником рис. 16-25. Переменные напряжение  $U_1/\sqrt{2}$  и ток  $I_1/\sqrt{2}$  трансформируются, как в идеальном трансформаторе с коэффициентом трансформации  $n_{\text{тр}}$ , со стороны переменного тока на сторону постоянного тока в напряжение  $u_2$  и ток  $i_2$ . При этом сопротивление  $W$  надо рассматривать как внутреннее сопротивление схемы постоянного тока.

Поскольку присоединяемая к реальному детектору цепь является линейной, прохождение постоянного и переменного тока в этой цепи можно рассматривать независимо. В схеме эквивалентного четырехполюсника это отражается в том, что схема содержит две цепи. К левым зажимам эквивалентного четырехполюсника (сторона переменного тока, рис. 16-25) присоединена цепь, содержащая источник напряжения и сопротивления для основной частоты  $f$ , равные этим данным цепи, присоединенной к зажимам детектора. К правым зажимам эквивалентного четырехполюсника присоединена цепь, содержащая источник постоянного напряжения и сопротивления постоянному току, равные этим данным цепи, присоединенной к зажимам детек-

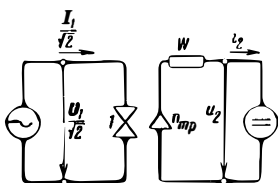


Рис. 16-25. Схема эквивалентного четырехполюсника с раздельными цепями переменного и постоянного тока.

тора. Дальнейший расчет схемы производится так, как если бы она содержала идеальный трансформатор с коэффициентом трансформации  $n_{\text{тр}}$ , последовательно со вторичной обмоткой которого включено сопротивление  $W$ . В частности, как у трансформатора, напряжения, токи и сопротивления можно из вторичной цепи трансформировать в первичную (если эти величины для вторичной цепи заданы). Переменные токи и напряжения рассчитываются комплексным методом. Можно поступить и наоборот, а именно — трансформировать напряжения, токи и комплексные сопротивления из цепи переменного тока в цепь постоянного тока, если эти переменные напряжения заданы. Постоянные токи и напряжения вычисляются для цепи постоянного тока комплексным методом. При этом вычисление «комплексных постоянных напряжений и токов» производится чисто формально; тем не менее такое вычисление приводит к правильным результатам.

Параметры  $n_{\text{тр}} = \sqrt{2} \frac{u_{2x,x}}{|U_1|}$  и  $W$  (наклон характеристики выпрямления в рабочей точке) находятся из семейства характеристик выпрямления в рабочей точке  $A$ . Поскольку точка  $A$  обычно заранее не задана, сначала определяют  $u_2$ ,  $i_2$  и  $|U_1|$  ориентировочно для  $n_{\text{тр}} = \sqrt{2}$  и  $W = 0$  (идеальный пиковый детектор), затем по найденной таким способом рабочей точке находят  $n_{\text{тр}}$  и  $W$ , после чего корректируют первоначальные вычисления. Если необходимо, то вычисление повторяют. Обычно для нахождения рабочей точки оказывается достаточным проделать расчет дважды.

## 16-10. ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ СХЕМЫ ЭКВИВАЛЕНТНОГО ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА

В схеме, изображенной на рис. 16-26,а, на детектор действуют переменное напряжение  $U_{01}/\sqrt{2}$  и постоянное напряжение  $u_{02}$ . Кроме того, в цепь включено комплексное сопротивление  $Z_1$ , обладающее нулевым значением для постоянного тока, и омическое сопротивление  $R_2$ , зашунтированное большим конденсатором  $C$ , сопротивление которого для переменного тока должно быть равно нулю.

На рис. 16-26,б детектор заменен схемой эквивалентного четырехполюсника. К левым зажимам этой схемы присоединены комплексное сопротивление  $Z_1$  и переменное напряжение  $U_{01}/\sqrt{2}$ , а к правым — сопротивление  $R_2$  и постоянное напряжение  $u_{02}$ .

На рис. 16-26,в элементы цепи постоянного тока трансформированы в цепь переменного тока; при этом омические сопротивления  $W$  и  $R_2$  преобразовываются в  $W/n_{\text{тр}}^2$  и  $R_2/n_{\text{тр}}^2$ , а постоянное напряжение  $u_{02}$  — в переменное напряжение  $u_{02}/n_{\text{тр}}$  частоты сигнала. Это напряжение противофазно напряжению  $U_{01}/\sqrt{2}$ . Так как величины  $i_2$ ,  $u_2$  и  $u_{02}$ , как постоянные не имеют взаимных фазовых сдвигов, то переменные величины  $U_1/\sqrt{2}$ ,  $u_{02}/n_{\text{тр}}$  и  $I_1/\sqrt{2} = n_{\text{тр}} i_2$

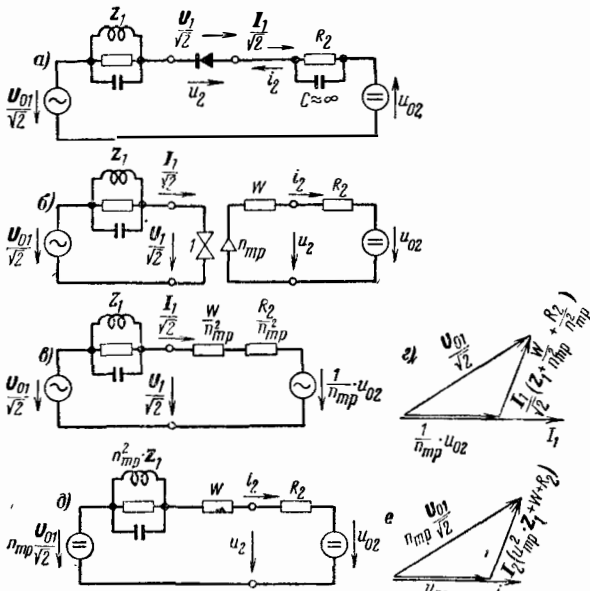


Рис. 16-26. Пример схемы детекторного каскада, его эквивалентные схемы и векторные диаграммы.

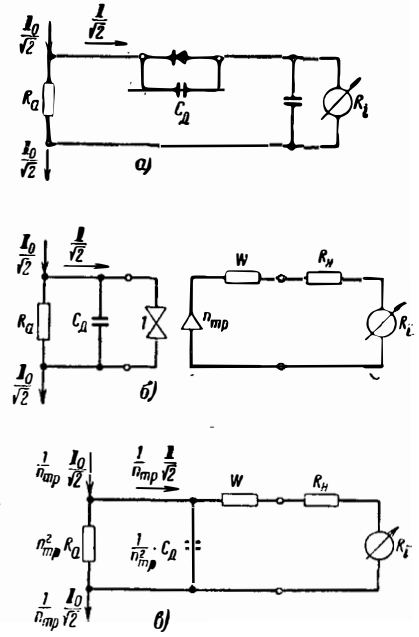


Рис. 16-27. Второй пример схемы детекторного каскада.

находятся всегда в фазе. Трансформированные сопротивления остаются активными.

По известным  $Z_1$ ,  $R_2$ ,  $U_{01}/\sqrt{2}$  и  $u_{02}$  можно теперь, пользуясь рисунком 16-26, в, рассчитать  $I_1/\sqrt{2}$ . Соответствующая векторная диаграмма изображена на рис. 16-26, з. По  $I_1/\sqrt{2}$  можно найти  $i_2 = \frac{|I_1|}{\sqrt{2} n_{Tp}}$ .

Такой же расчет можно выполнить для цепи постоянного тока. На рис. 16-26, д показана трансформация элементов цепи переменного тока в цепь постоянного тока. Комплексное сопротивление  $Z_1$  трансформируется в комплексное сопротивление  $n_{Tp}^2 Z_1$ , а переменное напряжение  $U_{01}/\sqrt{2}$  — «комплексное постоянное напряжение»  $n_{Tp} \frac{U_{01}}{\sqrt{2}}$ , что, конечно, не имеет никакого физического смысла, но формально позволяет правильно рассчитать  $i_2$ . Это поясняется векторной диаграммой рис. 16-26, е, которая отличается от диаграммы рис. 16-26, з лишь множителем  $n_{Tp}$ , т. е. фазовые соотношения передаются здесь правильно.

Второй пример [Л. 19] показан на рис. 16-27. Следует найти верхнюю граничную частоту  $\omega_{ГР}$  измерительного детектора, определяемую емкостью детектора  $C_d$ .

На рис. 16-27, а изображена схема детектора, в которой измерительный прибор с внутренним сопротивлением  $R_i$  шунтирован большим конденсатором. Внутреннее сопротивление

источника переменного тока является активным и равно  $R_a$ .

На рис. 16-27, б изображена схема эквивалентного четырехполюсника.  $R_a$  имеется в обеих цепях схемы, так как через это сопротивление протекают как переменный, так и постоянный токи.

На рис. 16-27, в элементы цепи переменного тока трансформированы в цепь постоянного тока. При этом показание прибора уменьшается в  $\sqrt{2}$  раз при условии

$$\frac{1}{\omega_{ГР} \frac{C_d}{n_{Tp}^2}} = W + R_a + R_i. \quad (16-34)$$

Отсюда находится граничная частота

$$\omega_{ГР} = \frac{n_{Tp}^2}{C_d (W + R_a + R_i)}. \quad (16-35)$$

Для высокой граничной частоты нужно, следовательно, при известном  $C_d$  иметь возможно малые значения  $R_a$  и  $R_i$ .

Схемы эквивалентного четырехполюсника особенно полезны при исследовании сложных схем детектирования, так как при этом цепи можно рассматривать как линейные. Этим методом можно, например, наглядно представить действие детектора от тьюшения, как это сделано в [Л. 20] (см. § 21-64).

## Схемы детектирования

### 16-11. СХЕМЫ С ДЕТЕКТОРАМИ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ РЕГУЛИРУЮЩЕГО НАПЯЖЕНИЯ

В схемах с автоматическим регулированием усиления из усиливаемого сигнала выделяется пропорциональный ему сигнал (обычно в виде напряжения), регулирующий в соответствующей части схемы коэффициент передачи таким образом, чтобы выходной сигнал при изменениях входного сигнала оставался по возможности постоянным (см. § 24-10). Если входной сигнал представляет собой переменное напряжение с изменяющейся амплитудой, а для регулирования хотят использовать пропорциональное ему постоянное напряжение, то регулирующее напряжение получают в схемах с детектором.

Получение регулирующего напряжения для схем уменьшения замираний без задержки. Регулирующее напряжение может быть снято (рис. 16-28) с нагрузочного сопротивле-

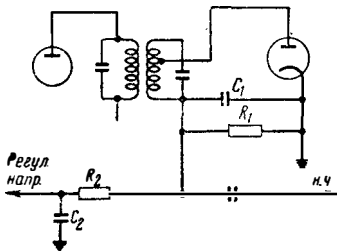


Рис. 16-28. Детектирование и выделение регулирующего напряжения по схеме с одним диодом.

ния  $R_1$  детекторного каскада с диодом  $D_1$ . В этой схеме диод присоединен лишь к части вторичной обмотки полосового фильтра для уменьшения затухания, вносимого детектором в контур. Напряжение на  $R_1$  состоит из постоянного напряжения, которое при обычном режиме детектирования близко к амплитуде несущей, и наложенного на него переменного напряжения н. ч. С помощью однозвенного фильтра  $R_2C_2$  выделяется регулирующее (постоянное) напряжение. Напряжение с выхода фильтра подается на управляющие сетки ламп регулируемых каскадов.

Получение регулирующего напряжения для схем уменьшения замираний с задерж-

кой. Применение одного и того же диода для детектирования сигнала и для получения регулирующего напряжения (по схеме рис. 16-28) имеет следующий недостаток: фильтр снижает сопротивление нагрузки диода для переменного тока сравнительно с сопротивлением для постоянного тока  $R_1$ , что приводит к нелинейным искажениям напряжения низкой частоты [Л. 29, 31]. Поэтому обычно для получения регулирующего напряжения применяется второй диод. При этом, помимо устранения нелинейных искажений на низкой частоте, появляется возможность за счет выбора более высокого сопротивления нагрузки  $R_2$  получить более высокое регулирующее напряжение. Кроме того, появляется возможность подать на диод напряжение смещения с целью получения задержки регулирования (рис. 16-29).

Регулированием с задержкой называют такое регулирование, которое начинает действовать только с определенного значения напряжения несущей частоты и не действует при меньших амплитудах. Таким образом, слабые сигналы не регулируются и полностью усиливаются. На рис. 16-29 показана схема задержанной регулировки с применением второго диода.

Диод  $D_1$  с сопротивлением нагрузки  $R_1$  является детектором сигналов; снимаемое с него напряжение подается на лампу усилителя н. ч. В цепи анода диода  $D_2$  включено сопротивление нагрузки  $R_2$  и последовательно с ним источник постоянного напряжения  $U_0$ , создающий на аноде  $D_2$  отрицательное напряжение относительно катода. Диод  $D_2$  начинает выпрямлять только тогда, когда амплитуда сигнала на нем превышает  $U_0$ .

Детектирование сигнала и получение регулирующего напряжения с задержкой нельзя осуществлять с одним общим диодом, так как выпрямление начинается только при определенной амплитуде напряжения, что привело бы к большим нелинейным искажениям. Но и при использовании двух диодов могут возникнуть искажения колебаний низкой частоты, поскольку диод схемы регулирования работает непрерывно и контур промежуточной частоты нагружается в соответствии с изменениями силы сигнала во времени. С целью уменьшения этого вредного влияния регулирующего диода следует сопротивление его нагрузки  $R_2$  брать много большим сопротивления нагрузки  $R_1$  детектора сигналов. Напряжение задержки  $U_0$  надо выбирать так, чтобы еще не подвергалось регулировке напряжение в. ч. (при среднем значении коэффициента модуляции), соответствующее полной расщелке оконечной лампы. Для уменьшения затухания, вносимого в контур, целесообразно применять последовательное включение диода  $D_1$  (рис. 16-30).

Емкость  $C_2$  следует выбирать по возможности меньшей во избежание передачи через схему делителя напряжения  $C_2R_1$  искаженного напряжения низкой частоты, образующегося на  $R_2$ , к сопротивлению  $R_1$ . Напряжение задержки  $U_0$  можно снимать, как на рис. 16-29,

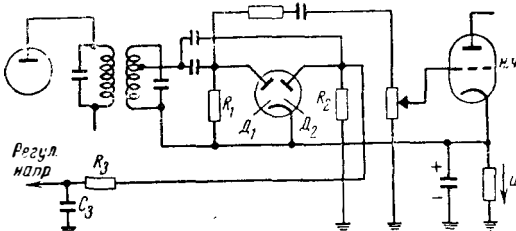


Рис. 16-29. Детектирование и выделение регулирующего напряжения по схеме с двойным диодом. Регулировка с задержкой.



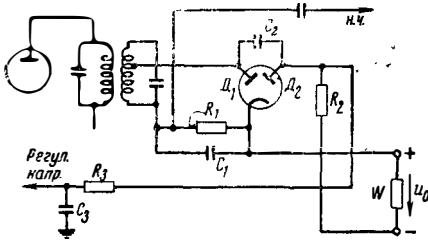


Рис. 16-30. Детектирование и выделение регулирующего напряжения по схеме с двойным диодом. Регулировка с задержкой.

с сопротивления в цепи катода лампы каскада низкой частоты; однако это напряжение можно получить и при помощи сопротивления  $W$ , включаемого между корпусом приемника и отрицательным зажимом источника высокого напряжения, как показано на рис. 16-30.

**Получение регулирующего напряжения по схеме с тремя диодами.** Можно полностью устранить нелинейные искажения, возникающие при применении диода авторегулировки с задержкой, следующим способом: регулирующее напряжение получается при помощи второго диода, не имеющего задержки, и после фильтрации подводится к третьему диоду, имеющему смещение (напряжение задержки); этот третий диод заперт до тех пор, пока регулирующее напряжение не превысит напряжения задержки. Затухание, вносимое в контур промежуточной частоты вторым диодом, не изменяется по времени, и, следовательно, регулирование не вызывает искажения колебаний низкой частоты.

На рис. 16-31 приведен пример схемы с тремя диодами. Напряжение задержки  $u_0$  является одновременно и напряжением смещения сеток регулируемых ламп. Катоды этих ламп и обоих диодов  $D_1$  и  $D_2$  можно соединить непосредственно с корпусом приемника. Напряжение задержки  $u_0$  при этом получается так, как это показано на рис. 16-30.

**Постоянная времени фильтра в схеме уменьшения замираний.** Фильтры в цепях автоматического регулирования (рис. 16-28—16-31) служат для разделения напряжения низкой частоты и постоянного регулирующего напряжения (изменяющегося в соответствии с замираниями сигнала).

Постоянная времени  $\tau = RC$  этих фильтров должна быть велика сравнительно с длительностью периода  $1/F_{\text{мин}}$  для самой низкой частоты модуляции и мала сравнительно с самым малым периодом замираний принимаемого сигнала. Регулирующее напряжение должно, таким образом, успевать следить за зами-

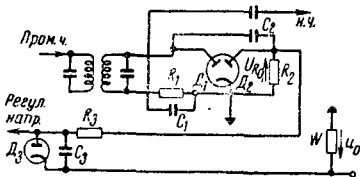


Рис. 16-31. Схема с тремя диодами для детектирования и выделения регулирующего напряжения.

раниями и в то же время быть свободным от воздействия напряжения низкой частоты.

Наиболее употребительные значения постоянной времени фильтра схемы авторегулирования в радиовещательных приемниках  $\tau = RC = 0,1 \div 0,2$  сек. Если постоянная времени излишне велика, то затрудняется настройка приемника; первоначальный уровень выходного напряжения промежуточной частоты при изменении настройки будет изменяться очень медленно и настройка на максимум напряжения будет затруднена.

### 16-12. СЕТОЧНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ

В схеме сеточного детектирования (иногда называемой «аудионной схемой»), рис. 16-32) [Л. 13] промежуток сетки — катод

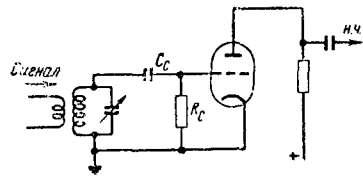


Рис. 16-32. Схема сеточного детектирования.

усилительной лампы действует как диодный детектор по параллельной схеме. Сеточный ток играет при этом роль тока диода, а получаемое на сеточном сопротивлении выпрямленное напряжение усиливается в анодной цепи лампы [Л. 14]. Здесь идет речь об усилении низкой частоты, но следует учитывать, что подводимое одновременно к сетке (через сеточный конденсатор) напряжение в. ч. влияет на усиление по низкой частоте, особенно при больших амплитудах сигналов. На рис. 16-33 изображены зависимость сеточного напряжения от времени при воздействии модулированного

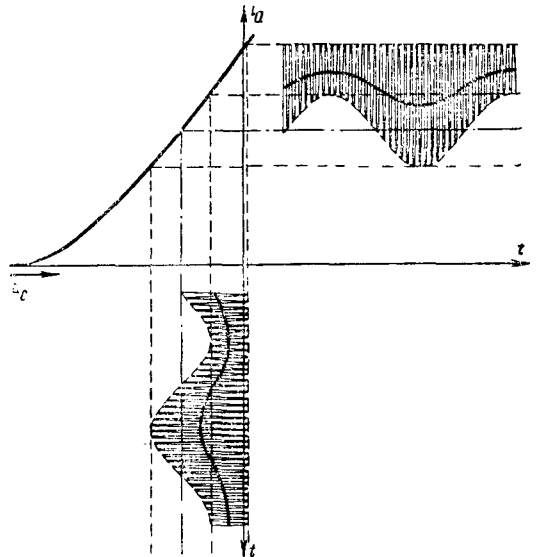


Рис. 16-33. Зависимость напряжения и тока сеточного детектора от времени при малых амплитудах сигнала.

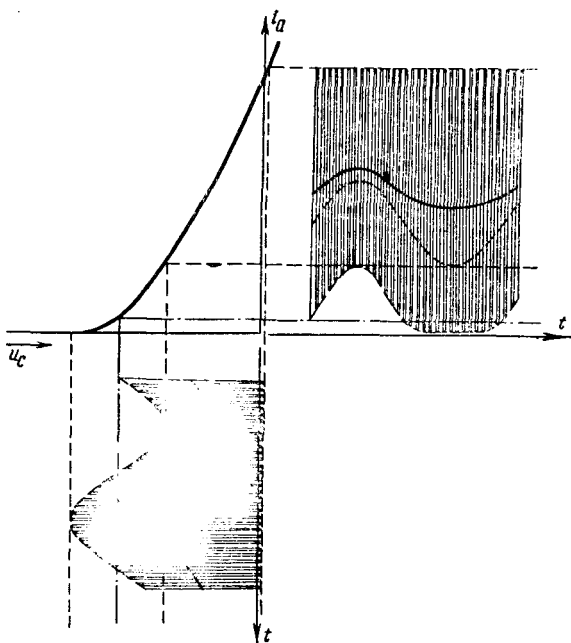


Рис. 16-34. Зависимость напряжения и тока сеточного детектора при больших амплитудах сигнала.

напряжения в ч. сравнительно малой амплитуды и соответствующее изменение анодного тока. Аналогичные кривые даны на рис. 16-34. для большой амплитуды колебаний в ч. Легко видеть, что наличие напряжения в ч. во втором случае приводит к значительному снижению усиления по низкой частоте. Пунктирная линия показывает низкочастотную составляющую анодного тока, которая получалась бы при отсутствии мешающего действия колебаний в ч. Таким образом, сеточный детектор работает при малых сигналах аналогично диодному детектору и дает, кроме того, усиление низкой частоты; однако при больших амплитудах возникают нелинейные искажения. В [Л. 21] подробно исследована перегрузочная способность сеточного детектора. Результаты этого исследования можно показать, пользуясь семействами характеристик  $i_a = f(u_a)$ . На рис. 16-35 показаны такие характеристики для триода, на рис. 12-36 — для пентода.

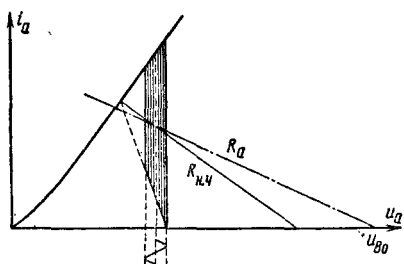


Рис. 16-35. Определение перегрузочной способности триодного сеточного детектора с помощью семейства характеристик  $i_a = f(u_a)$ .

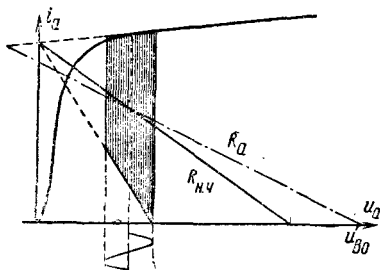


Рис. 16-36. Определение перегрузочной способности пентодного сеточного детектора с помощью семейства характеристик  $i_a = f(u_a)$ .

При сравнении этих характеристик хорошо видно, что напряжение н. ч., которое можно снять с пентода, почти в 3 раза превышает напряжение, которое можно снять с триода. Однако, пользуясь полученным экспериментально семейством характеристик  $i_a = f(u_a)$ , нельзя графическим способом точно определить пределы рабочей области детектора. Это было бы возможно лишь в том случае, если бы положительные полуволны сеточного напряжения доводили напряжение на сетке точно до нуля. На практике поэтому, часто приходится определять пределы рабочей области сеточного детектора путем измерений. При этом следует учитывать, что современные лампы с малой проникаемостью и большой крутизной обладают большим разбросом по напряжению отсечки сеточного тока.

Цель сетки сеточного детектора можно, в основном, рассчитывать по тем же формулам, что и «параллельную схему» обычного диодного детектора. Однако при этом следует учитывать, что формулы для детектирования больших напряжений практически неприменимы, поскольку в этом режиме возникают искажения. Пригодны лишь формулы, выведенные для случая детектирования малых напряжений, а также приближенные формулы для переходной области.

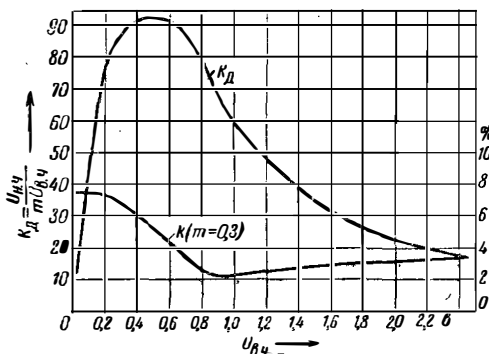


Рис. 16-37. Зависимость усиления и коэффициента нелинейных искажений сеточного детектора от амплитуды сигнала (для лампы EF804).

$u_{B0} = 250$  в  $C_a = 1000$  пф  $f_{нч} = 400$  гц.  
 $R_a = 200$  ком  $i_{вч} = 480$  мкА  
 $R_{c2} = 1$  Мом  $C_{c1} = 0,5$  мкф  $m = 30\%$   
 $R_{c1} = 1$  Мом  $C_{c1} = 50$  пф

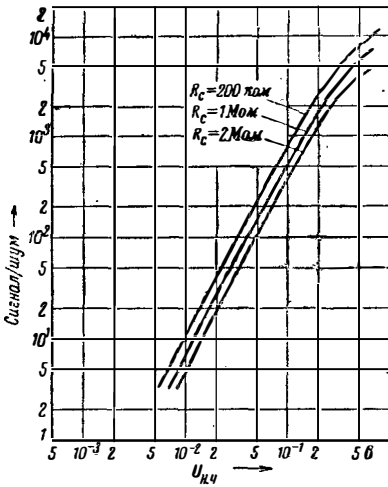


Рис. 16-38. Зависимость отношения сигнал/шум сеточного детектора от амплитуды сигнала при различных сопротивлениях утечки сетки (другие, кроме  $R_{г1}$ , параметры — см. рис. 16-37, лампа EF804).

Коэффициент усиления сеточного детектора равен произведению коэффициента передачи детектора для цепи сетки и коэффициента усиления лампы как усилителя низкой частоты. Последний снижается при больших амплитудах сигнала в.ч. вследствие снижения средней крутизны. На рис. 16-37 показана зависимость коэффициента усиления сеточного детектора на лампе EF804 от амплитуды сигнала, а также зависимость от амплитуды коэффициента нелинейных искажений при  $m=0,3$ .

При сеточном детектировании по мере снижения уровня сигнала скоро достигается граница, при которой уровень собственного шума за счет сеточного тока становится сравнительно с уровнем сигнала весьма заметным. И в то время, как коэффициент передачи детектора сигнала мал, напряжение, создаваемое низкочастотными компонентами шума сеточного тока, проходящими через сопротивление утечки, полностью усиливается лампой. На рис. 16-38 показана зависимость отношения сигнал/шум от величины входного сигнала при различных сопротивлениях утечки сетки (лампа EF 804). При оценке влияния шума на прием слабых сигналов необходимо также учитывать понижение коэффициента модуляции на высших модулирующих частотах за счет значительного снижения затухания входного контура при применении положительной обратной связи.

### 16-13. РЕГЕНЕРАТИВНЫЙ СЕТОЧНЫЙ ДЕТЕКТОР

Сеточное детектирование применяется в настоящее время в схемах «регенеративного сеточного детектирования» (или «регенератора») лишь в дешевых радиовещательных приемниках средних и длинных волн, а также в простейших любительских коротковолновых приемниках. Применение ручной ре-

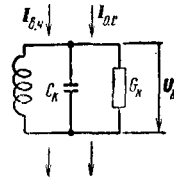


Рис. 16-39. Токи сигнала и обратной связи в колебательном контуре.

гулировки обратной связи позволяет снижать затухание сеточного колебательного контура, повышать действующее в нем напряжение в.ч. и уменьшать полосу пропускания этого контура.

Рассмотрим принципиальную схему контура регенератора, изображенную на рис. 16-39. Через колебательный контур с резонансной активной проводимостью  $G_k$  и емкостью  $C_k$  протекают ток сигнала  $I_{в.ч}$  и ток обратной

$$I_{о.с} = \rho S U_k, \quad (16-36)$$

где  $S$  — крутизна характеристики лампы;  $\rho$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от параметров схемы. Вблизи от резонанса ( $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ ;  $\Delta\omega \ll \omega_0$ ) напряжение на контуре

$$U_k = \frac{I_{в.ч} + I_{о.с}}{G_k + 2j\Delta\omega C_k} \quad (16-37)$$

После подстановки уравнения (16-36) в (16-37) и решения относительно  $U_k$  находим:

$$U_k = \frac{I_{в.ч}}{G_k - \rho S + 2j\Delta\omega C_k}. \quad (16-38)$$

Таким образом, обратная связь приводит к снижению активной проводимости контура  $G_k$  на величину  $\rho S$ . Коэффициент

$$\alpha = \frac{G_k}{G_k - \rho S} \quad (16-39)$$

носит название «коэффициента снижения затухания».

Регулировку обратной связи можно осуществлять, например, при помощи переменного конденсатора, который изменяет силу тока, протекающего через катушку обратной связи (рис. 16-40). На практике к подобным схемам предъявляется требование, чтобы для заданного положения регулятора обратной связи при перестройке колебательного контура коэффициент снижения затухания изменялся незначительно. Для этой цели предложено много специальных схем, выбор кото-

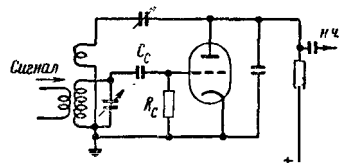


Рис. 16-40. Регенератор с сеточным детектированием.

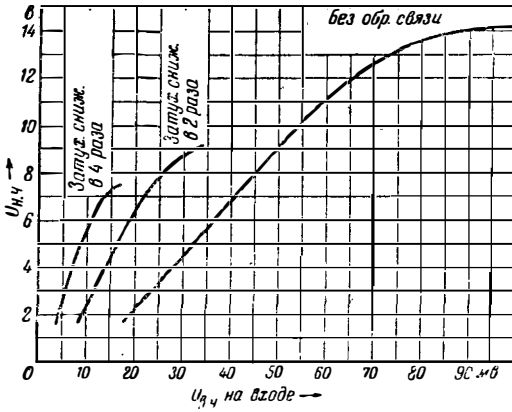


Рис. 16-41. Зависимость выходного напряжения н. ч. регенератора от напряжения в антенне при различных значениях «коэффициента снижения затухания».

рых зависит от того, как изменяется собственное затухание колебательного контура при изменении настройки контура [Л. 9, 18].

Далее практически важно также то, что коэффициент снижения затухания зависит от амплитуды сигнала так как крутизна лампы зависит от эффекта детектирования в цепи сетки. Поэтому при настройке на сильный сигнал первоначальное значение коэффициента снижения затухания контура уменьшается. Может случиться и так, что при уходе с настройки на сильный сигнал или при глубоком падении уровня сигнала приемник переходит в режим самовозбуждения (особенно, если при большой амплитуде сигнала обратная связь была установлена вблизи границы самовозбуждения) [Л. 16]. Вследствие зависимости коэффициента снижения затухания от амплитуды сигнала изменяется форма характеристики выпрямления, а также коэффициент модуляции сигнала. При слабых сигналах это влияние заметно лишь при значительном уменьшении затухания и оно противодействует повышению глубины модуляции, которое могло бы иметь место вследствие квадратичности характеристики детектирования. При более высоких напряжениях сигнала ( $>0,5 \theta$ ), когда детектирование приближается к линейному, указанная выше зависимость коэффициента снижения затухания от амплитуды приводит к снижению коэффициента модуляции сигнала. Это обозначает, что обратная связь уменьшает выходное напряжение н. ч., которое можно было бы получить в оптимальном случае от каскада сеточного детектора. На рис. 16-41 показано влияние вели-

чины коэффициента снижения затухания на напряжение н. ч. в анодной цепи сеточного детектора, собранного на лампе UEL 11.

Понижение коэффициента снижения затухания при больших сигналах объясняет также и так называемое «явление захвата частоты» (или «явление увлечения частоты»). Последнее состоит в том, что при установке обратной связи в положение, приводящее к самовозбуждению в отсутствие сигнала, поступление внешнего сигнала приводит к подавлению собственных колебаний контура в пределах некоторого, обычно небольшого, интервала настройки. При этом наблюдаются лишь колебания частоты сигнала с повышенной амплитудой, а тон биений не слышен.

На рис. 16-42 показана зависимость частоты собственных колебаний регенератора от настройки. По оси абсцисс отложена емкость переменного конденсатора в некотором узком диапазоне изменения;  $f_c$  — частота сигнала.

Отстояние границ полосы захватывания от частоты сигнала приблизительно определяется равенством

$$\Delta f \approx \frac{|I_{в.ч}|}{4\pi C_k |U_{к0}|}, \quad (16-40)$$

где  $U_{к0}$  — напряжение на контуре в отсутствии сигнала;  $I_{в.ч}$  — ток в контуре, создаваемый сигналом;  $C_k$  — полная емкость колебательного контура.

### 16-14. АНОДНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ

Анодное детектирование [Л. 7] играет важную роль при измерениях напряжений в. ч. по следующим причинам: во-первых, диапазон квадратичного детектирования простирается до сравнительно больших величин напряжения в. ч.; во-вторых, детектор не потребляет энергии от колебательного контура, присоединяемого к зажимам сетка — катод [Л. 15, 6, 8, 25]. На рис. 16-43 изображена принципиальная схема анодного детектора. Детектирование происходит на криволинейном участке характеристики анодного тока. Можно [Л. 28] различать четыре вида анодных детекторов соответственно четырем различным рабочим участкам кривой  $i_a = f(u_c)$ , в которых кривизна характеристики определяется различными причинами. Помимо нижнего изгиба характеристики, детектирование может происходить и на верхнем изгибе (в области насыщения), а также в тех точках, где характеристика  $i_a = f(u_c)$  искривляется вследствие появления сеточного тока. Но эти виды анодного детектирования имеют только теоретическое значение.

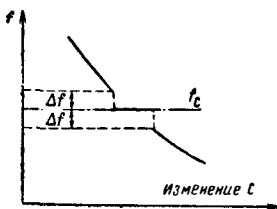


Рис. 16-42. Захват частоты при перестройке в регенераторе с обратной связью, превышающей критическую

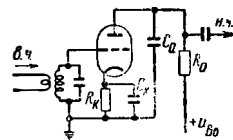


Рис. 16-43. Схема анодного детектора

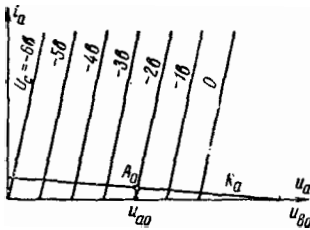


Рис. 16-44. Идеализированное семейство характеристик  $i_a = f(u_a)$ .  
А — рабочая точка анодного детектора.

Практически работают только на нижней изгибе характеристики. При этом на сетку лампы подают такое отрицательное напряжение, что анодный ток покоя (без сигнала в.ч.) становится достаточно малым. Проще всего опять рассмотреть два крайних случая: детектирование больших и весьма малых напряжений в.ч. Рассмотрим сначала первый случай в сильно идеализированном виде (рис. 16-44). Семейство характеристик  $i_a = f(u_a)$  триода изображено на этом рисунке в виде системы параллельных прямых. При отсутствии колебаний в.ч. и при условии  $R_H \gg R_i$  рабочая точка устанавливается в положении  $A_0$ , а ток получается очень малым. При этом ориентировочно

$$u_{a0} = \mu |u_{c0}|, \quad (16-41)$$

где  $\mu$  — коэффициент усиления лампы. При подаче на сетку напряжения  $U_{в.ч}$  анодный ток начинает протекать при анодном напряжении, равном

$$u_{a1} = \mu (|u_{c0}| - |U_{в.ч}|). \quad (16-42)$$

Для весьма большого нагрузочного сопротивления

$$u_{a0} - u_{a1} \approx \mu |U_{в.ч}|, \quad (16-43)$$

как и при сеточном детектировании. Этот оптимальный режим работы тем легче достигается, чем резко нарастает анодный ток. С одной стороны, это условие определяется кривизной характеристики на начальном участке. С другой стороны, сопротивление анодной нагрузки для токов высокой частоты должно быть по возможности малым, с тем чтобы динамическая характеристика лампы мало отличалась от статической. Для этого между анодом и корпусом присоединяют блокировочный конденсатор, емкость которого удовлетворяет условию

$$C_a \gg \frac{S}{\mu\omega}, \quad (16-44)$$

где  $S$  — статическая крутизна в рабочей точке. Конечно, при сравнительно низких несущих частотах возникает опасность того, что конденсатор будет оказывать заметное шунтирующее действие для высших частот модуляции. Удовлетворительной работы анодного детектора можно ожидать, если несущая ча-

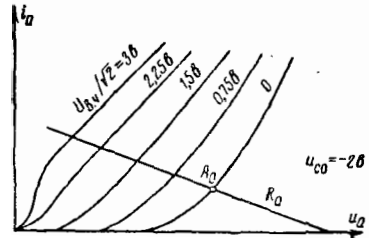


Рис. 16-45. Семейство характеристик выпрямляющего анодного детектора.

стота минимум на два, а лучше на три порядка превышает высшую частоту модуляции, в то время как для сеточного детектора достаточно превышения на один порядок.

В области квадратичного детектирования применимо равенство

$$u_{a0} - u_{a1} = \frac{kU_{в.ч}^2}{4 \left( \frac{1}{R_H} + \frac{1}{R_{i0}} \right)}, \quad (16-45)$$

где

$$k = \left( \frac{d^2 S}{d u_c^2} \right)_{A_0} \quad (16-46)$$

(вторая производная тока по напряжению сетки).

Для расчета детектирования при больших сигналах следует опять воспользоваться семейством характеристик выпрямления, которое в этом случае представляет собою зависимость постоянной составляющей анодного тока от анодного напряжения с переменным напряжением на сетке в качестве параметра. Семейство характеристик строится для определенной величины смещения сетки  $u_{c0}$  (рис. 16-45).

Если требуется обеспечить по возможности большой диапазон работы без перегрузки, то следует взять  $|u_{c0}| \approx u_{в0}/\mu$ . Понижение  $|u_{c0}|$ , с другой стороны, повышает заметно чувствительность детектора при слабых сигналах, поскольку, как известно, кривизна характеристик  $i_a = f(u_c)$  увеличивается при снижении анодного напряжения. При применении пентодов это справедливо для напряжения экранирующей сетки.

Применение отрицательной обратной связи при анодном детектировании приводит к увеличению диапазона рабочих напряжений сигнала и к улучшению линейности [Л. 17]. Преимущества малой входной проводимости и получения некоторого усиления при этом сохраняются. Правильно сочетая отрицательную обратную связь по напряжению и по току, можно уравнивать влияние нагрузки, которое сказывается различно на постоянной и низкочастотной составляющих выпрямленного тока. Линейные и нелинейные искажения становятся при этом незаметными даже для больших коэффициентов модуляции.

### 16-15. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ АМ-КОЛЕБАНИЙ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ СИГНАЛОВ МЕШАЮЩЕГО МОДУЛИРОВАННОГО ПЕРЕДАТЧИКА

**Помеха от модулированного передатчика.** По мере увеличения числа одновременно работающих передатчиков в сильной степени возросла необходимость по возможности полного подавления помех от соседних станций. Эту задачу пытались сначала решить применением избирательности по высокой частоте. Позднее было показано [Л. 27], что отношение сигнала к помехе на низкой частоте определяется не только избирательностью по высокой частоте, но также зависит от свойств детектора АМ колебаний. Выбором надлежащего режима работы детектора можно значительно повысить разделение сигнала и помехи.

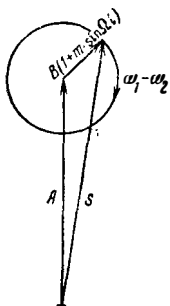


Рис. 16-46. Векторная диаграмма для случая одновременного воздействия немодулированного сигнала и модулированной помехи.

Пусть немодулированный полезный сигнал  $A \cos \omega t$  и амплитудно-модулированные частотой  $\Omega$  колебания мешающей станции  $B(1 + m \sin \Omega t) \cos \omega_1 t$  воздействуют на детектор. На векторной диаграмме рис. 16-46 показаны:  $A$  — неподвижный вектор, изображающий полезный сигнал (большой, чем помеха); вектор  $B$  (помеха) вращается вокруг конца вектора  $A$  с угловой скоростью, равной разности частот  $\omega_1 - \omega$ . Длина суммарного вектора равна:

$$s = \sqrt{A^2 + B^2(1 + m \sin \Omega t)^2 + 2AB(1 + m \sin \Omega t) \cos(\omega_1 - \omega)t}. \quad (16-47)$$

Если  $B$  настолько мало по сравнению с  $A$ , что величиной  $B^2$  можно пренебречь сравнительно с  $A^2$ , то приближенно

$$s = A \sqrt{1 + z} \approx A \left( 1 + \frac{z}{2} - \frac{z^2}{8} \right). \quad (16-48)$$

Пользуясь формулами преобразования тригонометрических функций, находим для компоненты частоты модуляции колебаний помехи  $\Omega$

$$s_{\Omega} = \frac{mB^2}{2A}. \quad (16-49)$$

**Помеха от модулированного передатчика при линейном детектировании.** При линейном детектировании и при коэффициенте передачи по напряжению, равном единице, помеха по низкой частоте равна:

$$U'_{н.ч} = \frac{mB^2}{2A}. \quad (16-50)$$

Если полезный сигнал также модулирован

с коэффициентом модуляции  $m$ , то полезное напряжение

$$U_{н.ч} = mA. \quad (16-51)$$

Отношение сигнала к помехе по низкой частоте

$$Q_{н.ч} = \frac{U_{н.ч}}{U'_{н.ч}} = \frac{2A^2}{B^2}. \quad (16-52)$$

**Помеха модулированного передатчика при квадратичном детектировании.** При квадратичном детектировании колебаний с сравнительно малой глубиной модуляции ( $m$  мало) полезное напряжение

$$U_{н.ч} = 2kmA^2 \quad (16-53)$$

и мешающее напряжение

$$U'_{н.ч} = 2kmB^2. \quad (16-54)$$

Отношение сигнала к помехе по низкой частоте равно:

$$Q_{н.ч} = \frac{A^2}{B^2}. \quad (16-55)$$

Таким образом, в обоих случаях отношение сигнала к помехе по низкой частоте пропорционально квадрату этого отношения по высокой частоте. Но это улучшение отношения получается только в том случае, если постоянная времени нагрузки детектора (при линейном детектировании) достаточно мала по сравнению с периодом разностного тона  $\frac{2\pi}{\omega_1 - \omega}$  [Л. 27].

При большой емкости, шунтирующей омическую нагрузку детектора, при линейном детектировании практически получается:

$$Q_{н.ч} \approx Q_{в.ч}. \quad (16-56)$$

В этом случае для осуществления необходимого разделения сигнала и помехи следует

обеспечить значительно более высокую избирательность по высокой частоте.

**Логарифмическое детектирование.** Существует определенная форма характеристики выпрямления, при которой можно даже получить

$$U'_{н.ч} = 0.$$

Такая характеристика имеет вид:

$$u_{R_0} = k_1 \ln U_{в.ч} + k_2. \quad (16-57)$$

Модуляция мешающего передатчика полностью подавляется, однако при этом возникают нелинейные искажения модуляции сигнала. В специальных случаях это может быть устранено соответствующей коррекцией частотной характеристики в передатчике. В противном случае коррекция должна быть осуществлена в низкочастотной части приемника. Между детектором и корректировочным элементом схемы должен быть включен

фильтр нижних частот, который мог бы достаточно сильно понизить прохождение частот вблизи  $\omega_1 - \omega$ . Если бы эти частоты все же проходили, то на нелинейном элементе коррекции снова восстанавливалась бы компонента с частотой  $\Omega$ , как комбинация частоты  $\omega_1 - \omega$  с  $\omega_1 - \omega + \Omega$  и  $\omega_1 - \omega - \Omega$ . Можно утверждать, что все это устройство будет действовать не хуже одиночного линейного детектора.

### 16-16. ДОБАВЛЕНИЕ НЕСУЩЕЙ И ПОДЪЕМ НЕСУЩЕЙ

Применяя способ «добавление несущей», можно повысить отношение сигнала к помехе по низкой частоте сравнительно с тем же отношением по высокой частоте. В приемник вводится генератор, который синхронизируется и фазуется с несущей принимаемого сигнала. Это напряжение подается на детектор совместно с сигналом. Таким способом повышаются величины  $A$  и  $Q_{н.ч.}$ , приведенные в формулах (16-52) и (16-55).

Аналогичный эффект дает «подъем несущей». Этот подъем можно выполнить при помощи фильтра, предшествующего детектору. Фильтр сильно повышает уровень несущей принимаемой станции по сравнению с уровнем боковых полос спектра сигнала. На рис. 16-47, а и б показаны частотные характеристики таких фильтров. Фильтр рис. 16-47, б применяется в устройствах для приема одной боковой полосы. Дополнительным средством подъема несущей, которое лучше всего применять совместно с описанным фильтром, является введение ограничителя, понижающего глубину модуляции или схемы противомодуляции.

Все средства, служащие для подъема несущей по отношению к боковым полосам, имеют, помимо улучшения отношения сигнала к помехе, еще одно важное преимущество: они улучшают прием при возникновении «избирательного замирания несущей». Без применения этих средств замирание приводит к исключительно большим нелинейным искажениям. Эти искажения при правильном подъеме несущей устраняются, однако надо следить, чтобы синхронизация происходила с несущей и не могла перескочить на одну из боковых частот.

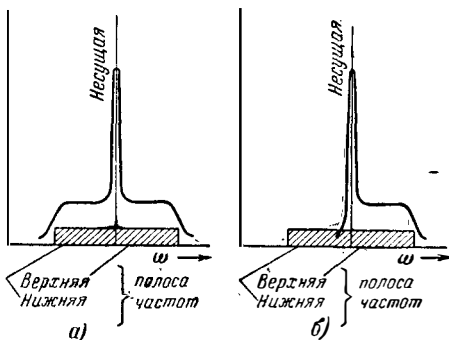


Рис. 16-47. Частотные характеристики фильтров для добавления несущей.  
а — симметричная; б — асимметричная.

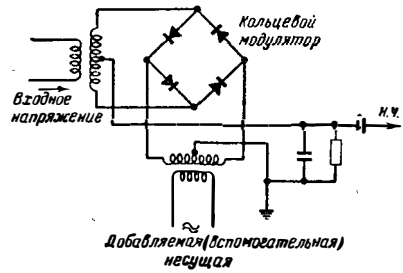


Рис. 16-48. Схема кольцевого модулятора, применяемого для детектирования в синхронном приемнике.

**Синхронный прием.** Еще большее значение приобрел принцип «синхродина», при котором применяется специальный генератор. С помощью устройства автоподстройки (§ 17-7) этот генератор поддерживается на совпадении по частоте и фазе с несущей принимаемого сигнала [Л. 26]. Взамен простого детектора при этом обычно применяется кольцевой модулятор по схеме рис. 16-48. Этот модулятор позволяет при низкой промежуточной частоте легко защитить схему усиления низкой частоты от высокого напряжения дополняющей несущей частоты и ее высших гармоник. Следует упомянуть также о «мультипликативном детекторе» («детекторе умножения») [Л. 30]. В этом детекторе лампа с двумя управляющими сетками возбуждается по одной сетке напряжением дополняющей несущей, а по другой — усиленным напряжением принимаемого сигнала. При полной линейности характеристик помеха мешающей станции полностью устраняется.

Особая ценность синхронного («синхродина») приемника состоит в том, что вносимые им при детектировании искажения можно сделать почти сколь угодно малыми. При не строго линейной зависимости между  $\Delta U$  и  $U_{в.ч.}$  искажения зависят от коэффициента модуляции. Добавление несущей приводит к снижению коэффициента модуляции, а вместе с тем и коэффициента нелинейных искажений.

### 16-17. ПРИЕМ ОДНОЙ БОКОВОЙ ПОЛОСЫ ЧАСТОТ

Большое распространение имеют приемники одной боковой полосы частот с добавлением несущей частоты [Л. 4]. Если добавляемая несущая частота достаточно велика, то можно обеспечить детектирование без искажений даже в том случае, когда предшествующие детектору фильтры пропускают только одну боковую полосу. При этом весь канал связи должен пропускать вдвое меньшую полосу частот, а передатчик может вообще не излучать несущей, чем достигается большая экономия энергии. Несущая частота добавляется к передаваемому спектру частот в приемнике, причем допустима некоторая неточность ее установки [Л. 22, 24]. В том случае, когда передатчик излучает обе боковые полосы и несущую, при приеме можно исполь-

зовать только ту боковую полосу, на которой меньше помеха от соседних станций.

Всем рассмотренным в настоящем разделе способам повышения избирательности приема присуще одно ограничение. Если  $|\omega_1 - \omega| < 2\Omega_{\max}$ , то в передаваемую полосу частот, например в диапазон звуковых частот, помимо мешающей низкой частоты  $\Omega$  попадает также частота  $|\omega_1 - \omega| - \Omega$ . Эти частоты в недостаточно избирательных приемниках создают дополнительные помехи, шорохи и свисты. Помимо того, при  $|\omega_1 - \omega| < \Omega_{\max}$  разностный тон между несущими частот попадает в диапазон усилителя низкой частоты. Эти мешающие частоты нельзя ослабить ни способом добавления несущей, ни логарифмическим или мультипликативным детектором. Пригодным способом является лишь сокращение полосы пропускания, которое, однако (за исключением случая приема одной боковой полосы), приводит к подавлению высших модуляционных частот. При большом значении уровня добавляемой несущей частоты сокращение полосы пропускания целесообразнее осуществлять за счет низких модуляционных частот.

### 16-18. ИСКАЖЕНИЯ

#### ПРИ НЕСИНФАЗНОСТИ ДОБАВЛЯЕМОЙ НЕСУЩЕЙ ИЛИ ПРИ УСТРАНЕНИИ ОДНОЙ БОКОВОЙ ПОЛОСЫ ЧАСТОТ

Следует дополнительно рассмотреть вопрос об искажениях, возникающих вследствие неточной фазировки добавляемой несущей или при ограничении спектра одной боковой полосой. Здесь будет рассмотрен случай приема сигнала с синусоидальной моду-

ляцией рассмотрением зависимости результирующего вектора напряжения в.ч. от времени. Соответствующая векторная диаграмма изображена на рис. 16-49.  $s_0$  — суммарный вектор усиленной несущей передатчика и добавляемой несущей (частоты равны). Конец суммарного вектора  $u$ , образованного обеими боковыми частотами, при наших предположениях движется по эллипсу, центр которого расположен в конце вектора  $s_0$ . Можно выбрать такую систему координат, при которой ось  $x$  совпадает с большой, а ось  $y$  — с малой осью эллипса. Конец вектора  $u$  движется по закону

$$x = a \cos \omega t; \quad (16-58)$$

$$y = b \sin \omega t. \quad (16-59)$$

$s_0$  можно представить уравнением

$$s_0 = \sqrt{p^2 + q^2}. \quad (16-60)$$

Длина суммарного вектора

$$s = \sqrt{(p - x)^2 + (q - y)^2} = \sqrt{(p - a \cos \omega t)^2 + (q - b \sin \omega t)^2}. \quad (16-61)$$

Целесообразно ввести в это уравнение следующие отношения:

$$\alpha = \frac{q}{\sqrt{p^2 + q^2}}; \quad \beta = \frac{b}{\sqrt{p^2 + q^2}};$$

$$v = \frac{p}{\sqrt{p^2 + q^2}}; \quad w = \frac{q}{\sqrt{p^2 + q^2}};$$

$$c = \frac{s}{\sqrt{p^2 + q^2}}. \quad (16-62)$$

Тогда получаем:

$$c = \sqrt{1 - 2vw \cos \omega t + \alpha^2 \cos^2 \omega t - 2\beta w \sin \omega t + \beta^2 \sin^2 \omega t} = \sqrt{1 + z}. \quad (16-63)$$

ляцией, у которого при произвольном фазовом угле амплитуды боковых частот могут быть неравными. При этом предполагается линейное детектирование, что позволяет огра-

Для сравнительно большой амплитуды добавляемой несущей

$$\alpha \ll 1; \quad (16-64)$$

$$\beta \ll 1, \quad (16-65)$$

и коэффициент нелинейных искажений по второй гармонике  $k_2$  может быть приближенно определен путем разложения в ряд

$$k_2 = \frac{1}{4} \cdot \frac{\alpha^2 w^2 + \beta^2 v^2}{\sqrt{\alpha^2 v^2 + \beta^2 w^2}}. \quad (16-66)$$

При приеме одной боковой полосы частот эллипс обращается в круг, т. е.

$$\alpha = \beta.$$

Поскольку при этом

$$v^2 + w^2 = 1, \quad (16-67)$$

получаем:

$$k_2 = \frac{\alpha}{4}. \quad (16-68)$$

$\alpha$  является не чем иным, как коэффициентом модуляции с учетом добавляемой несущей.

В том случае, когда принимаются обе боковые частоты равной амплитуды, а добавляемая

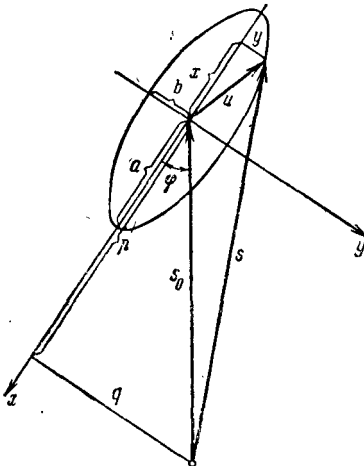


Рис. 16-49. Векторная диаграмма для расчета искажения модуляции при несинфазности добавляемой несущей.



несущая не совпадает по фазе с несущей передатчика, эллипс сжимается к оси  $2a$  ( $\beta = 0$ ). При этом

$$k_2 = \frac{a}{4} \cdot \frac{\omega^2}{v}, \quad (16-69)$$

где  $v = \cos \varphi$  и  $\omega = \sin \varphi$ ;  $\varphi$  — сдвиг по фазе суммарной несущей, а следовательно, и добавляемой несущей относительно  $a$ .

Сравнивая этот случай с однополосным приемом при равных амплитудах боковых частот и добавляемой несущей, находим, что коэффициент нелинейных искажений при однополосном приеме получается больше, если

$$\frac{\sin^2 \varphi}{\cos^2 \varphi} < \frac{1}{2},$$

т. е. если

$$\varphi < 38^\circ 41'. \quad (16-70)$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Barkhausen H., Lehrbuch der Elektronenröhren und ihrer technischen Anwendungen, Leipzig, 1950, 4, 5. Aufl.
- 1a. То же, 2, § 28, 183.
2. „Hütte“ des Ingenieurs Taschenbuch, Berlin, 1948, 1, 27. Aufl.; 195ff.
3. Kammerloher J., Hochfrequenztechnik, 111, Gleichrichter, 2 Aufl., Leipzig, 1943.
- 3a. То же, 1, 41.
- 3b. То же, 1, 45.
4. Kotoski, Sobotka, Drahtloser Überseeverkehr, 2. Aufl., Leipzig, 1950.
5. Pitsch H., Lehrbuch der Funkempfangstechnik, 1. Aufl., Leipzig, 1948.
6. Allerding A., Fernmeldetechn., 1934, 15, 39.
7. Ardenne M. v., Z. Hochfrequenztechn., 1927, 29, 82—88; 1928, 31, 51.
8. Ardenne M. v., Elektrotechn. Z., 1928, 49, 565.
9. DRP. 517013, Jan. 1927, Becker H. I., General Electric Company, New York.
10. Böhse J., Arch. elektr. Übertrag. 1951, 5, 363—376.
11. Carson E., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1919, 7, 187—200.
12. Colebrook F. M., Wireless Wld., 1924, 13, 645—648.
13. de Forest L., Jb. drahtl. Telegr., 1914, 9, 383—395.
14. Groeneveld Y., v. d. Pol B., Posthumus K., Z. Hochfrequenztechn., 1927, 29, 139—147.
15. Kammerloher J., Elektr. Nachr.-Techn., 1933, 10, 345—352.
16. Kautter W., Elektr. Nachr.-Techn., 1938, 15, 130—134.
17. Köpke H., Z. Hochfrequenztechn., 1938, 52, 153—161.
18. Loftin E. H., White S. Y., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1926, 14, 605.
19. Marko H., Frequenz, 1951, 5, 196—203.
20. То же, 1952, 6, 1—10.
21. Oertel L., Telefunkenröhre, 1939, 5, № 15, 1—24.
22. Oswald A. A., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1938, 26, 1431.
23. Roder H., Telefunkenröhre, 1942, 8, № 26, 65—95.
24. Roetken A. A., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1938, 26, 1455.
25. Strutt M. J. O., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1935, 23, 945—975.
26. Tucker D. G., Seymour R. A., Wireless Engrs, 1950, 27, 227.
27. Tüxen O., Z. techn. Phys., 1941, 22, 1—9.
28. Ulbricht G., Z. Hochfrequenztechn., 1931, 38, 111—115, 136—144.
29. Urtel R., Telefunkenztg., 1933, 14, 30—45.
30. Urtel R., DRP. 670585, Telefunken.
31. Wilhelm K., Telefunkenröhre, 1936, 2, № 8, 196—220.
32. Zenneck R., Z. Hochfrequenztechn., 1937, 50, 5—18.
33. Крылов Н. Н., Теоретические основы радиотехники, изд. «Морской транспорт», 1953, гл. XIV.
34. Калинин В. И. и Герштейн Г. М., Введение в радиофизику, Гостехтеоретиздат, 1957, разд. 6.
35. Гоноровский И. С., Основы радиотехники, Связьиздат, 1957, гл. 14.
36. Семенов К. А., Радиоприемные устройства и усилители низкой частоты, изд. «Морской транспорт», 1960, гл. 4.

## РАЗДЕЛ 17 ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ

### Смесительные лампы

#### 17-1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ СУПЕРГЕТЕРОДИННЫХ ПРИЕМНИКОВ

В большинстве современных приемников применяется принцип преобразования частоты (называемый также смешением), заключающийся в том, что наложением на частоту сигнала вспомогательной частоты (частоты гетеродина) образуется новая несущая частота — промежуточная частота, которая после этого усиливается (в строгом смысле под преобразованием частоты следует понимать процесс, включающий собственно смешение и генерирование частоты гетеродина).

Преимущества частотного преобразования заключаются в следующем:

1. Промежуточная частота (п.ч.) может быть выбрана в таком частотном диапазоне, в котором легко обеспечиваются необходимые усиление и избирательность.

2. Контуры промежуточной частоты при перестройке приемника сохраняют фиксированную настройку.

3. Не нужно осуществлять все усиление, необходимое перед детектором приемника, на одной и той же частоте, что повлекло бы при высоких коэффициентах усиления опасность нестабильности или самовозбуждения.

Недостаток этого метода заключается, однако, в многозначности процесса смешения. Если обозначить принимаемую высокую частоту сигнала (входную частоту) через  $f_{\text{сиг}}$ , частоту гетеродина через  $f_{\text{гет}}$ , то промежуточная частота  $f_{\text{п}}$  может возникнуть двумя способами:

$$f_{\text{п}} = |f_{\text{гет}} - f_{\text{сиг}}| \text{ и } f_{\text{п}} = |f'_{\text{сиг}} - f_{\text{гет}}|. \quad (17-1)$$

Это, однако, значит, что при недостаточной избирательности предшествующей смесителю

высокочастотной схемы (преселекции), наряду с передатчиком с частотой  $f_{\text{сиг}}$  может быть принят передатчик с  $f'_{\text{сиг}} = f_{\text{сиг}} + 2f_{\text{п}}$  (при  $f_{\text{гет}} > f_{\text{сиг}}$ ) или с  $f'_{\text{сиг}} = f_{\text{сиг}} - 2f_{\text{п}}$  (при  $f_{\text{гет}} < f_{\text{п}}$ ).  $f'_{\text{сиг}}$  называется зеркальной частотой, и ослабление ее по сравнению с  $f_{\text{сиг}}$ , происходящее за счет настроенных на  $f_{\text{сиг}}$  контуров преселекции, называется избирательностью по зеркальному каналу.

Как будет показано в § 17-17, за счет «смешения на гармониках» могут возникнуть и другие многозначности приема.

Блок-схема супергетеродинного приемника показана на рис. 17-1. Для получения частоты  $f_{\text{гет}}$  имеется специальный маломощный генератор, так называемый гетеродин или осциллятор. Принимаемый сигнал высокой частоты  $f_{\text{сиг}}$  поступает через высокочастотный усилитель к смесителю, к которому подводятся также колебания гетеродина. За смесительным каскадом следует усилитель промежуточной частоты, а за ним — детектор и усилитель низкой частоты.

**Многokратное преобразование частоты.** Зачастую, особенно в профессиональных приемниках для коротких волн, применяются два каскада преобразования частоты. Сначала создают относительно высокую промежуточную частоту  $f_{\text{п1}}$  с тем, чтобы сделать большую расстройку до зеркального канала и получить таким образом необходимую избирательность по зеркальному каналу. После этого при помощи следующего преобразования частоту  $f_{\text{п1}}$  переводят в более низкую промежуточную частоту  $f_{\text{п2}}$ , которая позволяет применить высокоизбирательные фильтры и получить высокие коэффициенты усиления на каждом каскаде усиления. При этом необходим общий коэффициент усиления целесообразно распределить так, чтобы его главная часть падала на усиление  $f_{\text{п2}}$ , меньшая часть — на усиление  $f_{\text{п1}}$  и еще меньшая — на прямое усиление частоты сигнала  $f_{\text{сиг}}$ . На рис. 17-2 представлена схема с двукратным преобразованием частоты.

**Разнос частот.** Преобразование частоты в приемнике лишь тогда дает хороший эффект, когда три частоты  $f_{\text{сиг}}$ ,  $f_{\text{гет}}$  и  $f_{\text{п}}$  не слишком близки друг к другу, т. е. обес-

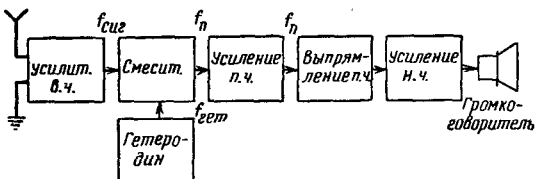


Рис. 17-1. Схема супергетеродинного приемника.

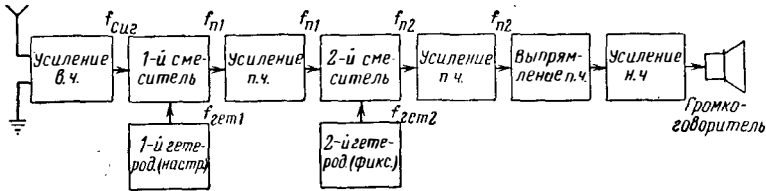


Рис. 17-2. Схема приемника с двукратным преобразованием частоты.

печена достаточная расстройка контуров, настроенных на эти три частоты. В § 17-11 и 17-13 еще будет подробно рассмотрен вопрос об устранении взаимной связи между контурами, настроенными на  $f_{\text{сиг}}$  и  $f_{\text{гет}}$ . Здесь следует лишь упомянуть, что большая амплитуда колебаний гетеродина должна быть при помощи полосового фильтра промежуточной частоты на выходе смесительного каскада настолько ослаблена, чтобы на вход первого каскада усилителя промежуточной частоты не поступали недопустимо большие напряжения частоты гетеродина. Этот полосовой фильтр п.ч. обычно выполняется как двухконтурный фильтр.

**17-2. ОДНОСЕТОЧНОЕ И ДВУХСЕТОЧНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ**

Как известно, простое линейное сложение колебаний двух частот не дает еще никаких комбинационных частот п.ч. Для получения колебания п.ч. необходим элемент, который осуществлял бы нелинейное наложение колебаний (гетеродинирование). О гетеродинировании с нелинейными емкостями см. [Л. 17].

**Односеточное (аддитивное) смешение.** Если частота сигнала  $f_{\text{сиг}}$  и частота гетеродина  $f_{\text{гет}}$  подаются на одну и ту же управляющую сетку лампы, то процесс называется односеточным или аддитивным смешением, которое основано на сложении напряжений сигнала и гетеродина. Проще всего провести рассмотрение на примере пентода, так как в этом случае не нужно учитывать реакции со стороны усилителя п.ч. Схема такого смесительного каскада показана на рис. 17-3. Рисунок 17-4 поясняет процесс смешения графически с помощью анодно-сеточной характеристики  $i_a = f(u_c)$ . На направлен-

ной вниз оси времени нанесено напряжение биений, возникающих при сложении входного напряжения и напряжения гетеродина; это напряжение биений действует на управляющей сетке лампы. Ходу изменения этого напряжения соответствует ход изменения анодного тока, изображенный над направленной вправо второй осью времени. Колебания среднего значения анодного тока, происходящие с промежуточной частотой, нанесены пунктиром. Они происходят лишь потому, что рабочая точка расположена на нижнем сгибе характеристики. Если ее перенести в среднюю область линейной части характеристик, то пунктирная линия перейдет в горизонтальную прямую.

**Двухсеточное (мультипликативное) смешение.** В лампах с двойным управлением, т.е. содержащих две управляющие сетки, напряжение сигнала подается на одну из них, а напряжение гетеродина на другую, как показано на рис. 17-5 на примере гексода.

Связь анодного тока с напряжением одной управляющей сетки как с независимой переменной и напряжением другой управляющей сетки как с параметром изображается всеобразным семейством характеристик.

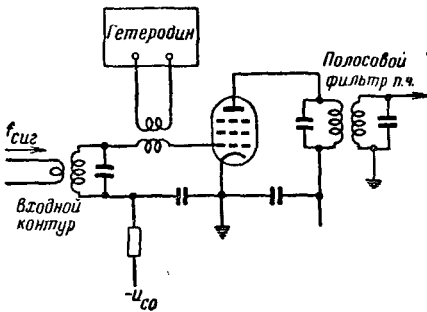


Рис. 17-3. Принципиальная схема односеточного преобразования частоты.

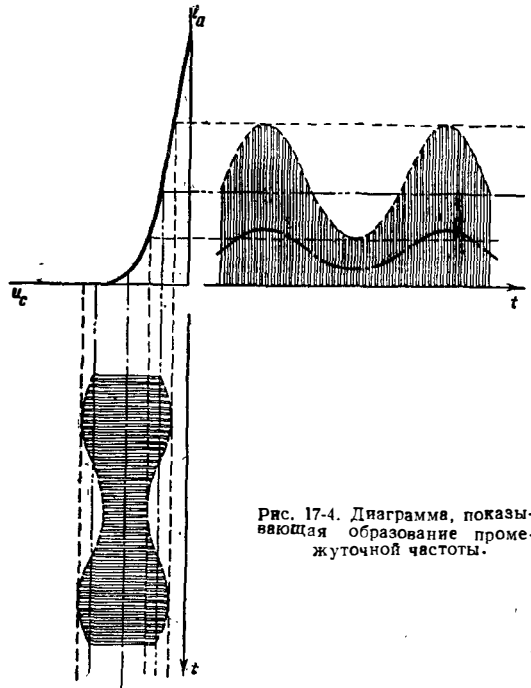


Рис. 17-4. Диаграмма, показывающая образование промежуточной частоты.

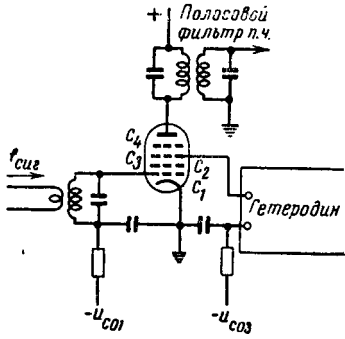


Рис. 17-5. Принципиальная схема двухсечного преобразования частоты на лампе с двойным управлением.

На рис. 12-41 и 17-6 показаны эти семейства характеристик для гексода. Рис. 17-6 для представления процесса смещения снова дополнен диаграммой напряжений и токов. Обе пунктирные характеристики  $i_a = f(u_{c3})$  определяются верхним и нижним граничными значениями входного напряжения, подводимого к первой управляющей сетке  $C_1$ . В те моменты времени, в которые входное напряжение и напряжение гетеродина синфазны, определяет процесс верхняя пунктирная характеристика, а в те моменты времени, когда указанные напряжения в противофазе, — нижняя. Так как эти моменты времени меняются в такт промежуточной частотой, получается изменение среднего значения анодного тока, происходящее с промежуточной частотой, как и в случае односечного смещения. Процесс называют «Мультипликативным смещением» потому, что крутизна второй управляющей сетки пропорциональна току, пропускаемому первой управляющей сеткой, и поэтому напряжения на обеих сетках действуют мультипликативно, т. е. перемножаясь.

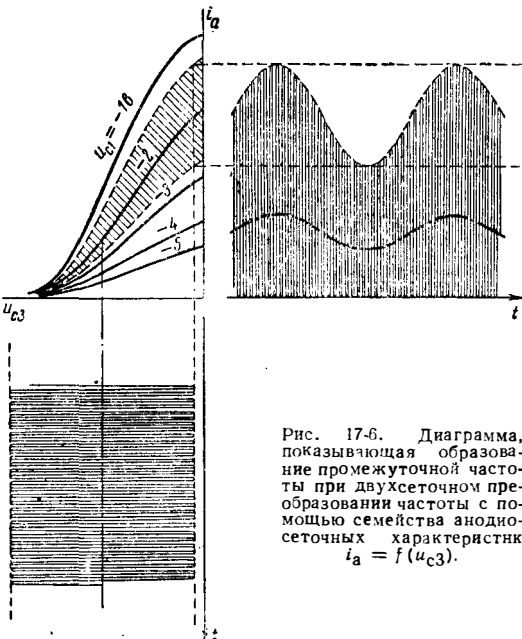


Рис. 17-6. Диаграмма, показывающая образование промежуточной частоты при двухсечном преобразовании частоты с помощью семейства анодно-сеточных характеристик  $i_a = f(u_{c3})$ .

Необходимо заметить, что графики на рис. 17-4 и 17-6 построены в предположении, что  $f_p \ll f_{сиг}$  и  $f_p \ll f_{гет}$ , однако процесс смещения принципиально может осуществляться таким же образом при любых соотношениях частот.

### 17-3. РАСЧЕТ КРУТИЗНЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Если  $U_{сиг}$  — входное напряжение (напряжение сигнала) и  $I_p$  — составляющая промежуточной частоты анодного тока смесительного каскада при короткозамкнутом выходе или  $R_a \ll R_i$ , то крутизна преобразования (крутизна конверсии) определяется как

$$S_{пр} = \frac{I_p}{U_{сиг}} \quad (\text{см. § 12-21}). \quad (17-2)$$

При односечном преобразовании, если характеристику анодного тока разложить в ряд Тэйлора, то для его мгновенного значения получится:

$$i_a = i_0 + a_1 u_c + a_2 u_c^2 + a_3 u_c^3 + \dots + a_n u_c^n + \dots \quad (17-3)$$

Сюда нужно подставить:

$$u_c = U_{сиг} \cos 2\pi f_{сиг} t + U_{гет} \cos 2\pi f_{гет} t. \quad (17-4)$$

Вычисление дает амплитуды комбинационных частот как суммы членов с  $\cos 2\pi f_{гет} t + \cos 2\pi f_{сиг} t$ , имеющие вид:

$$\begin{aligned} & \cos 2\pi (f_{гет} - f_{сиг}) t + \cos 2\pi (f_{гет} + f_{сиг}) t = \\ & = 2 \cos 2\pi f_{гет} t \cos 2\pi f_{сиг} t. \end{aligned} \quad (17-5)$$

Подобные члены получаются путем тригонометрических преобразований всех членов ряда Тэйлора с четным значением  $n$ .

Общее выражение для члена такого типа имеет вид:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} n a_n \frac{1}{2^{n-2}} \left( \frac{n-2}{2} \right) \times \\ & \times U_{гет}^{n-1} U_{сиг} \cos 2\pi (f_{гет} - f_{сиг}) t, \end{aligned} \quad (17-6)$$

и амплитуда анодного тока промежуточной частоты равна:

$$I_p = \frac{1}{2} U_{сиг} \sum_{n=2}^{\infty} n a_n \frac{1}{2^{n-2}} \left( \frac{n-2}{2} \right) U_{гет}^{n-1} \quad (17-7)$$

Названные члены суммы дают интересную зависимость дифференциальной крутизны характеристики от времени, а именно:

$$\begin{aligned} s(t) = & a_1 + 2a_2 U_{гет} \cos 2\pi f_{гет} t + \\ & + 3a_3 U_{гет}^2 \cos^2 2\pi f_{гет} t + \dots + \\ & + n a_n U_{гет}^{n-1} \cos^{n-1} 2\pi f_{гет} t + \dots \end{aligned} \quad (17-8)$$

«Основная частота» изменения крутизны входит в члены с нечетными степенями напряжения

гетеродина, т. е. в члены с четными  $n$ . Общее выражение для такого члена имеет вид:

$$na_n \frac{1}{2^{n-2}} \left( \frac{n-1}{n-2} \right) U_{\text{гет}}^{n-1} \cos 2\pi f_{\text{гет}} t; \quad (17-9)$$

поэтому амплитуда основной частоты изменения крутизны

$$S_1 = \sum_{n=2}^{\infty} na_n \frac{1}{2^{n-2}} \left( \frac{n-1}{n-2} \right) U_{\text{гет}}^{n-1}. \quad (17-10)$$

Сравнивая это уравнение с уравнением (17-7), находим, что

$$I_{\text{п}} = \frac{1}{2} S_1 U_{\text{сиг}} \quad (17-11)$$

и

$$S_{\text{пр}} = \frac{S_1}{2}. \quad (17-12)$$

При **двухсеточном преобразовании** также справедливо уравнение (17-3), в котором, однако, коэффициенты  $a_n$  зависят от напряжения на  $C_3$ :

$$a_1 = a_{10} + a_{11}u_{c3} + a_{12}u_{c3}^2 + \dots + a_{1m}u_{c3}^m + \dots; \quad (17-13)$$

$$a_2 = a_{20} + a_{21}u_{c3} + a_{22}u_{c3}^2 + \dots + a_{2m}u_{c3}^m + \dots \quad (17-14)$$

и т. д.

При малой входной амплитуде сигнала достаточно принимать во внимание лишь член с  $a_1$ . Тогда

$$S(t) = a_1. \quad (17-15)$$

Комбинационная частота ( $f_{\text{гет}} - f_{\text{сиг}}$ ) возникает снова соответственно членам  $a_{1m}$ , в которые  $\cos 2\pi f_{\text{гет}} t$  входит линейно. Поэтому, так же как при односеточном преобразовании, крутизна преобразования  $S_{\text{пр}}$  получается равной половине амплитуды основной частоты изменения крутизны.

Подобные же расчеты могут быть приведены для крутизны преобразования в случаях комбинационных частот высших порядков. Для смешения с  $n$ -й гармоникой частоты гетеродина справедливо

$$S_{\text{пр } n} = \frac{1}{2} S_n, \quad (17-16)$$

где  $S_n$  — амплитуда  $n$ -й гармоники изменения крутизны. Конечно, эти крутизны преобразования, вообще говоря, много меньше, чем при использовании основной частоты гетеродина.

**Крутизна преобразования и максимальная крутизна характеристики.** В смесительных лампах крутизна характеристики обычно изменяется напряжением гетеродина в пределах между  $S=0$  и максимальным значением



Рис. 17-7. Трапецеидальное изменение крутизны.

$S_{\text{макс}}$ . Тогда для синусоидального изменения крутизны справедливо:

$$S_1 = \frac{S_{\text{макс}}}{2} \quad (17-17)$$

и

$$S_{\text{пр}} = \frac{S_{\text{макс}}}{4}. \quad (17-18)$$

Наибольшую крутизну преобразования при заданном  $S_{\text{макс}}$  получают, однако, при изменении крутизны в виде симметричного меандра (прямоугольной волны). В этом случае

$$S_1 = \frac{S_{\text{макс}}}{2} \cdot \frac{4}{\pi} \quad (17-19)$$

и

$$S_{\text{пр}} = \frac{S_{\text{макс}}}{\pi} \quad (17-20)$$

(§ 12-21).

В случае односеточного преобразования подобный ход крутизны получился бы при прямолинейно-ломаной характеристике с рабочей точкой в месте сгиба. При двухсеточном преобразовании этот ход получился бы для идеальных ламп с двойным управлением как предельный случай при максимальном изменении крутизны напряжения гетеродина. На практике можно в лучшем случае получить симметрично-трапецеидальный ход крутизны с закругленными углами, показанный на рис. 17-7. Однако при этом крутизна преобразования лишь немного меньше, чем в идеальном случае, так как крутизна склонов трапеции относительно слабо влияет на амплитуду основной частоты крутизны. Можно добиться  $S_{\text{пр}} \approx 0,3 S_{\text{макс}}$ .

#### 17-4. АМПЛИТУДА ГЕТЕРОДИНА И РАБОЧАЯ ТОЧКА

Из вышесказанного в общем случае следует, что амплитуда гетеродина должна быть достаточной для получения наибольшего изменения крутизны и что рабочая точка должна быть расположена на характеристике

там, где  $S \approx \frac{S_{\text{макс}}}{2}$ , так как при этом верхняя и нижняя полуволны крутизны будут почти симметричны.

При односеточном преобразовании рабочую точку располагают в области нижнего сгиба характеристики. Тогда амплитуда гетеродина должна быть ограничена настолько, чтобы исключался заход в область сеточных токов даже и в том случае, когда наибольшее из возможных входных напряжений добавляется к напряжению гетеродина. Это усло-



Рис. 17-8. Крутизна преобразования в зависимости от напряжения гетеродина при односеточном преобразовании.

вие может не выполняться лишь в смесительных каскадах, которые служат для приема частотно-модулированных колебаний (§ 17-14).

**При двухсеточном преобразовании** рабочую точку выбирают как для сигнальной сетки, так и для гетеродинной сетки в области наибольшей крутизны соответствующей характеристики; при этом условии  $S \approx \frac{S_{\max}}{2}$  приблизительно выполняется для сигнальной сетки, так как  $S_{\max}$  имеет место при положительных пиковых значениях напряжения на гетеродинной сетке.

Если характеристику гетеродинной сетки использовать лишь в ее линейной части, то можно было бы получить смещение, практически свободное от гармоник, т. е. в значительной мере устранить многозначность. Однако крутизна преобразования при этом была бы относительно малой. Из-за этого получилось бы не только меньшее усиление по промежуточной частоте, но и ухудшение отношения сигнал/шум, которое в лампах с двойным управлением и без того невысоко. Потому на практике почти всегда выбирается столь большая амплитуда  $U_{\text{гет}}$ , что достигается наибольшая возможная крутизна преобразования; гетеродинная сетка при этом значительно перевозбуждается. В этом случае опасность многозначности устраняется соответствующей преселекцией.

Ламповые заводы обычно сообщают наимыгоднейший режим использования смесительных ламп; часто сообщается также зависимость крутизны преобразования от напряжения гетеродина. На рис. 17-8 показана типичная кривая этого вида для смесительного триода с самовозбуждением (типа ЕС92), часто применяемого в каскаде преобразователя у.к.в.—ЧМ-приемников, а на рис. 17-9—кривая для смесительного гептода, работающего в схеме двухсеточного смещения.



Рис. 17-9. Крутизна преобразования в зависимости от напряжения гетеродина при двухсеточном преобразовании частоты.

### 17-5. ИЗМЕРЕНИЕ КРУТИЗНЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

- а) Классические методы — § 12-35; рис. 12-2.
- б) Определение  $S_{\text{пр}}$  по коэффициенту модуляции — рис. 17-10.

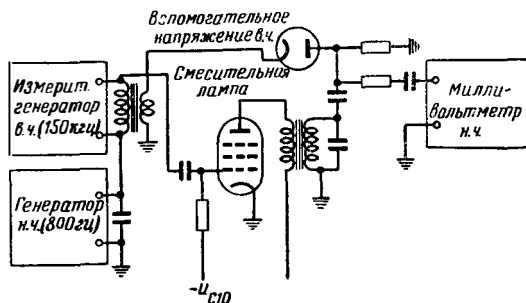


Рис. 17-10. Измерение крутизны преобразования по коэффициенту модуляции.

Как и ранее, к смесителю подводят две частоты:  $f_{\text{гет}}$  — высокую частоту и  $f_{\text{сиг}}$  — низкую частоту, например 500 гц. В анодную цепь лампы включен параллельный резонансный контур с очень большой емкостью и  $R_a \ll R_i$ . Выделяемое на нем модулированное напряжение в.ч. выпрямляется, и низкочастотная составляющая выпрямленного напряжения измеряется. При этом

$$S_{\text{пр}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_{\text{н.ч}}}{R_a U_{\text{сиг}}} \quad (17-21)$$

$R_a$  должно быть измерено с учетом затухания, вносимого в контур схемой выпрямления. Этим методом можно измерять  $S_{\text{пр}}$  вплоть до очень малых значений (смесительные лампы с переменной крутизной), если при выпрямлении в.ч. работать с добавлением правильно сфазированной несущей частоты от измерительного генератора [Л. 4].

в) **Метод постоянного анодного тока** — рис. 17-11. Измерение  $S_{\text{пр}}$  может быть сведено к измерению разности двух постоянных анодных токов, если работать с  $f_{\text{н}}=0$ . В этом случае напряжения сигнала и гетеродина имеют одинаковые частоты и подводятся

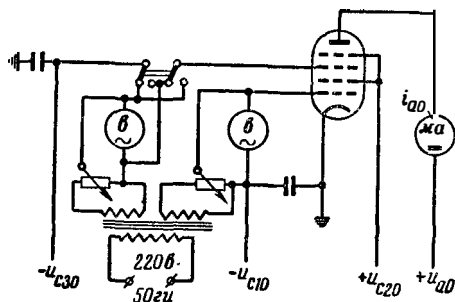


Рис. 17-11. Измерение крутизны преобразования по нулевой промежуточной частоте.

к лампе через коммутатор поочередно синфазно и противофазно;

$$S_{пр} = \frac{\Delta I_{a0}}{2U_{сиг}} \quad (17-22)$$

Измерение обычно выполняется на частоте 50 гц. Этот метод неприменим при автоматическом смещении смесительной лампы.

**17-6. СМЕШЕНИЕ ПРИ ПОМОЩИ ДИОДОВ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ**

На рис. 17-12 показана принципиальная схема диодного смещения. На практике зачастую должны быть применены специальные меры для устранения взаимных связей контуров, например двухтактная схема с двумя диодами по рис. 17-13 или мостовая схема по рис. 17-14. Но и при полном устранении связей по в.ч. работу диодной смесительной схемы рассматривать затруднительно потому, что, с одной стороны, выход п.ч. оказывает обратное действие на затухание входного контура, а с другой стороны, на затухание первого контура промежуточной частоты влияет входная схема и схема гетеродина. Аналитическое рассмотрение этих схем становится возможным без чрезмерных сложностей, если снова предположить, что входное переменное напряжение сигнала мало по сравнению с переменным напряжением гетеродина.

Диод описывается его вольт-амперной характеристикой  $i=f(u)$ . Здесь  $u$  есть напряжение, подаваемое на диод, которое состоит из напряжения гетеродина  $U_{гет} \cos \omega_{гет} t$ ; напряжения сигнала в.ч.  $U_{сиг} \cos(\omega_{сиг} t + \varphi_{сиг})$  и из напряжения п.ч.  $U_{п} \cos(\omega_{п} t + \varphi_{п})$ . Соответствующая схема состоит из контуров высокой и промежуточной частот, включенных последовательно с напряжением гетеродина и диодом (рис. 17-12). Если частота гетеродина близка к частоте сигнала, то возникающая при смещении комбинационная частота  $\omega_3 = 2\omega_{гет} - \omega_{сиг}$  опять расположена вблизи высокой частоты. Для соответствующего тока контур высокой частоты в общем случае представляет некоторое сопротивление, так что напряжение, подаваемое на диод, нужно еще дополнить этим напряжением «зеркальной частоты»  $U_3 \cos(\omega_3 t + \varphi_3)$ . Тогда получается:

$$i = f[U_{гет} \cos \omega_{гет} t + U_{сиг} \cos(\omega_{сиг} t + \varphi_{сиг}) + U_{п} \cos(\omega_{п} t + \varphi_{п}) + U_3 \cos(\omega_3 t + \varphi_3)] \quad (17-23)$$

Так как амплитуда гетеродина велика по сравнению с другими напряжениями, то уравне-

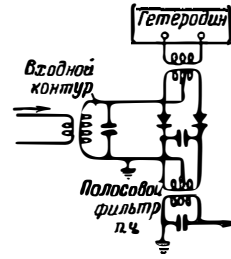


Рис. 17-13. Двухтактная схема диодного смещения.

ние (17-23) может быть развернуто в ряд Тэйлора, обрывающийся на втором члене:

$$i = f(U_{гет} \cos \omega_{гет} t) + f'(U_{гет} \cos \omega_{гет} t) \times [U_{сиг} \cos(\omega_{сиг} t + \varphi_{сиг}) + U_{п} \cos(\omega_{п} t + \varphi_{п}) + U_3 \cos(\omega_3 t + \varphi_3)] \quad (17-24)$$

Для смещения представляет интерес только второй член, так как лишь в него входят напряжения высокой частоты, промежуточной частоты и зеркальной частоты. Первый член дает только гармоники колебания гетеродина.  $f'(U_{гет} \cos \omega_{гет} t)$  — это изменяющаяся вследствие колебаний гетеродина крутизна характеристики. Она может быть развернута по Фурье:

$$f'(U_{гет} \cos \omega_{гет} t) = a_0 + a_1 \cos \omega_{гет} t + a_2 \cos 2\omega_{гет} t + \dots \quad (17-25)$$

Для случая, когда  $\omega_{сиг} > \omega_{гет}$ , имеем  $\omega_{п} = \omega_{сиг} - \omega_{гет}$  и  $\omega_3 = 2\omega_{гет} - \omega_{сиг}$ . Если перемножить выражение в прямоугольных скобках в уравнении (17-24) и уравнение (17-25) и записать токи, относящиеся к частотам  $\omega_{сиг}$ ,  $\omega_{п}$  и  $\omega_3$ , то получается система уравнений:

$$i_{сиг} = a_0 U_{сиг} \cos(\omega_{сиг} t + \varphi_{сиг}) + \frac{a_1}{2} U_{п} \cos(\omega_{сиг} t + \varphi_{п}) + \frac{a_2}{2} U_3 \cos(\omega_{сиг} t - \varphi_3);$$

$$i_{п} = \frac{a_1}{2} U_{сиг} \cos(\omega_{п} t + \varphi_{сиг}) + a_0 U_{п} \cos(\omega_{п} t + \varphi_{п}) + \frac{a_1}{2} U_3 \cos(\omega_{п} t - \varphi_3).$$

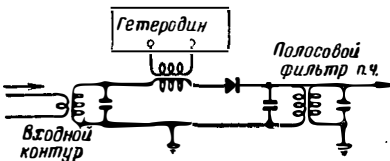


Рис. 17-12. Схема диодного смещения.

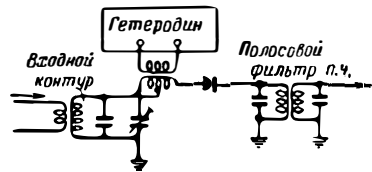


Рис. 17-14. Схема диодного смещения с мостовым симметрированием.

$$i_3 = \frac{a_2}{2} U_{\text{сиг}} \cos(\omega_3 t - \varphi_{\text{сиг}}) + \frac{a_1}{2} U_{\text{п}} \cos(\omega_3 t - \varphi_{\text{п}}) + a_0 U_3 \cos(\omega_3 t + \varphi_3). \quad (17-26)$$

Переходя к комплексным величинам и представляя величины  $U_{\text{сиг}} \exp(j\varphi_{\text{сиг}})$ ,  $U_{\text{п}} \exp(j\varphi_{\text{п}})$ ,  $U_3 \exp(j\varphi_3)$  векторами  $U_{\text{сиг}}^*$ ,  $U_{\text{п}}^*$ ,  $U_3^*$ , получают матрицу проводимости схемы смесителя, соответствующую шестиполоснику:

$$\begin{aligned} I_{\text{сиг}} &= a_0 U_{\text{сиг}} + \frac{a_1}{2} U_{\text{п}} + \frac{a_2}{2} U_3^*; \\ I_{\text{п}} &= \frac{a_1}{2} U_{\text{сиг}} + a_0 U_{\text{п}} + \frac{a_1}{2} U_3^*, \quad \omega_{\text{сиг}} > \omega_{\text{гет}}; \\ I_3^* &= \frac{a_2}{2} U_{\text{сиг}} + \frac{a_1}{2} U_{\text{п}} + a_0 U_3^*. \end{aligned} \quad (17-27)$$

Здесь звездочка \* означает сопряженную комплексную величину. Если частота гетеродина больше частоты сигнала, то высокая частота сигнала и зеркальная частота меняются местами в приведенных уравнениях:

$$\begin{aligned} I_3 &= a_0 U_3 + \frac{a_1}{2} U_{\text{п}} + \frac{a_2}{2} U_{\text{сиг}}^*; \\ I_{\text{п}} &= \frac{a_1}{2} U_3 + a_0 U_{\text{п}} + \frac{a_1}{2} U_{\text{сиг}}^*, \quad \omega_{\text{сиг}} < \omega_{\text{гет}}; \\ I_{\text{сиг}}^* &= \frac{a_2}{2} U_3 + \frac{a_1}{2} U_{\text{п}} + a_0 U_{\text{сиг}}^*. \end{aligned} \quad (17-28)$$

Для анализа уравнение (17-27) исследуется дальше. Коэффициенты  $a_0$ ,  $a_1$  и  $a_2$  зависят от характеристики диода и имеют размер-

ность крутизны. Так, например,  $a_0$  — отношение тока высокой частоты к напряжению высокой частоты, если промежуточная и зеркальная частоты замкнуты накоротко. Эта величина соответствует обычной крутизне  $S$ .  $\frac{a_1}{2}$  — отношение тока промежуточной частоты к напряжению высокой частоты, если промежуточная и зеркальная частоты замкнуты накоротко. Эта величина называется крутизной преобразования  $S_{\text{пр}}$ . Величина  $\frac{a_2}{2} = S_3$

соответствует при тех же условиях короткого замыкания отношению тока зеркальной частоты к напряжению высокой частоты.

Если зеркальную частоту учитывать не нужно, то уравнения (17-27) упрощаются и принимают вид:

$$\begin{aligned} I_{\text{сиг}} &= S U_{\text{сиг}} + S_{\text{пр}} U_{\text{п}}; \\ I_{\text{п}} &= S_{\text{пр}} U_{\text{сиг}} + S U_{\text{п}}. \end{aligned} \quad (17-29)$$

Это уравнения четырехполосника. Он трансформирует проводимость на промежуточной частоте к высокочастотной стороне. Соответствующим выбором проводимости на промежуточной частоте можно получить согласование с внутренним сопротивлением высокочастотного генератора и, следовательно, передачу максимальной мощности.

В общем случае согласование осуществляется не только соответствующим выбором проводимости на промежуточной частоте, но и выбором должной величины проводимости на зеркальной частоте. Литература по диодному смещению [Л. 15, 16]; там же приведена дальнейшая библиография.

## Гетеродин

### 17-7. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ГЕТЕРОДИНАХ

Колебания гетеродина обычно получают в простой схеме обратной связи. При высоких требованиях к постоянству частот независимость емкости от температуры может быть достигнута за счет применения добавочных конденсаторов с соответствующими температурными зависимостями (§ 2-22); кроме того, может быть стабилизировано анодное напряжение. В приемниках с двукратным преобразованием частоты второй гетеродин часто работает на фиксированной частоте, стабилизированной кварцем (§ 13-22).

Чтобы предотвратить «уход» частоты гетеродина и одновременно облегчить настройку, иногда применяются схемы для автоматической подстройки частоты [Л. 13]. Отклонения промежуточной частоты от ее номинального значения могут быть, например в схеме дискриминатора, преобразованы в регулирующее напряжение (§ 21-63), которое подается (рис. 17-15) на сетку реактивной лампы, включенной параллельно колебательному контуру гетеродина; частота гетеродина при этом изменяется и приближается к ее номинальному значению. Вместо реактивной лампы иногда применяется подстроечный мо-

тор, управляющий переменным конденсатором [Л. 7]. Так как в последнее время стали известны условия, при которых гетеродин имеет оптимальное постоянство частоты и без названных искусственных приемов, то последние в настоящее время в радиовещательных приемниках почти не применяются.

**Амплитуда гетеродина.** Требуемая амплитуда гетеродина (§ 17-4) обычно обеспечи-

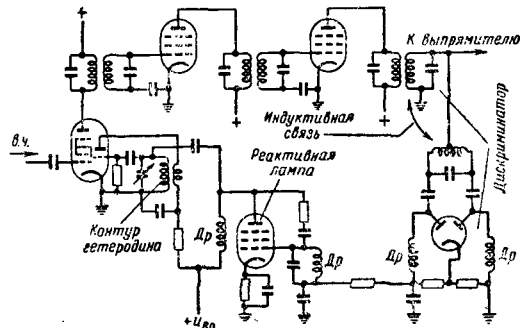


Рис. 17-15. Схема автоматической подстройки частоты гетеродина.



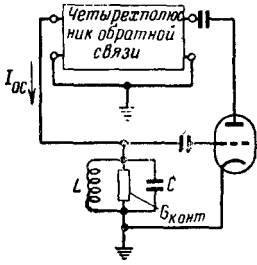


Рис. 17-16. Схема обратной связи гетеродина.

ваются тем, что напряжение колебаний гетеродина ограничивается за счет сеточного тока при введении в схему сеточного конденсатора и сопротивления утечки. При этом следует учесть, что и при постепенном уменьшении крутизны лампы гетеродина (при длительной эксплуатации) должна обеспечиваться достаточная крутизна преобразования. Поэтому при установке новой лампы амплитуду колебаний регулируют так, чтобы она была немного больше, чем это требуется для максимума  $S_{пр}$  (§ 17-4). Из рис. 17-8 и 17-9 следует, что с ростом  $U_{гет}$  величина  $S_{пр}$  уменьшается медленно; в связи с этим при повышении  $U_{гет}$  лишь немного теряется в преобразовании. К тому же коэффициент обратной связи гетеродина обычно выбирается таким, что условия обратной связи выполняются приблизительно для половины максимальной крутизны. Тогда крутизна может упасть приблизительно до 60% первоначального значения без того, чтобы амплитуда гетеродина сделалась недопустимо малой.

При относительно больших диапазонах перестройки часто бывает трудно сохранить требуемую амплитуду гетеродина во всем диапазоне. Это обстоятельство подробнее рассматривается на схеме рис. 17-16. Активная проводимость  $G_{конт}$  колебательного контура гетеродина считается включенной параллельно  $L$  и  $C$ . За счет лампы гетеродина через четырехполосник обратной связи в контур поступает ток обратной связи

$$I_{0.c} = \alpha_{0.c} S U_c \tag{17-30}$$

где  $\alpha_{0.c}$  означает «коэффициент обратной связи». Предполагается, что он не создает сдвига фазы. Тогда условие поддержания стационарной амплитуды колебаний имеет вид:

$$\frac{\alpha_{0.c} S_{ср} U_c}{G_{конт}} = U_c \tag{17-31}$$

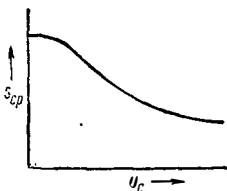


Рис. 17-17. Зависимость усредненной за период крутизны от переменного напряжения на сетке лампы гетеродина.

или

$$S_{ср} = G_{конт} / \alpha_{0.c} \tag{17-32}$$

Усредненная за период колебаний гетеродина крутизна  $S_{ср}$  соответствует определенной амплитуде установившихся колебаний.

На рис. 17-17 показан обычный вид зависимости между амплитудой сеточного напряжения  $U_c$  и  $S_{ср}$ ; последняя величина вследствие смещения рабочей точки при сеточном ограничении уменьшается с ростом  $U_c$  и наоборот.

Постоянство амплитуды колебаний в пределах диапазона перестройки можно получить, лишь поддерживая приблизительно постоянной величину  $G_{конт} / \alpha_{0.c}$ . Однако у обычных колебательных контуров с переменными конденсаторами  $G_{конт}$  очень сильно зависит от установленной частоты или емкости, а именно, с увеличением  $C$  растет  $G_{конт}$ .

Практически преодоление этих трудностей возможно двумя путями: либо пытаются сделать частотную характеристику  $\alpha_{0.c}$  приблизительно совпадающей с частотной характеристикой  $G_{конт}$ , либо при постоянном  $\alpha_{0.c}$  вводят дополнительное затухание, чтобы сделать  $G_{конт}$  по возможности не зависимой от настройки.

### 17-8. ГЕТЕРОДИН ПО СХЕМЕ КОЛПИТЦА

Изображенная на рис. 17-18 схема гетеродина по Колпитцу соответствует первому, упомянутому выше пути. Обратная связь создается емкостным делением напряжения, и отношение деления изменяется при изменении положения переменного конденсатора приблизительно с квадратом частоты. Благодаря этому можно достигнуть довольно равномерной генерации во всем диапазоне. Эта схема весьма пригодна для средне- и длинноволнового диапазонов радиовещательных приемников; в этих случаях получают необходимые значения  $\alpha_{0.c}$  с таким значением постоянной емкости  $C_a$  в делителе напряжения обратной связи, которая как раз подходит для обеспечения сопряженной перестройки входного контура и контура гетеродина (§ 17-20).

На рис. 17-19 показана зависимость переменного напряжения на сетке от положения переменного конденсатора в подобной схеме. В то время как  $U_c$  остается в сравнительно узких пределах, анодное переменное напряжение изменяется очень сильно; при высших частотах настройки оно в несколько раз мень-

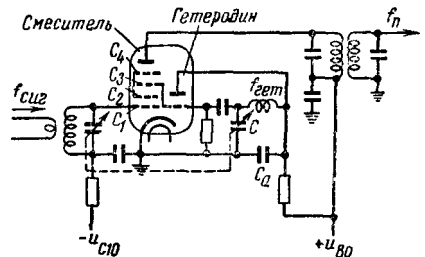


Рис. 17-18. Схема двухсеточного преобразования частоты на триод-гексоде.

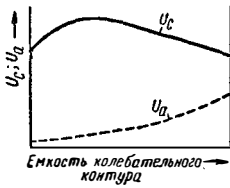


Рис. 17-19. Сеточное и анодное переменные напряжения гетеродина по схеме Колпитца в зависимости от положения переменного конденсатора.

ше, чем при низших. Если при схеме Колпитца включить колебательный контур в цепь анода, то, по крайней мере при малых емкостях настройки, сеточное переменное напряжение будет мало, а ограничение напряжения колебаний будет осуществляться в цепи анода вместо цепи сетки. Для гетеродинов приемников этот режим работы невыгоден, так как он приводит к ненужно большой колебательной мощности и к особенно сильным гармоникам.

**17.9. ГЕТЕРОДИН С ИНДУКТИВНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ И ДЕМПИРУЮЩИМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ**

Изображенная на рис. 17-20 схема гетеродина с индуктивной обратной связью (схема Мейснера, § 18-12) работает с практически постоянным коэффициентом обратной связи. Непосредственно перед электродом, служащим „анодом гетеродина“, включено демпфирующее сопротивление  $R_d$ , которое противодействует происходящему при снижении емкости переменного конденсатора уменьшению  $G_{конт}$ ; это противодействие создается появлением возрастающей дополнительной проводимости. Если обозначить через  $C_a$  емкость анода гетеродина относительно всех других электродов и принять, что  $R_d \ll \frac{1}{2\pi f_{гет} C_a}$ , то эта дополнительная проводимость будет равна:

$$G_{доп} = 4\pi^2 f_{гет}^2 C_a^2 R_d. \quad (17-33)$$

Так как она возрастает с квадратом частоты  $f_{гет}$ , то легко можно выбрать такое значение  $R_d$ , при котором суммы  $G_{конт} + G_{доп}$  на верхнем и нижнем концах диапазона настройки-

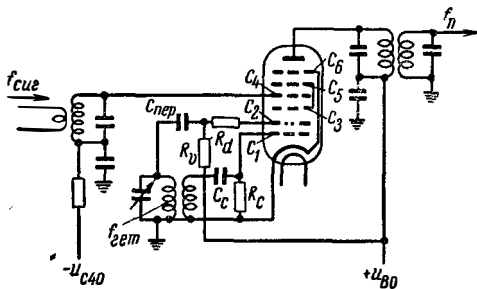


Рис. 17-20. Схема двухсеточного преобразования частоты на триод-октоде.

ки будут приблизительно одинаковы; тогда напряжение колебаний проходит между этими крайними значениями слабо выраженный максимум, подобно тому, как  $U_c$  на рис. 17-19. В противоположность гетеродину по схеме Колпитца в схемах гетеродинов с индуктивной связью колебательный контур можно включать как в цепь сетки, так и в цепь анода. В последнем варианте, если коэффициент трансформации выбран таким, что переменное анодное напряжение значительно больше, чем переменное сеточное напряжение, получают лучшую стабильность частоты. Она, правда, почти всегда хуже, чем стабильность при схеме Колпитца, так как добротность контура снижена дополнительной проводимостью  $G_{доп}$ , что может особенно сильно сказываться на верхнем конце частотного диапазона.

**17-10. РАЗЛИЧНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ГЕТЕРОДИННЫХ КАСКАДОВ**

**Перевозбуждение.** Если постоянная времени нарастания колебаний в гетеродине меньше, чем постоянная времени цепи утечки сетки, то возникает периодическое изменение амплитуды колебаний гетеродина (качания). Эта опасность особенно велика в коротковолновых гетеродинах, которые должны перекрывать большой относительный диапазон частот [Л. 1а]. Трудные условия перекрытия диапазона приводят к тому, что постоянная времени нарастания колебаний на верхнем конце диапазона может оказаться очень малой. Тогда нужно применять специальные меры для устранения перевозбуждения. Прежде всего надо уменьшить, насколько это возможно,  $C_c$ , чтобы уменьшить постоянную времени цепи сетки. Кроме того, в некоторых конструкциях гетеродинных ламп предусмотрены «сгущенные витки» у обоих концов управляющей сетки, что приводит к более крутой характеристике сеточного тока. Следующее средство заключается в уменьшении сопротивления утечки сетки. Однако оно ни в коем случае не должно быть меньше  $20 \text{ ком}$ , так как в противном случае из-за увеличения импульса сеточного тока была бы снижена стабильность частоты и усилены гармоники.

Кроме противодействия опасности перевозбуждения снижением постоянной времени цепи сетки, можно принимать меры и в цепи анода. Обычно анод гетеродина рассчитан на меньшее постоянное напряжение, чем большинство других ламп приемника. Поэтому в цепь анода гетеродина включают добавочное сопротивление для постоянного тока. Если при этом сделать достаточно малой переходную емкость, включенную за этим сопротивлением ( $C_{пер}$  на рис. 17-20), то опасность перевозбуждения еще больше уменьшится за счет обратной связи по н. ч. с анода.

**Скачкообразные изменения частоты, связанные с регулировкой усиления.** Участок сетка — катод смесительной лампы, присоединенный к контуру гетеродина, расстраивает его, если емкость участка изменяется при изменении пространственного заряда [Л. 1б].

Если в смесительном гексоде на  $C_1$  вместе со входным напряжением подается регулирую-

щее напряжение, то оно изменяет общий электронный поток, а также и пространственный заряд между  $C_2$  и  $C_3$ .

Если же напряжение регулирования подается, как в октодах или пентагридном преобразователе, на вторую управляющую сетку, то оно влияет главным образом на распределение электронного потока в дальней части разрядного пространства лампы (§ 12-17). Можно было бы предположить, что вторая управляющая сетка незначительно влияет на пространственный заряд между  $C_1$  и  $K$  или

между  $C_2$  и  $C_1$ , где действует напряжение гетеродина. Однако, практически, в выпускаемых лампах вторая управляющая сетка все-таки заметно действует в ближней части разрядного пространства лампы, что приводит к скачкообразным изменениям частоты. С другой стороны, при названном первом варианте смещения имеется возможность уменьшить влияние изменения емкости на контур гетеродина применением понижающей трансформации между колебательным контуром и смесительной лампой.

## Схемы смещения

### 17-11. СХЕМЫ ДВУХСЕТОЧНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ

В радиовещательных приемниках амплитудно-модулированных колебаний и для решения многих других задач часто применяется двухсеточное смещение на лампах с двойным управлением. Колебательные контуры входной частоты (частоты сигнала), частоты гетеродина и промежуточной частоты подключаются к различным электродам лампы, которые разделены по крайней мере одной сеткой, заземленной по высокой частоте. Тогда не нужны никакие дополнительные меры по развязке контуров на частотах до 50—100 Мгц.

Применяемые для радиовещательных приемников лампы с двойным управлением обычно содержат в одном баллоне добавочные электроды для получения колебаний гетеродина. В триод-гексодах и триод-гептодах имеется специальная триодная система для гетеродина; в пентагридных преобразователях и октодах колебания гетеродина получают в близкой к катоду части системы, содержащей пять или шесть сеток, причем  $C_2$  обычно выполнена так, что на нее попадает значительная часть электронов и она может, таким образом, служить «гетеродинным анодом».

На рис. 17-18 показана схема смесителя на триод-гексоде. Входное напряжение подается на  $C_1$ , а напряжение гетеродина через соединение внутри лампы — на вторую управляющую сетку  $C_3$ . Изменяя смещение на  $C_1$ , можно регулировать в широких пределах усиление.

На рис. 17-20 показана схема с октодом [Л. 10, 12]. Колебания гетеродина получают при помощи электродов  $C_1$  и  $C_2$ , причем  $C_2$  играет роль анода.  $C_3$  и  $C_5$  — положительные экранирующие сетки. Напряжение сигнала подается на  $C_4$ . К этой сетке можно, кроме того, подвести напряжение регулировки усиления. В октоде имеется еще и антидиффузионная сетка  $C_6$ , отсутствующая в пентагридном преобразователе. Функция ее обычная [Л. 8].

**Двухсеточное преобразование частоты на высоких частотах.** Принципиально вполне возможно использовать смесительные лампы с двойным управлением вплоть до частот 100 Мгц. Развязка входного контура от контура гетеродина при помощи экранирующей сетки, расположенной между обоими управляющими сетками, обеспечивает независимость настройки обоих контуров. Однако в этих слу-

чаях на входном контуре появляется уже заметное напряжение частоты гетеродина, которое обнаруживается в некоторых особых явлениях [Л. 5а].

Если напряжение гетеродина подводится ко второй управляющей сетке гексода или гептода, то на подключенной ко входному контуру первой управляющей сетке возникает некоторое напряжение, обусловленное рядом связей в самом гексоде. Важнейшие из них — через емкость  $C_{c1, c2}$  между управляющими сетками, за счет отраженных от  $C_3$  в такт с частотой гетеродина электронов («обратных электронов») и, при комбинированных триод-гексодах, — общая индуктивность вводов.

На рис. 17-21 представлена подобная схема с гетеродином по трехточечной схеме.

Если, с другой стороны, подать напряжение гетеродина на первую управляющую сетку, а входной контур подключить ко второй, то на контур будут действовать периодически возникающие за счет колебаний гетеродина пакеты пространственного заряда. Из-за этого получается значительно более сильное возбуждение входного контура с частотой гетеродина. Появляющееся на входном контуре напряжение частоты гетеродина создает опасность мешающего излучения этой частоты через антенну; поэтому, а также в целях повышения отношения сигнал/шум антенну присоединяют не непосредственно ко входному контуру, а через каскад предварительного усиления в. ч. Далее, это напряжение вызывает добавление односеточного смещения к чисто двухсеточному. Если  $f_{гет} > f_{сиг}$ , то напряжения частоты гетеродина на обеих сетках синфазны, так как входной контур представляет для  $f_{гет}$  емкостное сопротивление. За этот счет крутизна преобразования несколько уве-

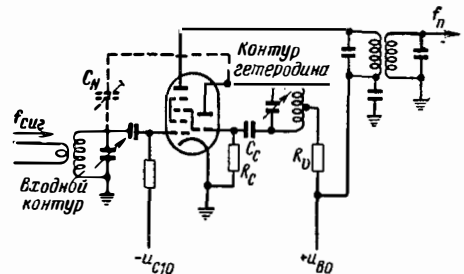


Рис. 17-21. Схема двухсеточного преобразования для высоких частот (100 Мгц).

личивается. При  $f_{гет} < f_{сиг}$  имеет место обратное.

Дальнейшее действие остаточных связей может заключаться в том, что обратная связь в гетеродине, особенно если  $f_{гет} > f_{сиг}$ , может создавать также значительную компенсацию затухания входного контура. В схеме рис. 17-21 можно, впрочем, устранить значительную часть связей нейтрализационной емкостью  $C_n$  между входной сеткой и гетеродинным анодом, так как на последнем имеется переменное напряжение, обратное по фазе напряжению на гетеродинной сетке.

### 17-12. СХЕМЫ ОДНОСЕТОЧНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ

На частотах выше приблизительно 10 Мгц в каскадах двухсеточного преобразования частоты становятся заметными сильные шумы токораспределения (§ 20-10), так как резонансные сопротивления входных контуров делаются меньше, чем эквивалентные сопротивления шумов  $R_{эк}$  [Л. 3, 11]. Каскады односеточных преобразователей на пентодах с хорошим токораспределением и особенно на гриодах имеют много меньшие значения  $R_{эк}$ . Разница в коэффициентах шума  $F$  возрастает еще в связи с тем, что смесительные лампы, работающие в режиме односеточного смешения, вносят значительно меньшее затухание во входной контур и коэффициент передачи входного контура получается более высоким.

В пользу односеточного преобразования говорит далее то, что при лампах сравнимой основной крутизны они дают более высокие значения  $S_{пр}$ . При приеме частотно-модулированных колебаний, особенно радиовещания на у. к. в., экономят, кроме того, один ламповый каскад тем, что применяют триод в автогенераторной односеточной смесительной схеме.

**Односеточное преобразование в схемах с отдельным гетеродином.** На рис. 17-22 показана схема односеточного преобразователя, в которой для получения колебаний гетеродина служит отдельный триод. Триод может быть помещен либо в отдельном баллоне, либо в общем баллоне со смесительной лампой (тогда лампа называется преобразовательной). На рис. 17-22 входной контур подключен к сетке, а напряжение гетеродина подается на катод смесительной лампы. Таким образом, оба контура связаны через внутреннюю емкость  $C_{с.к.}$ . Это сказывается тем неблаго-

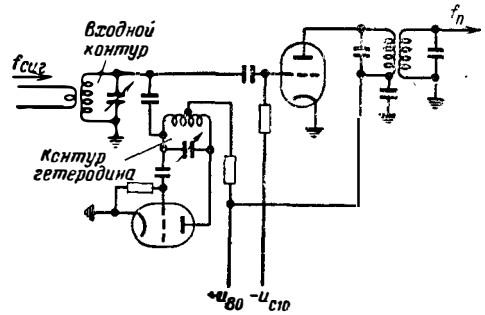


Рис. 17-23. Схема односеточного преобразования частоты (аддитивного смешения) с включением гетеродина через емкость.

приятней, чем выше абсолютное значение частоты сигнала  $f_{сиг}$  и чем меньше отношение  $f_n/f_{сиг}$ . Чтобы избежать слишком сильного затухания контура гетеродина входным (сигнальным) контуром, катод подключают к отводу контура гетеродина.

Другая часто применяемая схема представлена на рис. 17-23. Напряжение гетеродина попадает через малую емкость на сетку смесительной лампы. В этом случае необходимое для смешения напряжение гетеродина полностью имеется на входном контуре.

В обеих схемах гетеродин должен давать много большее напряжение, чем нужно на смесительной лампе напряжение гетеродинирования. Кроме того, при обеих схемах совершенно невозможно присоединить антенну непосредственно к входному контуру, так как в этом случае было бы слишком велико излучение приемником частоты гетеродина. Здесь нужно обязательно применять предварительное усиление высокой частоты, при помощи которого достигается достаточное разделение антенны и гетеродина. Однако и в этом случае из-за относительно большой мощности гетеродина при неполном экранировании существует опасность недопустимо высокого излучения основной частоты или гармоники гетеродина с какой-либо токоведущей части схемы. Чтобы поддержать напряжение гармоник на аноде гетеродина малым, схему составляют по возможности так, чтобы между анодом и катодом или корпусом был включен конденсатор ( $C_a$  на рис. 17-22) [Л. 5b].

### 17-13. УСТРАНЕНИЕ ВЗАИМОЗАВИСИМОСТИ НАСТРОЙКИ КОНТУРОВ ГЕТЕРОДИНА И СИГНАЛА

В последнее время все шире применяются мостиковые схемы для устранения взаимозависимости настройки контуров гетеродина и сигнала на частотах до 150 Мгц. При этом во многих случаях оказывается возможным поддерживать излучение антенной частоты гетеродина достаточно малым и без применения предварительного усиления высокой частоты. На рис. 17-24—17-27 представлены четыре принципиальные схемы, отличающиеся тем, что разделен либо контур гетеродина, либо контур сигнала, и тем, что либо разде-

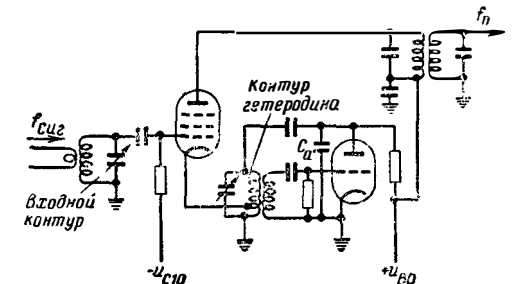


Рис. 17-22. Схема односеточного преобразования частоты с подачей напряжения гетеродина в цепь катода смесительной лампы.

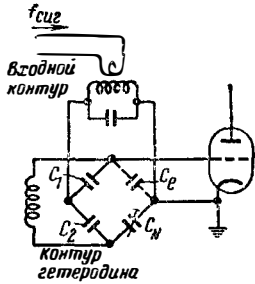


Рис. 17-24. Мостовая входная схема с разделенным контуром гетеродина и заземлением одного зажима входного контура.

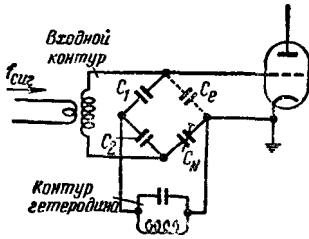


Рис. 17-25. Мостовая входная схема с разделенным входным контуром и с заземлением одного зажима контура гетеродина.

ленный контур, либо неразделенный контур одним из концов подключен к корпусу или к катоду. Наибольшее значение имеют схемы рис. 17-24 и 17-26, в которых контур сигнала подключен одним концом к корпусу.

Разделение контура делается обычно симметричным или приблизительно симметричным. Условием баланса является

$$C_N = C_e \frac{C_2}{C_1}. \quad (17-34)$$

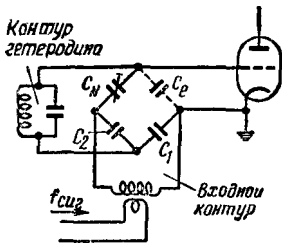


Рис. 17-26. Мостовая входная схема с разделенным входным контуром и с заземлением одного зажима этого контура.

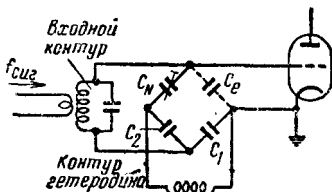


Рис. 17-27. Мостовая входная схема с разделенным контуром гетеродина и с заземлением одного зажима этого контура.

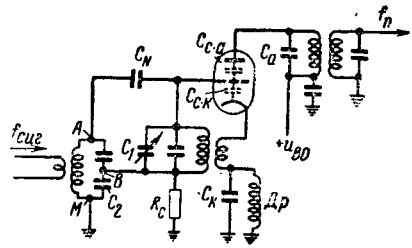


Рис. 17-28. Автогенераторный смесительный каскад на триоде с катодной обратной связью и катодным конденсатором для устранения распыления минимума напряжения.

Правда, при применении триодов идеальная балансировка моста достигается в этих схемах лишь в том случае, если не имеется никакого заметного анодного переменного напряжения частоты гетеродина. Однако даже в смесительных схемах с отдельным гетеродином первичный контур полосового фильтра п. ч. создает в анодной цепи значительное полное сопротивление для составляющей анодного тока частоты гетеродина. В автогенераторных же каскадах преобразования на триодах, в которых обратная связь осуществляется из цепи анода, появляется значительное анодное переменное напряжение частоты гетеродина.

Можно считать, что это анодное переменное напряжение влияет на действующую величину \$C\_e\$. Если же анодное переменное напряжение не находится точно в противофазе с сеточным переменным напряжением, то к \$C\_e\$ присоединяется положительная или отрицательная активная составляющая. Оба фазовых сдвига означают распыление минимума моста [Л. 5с], в то время как изменение только действующей величины \$C\_e\$, по крайней мере для одной частоты, может быть компенсировано соответствующим изменением \$C\_N\$.

Вредное влияние анодного переменного напряжения можно с успехом преодолеть двумя путями. Первый состоит в том, что (при емкостной нагрузке анода) в цепь катода включают такой конденсатор, чтобы ликвидировать распыление минимума, и после этого, при не слишком большом относительном диапазоне перестройки, осуществляют балансировку при помощи \$C\_N\$ в середине диапазона. На рис. 17-28 представлена такая схема. На рис. 17-29 показана соответствующая мостовая схема.

Второй путь, возможный для сколь угодно больших диапазонов настройки, состоит в специальной нейтрализации \$C\_{e.a.}\$, как показано на рис. 17-30. На рис. 17-31 представле-

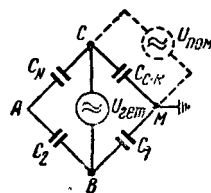


Рис. 17-29. Мостовая схема к рис. 17-28.

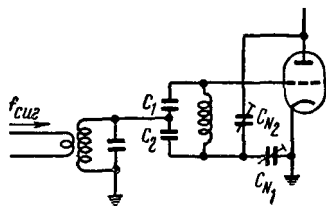


Рис. 17-30. Схема гетеродина с двойной балансировкой.

на соответствующая мостовая схема. Условие двойного баланса имеет вид:

$$\frac{C_{N1}}{C_{ск}} = \frac{C_{N2}}{C_{са}} = \frac{C_2}{C_1}. \quad (17-35)$$

В основу предыдущих примеров было положено емкостное разделение колебательных контуров. Оно наилучшим образом оправдывается

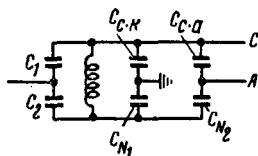


Рис. 17-31. Мостовая схема к рис. 17-30.

практикой. При индуктивном разделении частот существует опасность большой частотной зависимости. Однако и при емкостном разделении следует обращать внимание на то, чтобы подобная частотная зависимость не возникла из-за слишком большой индуктивности соединительных проводов.

### 17-14. АВТОГЕНЕРАТОРНЫЕ КАСКАДЫ ОДНОСЕТОЧНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ

Используя мостовые схемы, легко выполнить каскады односеточного преобразования на одной только лампе. На частотах до 150 Мгц пригодны схемы гетеродинов с индуктивной обратной связью. На рис. 17-32 представлена такая схема с триодом. Контур гетеродина включен в цепь анода. Один зажим контура заземлен, так что может быть применен переменный конденсатор с одной заземленной обкладкой. Ранее пытались применить гетеродины по трехточечной схеме вместо технически несколько более трудно выполнимых схем с индуктивной обратной связью. Однако оказалось, что это создает сильную отрицательную обратную связь во входном контуре. Эту связь можно представить, как активную проводимость, включенную параллельно входному контуру. Ее величину можно определить, пользуясь схемой рис. 17-33. По определению

$$G_e = \text{действительная часть } \frac{I_1}{U_1}. \quad (17-36)$$

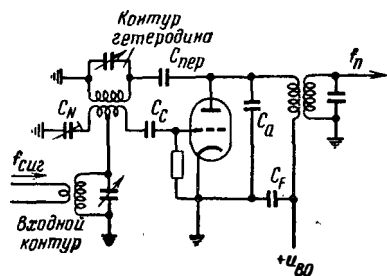


Рис. 17-32. Автогенераторный смесительный каскад на триоде с контуром гетеродина в цепи анода.

Для схемы рис. 17-33 получаются три уравнения:

$$I_1 = S U_c; \quad (17-37)$$

$$U_c = U_1 + U_{конт} \frac{C_1}{C_1 + C_2}; \quad (17-38)$$

$$U_{конт} = \frac{I_1}{2j\Delta\omega \left( C_0 + \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \right)} \cdot \frac{C_2}{C_1 + C_2}. \quad (17-39)$$

Из них исключением  $U_c$  и  $U_{конт}$  получают:

$$\frac{I_1}{U_1} = \frac{S}{1 + \frac{jS}{2\Delta\omega (C_1 + C_2) \left( 1 + \frac{C_0}{C_1} + \frac{C_0}{C_2} \right)}}. \quad (17-40)$$

Принимая во внимание, что  $\Delta\omega$  равно промежуточной частоте  $f_n$ , для действительной части этого выражения получаем:

$$G_e = \frac{S}{1 + \left( \frac{S}{2f_n (C_1 + C_2) \left( 1 + \frac{C_0}{C_1} + \frac{C_0}{C_2} \right)} \right)^2}. \quad (17-41)$$

Если провести расчет для практически встречающихся величин, то получается, что второе слагаемое в знаменателе обычно меньше 1. Это значит, что хотя  $G_e$  меньше, чем  $S$ , однако, оно по крайней мере того же порядка. Таким образом, приходится считаться с очень сильным затуханием, вносимым во входной контур ламповой схемой. По этой причине применение трехточечной схемы для автогенераторных смесительных каскадов ограничивается случаями ламп с небольшой крутизной (например, в батарейных приемниках). Эти лампы генерируют колебания в трехточечной

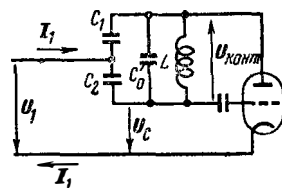


Рис. 17-33. Трехточечная схема гетеродина.

схеме легче, чем в схеме с индуктивной обратной связью.

При рассмотрении схемы рис. 17-33 и при расчете предполагалось, что рабочая крутизна равна статической крутизне и что возникающая на высоких частотах входная проводимость сетки лампы равна нулю. Оба эти предположения практически допустимы.

Теперь необходимо рассмотреть другие обстоятельства, которые должны быть приняты во внимание для автогенераторного каскада преобразования частоты. Так как эта схема применяется почти исключительно при малых относительных диапазонах настройки, то часть упомянутых в § 17-7 трудностей отпадает и получение постоянства колебаний в пределах диапазона оказывается легко осуществимым.

Сеточный ток у автогенераторных преобразовательных ламп. В применяемых для приема частотно-модулированных колебаний автогенераторных каскадах преобразования ограничение амплитуды также может осуществляться при помощи сопротивления утечки сетки и сеточного конденсатора. В этом случае через сопротивление утечки протекает ток, который, как всякий ток вакуумного диода, содержит шумовую составляющую. Это эквивалентно повышению тока шумов в сеточном контуре смесительной лампы, т. е. увеличению ее коэффициента шума (§ 20-15). Однако этот эффект может быть небольшим, если выбрано большое сопротивление утечки сетки. Для триодов следует выбирать  $R_c = 0,5-1 \text{ Мом}$ , а для пентодов достаточно меньших значений, так как у них шум анодного тока сравнительно больше. Применение высокого сопротивления утечки важно прежде всего в каскадах преобразования, которым не предшествует предварительное усиление высокой частоты. Если таковое имеется, то коэффициент шума преобразовательного каскада обычно имеет много меньшее значение, чем коэффициент шума каскада предварительного усиления.

### 17-15. ДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ В ГЕТЕРОДИНЕ

Для переменного напряжения на сетке в отношении влияния на крутизну преобразования справедливо то, что было сказано в § 17-7; выбор же наиболее выгодного переменного напряжения основан на компромиссе между различными требованиями. Чем большим выбирают анодное переменное напряжение  $U_a$ , тем больше становится опасность нежелательного излучения частоты ге-

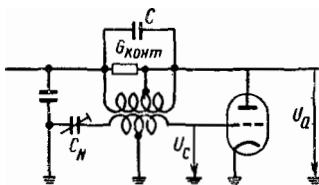


Рис. 17-34. Гетеродин с индуктивной обратной связью и колебательным контуром в анодной цепи.

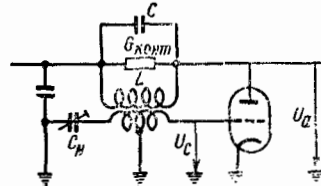


Рис. 17-35. Гетеродин с индуктивной обратной связью и колебательным контуром с отводом.

теродина. Чем меньшим оно будет выбрано, тем большее влияние на частоту гетеродина приобретает емкость пространственного заряда, зависящая от изменений рабочего напряжения.

Для обеспечения постоянства частоты контур гетеродина должен иметь по возможности малое затухание. Его можно выполнить либо с относительно большой  $C$ , либо с малой  $C$  и подключением к отводу.

В основу нижеследующего рассмотрения действия обратной связи положена схема рис. 17-34 с колебательным контуром в анодной цепи. Пусть  $G_{\text{конт}}$  — активная проводимость анодного контура. Для анодного колебательного контура с отводом рассмотрение остается справедливым, если  $G_{\text{конт}}$  определяется между точкой подключения и землей (рис. 17-35).

Пусть коэффициент передачи для цепи обратной связи равен:

$$k_{o,c} = \frac{U_c}{U_a},$$

а входная проводимость лампы, усредненная за период частоты гетеродина, —  $G_{\text{вх.ср}}$ . Тогда условие самовозбуждения имеет вид:

$$G_{\text{конт}} = k_{o,c} S_{\text{ср}} - D S_{\text{ср}} - k_{o,c}^2 G_{\text{вх.ср}}. \quad (17-42)$$

Наиболее выгодная рабочая точка соответственно сказанному в § 17-4 получается при таком выборе  $G_{\text{конт}}$ , что уравнение (17-42) удовлетворяется для

$$S_{\text{ср}} \approx \frac{S_{\text{макс}}}{2}. \quad (17-43)$$

Наилучшая способность к самовозбуждению, т. е. наибольшее допустимое значение  $G_{\text{конт}}$ , получается при

$$k_{o,c} = \frac{S_{\text{ср}}}{2G_{\text{вх.ср}}}, \quad (17-44)$$

если вычислить условия максимума для  $G_{\text{конт}}$ .

Это означало бы сильное повышение напряжения от анодной цепи к сеточной. Такое повышение практически невыполнимо, так как трансформированная емкость входа лампы слишком сильно повлияла бы на анодный колебательный контур. Кроме того, изменения емкости пространственного заряда слишком воздействовали бы на частоту генерации.

Наилучший компромисс между способностью к самовозбуждению и влиянием емкости пространственного заряда на частоту гетеродина получают практически, выбирая  $k_{o.c}$  порядка 1.

При очень высоких частотах ( $>100$  Мгц) нужно иметь в виду, что изменения анодного напряжения через соответствующие изменения фазового угла крутизны вызывают изменения частоты. Пусть  $\Delta\varphi$  — изменение угла. Тогда (для малых углов)

$$\Delta f_{\text{гет}} \approx \frac{\Delta\varphi k_{o.c} S_{cp}}{4\pi C} \quad (17-45)$$

Вводя добротность колебательного контура

$$Q = \frac{2\pi f_{\text{гет.ср}} C}{G_{\text{конт}}}, \quad (17-46)$$

где  $f_{\text{гет.ср}}$  означает среднюю частоту гетеродина, и используя уравнение (17-42) получают:

$$\Delta f_{\text{гет}} = \Delta\varphi \frac{f_{\text{гет.ср}}}{2Q} \times \left[ 1 + \frac{1}{\frac{k_{o.c} S_{cp}}{k_{o.c}^2 G_{\text{вх.ср}} + S_{cp} D} - 1} \right] \quad (17-47)$$

Минимум колебаний частоты будет иметь место тогда, когда выражение

$$\frac{k_{o.c} S_{cp}}{k_{o.c}^2 G_{\text{вх.ср}} + S_{cp} D}$$

будет иметь максимум. Это наступает при

$$k_{o.c.\text{опт}} = \sqrt{\frac{S_{cp} D}{G_{\text{вх.ср}}}} \quad (17-48)$$

Для лампы ЕС92 получается  $k_{o.c.\text{опт}} \approx 0,7$ .

В области оптимума  $\Delta f_{\text{гет}}$  изменяется очень медленно с изменением  $k_{o.c}$ . Можно сказать, что в практических случаях условие наилучшей возбудимости колебаний приближенно дает также наименьшие изменения частоты, связанные с изменением времени пробега.

### 17-16. ОБРАТНЫЕ ДЕЙСТВИЯ

Анодное обратное действие в смесительных каскадах на триодах. Триоды в односеточных смесительных каскадах ранее считались по сравнению с пентодами невыгодными потому, что они за счет сильной реакции анодной цепи вносят значительное затухание в выходной контур п. ч. Причиной этого является, с одной стороны, внутренняя анодная проводимость триода, которая при его раскатке напряжением гетеродина принимает уменьшенное среднее значение  $G_{i.c.p} = S_{cp} D$ . К этому добавляется, с другой стороны, значительно большая емкостная анодная реакция, поясняемая рис. 17-36. Анодное переменное напряжение промежуточной частоты  $U_{a.п}$  делится в отношении

$$a = \frac{C_{c.a}}{C_c + C_{c.a}}, \quad (17-49)$$

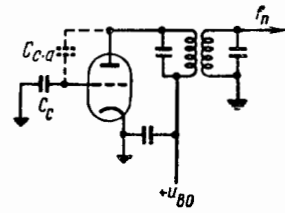


Рис. 17-36. Принципиальная схема емкостного анодного обратного действия по п. ч.

и действующее на сетке частичное напряжение вызывает дополнительный анодный ток

$$I_{a.п} = S_{cp} a U_{a.п} \quad (17-50)$$

Этот эффект можно соединить с действием проницаемости лампы и получить таким образом общую проводимость с учетом реакции:

$$G'_i = S_{cp} (D + a) = S \left( D + \frac{C_{c.a}}{C_c + C_{c.a}} \right) \quad (17-51)$$

В то время как в схемах с отдельным гетеродином при удачной конструкции можно добиться того, что только значение  $C_{c.a}$  самой лампы определяет емкостную анодную реакцию, в автогенераторных преобразовательных триодах имеют значение и другие емкости. При индуктивной обратной связи гетеродина следует позаботиться о том, чтобы один полюс катушки контура гетеродина, включенной в цепь анода, был заземлен с тем, чтобы емкость  $C_{кат}$  между катушкой колебательного контура и катушкой обратной связи не оказалась для п. ч. включенной параллельно  $C_{c.a}$ . Таким образом, схему рис. 17-37 следует предпочесть схеме рис. 17-38.

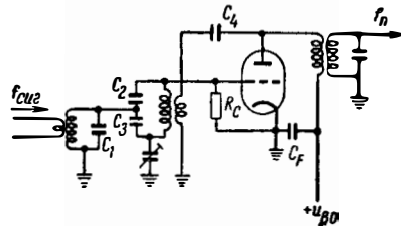


Рис. 17-37. Автогенераторный смесительный каскад на триоде. В катушке обратной связи нет тока промежуточной частоты.

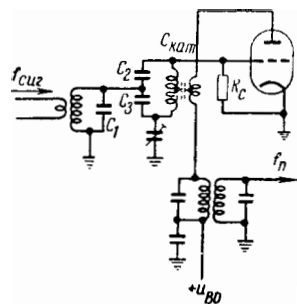


Рис. 17-38. Автогенераторный смесительный каскад на триоде. По катушке обратной связи проходит ток промежуточной частоты.



Однако обычно  $a$  значительно больше, чем  $D$ , результатом чего является очень сильное затухание выходного контура п. ч. Это ведет к снижению усиления по промежуточной частоте. Снижение избирательности выходного контура можно компенсировать увеличением отношения  $C/L$  в выходном контуре п. ч. или подключением к отводу катушки.

Анодную реакцию можно [Л. 5д] умень-

$$a = \frac{C_{c.a} C_F - C_4 (C_2 + C_3)}{C_F (C_2 + C_3 + C_L + C_{c.a}) + (C_2 + C_3) (C_L + C_4) + C_{c.a} C_L + C_4 (C_L + C_{c.a})} \quad (17-52)$$

шить при помощи положительной обратной связи на промежуточной частоте. В случае автогенераторного преобразовательного каскада генерированием колебаний на частоте гетеродина автоматически стабилизируется сред-

$$C_F = \frac{C_4 (C_2 + C_3) + a [(C_4 + C_L) (C_2 + C_3 + C_4 (C_{c.a} + C_L) + C_{c.a} C_L)]}{C_{c.a} - a (C_{c.a} + C_2 + C_3 + C_L)} \quad ; \quad (17-53)$$

няя крутизна  $S_{ср}$ , которая влияет на обратную связь по п. ч. Этим обеспечивается исключительное постоянство положительной обратной связи по п. ч.

При гетеродине с индуктивной обратной

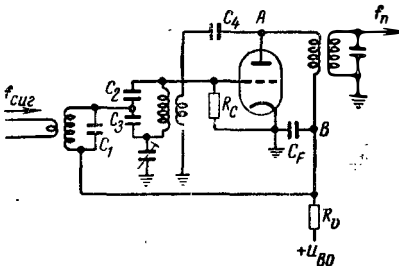


Рис. 17-39. Автогенераторный смесительный каскад на триоде с положительной обратной связью по п. ч.

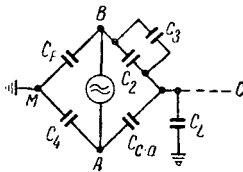


Рис. 17-41. Схема моста п. ч. к рис. 17-39.

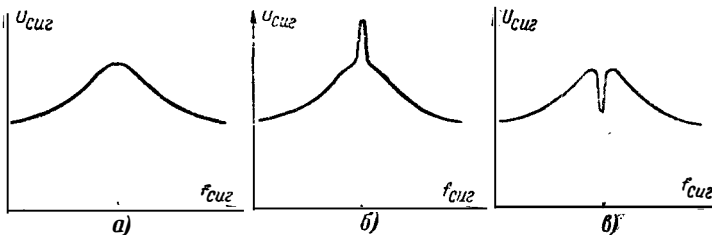


Рис. 17-41. Резонансная кривая входного контура. а — без эффекта обратного смешения; б — с положительным эффектом обратного смешения; в — с отрицательным эффектом обратного смешения.

связью положительную обратную связь по п. ч. целесообразно осуществлять при помощи специальной схемы «базового конденсатора»  $C_F$ , показанной на рис. 17-39. На рис. 17-40 показана соответствующая мостовая схема для п. ч. К диагонали сетка — катод подключена параллельная емкость (нагрузка)  $C_L$  — входная емкость лампы и монтажа. Для деления в нагруженном мосте получается:

Обычно все прочие емкости, кроме  $C_F$ , определяются другими требованиями, и тогда  $C_F$  выбирают так, чтобы получилось нужное деление  $a$ :

$a$  можно выбрать даже отрицательным, что означает уменьшение  $G'_i$  ниже значения  $S_{ср} D$ . Для  $a = -D G'_i = 0$ , и тогда остается лишь собственное затухание выходного контура п. ч. Лишь  $a < -D$  означает компенсацию затухания этого контура. Практически выбирают  $a = -0,5$  до  $0,8D$  и получают при этом почти такой же результат, как при применении пентодов.

**Обратное смешение.** Кроме только что описанного анодного обратного действия по промежуточной частоте, в некоторых схемах имеется еще сложное обратное действие, называемое «обратным смешением» [Л. 5е]. Оно проявляется в изменении формы резонансной кривой входного контура и в связанном с этим изменении усиления при преобразовании. На рис. 17-41, а—в показаны три типичные резонансные кривые без обратного смешения и с ним. Анодное напряжение п. ч. вызывает изменение тока смесительной лампы, которое вместе с изменением, определяемым частотой гетеродина, образует за счет смешения новую составляющую тока частоты сигнала. В зависимости от соотношения фаз с первоначальным входным напряжением последнее будет увеличено или уменьшено. Этот эффект возникает в том диапазоне частот, в котором на аноде получается значительное напряжение п. ч. Ширина полосы горбов на

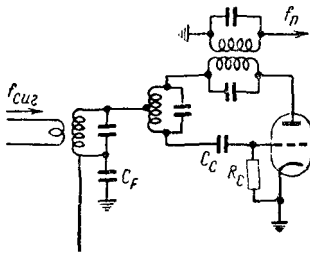


Рис. 17-42. Автогенераторный смесительный каскад на триоде, включенном по трехточечной схеме.

рис. 17-41,  $a$ — $b$  соответствует ширине полосы выходного контура п. ч.

Дополнительный ток частоты сигнала, возникающий за счет обратного смешения, равен:

$$I_{обр} = S_{пр} U_{п} (D + a). \quad (17-54)$$

Этот ток, протекающий в смесительной лампе, не может заметно влиять на входной контур в схемах с гетеродином, имеющим индуктивную обратную связь. В гетеродинах же с трехточечной схемой, показанной, например, на рис. 17-42, по крайней мере часть этого тока протекает через входной контур. Тогда при  $D+a > 0$  получается повышение входного напряжения, а для  $D+a < 0$  — уменьшение. В первом случае, однако, можно добиться повышения входного напряжения максимум на 20—30%, так как с увеличением  $a$  анодное напряжение п. ч. уменьшается.

**17-17. СМЕШЕНИЕ НА ГАРМОНИКАХ**

Промежуточная частота при любых формах характеристики смесительной лампы может в общем случае образоваться как

$$f_{п} = cf_{сиг} - af_{гет}; \quad (17-55)$$

$$f_{п} = af_{гет} - cf_{сиг}; \quad (17-56)$$

$$f_{п} = cf_{сиг} + af_{гет}. \quad (17-57)$$

При этом следует иметь в виду, что крутизна преобразования  $S_{пр.а.с}$  очень быстро падает с ростом  $c$  и  $a$ . При малом входном напряжении  $U_{сиг}$  практически может идти речь лишь о  $c=1$ . Зато напряжение гетеродина  $U_{гет}$  делается почти всегда таким большим, что используемая характеристика нелинейна. Поэтому нужно принимать во внимание значение  $a=3$ , а иногда и еще более высокие индексы. В супергетеродинном приемнике со смешением на основной частоте смешение на гармониках может вызвать заметные помехи. Если для достаточно мощного передатчика приблизительно выполнено одно из трех названных соотношений, то, например, при приеме на слух, получается мешающий тон биений между нужной и близкой к ней мешающей промежуточной частотой. Кроме того, будет слышна амплитудная модуляция мешающего передатчика. Подобным же образом помехи в виде чистых интерференционных свистов могут возникнуть за счет того, что в последних каскадах п. ч. или в выпрямителе возникнут гармоники  $f_{п}$ , которые попадут во входной кон-

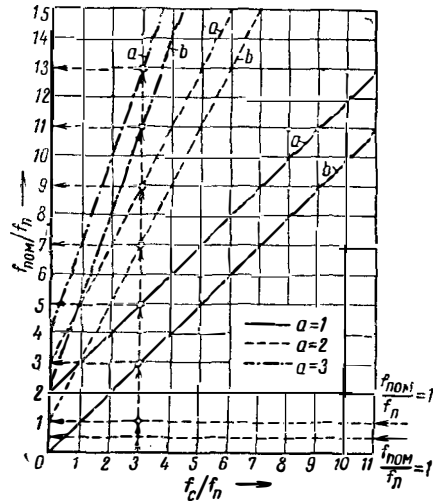


Рис. 17-43. Номограмма для определения точек интерференции при преобразовании частоты.

тур и снова, как новая  $f_{сиг}$ , приблизительно удовлетворяют одному из названных условий:

$$cf_{п} - af_{гет} \approx f_{п}; \quad (17-58)$$

$$af_{гет} - cf_{п} \approx f_{п}; \quad (17-59)$$

$$cf_{п} + af_{гет} \approx f_{п}. \quad (17-60)$$

Может даже иметь место помеха за счет смешения гармоник  $f_{п}$  с частотой сигнала:

$$af_{п} - cf_{сиг} \approx f_{п}; \quad (17-61)$$

$$cf_{сиг} - af_{п} \approx f_{п}; \quad (17-62)$$

$$cf_{сиг} + af_{п} \approx f_{п}. \quad (17-63)$$

При разработке супергетеродинного приемника возможности появления этих помех должны быть учтены при выборе  $f_{п}$  и расчете необходимой преселекции.

Обзор положения возможных точек интерференции дает номограмма Вильгельма [Л. 14]. На рис. 17-43 приведена часть этой номограммы. Из уравнений

$$f_{п} = cf_{пом} - af_{гет} \quad (17-64)$$

и

$$f_{п} = af_{гет} - cf_{пом} \quad (17-65)$$

с учетом

$$f_{п} = f_{гет} - f_{сиг} \quad (17-66)$$

при  $c = 1$  получаются уравнения:

$$\frac{f_{пом}}{f_{п}} = \frac{f_{сиг}}{f_{п}} + 2 \quad (17-67)$$

и

$$\frac{f_{пом}}{f_{п}} = \frac{f_{сиг}}{f_{п}} \quad (17-68)$$

для  $a = 1$ ;

$$\frac{f_{\text{пом}}}{f_{\text{п}}} = 2 \left( \frac{f_{\text{сиг}}}{f_{\text{п}}} + 1 \right) + 1 \quad (17-69)$$

и

$$\frac{f_{\text{пом}}}{f_{\text{п}}} = 2 \left( \frac{f_{\text{сиг}}}{f_{\text{п}}} + 1 \right) - 1 \quad (17-70)$$

для  $a = 2$ ;

$$\frac{f_{\text{пом}}}{f_{\text{п}}} = 3 \left( \frac{f_{\text{сиг}}}{f_{\text{п}}} + 1 \right) + 1 \quad (17-71)$$

и

$$\frac{f_{\text{пом}}}{f_{\text{п}}} = 3 \left( \frac{f_{\text{сиг}}}{f_{\text{п}}} + 1 \right) - 1 \quad (17-72)$$

для  $a = 3$ .

Эти уравнения представлены на рис. 17-43; здесь  $f_{\text{пом}}$  — частота помехи на входе;  $f_{\text{сиг}}$  — частота полезного сигнала на входе;  $f_{\text{п}}$  — промежуточная частота;  $f_{\text{гет}}$  — частота гетеродина,  $s$  — номер гармоники  $f_{\text{пом}}$ ;  $a$  — номер гармоники  $f_{\text{гет}}$ .

Из номограммы можно определить, какие мешающие частоты  $f_{\text{пом}}$  при настройке приемника на частоту сигнала  $f_{\text{сиг}}$  дают промежуточную частоту  $f_{\text{п}}$ . Это отмечено на рисунке для случая  $f_{\text{сиг}}/f_{\text{п}} = 3$ . Или можно определить, в каких положениях настройки на различные частоты сигнала  $f_{\text{сиг}}$  заданная частота помехи  $f_{\text{пом}}$  дает промежуточную частоту  $f_{\text{п}}$ .

Прямые  $f_{\text{пом}}/f_{\text{п}} = 1$  и  $f_{\text{пом}}/f_{\text{п}} = 1/2$  означают, что частота помехи  $f_{\text{пом}}$ , равная или вдвое меньшая промежуточной частоты  $f_{\text{п}}$ , проходит в приемник непосредственно или своей второй гармоникой.

В [Л. 14] можно найти также методы определения амплитуды возникающих частот помех.

### 17-18. ОБРАТНОЕ СМЕЩЕНИЕ В РЕФЛЕКСНЫХ СХЕМАХ

Для радиовещательного приема частотно-модулированных колебаний на у. к. в. были разработаны рефлексные схемы, в которых одна лампа применяется как для предварительного усиления у. к. в., так и для усиления п. ч. На рис. 17-44 приведена принципиальная схема такого устройства. Для схемы существует практически опасность того, что ее усиление будет нестабильным по величине и фазе, а в предельном случае возникает самовозбуждение одновременно на частотах  $f_{\text{сиг}}$  и  $f_{\text{п}}$ . Причина этого заключается в нежелательном эффекте смещения в рефлексной лампе. При помощи обычно применяемых в радиовещательных приемниках мер нельзя помешать тому, чтобы малое (50—100 мв) напряжение частоты гетеродина попадало на сетку рефлексной лампы. Это напряжение вместе с напряжением п. ч., попадающим на сетку от смесительного каскада, дает в результате смещения дополнительную составляющую анодного тока частоты сигнала  $f_{\text{сиг}}$ . При этом

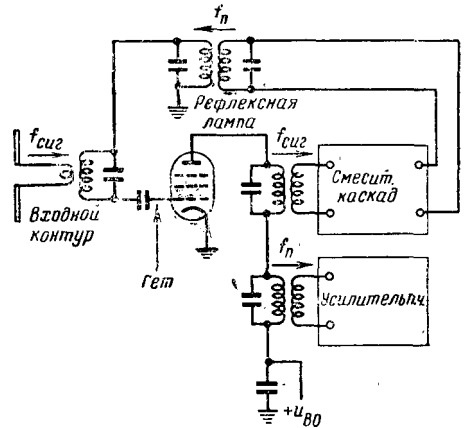


Рис. 17-44. Рефлексная схема.

действующая крутизна преобразования рефлексной лампы равна:

$$S_{\text{пр}} = \frac{1}{2} m_B S, \quad (17-73)$$

где  $S$  означает крутизну характеристики в рабочей точке, а  $m_B$  — коэффициент шумовой модуляции при действии на сетке переменного напряжения  $U_{\text{гет}}$  частоты гетеродина. Если известна кривая для  $m_B = 1\%$  для соответствующей лампы и по ней можно определить допустимое напряжение помех  $U_{\text{пом}}$  в рабочей точке, то можно рассчитать действующий  $m_B$ :

$$m_B = 0,01 \frac{U_{\text{гет}}}{U_{\text{пом}}}. \quad (17-74)$$

Условие самовозбуждения рефлексного каскада можно найти, если обозначить через  $V_1$  прямое усиление рефлексной лампы на частоте  $f_{\text{сиг}}$  и через  $V_2$  — усиление преобразования собственно смесительного каскада; оно равно:

$$V_1 V_2 \frac{S_{\text{пр}}}{S} = \frac{1}{2} m_B V_1 V_2 = 1. \quad (17-75)$$

Если рефлексный каскад должен работать стабильно, то „разделяющее усиление“  $V_1 V_2$  должно быть значительно меньше  $200 \frac{U_{\text{пом}}}{U_{\text{гет}}}$ .

В приведенных выше рассуждениях предполагалось, что фазовые соотношения как раз подходят для самовозбуждения. Однако в отдельных случаях можно увеличить стабильность, например переполусованием катушки. Тогда получают за счет нежелательного смещения уменьшение усиления в пределах некоторого диапазона частот; вне этой области все же может снова возникнуть самовозбуждение.

### 17-19. РАЗЛИЧНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СХЕМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ

**Перевозбуждение в автогенераторных каскадах односеточного преобразования частоты.** Против опасности перевозбуждения

в автогенераторных преобразовательных каскадах применяют те же средства, которые были описаны в § 17-10. Правда, высокое сопротивление утечки сетки затрудняет уменьшение постоянной времени цепи сетки. С другой стороны, применение обратной связи по п. ч. в схемах, подобных показанной на рис. 17-39, приводит к появлению на частотах, много меньших  $f_p$ , значительной отрицательной обратной связи, а это уменьшает опасность периодической пульсации напряжения колебаний гетеродина. Таким образом, применение обратной связи по п. ч. или мостовых схем п. ч. предпочтительно и в этом случае.

**Схемы преобразования с компенсированным затуханием входного контура.** Можно улучшить усиление и коэффициент шума смесительного каскада созданием обратной связи на частоте сигнала [Л. 5i]. Для этого можно, например, использовать емкость в цепи катода смесительной лампы, которая одновременно служит для предотвращения расплывания минимума напряжения моста (рис. 17-28). Подобная обратная связь на частоте сигнала в автогенераторных смесительных лампах так же стабильна, как обратная связь на промежуточной частоте.

Применением очень сильной обратной связи в принципе возможно снизить коэффициент шума смесительного каскада до его значения

для каскада предварительного усиления в аналогичном режиме. Однако это имело бы смысл лишь тогда, когда смесительному каскаду предшествует предварительное усиление. Надо учитывать, что при этом требуется лучшая балансировка моста гетеродина, которая делается значительно труднее при более сильной обратной связи по  $f_{\text{сиг}}$ .

**Большие входные напряжения при односеточном преобразовании.** При приеме амплитудно-модулированных колебаний и односеточном преобразовании большие входные напряжения могут вести к искажениям модуляции. При приеме частотно-модулированных колебаний и использовании автогенераторных смесительных ламп мешающий передатчик частотно-модулированных колебаний, создающий большое входное напряжение на смесительной лампе, может изменять частоту гетеродина в такт с мешающей модуляцией. В результате мешающий передатчик пробивается в приемник, несмотря на наилучшую избирательность по п. ч., подобно тому, как это происходит при перекрестной модуляции амплитудно-модулированных колебаний (§ 21-6).

Применением предварительного усилителя в. ч. с автоматической регулировкой усиления можно избежать появления на входе смесительного каскада напряжений столь большой величины.

## Сопряжение настройки

### 17-20. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О СОПРЯЖЕНИИ

Если супергетеродинный приемник должен перестраиваться в заданном диапазоне частот, то в общем случае требуется, чтобы входной контур и контур гетеродина перестраивались совместно и чтобы получаемая при этом промежуточная частота была по возможности постоянной во всем диапазоне. Нужное сопряжение настроек контуров обеспечивается не без затруднений, так как относительные изменения частоты входного и гетеродинного контуров различны, а эти величины являются исходными при расчете элементов настройки. Если  $f_{\text{макс}}$  и  $f_{\text{мин}}$  — верхняя и нижняя частоты входного контура, то относительное изменение его частоты

$$Q_{\text{сиг}} = \frac{f_{\text{сиг.макс}}}{f_{\text{сиг.мин}}} \quad (17-76)$$

Тогда если  $f_{\text{гет}}$  — частота гетеродина, а  $f_p$  — промежуточная частота, то вариация частоты контура гетеродина будет:

а) для  $f_{\text{гет}} = f_{\text{сиг}} + f_p$

$$Q_{\text{гет}} = \frac{f_{\text{гет.макс}}}{f_{\text{гет.мин}}} = \frac{f_{\text{сиг.макс}} + f_p}{f_{\text{сиг.мин}} + f_p} < Q_{\text{сиг}}; \quad (17-77)$$

б) для  $f_{\text{гет}} = f_{\text{сиг}} - f_p$

$$Q_{\text{гет}} = \frac{f_{\text{гет.макс}}}{f_{\text{гет.мин}}} = \frac{f_{\text{сиг.макс}} - f_p}{f_{\text{сиг.мин}} - f_p} > Q_{\text{сиг}}. \quad (17-78)$$

Если в приемнике имеется лишь один диапазон настройки, нужного сопряжения можно добиться, предусмотрев соответствующие кривые для емкостной или индуктивной настройки. Однако в большинстве приемников нужно иметь несколько частотных диапазонов. Тогда в одном диапазоне тоже можно осуществить полное сопряжение; на других диапазонах приходится ограничиваться приближенным сопряжением, которое дает точное сопряжение в двух или трех точках. Для этого надо использовать описанные ниже коррекционные схемы. Обычно применяют коррекционные схемы на всех диапазонах частот и элементы настройки с приблизительно одинаковыми кривыми настройки. После этого для важнейшего диапазона проводят дополнительную юстировку, например при помощи прорезей в крайней пластине переменного конденсатора.

При сопряжении в двух точках эти точки сопряжения целесообразно выбирать на частотах:

$$f_{\text{сиг}1} = f_{\text{сиг.мин}} + \frac{1}{6} (f_{\text{сиг.макс}} - f_{\text{сиг.мин}}); \quad (17-79)$$

$$f_{\text{сиг}2} = f_{\text{сиг.макс}} - \frac{1}{6} (f_{\text{сиг.макс}} - f_{\text{сиг.мин}}). \quad (17-80)$$

При сопряжении в трех точках выбирают следующие частоты сопряжения:

$$f_{\text{сиг}1} = f_{\text{сиг}2} - \frac{1}{4} \sqrt{3} (f_{\text{сиг.макс}} - f_{\text{сиг.мин}}) =$$

$$= f_{\text{сиг.мин}} + \frac{1}{4} (2 - \sqrt{3}) (f_{\text{сиг.макс}} - f_{\text{сиг.мин}}); \quad (17-81)$$

$$f_{\text{сиг}2} = f_{\text{сиг.мин}} + \frac{1}{2} (f_{\text{сиг.макс}} - f_{\text{сиг.мин}}); \quad (17-82)$$

$$f_{\text{сиг}3} = f_{\text{сиг}2} + \frac{1}{4} \sqrt{3} (f_{\text{сиг.макс}} - f_{\text{сиг.мин}}) =$$

$$= f_{\text{сиг.мин}} + \frac{1}{4} (2 + \sqrt{3}) (f_{\text{сиг.макс}} - f_{\text{сиг.мин}}). \quad (17-83)$$

При таком выборе точек сопряжения наибольшие внутренние и внешние отклонения полученной промежуточной частоты от ее номинального значения будут приблизительно одинаковы и по абсолютной величине минимальны. На рис. 17-45 показан ход отклонения при сопряжении в двух точках и на рис. 17-46 — при сопряжении в трех точках.

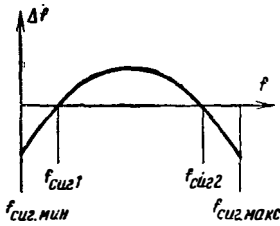


Рис. 17-45. Кривая отклонений при сопряжении в двух точках.

Для наиболее частого случая емкостной настройки ниже приводятся методы расчета сопряжения. При этом предполагается, что во входном и гетеродинном контурах применены одинаковые переменные конденсаторы. Кроме того, принято, что частота гетеродина выше, чем частота сигнала. Это более выгодно в отношении величины охватываемого диапазона частот.

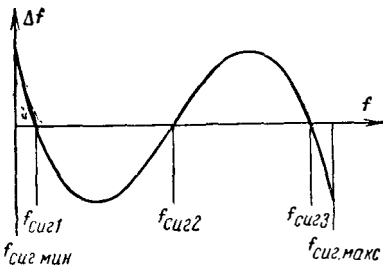


Рис. 17-46. Кривая отклонений при сопряжении в трех точках.

17-21. СОПРЯЖЕНИЕ В ДВУХ ТОЧКАХ

Согласно предположениям, сделанным в § 17-20,  $Q_{\text{сиг}} > Q_{\text{гет}}$ ; таким образом, диапазон изменения емкости переменного конденсатора гетеродина должен быть сужен. Этого достигают при сопряжении в двух точках обычно при помощи схем, представленных на рис. 17-47. При этом для малой относительной промежуточной частоты выгодно выбрать схему с последовательными емкостями, а при малом относительном изменении частоты сужение диапазона лучше выполнять при помощи параллельной емкости. Если обозначить нужный диапазон частот через  $f_1 - f_2$  и соответствующие емкости переменного конденсатора  $C_v$  через  $C_1$  и  $C_2$ , то для параллельного конденсатора  $C_p$  получается:

$$C_p = \frac{C_2 - \frac{f_1^2}{f_2^2} C_1}{\frac{f_1^2}{f_2^2} - 1}, \quad (17-84)$$

а для последовательного конденсатора  $C_s$ :

$$C_s = \frac{C_1 C_2 \left( \frac{f_1^2}{f_2^2} - 1 \right)}{C_2 - \left( \frac{f_1^2}{f_2^2} \right) C_1}. \quad (17-85)$$

При сопряжении в двух точках должно быть:

$$C_1 = C_k \frac{f_{\text{сиг.мин}}^2}{f_{\text{сиг}1}^2}, \quad (17-86)$$

$$f_1 = f_{\text{сиг}1} + f_{\text{п}} = f_{\text{гет}1}; \quad (17-87)$$

$$C_2 = C_k \frac{f_{\text{сиг.мин}}^2}{f_{\text{сиг}2}^2}; \quad (17-88)$$

$$f_2 = f_{\text{сиг}2} + f_{\text{п}} = f_{\text{гет}2}, \quad (17-89)$$

где  $C_k$  — коначная емкость переменного конденсатора  $C_v$ . Из-за больших ошибок метод сопряжения в двух точках можно применять практически лишь тогда, когда  $Q_{\text{сиг}}$  и  $Q_{\text{гет}}$  разнятся лишь немного и, возможно, тогда, когда входной контур относительно широкополосен. Поэтому в радиовещательных приемниках с промежуточной частотой 500 кГц обходятся сопряжением в двух точках в лучшем случае в диапазонах к. в. и у. к. в.; в средневолновом и длинноволновом диапазо-

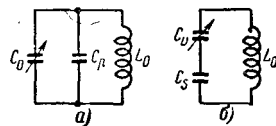


рис. 17-47. Схема контура гетеродина при сопряжении в двух точках.

нах уже пришлось бы считаться со значительной потерей чувствительности и избирательности, и в этих случаях переходят к сопряжению в трех точках.

**17-22. СОПРЯЖЕНИЕ В ТРЕХ ТОЧКАХ**

Сопряжение в трех точках получают соединением последовательной и параллельной переменному конденсатору емкостей, как показано на рис. 17-48. Для расчета сопряжения

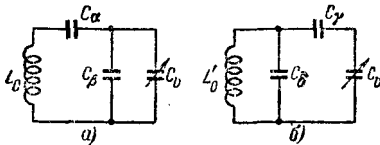


Рис. 17-48. Схема контура гетеродина при сопряжении в трех точках.

в трех точках применяются различные графические, вычислительные и комбинированные методы [Л. 10, 6, 9]. Изложенный ниже метод по [Л. 9] прост и дает довольно общее и достаточно точное решение проблемы.

Так как по уравнениям (17-81) — (17-83)  $f_{\text{сиг}2}$  является средним арифметическим  $f_{\text{сиг}1}$  и  $f_{\text{сиг}3}$ , то можно ввести сокращение

$$p = \frac{1}{2} \left( \frac{f_{\text{сиг}3}}{f_{\text{сиг}1}} - 1 \right). \quad (17-90)$$

Тогда получают необходимые для дальнейшего расчета коэффициенты, приведенные в табл. 17-1. В табл. 17-2 эти коэффициенты вычислены для некоторых значений  $f_{\text{сиг}3}/f_{\text{сиг}1}$ . При помощи этих коэффициентов могут быть вычислены некоторые вспомогательные величины, в которых для сокращения подставлено  $Z = f_{\text{сиг}1} / f_{\text{сиг}2}$ :

$$A = Z^3 + bZ^2 + cZ + d;$$

$$\begin{aligned} B &= kZ^3 + mZ^2 + nZ; \\ M &= Z; \\ N &= kZ + d. \end{aligned} \quad (17-91)$$

Эти вспомогательные величины позволяют провести расчет элементов контура гетеродина по данным входного контура. Применяя обозначения рис. 17-48, расчет ведут по формулам:

$$C_\alpha = \frac{AN - BM}{BN} C_1; \quad (17-92)$$

$$C_\beta = \frac{M}{N} C_1; \quad (17-93)$$

$$L_0 = \frac{N^2}{AN - BM} L_{\text{сиг}1}; \quad (17-94)$$

$$C_\gamma = \frac{A}{B} C_1; \quad (17-95)$$

$$C_\delta = \frac{AM}{AN - BM} C_1; \quad (17-96)$$

$$L'_0 = \frac{AN - BM}{A^2} L_{\text{сиг}1}, \quad (17-97)$$

где  $C_1$  — общая емкость входного контура при частоте  $f_{\text{сиг}1}$ , а  $L_{\text{сиг}1}$  — индуктивность входного контура.

Таблица 17-1

$$\begin{aligned} b &= 6 + 6p \\ c &= 9 + 18p + 9p^2 \\ d &= 4 + 12p + 11p^2 + 3p^3 \\ k &= 3 + 6p + 2p^2 \\ m &= 6 + 18p + 15p^2 + 3p^3 \\ n &= 3 + 12p + 15p^2 + 6p^3 \end{aligned}$$

Обе схемы рис. 17-48 примерно равноценны; обычно удобнее применять схему 17-48,б.

Таблица 17-2

$f_{\text{сиг}3}/f_{\text{сиг}1}$	$b$	$c$	$d$	$k$	$m$	$n$
1,0	6,00	9,000	4,000	3,000	6,000	3,000
1,1	6,30	9,922	4,628	3,305	6,938	3,638
1,2	6,60	10,890	5,313	3,620	7,953	4,356
1,3	6,90	11,902	6,058	3,945	9,048	5,158
1,4	7,20	12,960	6,864	4,280	10,224	6,048
1,5	7,50	14,062	7,734	4,625	11,481	7,031
1,6	7,80	15,210	8,671	4,980	12,831	8,112
1,7	8,10	16,402	9,676	5,345	14,266	9,295
1,8	8,40	17,640	10,752	5,720	15,792	10,584
1,9	8,70	18,922	11,901	6,105	17,411	11,984
2,0	9,00	20,250	13,125	6,500	19,125	13,500
2,1	9,30	21,622	14,427	6,905	20,937	15,136
2,2	9,60	23,040	15,808	7,320	22,848	16,896
2,3	9,90	24,502	17,271	7,745	24,861	18,785
2,4	10,20	26,010	18,819	8,180	26,979	20,808
2,5	10,50	27,562	20,453	8,625	29,203	22,969
2,6	10,80	29,160	22,176	9,080	31,536	25,272
2,7	11,10	30,802	23,990	9,545	33,980	27,722
2,8	11,40	32,490	25,897	10,020	36,537	30,324
2,9	11,70	34,222	27,900	10,505	39,210	33,082
3,0	12,00	36,000	30,000	11,000	42,000	36,000
3,1	12,30	37,822	32,200	11,505	44,910	39,083
3,2	12,60	39,690	34,503	12,020	47,943	42,336
3,3	12,90	41,602	36,910	12,545	51,100	45,763
3,4	13,20	43,560	39,424	13,080	54,384	49,369

так как при ней емкость катушки и часть емкости монтажа включаются в  $C_d$ .

Кривая отклонений, вычисленная по приведенным формулам, имеет вид, несколько отличающийся от вида кривой, показанной на рис. 17-46, так как при выводе формул истинная кривая отклонений была заменена кривой третьего порядка вида [Л. 1с]

$$y = x^3 - \frac{3}{4} x.$$

Однако расхождение невелико и может быть оставлено без внимания или же учтено при юстировке прибора.

В предыдущем изложении частоты, на которых достигается точное сопряжение, были выбраны так, чтобы абсолютные значения максимальных отклонений были равны. Но при этом получается, что относительная величина отклонения на низких частотах, т. е. при высоких добротностях, больше, чем на конце диапазона. Равные относительные величины четырех максимумов можно получить расчетом по методу Френца [Л. 6].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Philips Bücherreihe über Elektronenröhren, Eindhoven, 1949, 4.
  - 1a. То же, 2E, 240—265.
  - 1b. То же, 2H, 281—290.
  - 1c. То же, 3, 293—328.
2. Terman F. E., Radio Engineers Handbook, New York, 1943, 649—652.
3. Rothe H., Kleen W., Elektronenröhren als Anfangsstufenverstärker, 2. Aufl., 1948, 299—305.
4. Arch. techn. Messen, Z 50-1, Z 52-7, Z 52-8, Z 53-1, Z 53-2.
5. Cantz R., Nowak A., Die Telefonröhre im UKW—Empfänger, 1952, Teil 11.
  - 5a. То же, 46ff.

- 5b. То же, 41.
- 5c. То же, 37.
- 5d. То же, 75ff.
- 5e. То же, 82ff.
- 5f. То же, 36ff.
6. Fränz K., Z. Hochfrequenztechn., 1942, 59, 144—150.
7. US Pat. 2088203-DRP. 755816, Mai 1932. C. W. Hansel, RCA.
8. Lyons C. L., Wireless Wld., 1933, 32, 347—348.
9. Meisinger O., Arch. elektr. Übertrag., 1950, 4, 99—104.
10. Philips Mh., 1934, № 13; 1934, № 17.
11. Schottky W., Ann. Phys., 1938, 32, 195—204.
12. Steimel K., Telefonröhre I, 1934—1935, № 2, 45—57; № 3, 85—94.
13. Tüxen O., Telefonröhre, 1938, 4, № 14, 254—263.
14. Wilhelm K., Telefonröhre, 1936, 2, № 6, 58—70.
15. Torrey H. C., Whitmer C. A. Crystal rectifiers, MIT. Rad. Lab. Series, New York, N. Y., 1950, 15.
16. Mataré H. F., Empfangsprobleme im Ultrahochfrequenzgebiet, München, 1951.
17. A. van der Ziel, J. Appl. Phys., 1948, 19.
  18. Слепьян Л. Б., Преобразование частоты и преобразовательные лампы, Связьиздат, 1939.
  19. Справочник по радиотехнике, под ред. Смирнина Б. А., Госэнергоиздат, 1950, гл. 7.
  20. Крылов Н. Н., Теоретические основы радиотехники, изд. «Морской транспорт», 1953, гл. XIV.
  21. Калинин В. И. и Герштейн Г. М., Введение в радиофизику, Гостехтеоретиздат, 1957, разд. 6.
  22. Семенов К. А., Радиоприемные устройства и усилители низкой частоты, изд. «Морской транспорт», 1960, гл. 6.

## РАЗДЕЛ 18

# ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ

### Колебательные системы

#### 18-1. УРАВНЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ

В электромагнитных системах колеблются электрические и магнитные поля, которые распределены в пространстве и взаимодействуют друг с другом. Точное физическое представление об этом процессе дают уравнения поля Максвелла. Однако расчеты пространственных полей необходимы только при очень коротких волнах. В области частот ниже 300 Мгц, которой настоящий раздел преимущественно ограничивается, обходятся более простым представлением.

Пока длина волны колебания в свободном пространстве велика сравнительно с размерами схемы, можно электрические и магнитные поля считать сконцентрированными в пространственно разнесенных элементах схемы и колебательные системы выполнять из простых основных элементов. Вместо электрических и магнитных полей можно вести расчеты с напряжениями  $u(t)$  и токами  $i(t)$  на «полюсах» (зажимах) этих основных элементов (двухполюсник, четырехполюсник), которые являются функциями только времени. Тогда для каждого элемента получается характеризующее его уравнение, связывающее ток и напряжение. Например, для катушки с индуктивностью  $L$  и сопротивлением потерь  $R$  (концентрация магнитного

поля, рис. 18-1) имеем известное уравнение

$$u = L \frac{di}{dt} + Ri. \quad (18-1)$$

Величины  $L, C, R, G, M$  основных элементов (рис. 18-1) могут при этом рассматриваться в большом диапазоне амплитуд напряжений и токов как постоянные.

Для цепей, состоящих из основных элементов, показанных на рис. 18-1, справедливы законы Кирхгофа (в узлах  $\sum i = 0$ , в контурах  $\sum u = 0$ ). Принимая во внимание уравнения [например, уравнение (18-1)], характеризующие отдельные элементы, получают в каждом случае систему однородных линейных дифференциальных уравнений, определяющую электрическое поведение колебательной системы.

Решение таких систем уравнений ищется в виде

$$i(t) = I_1 \exp(p_1 t) + I_1^* \exp(p_1^* t) + \dots;$$

$$u(t) = U_1 \exp(p_1 t) + U_1^* \exp(p_1^* t) + \dots \quad (18-2)$$

Частоты  $p_n$  и амплитуды  $I_n, U_n$  гармонических колебаний вообще могут быть комплексными величинами. Но для того, чтобы функция тока или напряжения стала действительной функцией времени, две частоты и соответствующие им амплитуды всегда должны быть сопряженными комплексными числами:

$$p_n = \alpha_n + j\omega_n;$$

$$I_n, U_n = \frac{1}{2} (A_n + jB_n);$$

$$p_n^* = \alpha_n - j\omega_n;$$

$$I_n^*, U_n^* = \frac{1}{2} (A_n - jB_n). \quad (18-3)$$

Тогда уравнения (18-2) можно представить в форме:

$$i(t) = \exp(\alpha_1 t) [A_1 \cos \omega_1 t + B_1 \sin \omega_1 t] + \dots;$$

$$u(t) = \exp(\alpha_1 t) [A_1 \cos \omega_1 t + B_1 \sin \omega_1 t] + \dots \quad (18-4)$$

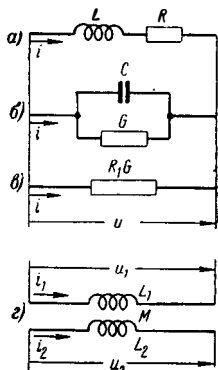


Рис. 18-1. Основные элементы колебательных систем.



Искомое решение в виде функции (18-2) физически выражает экспоненциально возрастающее или затухающее гармоническое колебание. В комплексной частоте  $p = \alpha + j\omega$  действительная часть  $\alpha$  есть мера затухания или возрастания, а мнимая часть  $\omega$  определяет длительность периода [Л. 4].

Предполагая, что токи и напряжения соответствуют уравнению (18-2), получаем:

для катушки

$$U = (pL + R) I;$$

для конденсатора

$$I = (pC + G) U;$$

для активного сопротивления

$$U = RI;$$

для активной проводимости

$$I = GU;$$

для трансформатора

$$\begin{aligned} U_1 &= (pL_1 + R_1) I_1 + pMI_2, \\ U_2 &= (pL_2 + R_2) I_2 + pMI_1, \end{aligned} \quad (18-5)$$

где величины  $U$  и  $I$  являются амплитудами напряжения и тока, т. е. не имеют уже никакой временной зависимости.

Величины  $pL + R$  и  $pC + G$  можно рассматривать как комплексное сопротивление или проводимость катушки и конденсатора. Их принимают за действующее сопротивление и проводимость и таким путем наглядно представляют электрическое поведение сложной колебательной системы.

### 18-2. КОМПЛЕКСНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО КОНТУРА

Колебательный контур является простейшей электромагнитной колебательной системой и основным элементом генератора. Определим свойства колебательного контура в общем виде с помощью комплексных частот.

Параллельный колебательный контур (рис. 18-2) есть электрический двухполюсник, т. е. схема только с одной парой зажимов 1,0.

Если к этим зажимам приложено напряжение с постоянной амплитудой  $U$

$$u(t) = U \exp(pt),$$

то в контуре возникает ток

$$i(t) = I(p) \exp(pt),$$

амплитуда которого в общем случае является комплексной функцией частоты ( $p$ ). Для описа-

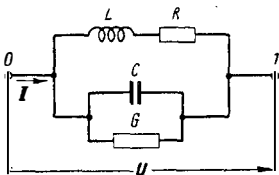


Рис. 18-2. Колебательный контур.

ния колебательного процесса можно воспользоваться полной проводимостью двухполюсника  $Y$ :

$$Y(p) = \frac{I(p)}{U}.$$

В случае параллельного соединения конденсатора и катушки она выражается согласно уравнению (18-5) так:

$$\begin{aligned} Y(p) &= pC + G + \frac{1}{pL + R} = \\ &= \frac{p^2LC + p(LG + RC) + RC + 1}{pL + R}. \end{aligned} \quad (18-6)$$

или, если уравнение выразить через его корни:

$$Y(p) = C \frac{(p - p_{01})(p - p_{02})}{p - p_{k1}}. \quad (18-7)$$

Проводимость имеет, следовательно, два нулевых значения ( $p_{01}$ ,  $p_{02}$ ) и один полюс (бесконечное значение) ( $p_{k1}$ ).

Нулевые значения являются собственными частотами холостого хода схемы. При этих частотах возбужденный ток исчезает, имеются лишь собственные колебания. Полюс соответствует собственной частоте короткого замыкания, которая получается, когда входные зажимы замкнуты накоротко. Следует заметить, что проводимость  $Y$  для любой комплексной частоты и тем самым поведение контура при колебаниях полностью определяется только его собственными частотами. В общем случае схемы могут состоять из различных элементов, но они электрически эквивалентны, если их собственные (комплексные) частоты совпадают.

Из уравнений (18-6) и (18-7) получаем следующие выражения для собственных частот колебательного контура:

$$\begin{aligned} p_{01,2} &= -\frac{1}{2} \left( \frac{R}{L} + \frac{G}{C} \right) \pm \\ &\pm j \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{1}{4} \left( \frac{R}{L} - \frac{G}{C} \right)^2}; \\ p_{k1} &= -\frac{R}{L}. \end{aligned} \quad (18-8)$$

Важен знак разности под корнем. Если

$\left| \frac{R}{L} - \frac{G}{C} \right| < \frac{2}{\sqrt{LC}}$ , то  $p_0$  комплексно. Это озна-

чает возрастающее или затухающее гармоническое колебание. Если

$\left| \frac{R}{L} - \frac{G}{C} \right| \geq \frac{2}{\sqrt{LC}}$ , то наоборот,  $p_0$  действи-

тельно. Тогда получается аperiodический переходный процесс.

Далее введем нормированные величины частоты и проводимости, причем частота контура без потерь

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  и волновая проводимость

$y_0 = \sqrt{\frac{C}{L}}$  будут служить единицами. Тогда можно нормированную проводимость  $Y(p)/Y_0 = Y \exp(j\Phi)$  наглядно представить как комплексную функцию нормированной частоты  $\frac{p}{\omega_0} = r \exp(j\varphi)$ , логарифмируя уравнение (18-7):

$$\ln Y + j\Phi = \ln \frac{1}{\omega_0} (p - p_{01}) + \ln \frac{1}{\omega_0} (p - p_{02}) - \ln \frac{1}{\omega_0} (p - p_{k1}). \quad (18-9)$$

Разности  $(p - p_{0n})$ , которые также являются комплексными числами, можно представить в форме

$$p - p_{01} = \omega_0 r_{01} \exp(j\varphi_{01}).$$

$r_{01}$  и  $\varphi_{01}$  отсчитываются на частотной комплексной плоскости от начальной точки  $p_{01}$ . Из уравнения (18-9) следует теперь:

$$\ln Y + j\Phi = \ln r_{01} + j\varphi_{01} + \ln r_{02} + j\varphi_{02} - \ln r_{k1} - j\varphi_{k1}$$

и для всей частотной комплексной плоскости

$$Y = \frac{r_{01} r_{02}}{r_{k1}}; \quad \Phi = \varphi_{01} + \varphi_{02} - \varphi_{k1}. \quad (18-10)$$

### 18-3. ДИАГРАММА ПРОВОДИМОСТИ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО КОНТУРА

В качестве простого примера графического представления проводимости выберем случай, когда постоянные времени катушки и конденсатора равны между собой:

$$\frac{R}{L} = \frac{G}{C} = 0,2\omega_0.$$

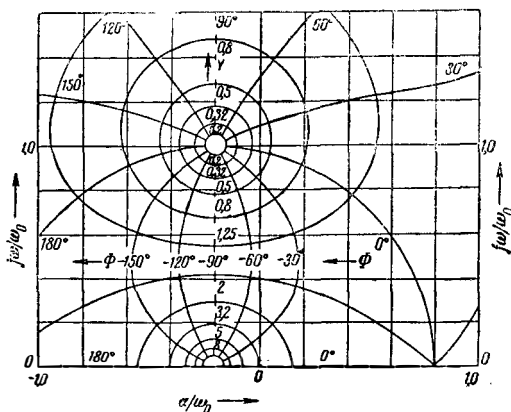


Рис. 18-3. Диаграмма проводимости колебательного контура ( $y$  — модуль нормированной проводимости).

Согласно уравнению (18-8) собственные частоты контура равны:

$$p_{01,2} = [-0,2 \pm j] \omega_0; \quad p_{k1} = -0,2\omega_0.$$

На рис. 18-3 показана комплексная диаграмма проводимости

$$Y \sqrt{\frac{L}{C}} = Y e^{j\Phi} = \frac{p}{\omega_0} + 0,2 + \frac{1}{\frac{p}{\omega_0} + 0,2} = \frac{\left(\frac{p}{\omega_0} + 0,2 + j\right) \left(\frac{p}{\omega_0} + 0,2 - j\right)}{\frac{p}{\omega_0} + 0,2} \quad (18-11)$$

как функции комплексного переменного  $p = \alpha + j\omega$ .

На диаграмме имеются кривые постоянного модуля ( $Y = \text{const}$ ) и кривые постоянного фазового угла ( $\Phi = \text{const}$ ). Можно заметить аналогию между этими функциями и линиями потенциала или тока плоского электрического поля, а также линиями напряжения и тока в электролитической ванне, если в точках, соответствующих частотам холостого хода и короткого замыкания, представить себе проводники с положительным и отрицательным зарядом или провода, несущие ток.

Собственные частоты

$$p_0 = [-0,2 \pm j] \omega_0$$

согласно предыдущему соответствуют затухающему колебанию.

### 18-4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗАТУХАЮЩИХ КОЛЕБАНИЙ

**Искровой генератор.** Протекание колебательного процесса зависит от условий возбуждения. В качестве примера может служить схема искрового генератора Герца (рис. 18-4). Конденсатор  $C$  колебательного контура, разомкнутого искровым промежутком, заряжается от источника постоянного напряжения через большое активное сопротивление. Как только достигается напряжение пробоя  $u_0$ , искровой промежуток образует собой относительно небольшое сопротивление, подобно выключателю, который внезапно замкнут, но гораздо быстрее, чем это было бы возможно с помощью механического выключателя.

Это обстоятельство очень важно, так как если при заданном напряжении пробоя желательно получить наибольшее возможное возбуждение, то время включения должно быть мало по сравнению с продолжительностью колебания. Насколько мало время

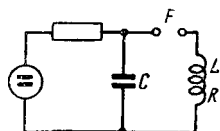


Рис. 18-4. Искровой генератор Герца.

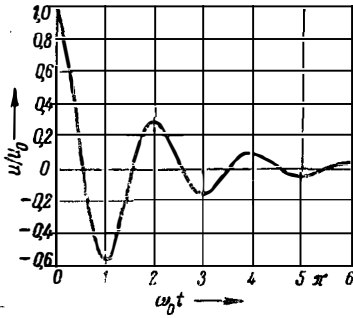


Рис. 18-5. Затухающее колебание (при замыкании цепи).

образования искрового разряда, показывает тот факт, что с помощью искры можно возбуждать самым простым образом очень короткие волны, вплоть до миллиметровых, если соответственно уменьшить параметры колебательного контура.

Начальные условия для этого способа возбуждения при пренебрежении влиянием зарядного сопротивления таковы:

$$t = 0: u = u_0; i_L = -i_C = 0;$$

т. е. согласно уравнению (18-1)  $\frac{du}{dt} = 0$ . Процесс колебания представлен на рис. 18-5.

Возможен также другой способ возбуждения (рис. 18-6). Постоянное напряжение  $u_0$

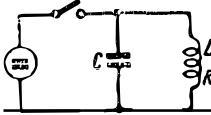


Рис. 18-6. Генератор с механическим выключателем.

приложено к замкнутому контуру и в момент  $t=0$  отключается механическим выключателем. В момент  $t=0$  через катушку течет постоянный ток  $i_0 = u_0/R$  и начальные условия таковы:

$$t = 0: u = u_0; i_L = -i_C = \frac{u_0}{R};$$

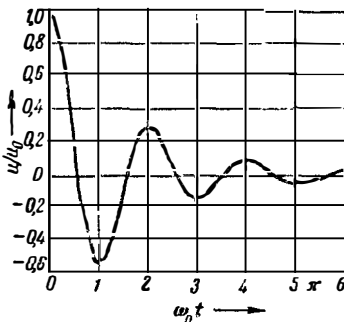


Рис. 18-7. Затухающее колебание (при размыкании цепи).

т. е. согласно уравнению (18-1)  $\frac{du}{dt} = -\frac{u_0}{RC}$ . На рис. 18-7 показан соответствующий процесс колебания.

Другие начальные условия создают сдвиг фазы затухающих колебаний и несколько влияют на амплитуду (при одинаковом  $u_0$ ). На рис. 18-7 колебания контура продолжают несколько дольше; с физической точки зрения это объясняется тем, что полная энергия контура, запасенная к моменту  $t=0$ , в данном случае больше.

### 18-5. ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕЗАТУХАЮЩИХ КОЛЕБАНИЙ

В рассмотренных до сих пор схемах, состоящих из пассивных элементов, собственные колебания всегда затухают ( $\alpha < 0$ ), так как нет никаких источников энергии для покрытия потерь. Для схемы генератора незатухающих колебаний необходим источник энергии, который возбуждает и поддерживает колебания. Поэтому генераторная схема является соединением двух частей, которые назовем колебательной и возбуждающей системами. Первая определяет в основном частоту, а вторая — амплитуду установившихся колебаний. Эти части могут быть двухполюсниками или, в общем случае, четырехполюсниками; соответственно этому возбудители колебаний можно подразделить на генераторы-двухполюсники и генераторы-четыреполюсники [Л. 12].

**Колебательный контур с компенсированным затуханием.** Введем понятие отрицательной проводимости (см. также § 18-7), которая удовлетворяет уравнению

$$i = -G_E u.$$

С помощью диаграммы проводимости (рис. 28-3) можно выяснить, что происходит при подключении к колебательному контуру такой проводимости. Очевидно, что все те частоты, для которых проводимость колебательного контура активна (и положительна), могут стать собственными частотами системы; они лежат на кривых  $\Phi = 0$ . Эти кривые выделены на рис. 18-8 и подразделены шкалой  $Y$ . Значение  $Y$  дает теперь непосредственно величину нормированной отрицательной проводимости  $g_E = \sqrt{\frac{L}{C}} G_E$ , которая должна быть подключена параллельно системе, чтобы соответствующую комплексную частоту сделать собственной частотой всей системы ( $Y_S = 0$ ). В нашем примере для величины

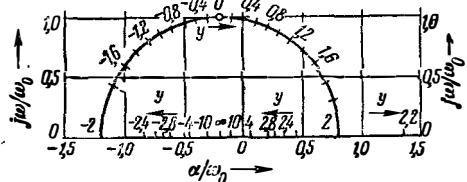


Рис. 18-8. Кривые активной проводимости ( $y$  — модуль нормированной проводимости).

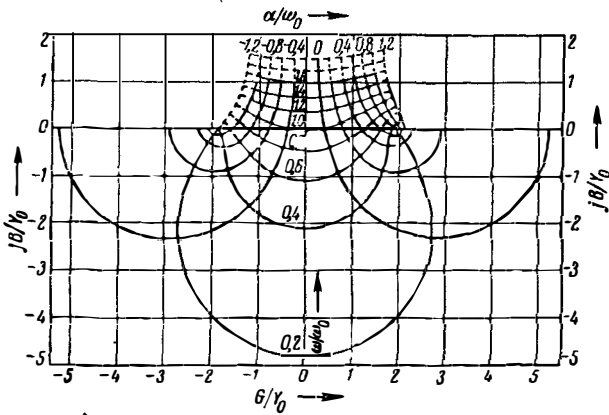


Рис. 18-9. Частотная диаграмма (кривые геометрических мест конца вектора проводимости колебательного контура).

$G_E = -0,4 \sqrt{\frac{C}{L}}$  собственная частота  $p_e = \pm j0,98\omega_0$  чисто мнима. Это и есть случай незатухающих колебаний генераторной схемы, причем возбуждаемая частота немного отличается от собственной частоты контура без потерь  $\omega_0$ .

При более сильной компенсации затухания, когда нормированная отрицательная проводимость лежит в пределах  $0,4 < -g_E < 0,2$ , получаются комплексные собственные частоты с положительной действительной составляющей, т. е. экспоненциально возрастающие колебания. Мнимая составляющая частоты, определяющая длительность периода колебания, при этом всегда уменьшается и для  $-g_E = 2$  даже равна нулю; колебание становится аperiodическим. При еще более сильной компенсации затухания:  $-g_E > 2$ , двигаются по действительной оси частот или вправо или влево; при движении вправо, т. е. в сторону больших  $\alpha$ , получают все более круто нарастающие аperiodические колебания; при движении влево (это наиболее интересный случай) для значений  $-g_E > 5,2$  величина коэффициента  $\alpha$  делается снова отрицательной. В этом случае, несмотря на высокую отрица-

тельную проводимость, не может возникнуть никакого, даже аperiodического колебания. По какой из двух ветвей происходит движение, зависит, согласно рис. 18-3, от того, следует ли считать фазовый угол  $\Phi$  (бесконечно мало) положительным или отрицательным (ср. § 18-7).

**Частотная диаграмма.** Частотная диаграмма есть обращенная диаграмма проводимости [уравнение (18-11)]. Она дает значение комплексной частоты  $p$  как функцию комплексной проводимости.

Для колебательного контура с потерями получается обращенное уравнение (18-11):

$$p = \alpha + j\omega = -0,2\omega_0 + \frac{\omega_0}{2} \left( \frac{Y}{Y_0} \pm \sqrt{\left( \frac{Y}{Y_0} \right)^2 - 4} \right),$$

в котором нормированная комплексная проводимость  $Y/Y_0 = Y \exp(j\Phi) = G/Y_0 + jB/Y_0$  является независимой переменной.

Эта функция, представленная на рис. 18-9, опять напоминает известную картину линий электрического поля, а именно — плоского поля шели, на которое наложено однородное поле полуплоскости. Частотная диаграмма, так же как диаграмма проводимости (рис. 18-3), может быть использована для описания свойств колебательного контура. Положительные активные проводимости отложены здесь на действительной оси диаграммы. Соответствующие значения комплексной частоты определяются по точкам пересечения кривых ( $\alpha = \text{const}$ ,  $\omega = \text{const}$ ). Наибольшее значение имеет кривая ( $\alpha = 0$ ). Она дает значения проводимости для чисто мнимых частот (т. е. незатухающих колебаний) и называется кривой геометрических мест (конца вектора) проводимости колебательного контура. Точка пересечения этой кривой с действительной осью является точкой установившихся незатухающих колебаний, возбужденных активной отрицательной проводимостью. По диаграмме можно определить величину этой проводимости и частоту.

## Общие условия возбуждения

### 18-6. ГЕНЕРАТОР-ДУХПОЛЮСНИК

У генератора-двухполюсника [Л. 4] колебательная и возбуждающая системы являются двухполюсниками, включенными параллельно. При этом возбуждающая схема действует всегда как отрицательная активная проводимость независимо от особенностей ее выполнения. Структурная схема генератора-двухполюсника показана на рис. 18-10. Проводимость колебательного двухполюсника  $Y_s$  является функцией частоты  $p$ :

$$Y_s(p) = \frac{I_s}{U}.$$

Нулевые точки этой проводимости соответствуют собственным затухающим колебаниям системы. Они всегда соответствуют частотам с отрицательной действительной частью ( $\alpha < 0$ ).

Если параллельно включить отрицательную активную проводимость, которая для малых амплитуд имеет значение  $-G_{E0}$ , то для начальной частоты колебаний генератора-двухполюсника  $p_a = \alpha_a + j\omega_a$  имеет место равенство

$$Y_s(p_a) - G_{E0} = 0$$

или

$$Y_s(\alpha_a + j\omega_a) = G_{E0}. \tag{18-12a}$$

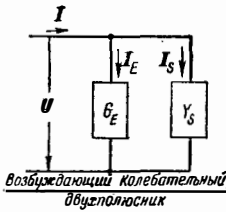


Рис. 18-10. Генератор-двухполюсник.

Руководствуясь кривой диаграммы проводимости для простого колебательного контура (рис. 18-8), можно определить собственную частоту  $\rho_a$ , причем самовозбуждение колебаний с частотой  $\omega_a$  начинается от бесконечно малых амплитуд только в том случае, если

$$\alpha_a > 0. \quad (18-126)$$

Уравнение (18-12) есть, следовательно, условие самовозбуждения.

С ростом амплитуды величина  $|G_E|$  будет уменьшаться (§ 18-7) и, двигаясь по кривой  $\Phi=0$  на диаграмме проводимости (рис. 18-8), можно найти такое значение  $-G_{Em}$ , при котором частота  $\rho_e$  [уравнение (18-12а)] является чисто мнимой ( $\alpha_e=0$ ):

$$Y_s(j\omega_e) - G_{Em} = G(\omega_e) + jB(\omega_e) - G_{Em} = 0.$$

Разлагая на составляющие, получим следующие условия возможности существования установившихся колебаний ( $\omega_e$ ):

$B(\omega_e) = 0$  (условие баланса фаз или частот);

$G(\omega_e) - G_{Em} = 0$  (условие баланса амплитуд). (18-13)

Также и из кривой геометрических мест колебательной системы (рис. 18-9) можно заключить, возникает ли самовозбуждение и достигает ли колебание установившегося состояния. «Внутри» кривой геометрических мест лежат значения проводимости, соответствующие частотам с положительным  $\alpha$ ; «на» кривой геометрических мест лежат значения проводимости для частот установившихся колебаний ( $\alpha=0$ ). Таким образом, величина  $-G_{E0}$  должна лежать «внутри», а  $-G_{Em}$  — на кривой геометрических мест. Понятие «внутри» в общем случае должно быть определено еще точнее [Л. 4].

### 18-7. ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ И ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Существуют двухполюсники, которые в ограниченных пределах имеют падающую вольт-амперную характеристику [Л. 1, 2, 10]. Примером такой физически возможной отрицательной проводимости является динатрон (рис. 18-11). На сетку триода подается высокое положительное постоянное напряжение  $u_c$ . Наблюдается анодный ток  $i_a$  как функция анодного напряжения  $u_a$  (рис. 18-12). При

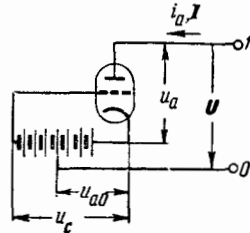


Рис. 18-11. Динатрон (возбуждающий двухполюсник).

малых значениях  $u_a$  ток  $i_a$  сначала растет, достигает вскоре максимума, затем падает и может даже принимать отрицательные значения, но затем снова возрастает, когда анодное напряжение  $u_a$  делается больше, чем сеточное  $u_c$ . Уменьшение анодного тока физически обуславливается испусканием вторичных электронов с анода (§ 12-17).

Выберем величину анодного напряжения  $u_{a0}$  соответственно рабочей точке  $P$  и рассмотрим зависимость анодного тока от напряжения на зажимах 1,0 двухполюсника.

Для малых значений  $u$  приближенно справедливо:

$$i_a = i_{a0} + i = i_{a0} - \text{tg } \alpha u;$$

$$G_{E0} = -\text{tg } \alpha.$$

Если  $u$  есть небольшое переменное напряжение, то двухполюсник действительно ведет себя, как отрицательная проводимость, так как образующийся переменный ток имеет отрицательный знак, а постоянная слагающая тока  $i_{a0}$  при возбуждении колебаний не играет вообще никакой роли. Его можно или пропускать через подключенный двухполюсник или создать отдельную цепь постоянного тока, например включив дроссель параллельно зажимам 1,0. При больших переменных напряжениях зависимость между напряжением и током согласно рис. 18-12 становится нелинейной и компенсация затухания уменьшается. Это явление должно наступать у всех самовозбуждающихся систем, так как мощность источников энергии ограничена; оно стабилизирует определенную амплитуду колебаний (§ 18-16).

Дуговой разряд и другие разряды в газах также имеют падающую характеристику и пригодны поэтому для возбуждения неза-

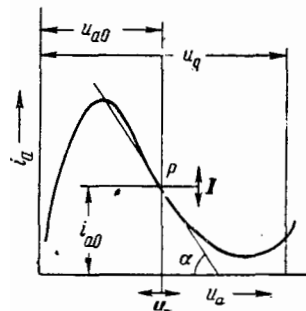


Рис. 18-12. Статическая характеристика динатрона.

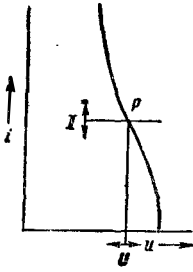


Рис. 18-13. Характеристика вольтовой дуги.

тухающих колебаний. На рис. 18-13 показан вид характеристики дуги и возможная рабочая точка  $P$ . С увеличением амплитуды колебаний с заходом в нелинейную область эффективная проводимость (отношение  $I/U$  на основной частоте) делается все больше. Поэтому следует рассматривать вольтовую дугу как отрицательное сопротивление, которое с увеличением амплитуды тока стремится к нулю и поэтому стабилизирует колебательный ток. Если дуговой промежуток подключить к колебательному двухполоснику, то в системе могут установиться колебания только с собственными частотами короткого замыкания системы, т. е., например, с резонансной частотой последовательного контура. Если колебательный двухполосник не имеет (конечных) собственных частот короткого замыкания, как, например, простой параллельный колебательный контур, то стабильные колебания вообще невозможны.

Уже по виду статических вольт-амперных характеристик можно различить оба типа ламп — отрицательную проводимость (динатрон) и отрицательное сопротивление (вольтова дуга). Чтобы были возможны установившиеся колебания, компенсация затухания возбуждающим двухполосником с увеличением амплитуды должна падать.

Кроме того, однако, динатрон представляет собой отрицательную проводимость с (очень мало) отстающим током, которая согласно § 18-5 при всех обстоятельствах ведет к самовозбуждению колебательного контура; в то же время вольтова дуга ввиду своего (очень мало) опережающего тока как раз при очень сильной компенсации затухания параллельного контура вообще не будет его возбуждать. С физической точки зрения у динатрона изменения напряжения являются причиной, а изменения тока следствием; поэтому последнее должно отставать от первого; при вольтовой дуге имеет место обратная картина [Л. 2, 10].

В качестве естественных возбуждающих двухполосников нужно упомянуть кристаллические вентили, характеристики которых в ограниченных пределах имеют падающий характер, что может быть использовано для генерации колебаний (генерирующие кристаллы). Больше значение имеют «динамические» отрицательные проводимости, возникающие вследствие конечного времени пробега электронов между электрода-

ми лампы (например, отражательный клистрон, § 13-15). Кроме того, возбуждающие двухполосники могут быть получены с помощью ламповых схем (частотно-независимая обратная связь, § 18-11).

### 18-8. ЭЛЕКТРОННАЯ ЛАМПА КАК ВОЗБУЖДАЮЩИЙ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИК

Работа усилительной лампы в качестве активного четырехполосника при малых амплитудах изложена в § 12-18; эквивалентная схема дана на рис. 12-45. Уравнения четырехполосника с проводимостями [уравнения (12-59) и (12-60)] имеют вид:

$$I_1 = Y_{11}U_1 + Y_{12}U_2;$$

$$I_2 = Y_{21}U_1 + Y_{22}U_2 = -Y_{12}U_1 + Y_{22}U_2 + (Y_{12} + Y_{21})U_1. \quad (18-14)$$

Для схемы с заземленным катодом (§ 12-19) при исчезающе малой величине угла пролета дуги триода согласно уравнениям (12-62) — (12-67) имеем:

$$Y_{12} + Y_{21} = -S_0;$$

$$Y_{11} = j\omega \left( \frac{4}{3} C_I + C_{II} \right);$$

$$Y_{12} = -j\omega C_{II};$$

$$Y_{22} = -\frac{S_0}{\mu} - j\omega \left( C_{II} + \frac{6}{10\mu} C_I \right) \quad (18-15)$$

(обозначения см. § 12-19). Если пренебречь емкостными проводимостями в эквивалентной схеме (при очень низких частотах или при перечислении емкостей в подключенную схему), то получается:

$$\text{для входного тока } I_1 = 0;$$

для выходного тока

$$I_2 = -S_0 U_1 - \frac{S_0}{\mu} U_2 = -S_0 U_1 - G_i U_2. \quad (18-16)$$

Уравнение (18-16) справедливо только для малых амплитуд, пока характеристики в области рабочей точки могут рассматриваться как прямые. При больших амплитудах делается ощутимой кривизна характеристики, а в некоторых случаях сказывается также появление сеточного тока [Л. 2, 3].

### 18-9. ОБЩИЕ УСЛОВИЯ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ ГЕНЕРАТОРА-ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА

Схемы генераторов, состоящие из четырехполосников, являются общим случаем, в котором генератор-двухполосник является частным случаем. Колебательной и возбуждающей системами являются при этом четырехполосники, соединенные цепочкой, причем цепочка может состоять из двух или более звеньев. Генераторная схема получается, если цепочка замкнута кольцом, т. е. выход соединен со входом. Это называют обратной

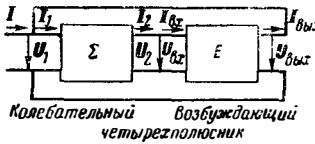


Рис. 18-14. Генератор-четыреполюсник.

связью. Система с обратной связью может тогда опять рассматриваться как двухполюсник, входную проводимость которой нужно определить. Таким путем получается для генератора-четыреполюсника представление, аналогичное генератору-двухполюснику. Вместо проводимостей в случае двухполюсника здесь появляются «встречные проводимости», в простейшем случае взаимная проводимость четырехполюсника колебательной системы и крутизна лампы.

Блок-схема генератора-четыреполюсника показана на рис. 18-14. Уравнения четырехполюсника колебательной системы могут иметь вид:

$$U_1 = AU_2 + \frac{AB-1}{K} I_2; \quad I_1 = KU_2 + BI_2, \quad (18-17)$$

где  $A(p)$ ,  $B(p)$  и  $K(p)$  являются функциями частоты  $p$ ;  $K$  есть взаимная проводимость четырехполюсника, связывающая  $I_1$  и  $U_1$  соотношением

$$K = \left( \frac{I_1}{U_2} \right)_{I_2=0} \quad (18-18)$$

и наглядно поясняемая эквивалентной Т-образной схемой четырехполюсника рис. 18-15.

В качестве возбуждающего четырехполюсника примем «идеальную усилительную лампу», характеризуемую уравнениями (18-16):

$$I_{вх} = 0; \quad I_{вых} = -S_0 U_{вх} - G_i U_{вых}. \quad (18-19)$$

Для цепной схемы из обоих четырехполюсников имеем:

$$U_2 = U_{вх}; \quad U_{вых} = U_i; \quad I_2 = I_{вх}; \quad I = I_1 - I_{вых}. \quad (18-20)$$

Общую (входную) проводимость схемы тогда получим в виде

$$Y(p) = \frac{I}{U_1} = G_i + \frac{K(p) + S_0}{A(p)}, \quad (18-21)$$

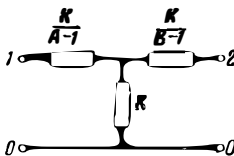


Рис. 18-15. Эквивалентная Т-образная схема колебательного четырехполюсника.

а условие самовозбуждения в форме

$$A(p_\alpha) G_i + K(p_\alpha) + S_0 = 0. \quad (18-22)$$

$$\alpha_\alpha > 0.$$

У экранированных ламп ( $G_i$  очень мало) для суждения о самовозбуждении достаточно иметь характеристику взаимной проводимости; уравнение получается совершенно аналогичным уравнению для генератора-двухполюсника (18-12).

Так как крутизна  $S_0$  всегда положительна, то взаимная проводимость  $K(p)$  для собственных частот должна быть отрицательна и активна. Для «встречной проводимости» это всегда возможно и означает, что  $U_2$  и  $I_1$  противофазны. Условием получения установившихся колебаний является

$$A(j\omega_\alpha) G_i + K(j\omega_\alpha) + S_m = 0. \quad (18-23)$$

Это выражают часто в другой форме [Л. 2], вводя величины коэффициента обратной связи  $U_2/U_1 = 1/A$  и усиления  $D = U_{вых}/U_{вх} = -S_m/(Y_1 + G_i)$ .

Из условия  $U_1 = U_{вх}$ ;  $U_2 = U_{вх}$  следует:

$$\frac{1}{A} D = 1. \quad (18-24)$$

Это выражение переходит в уравнение (18-23), если положить для входной проводимости колебательного четырехполюсника  $Y_1 = K/A$ .

Разложение уравнения (18-23) на составляющие ( $A = a + jb$ ;  $K = G_K + jB_K$ ) приводит, как и у генератора-двухполюсника, к двум условиям существования установившегося колебания  $\omega_\alpha$ :

$b(\omega_\alpha) G_i + B_K(\omega_\alpha) = 0$  (баланс фаз или частот);

$a(\omega_\alpha) G_i = G_K(\omega_\alpha) + S_m = 0$  (баланс амплитуд). (18-25)

Первое уравнение выполняется только для одной или нескольких частот. Второе уравнение определяет амплитуду установившегося колебания, так как эффективная крутизна  $S_m$  зависит от амплитуды (§ 18-16). Для цепной схемы из  $n$  четырехполюсников с  $n$  лампами получается общее уравнение колебаний:

$$A_1(j\omega) G_i + K_1(j\omega) = \frac{(-S)^n}{\prod_2^n [A_n(j\omega) G_i + K_n(j\omega)]} = S'(j\omega). \quad (18-26)$$

При этом под первым четырехполюсником ( $A_1, K_1$ ) понимается колебательный, а под остальной цепной схемой — возбуждающий четырехполюсник, обладающий эффективной крутизной  $S'(j\omega)$ . Это разделение целесообразно, когда  $S'$  сравнительно с  $K_1$  мало зависит от частоты, к чему часто стремятся (§ 18-23). Крутизну  $S'$  можно тогда подставлять также в формулу самовозбуждения (18-22).

**18-10. ВОЗБУЖДЕНИЕ СВЯЗАННЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ КОНТУРОВ**

Два связанных колебательных контура являются практически важным видом четырех- полюсника, который, однако, может быть возбужден так же, как и двухполюсник.

Первый случай может служить примером генератора-четырёхполюсника; второй интересен потому, что колебательная система возбуждается при этом одновременно на двух (положительных) собственных частотах.

На рис. 18-16 дана схема двух связанных колебательных контуров. Чтобы ограничить рассмотрение самым существенным и по возможности упростить, принято, что четырех- полюсник симметричен и потери контуров сосредоточены в двух активных проводимостях  $G$ . Это можно сделать с некоторым приближением, так как существенная в данном случае область частот вблизи собственных при слабой связи может быть принята относительно узкой.

Применяя обозначения рис. 18-16, имеем следующие уравнения четырехполюсника:

$$I_{1,2} = (G + pC) U_{1,2} + I'_{1,2};$$

$$U_{1,2} = pL'I'_{1,2} + pMI'_{2,1}. \quad (18-27)$$

Из этих уравнений можно исключить токи  $I'$  и определить характеристические проводимости четырехполюсника. Тогда получается для взаимной проводимости  $K(p)$  четырехполюсника выражение

$$K(p) = \left( \frac{I_1}{U_2} \right)_{I_2=0} = \frac{C^2(L^2 - M^2)}{M} \times$$

$$\times \frac{(p - p_{01})(p - p_{01}^*)(p - p_{02})(p - p_{02}^*)}{p}, \quad (18-28)$$

а для входной проводимости холостого хода, которая важна для работы в схеме генератора-двухполюсника, следующее выражение:

$$Y(p) = \left( \frac{I_1}{U_1} \right)_{I_2=0} =$$

$$= C \frac{(p - p_{01})(p - p_{01}^*)(p - p_{02})(p - p_{02}^*)}{p(p - p_{k1})(p - p_{k1}^*)}. \quad (18-29)$$

При этом возникают собственные частоты холостого хода ( $p_0$ ) и короткого замыкания ( $p_k$ ) системы:

$$p_{01}; p_{01}^* = -\frac{G}{2C} \pm j \sqrt{\frac{1}{(L+M)C} - \frac{G^2}{4C^2}};$$

$$p_{k1}; p_{k1}^* = -\frac{G}{2C} \pm j \sqrt{\frac{L}{(L^2 - M^2)C} - \frac{G^2}{4C^2}};$$

$$p_{k2} = 0. \quad (18-30)$$

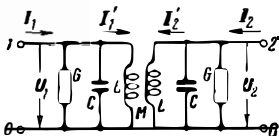


Рис. 18-16. Связанные колебательные контуры.

$$p_{02}; p_{02}^* = -\frac{G}{2C} \pm j \sqrt{\frac{1}{(L+M)C} - \frac{G^2}{4C^2}}; \quad (18-31)$$

$$p_{k1}; p_{k1}^* = -\frac{G}{2C} \pm j \sqrt{\frac{L}{(L^2 - M^2)C} - \frac{G^2}{4C^2}};$$

$$p_{k2} = 0. \quad (18-32)$$

В последующем будет рассматриваться только случай слабой связи контуров, показывающий самое существенное. Три собственные частоты  $p_{01}, p_{k1}, p_{02}$  лежат тогда относительно близко друг к другу по сравнению с разностью остальных. На рис. 18-17 дан пример для значений:  $\frac{M}{L} = 0,2; G \sqrt{\frac{L}{C}} = 0,04$ . Так как и рабочая частота  $p$  схемы генератора должна быть вблизи этих собственных частот, то проводимости  $K(p)$  и  $Y(p)$  требуется определять только в этой области частот.

Для этой цели введем величину  $\bar{p}$ , означающую отклонение от частоты  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ , лежащей в середине рассматриваемой области частот:

$$\bar{p} = p - \frac{j}{\sqrt{LC}} = \alpha + j\Delta\omega. \quad (18-33)$$

Тогда приблизительно верно:

$$\bar{p}_{01,2} = -\frac{G}{2C} \pm \frac{jM}{\sqrt{LC}2L};$$

$$\bar{p}_{k1} = -\frac{G}{2C}. \quad (18-34)$$

Уравнения (18-28) и (18-29) для проводимостей в случае ограничения областью частот  $|\bar{p}| \ll \omega_0$  упрощаются, сводясь к следующему виду:

$$K(\bar{p}) = j \frac{4}{\omega_0^3 M} (\bar{p} - \bar{p}_{01})(\bar{p} - \bar{p}_{02}); \quad (18-35)$$

$$Y(\bar{p}) = 2C \frac{(\bar{p} - \bar{p}_{01})(\bar{p} - \bar{p}_{02})}{(\bar{p} - \bar{p}_{k1})}. \quad (18-36)$$

Выражение проводимости холостого хода  $Y(\bar{p})$  принимает теперь такой же вид, как проводимость простого колебательного контура [уравнение (18-7)], с той лишь разницей, что там входит сама частота  $p$ , здесь же отклонение частоты  $\bar{p}$ . Вместо нулевой частоты в том случае здесь входит средняя резонансная частота  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  и вместо отрицательных частот здесь входят частоты, меньшие, чем эта резонансная частота. Таким образом, имеются всегда две положительные и в симметричном случае вполне равноправные собственные частоты холостого хода.

Чтобы возбудить собственные затухающие колебания системы, заряжают первый конден-



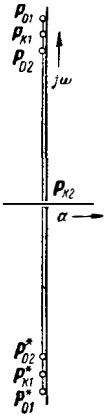


Рис. 18-17. Собственные частоты связанных колебательных контуров.

сатор, один зажим которого отключен искровым промежутком до тех пор, пока пробой промежутка не соединит его с остальной схемой. При начальных условиях такого возбуждения (в момент  $t=0$  во втором контуре нет ни тока, ни напряжения) обе собственные частоты возбуждаются одновременно и с одинаковой силой. Это ведет к известному явлению колебаний связи, т. е. к возникновению экспоненциально затухающих биений двух частот. На рис. 18-18 представлен процесс изменения напряжения на двух контурах. Как видно из рисунка, энергия попеременно перекачивается из одного контура в другой. Контур  $I$ , содержащий сопротивление искрового промежутка, имеет значительно большее затухание, чем антенный контур  $II$ . Таким образом, задача сводится к тому, чтобы разомкнуть контур  $I$  в такой момент, когда вся энергия перекачалась в контур  $II$  (на рис. 18-18 это нужно сделать в момент  $t=5\pi\sqrt{LC}$ ), после чего колебания в контуре  $II$  будут затухать беспрепятственно. Такое отключение обеспечивает так называемый гасящий искровой разрядник, разделенный на несколько промежутков с хорошим отводом тепла, что способствует быстрой деионизации.

При гашении затухания связанной системы двух контуров посредством отрицательной проводимости сначала также появляются обе собственные частоты одновременно и возникают биения. Однако с увеличением амплитуды колебаний и заходом в нелинейную область отрицательной проводимости одно из колебаний (медленнее нарастающее), как правило, подавляется. Но иначе протекает процесс при возбуждении системы как четырехполюсника. В этом случае применима диаграмма взаимной проводимости, представленная на рис. 18-19, как функция комплексного отклонения частоты  $\bar{p}$  согласно уравнению (18-35). Она имеет, кстати сказать, такой же

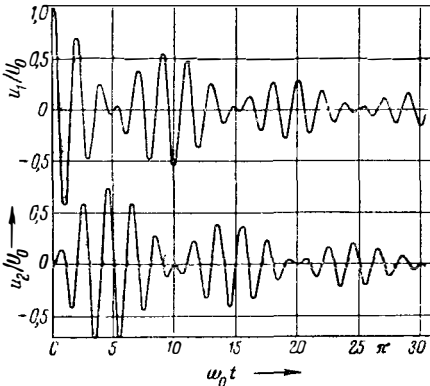


Рис. 18-18. Колебания в связанных контурах (биения).

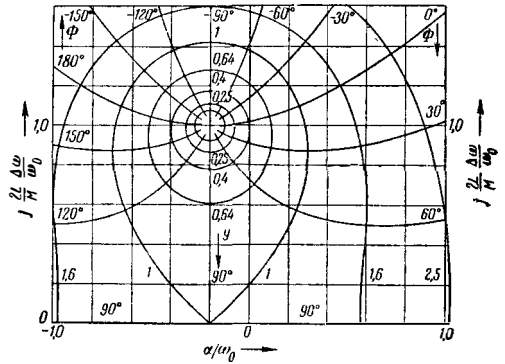


Рис. 18-19. Диаграмма взаимной проводимости.

вид, как электрическое поле двух одинаково заряженных проводов. Важны кривые отрицательной или положительной активной взаимной проводимости ( $\Phi=180^\circ$  или  $\Phi=0^\circ$ ). На этих кривых лежат частоты, получаемые с помощью лампы, являющейся возбуждающим четырехполюсником, причем модулю  $Y$  на этих кривых соответствует крутизна лампы:

$$S = \frac{4}{\omega_0 M} Y.$$

В зависимости от направления обмоток обоих связанных катушек возбуждается частота на кривой  $\Phi=0^\circ$  или на кривой  $\Phi=180^\circ$  (последняя находится в неприведенном зеркальном отображении  $\Delta\omega < 0$ ), но всегда только одна из двух. Частоты связи возникают, следовательно, только при работе по схеме генератора-двухполюсника.

На рис. 18-20 показана частотная диаграмма (обращенная диаграмма проводимости) и на ней кривые геометрических мест взаимной проводимости (кривая для незатухающих колебаний:  $\alpha=0$ ) для случая  $G\sqrt{\frac{L}{C}} = 0,2\frac{M}{L}$ . Значения активной взаимной проводимости и соответствующие ей частоты отсчитываются на действительной оси.

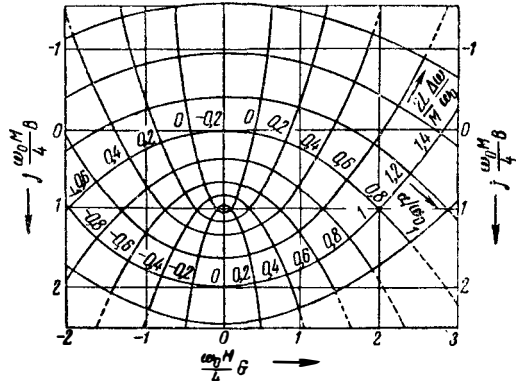


Рис. 18-20. Частотная диаграмма (кривые геометрических мест конца вектора проводимости) связанных колебательных контуров.

### 18-11. ЧАСТОТНО-НЕЗАВИСИМАЯ ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ

Среднее положение между генераторами-двухполюсниками и генераторами-четыреполюсниками занимают лампывые схемы, в которых осуществлена частотно-независимая обратная связь.

Если схему обратной связи считать частью колебательной системы, то система может рассматриваться как генератор-четыреполюсник. Однако, так как эта схема не должна содержать никаких элементов, определяющих частоту, ее можно вместе с лампой рассматривать также и как двухполюсник, обладающий отрицательной проводимостью.

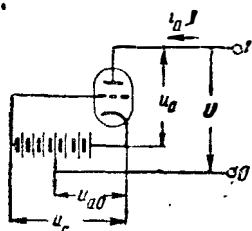


Рис. 18-21. Частотно-независимая трансформаторная обратная связь.

На рис. 18-21 дана основная схема с „идеальным“ трансформатором, который так связывает вход и выход лампы, что фазы напряжений смещены на 180°. Тогда справедливо уравнение

$$U_{вх} = -nU_{вых} \quad (18-37)$$

и для входной проводимости схемы на основании уравнения лампы (18-16) получаем:

$$G_{вх} = -\frac{I_{вых}}{U_{вх}} = G_l - nS = S \left( \frac{1}{\mu} - n \right). \quad (18-38)$$

### Схемы генераторов

#### 18-12. ГЕНЕРАТОР С КОЛЕБАТЕЛЬНЫМ КОНТУРОМ

Если с помощью рассмотренной в § 18-11 частотно-независимой обратной связи (рис. 18-21) возбуждается простой колебательный контур, то получается генератор с настроенным анодным контуром (рис. 18-23, схема Мейснера)

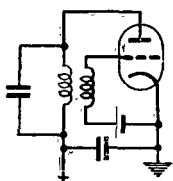


Рис. 18-23. Генератор с настроенным анодным контуром.

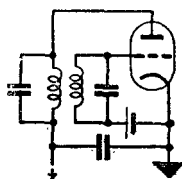


Рис. 18-24. Генератор с двумя связанными контурами.

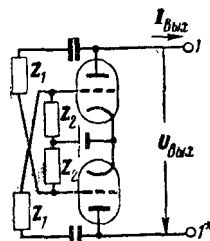


Рис. 18-22. Частотно-независимая обратная связь в двухтактной схеме.

Для  $n > \frac{1}{\mu}$  эта проводимость отрицательна.

Идеальный трансформатор можно осуществить только приближенно в ограниченном диапазоне частот. Однако необходимый поворот фазы сеточного напряжения можно осуществить также с помощью двухтактной схемы, в которой напряжение  $U_{вых}$  всегда получается симметричным относительно катода (земли) (рис. 18-22). Отношение напряжений делителя прием независимым от частоты:

$$n = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2}. \quad (18-39)$$

Тогда для входной проводимости справедливо выражение

$$Y = -\frac{I_{вых}}{U_{вх}} = \frac{1}{2} \left( G_l - nS + \frac{1}{Z_1 + Z_2} \right). \quad (18-40)$$

Если сетки лампы непосредственно соединены с анодами противоположных ламп, то получается граничный случай:

$$Z_1 = 0; \quad Z_2 = \infty; \quad n = 1; \\ G_E = \frac{1}{2} (G_l - S) = \frac{S}{2} \cdot \frac{1 - \mu}{\mu}. \quad (18-41)$$

[Л. 1, 2, 14]. Параллельная индуктивность трансформатора может являться одновременно индуктивностью колебательного контура, а катушка обратной связи не является значительной нагрузкой, так что вовсе не требуется, чтобы трансформатор был „идеальным“.

На высоких частотах нужно, конечно, принимать во внимание входную емкость лампы. Тогда получается схема рис. 18-24, т. е. уже обсуждавшийся случай генератора-четыреполюсника со связанными контурами. Главную емкость можно подключить также и к сетке; тогда получается схема рис. 18-25 генератора с настроенным сеточным контуром.

Приведенные схемы применяются главным образом для генерирования сравнительно низких частот, примерно ниже 1 Мгц, причем катушка колебательного контура частоты имеет железный сердечник, что обеспечивает сильную связь между катушками.

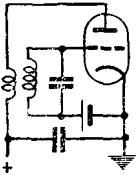


Рис. 18-25. Генератор с настроенным сеточным контуром.

При более высоких частотах, примерно, выше 10 Мгц, схему с трансформатором применяют реже; в этом случае применяют трансформатор с «воздушными» катушками (без сердечников). Во всяком случае нужно учитывать большое рассеяние таких трансформаторов, тем более, что емкостная входная проводимость лампы на высоких частотах становится большой и нагружает трансформатор.

На рис. 18-26 и 18-27 показаны так называемые индуктивная и емкостная трехточечные схемы. Четырехполюсник, имеющий обратную связь через лампу, является звеном (несимметричного) дросселя-

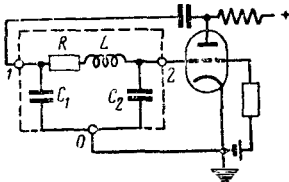


Рис. 18-26. Емкостная трехточечная схема.

ного или конденсаторного фильтра. Возбуждающаяся частота является резонансной частотой холостого хода этого звена, на котором фаза поворачивается на 180°, а взаимная проводимость его как четырехполюсника является величиной отрицательной активной.

Для емкостной трехточечной схемы (дроссельный фильтр, рис. 18-26) генерируемая частота равна:

$$\omega_0 = \sqrt{(1/C_1 + 1/C_2) / L}, \quad (18-42)$$

а взаимная проводимость для частоты  $\omega_0$

$$K_0 = - \frac{C_1 + C_2}{L} R. \quad (18-43)$$

Согласно § 18-9 для самовозбуждения необходимо выполнить условие  $K_0 \leq S_0$ .

Эта схема имеет то преимущество, что емкости  $C_2$  и  $C_1$  могут включать в себя входные и выходные емкости лампы, так что простота изображения этой схемы сохраняется вплоть до очень высоких частот.

Для индуктивной трехточечной схемы (конденсаторный фильтр, рис. 18-27) при ма-

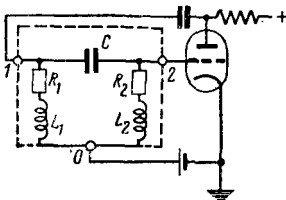


Рис. 18-27. Индуктивная трехточечная схема.

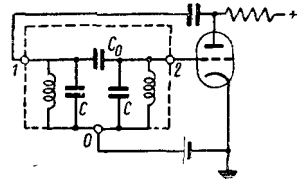


Рис. 18-28. Генератор с двумя емкостно-связанными контурами

лом затухания катушек генерируемая частота приближенно равна:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{C(L_1 + L_2)}}, \quad (18-44)$$

а взаимная проводимость для частоты  $\omega_0$

$$K_0 = - C \left( \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} \right) (R_1 + R_2). \quad (18-45)$$

При высоких частотах нужно учитывать емкости ламп, параллельные индуктивностям. Если заменить индуктивности параллельными колебательными контурами, то получается генераторная схема с емкостно связанными колебательными контурами (рис. 18-28). Для простоты примем, что оба контура одинаковы и обладают малым затуханием. Тогда приближенно справедливы формулы:

для генерируемой частоты

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{2(C_0 + C)L}}; \quad (18-46)$$

для взаимной проводимости при  $\omega_0$

$$K_0 = - 2G \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{G}{\omega_0 C_0} \right)^2 \right]. \quad (18-47)$$

Если резонансная проводимость колебательного контура  $G$  мала, а частота  $\omega_0$  велика, то емкость связи  $C_0$  может быть очень малой; большей частью оказывается достаточной собственной емкости анод — сетка  $C_c$  лампы. Тогда без создания специальной схемы обратной связи схема с лампой самовозбуждается, если сеточный и анодный контуры настроены на одинаковую частоту. У усилителей высокой частоты требуются особые меры, чтобы это предотвратить.

Индуктивная трехточечная схема (рис. 18-27) выполняется часто так, что обе катушки  $L_1$  и  $L_2$  объединяются в одну, а катод лампы присоединяется к соответствующему отводу от катушки (рис. 18-29).

В качестве надежных генераторных схем нужно еще упомянуть двухтактные схемы

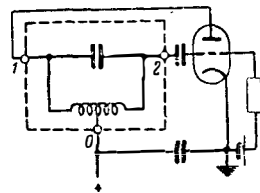


Рис. 18-29. Трехточечная схема с одной катушкой.

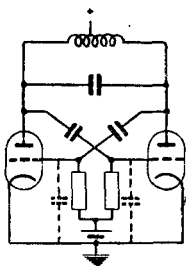


Рис. 18-30. Двухтактная схема.

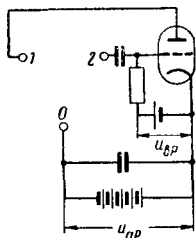


Рис. 18-31. Подводка питающих напряжений (четыреполюсник пропускает постоянный ток).

с емкостным делителем (рис. 18-30). Они особенно пригодны в тех случаях, когда требуется изменение частоты в широком диапазоне, например для измерительных генераторов.

**Подводка питающих напряжений.** Если колебательный четырехполюсник (между клеммами 1 и 0) имеет проводимость для постоянного тока, то целесообразно применять схе-

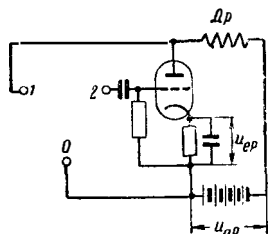


Рис. 18-32. Подводка питающих напряжений (четыреполюсник не пропускает постоянного тока).

му питания, показанную на рис. 18-31. В этой схеме сетка защищена от постоянного анодного напряжения конденсатором, а напряжение смещения сетки подается через особое сопротивление. Нулевая точка 0 четырехполюсника находится тогда под постоянным анодным напряжением а по высокой частоте она соединена с катодом через конденсатор. Если же четырехполюсник не проводит постоянный ток (например, как на рис. 18-26), то постоянное анодное напряжение нужно подвести через особый дроссель в. ч. (рис. 18-32). Тогда точку 0 четырехполюсника можно соединить непосредственно с катодом.

### 18-13. ГЕНЕРАТОРНЫЕ СХЕМЫ БЕЗ ИНДУКТИВНОСТЕЙ. ГЕНЕРАТОРЫ RC

Колебательные системы, состоящие только из емкостей и сопротивлений или только из индуктивностей и сопротивлений, также могут быть возбуждены на определенной частоте [Л. 15—19].

В практике большей частью предпочитают схемы, состоящие из  $R$  и  $C$ , так как конденсаторы осуществимы в более близком к своему идеалу виде, чем катушки; кроме того, пере-

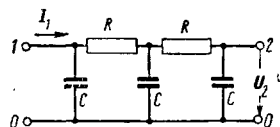


Рис. 18-33. Цепная схема RC как колебательный четырехполюсник.

менные конденсаторы позволяют легко изменять частоту.

В цепях из конденсаторов и сопротивлений не могут быть возбуждены затухающие периодические колебания; их собственные частоты лежат в плоскости  $p$  на действительной оси ( $\omega=0$ ). Также и входная проводимость  $Y_0$  двухполюсника из ветвей  $R$  и  $C$  не может быть чисто активной ни для каких незатухающих колебаний ( $p=j\omega$ ), т. е. входной ток и напряжение никогда не находятся в фазе. Однако взаимная проводимость  $K_0$  четырехполюсника из  $R$  и  $C$  для незатухающих колебаний ( $p=j\omega$ ) может иметь отрицательное активное значение, т. е. выходное напряжение  $U_2$  может быть в противофазе с входным током. Это достигается, например, цепной схемой из звеньев  $RC$ , поворачивающих фазу в одном направлении.

Таким образом получается простая колебательная система  $RC$  (рис. 18-33) с взаимной проводимостью:

$$K(p) = G_K(x, \omega) + jB_K(x, \omega) = \frac{I_1}{U_2} = R^2 C^3 p \left( p + \frac{1}{RC} \right) \left( p + \frac{3}{RC} \right). \quad (18-48)$$

Отсюда видно, что „собственные частоты“ являются отрицательными действительными числами:

$$p_0 = 0; \quad -\frac{1}{RC}; \quad -\frac{3}{RC},$$

т. е. собственные колебания протекают аperiodически. Частоты ( $\alpha_0$ ,  $\omega_0$ ), удовлетворяющие уравнениям

$$B_K(\alpha_0, \omega_0) = R^2 C^2 \omega_0 \left( 3\alpha_0^3 + \frac{8\alpha_0}{RC} + \frac{3}{R^2 C^2} - \omega_0^2 \right) = 0, \quad (18-49)$$

определяют кривую геометрических мест в плоскости  $p$ , для которой взаимная проводимость  $K_0 = G_K$  активна (рис. 18-34).

Соответствующие величины  $G_K$  согласно уравнению

$$G_K(\alpha_0, \omega_0) = R^2 C^3 \left[ \alpha_0^3 + \frac{4\alpha_0^2}{RC} + \frac{3\alpha_0}{R^2 C^2} - \omega_0^2 \left( 3\alpha_0 - \frac{4}{RC} \right) \right] \quad (18-50)$$

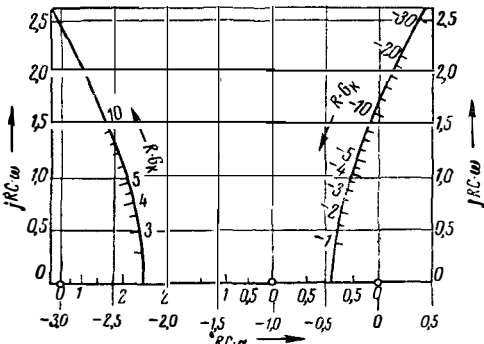


Рис. 18-34. Кривая геометрических мест взаимной проводимости схемы RC.

нанесены на самой кривой. Незатухающему колебанию ( $\alpha_0 = 0$ ) соответствует частота

$$\omega_0 = \frac{\sqrt{3}}{RC} \quad (18-51)$$

и активная взаимная проводимость

$$G_K = -4RC^2\omega_0^2 = -\frac{12}{R} \quad (18-52)$$

Поэтому схема может самовозбудиться как генератор-четырёхполосник на частоте

$$\omega_0 = \frac{\sqrt{3}}{RC}$$

Это же показывает кривая геометрических мест взаимной проводимости для частот незатухающих колебаний (рис. 18-35), соответствующая уравнению

$$\alpha = 0; K(\omega) = G_K(\omega) + jB_K(\omega) = -4RC^2\omega^2 + j\omega C(3 - R^2C^2\omega^2);$$

она пересекает действительную ось при  $\omega = \frac{\sqrt{3}}{RC}$  и  $G_K = -\frac{12}{R}$ . Сравнение формул для резонансной частоты генераторов RC и генераторов с колебательным контуром показывает заслуживающее внимания различие. Для генератора с колебательным контуром

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Для RC генератора

$$\omega_0 = \frac{\sqrt{3}}{RC}$$

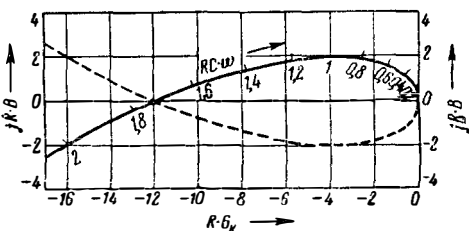


Рис. 18-35. Диаграмма активной взаимной проводимости схемы RC.

Если применить для изменения частоты переменный конденсатор с пределами изменения емкости, например, 1:10, то в первом случае частота изменится в отношении  $\sqrt{10}:1$ , а во втором случае — в отношении 10:1. В генераторах RC изменение частоты можно производить десятко многими ступенями, причем переключатели конденсаторов отдельных ступеней включаются последовательно. С другой стороны уравнение (18-51) указывает на тот недостаток, что случайные изменения емкости (например, емкостей ламп) влияют на частоту сильнее, чем при колебательном контуре. Нужно еще упомянуть о малой «остроте резонанса» или «фазовой крутизне» четырехполосника; это означает, что, например, при отклонении генерируемой частоты на 1% от рабочего значения изменения емкости (например, емкостей ламп) влияют на частоту сильнее, чем при колебательном контуре. Нужно еще упомянуть о малой «остроте резонанса» или «фазовой крутизне» четырехполосника; это означает, что, например, при отклонении генерируемой частоты на 1% от рабочего значения изменения емкости (например, емкостей ламп) влияют на частоту сильнее, чем при колебательном контуре. Следствием этого является то, что случайные отклонения фазы колебаний в возбуждающем четырехполоснике (который может состоять более чем из одной лампы) оказывают сильное влияние на генерируемую частоту (§ 18-23 и последующие). Поэтому генераторы RC при одинаковых затратах вообще менее стабильны по частоте, чем генераторы с колебательным контуром. Кроме того, нужно принимать особые меры для получения колебаний с малым содержанием гармоник.

Генераторы RC особенно удобны для генерирования очень низких частот (например, 0,1 гц); граница наиболее высоких частот при применяемых в настоящее время лампах лежит около 10 Мгц. Это следует, например, из уравнений:

$$S = \frac{12}{R}; \omega_0 = \frac{\sqrt{3}}{RC};$$

$$f = \frac{\sqrt{3}}{24\pi} \cdot \frac{S}{C} = 0,022 \frac{S}{C} \quad (18-53)$$

Если в качестве возбуждающего четырехполосника взять только одну лампу и принять, что емкость C образуется только одной входной емкостью лампы, то при лампе с большой крутизной и отношением  $S/C \approx 10^9$  получается наивысшая достижимая частота  $f_{\max} = 22$  Мгц. Практически приходится по соображениям обеспечения стабильности частоты ограничиваться гораздо более низкой частотой.

Колебательный четырехполосник, изображенный на рис. 18-33, можно применять и на высоких частотах, так как на входе и выходе его имеются емкости, к которым присчитываются собственные емкости ламп. Наряду с этим возможны другие схемы; так, например, сопротивления R могут находиться в параллельных, а емкости C — в продольных ветвях. Мостовую схему (§ 18-24) также целесообразно применять в генераторах RC.

### 18-14. ГЕНЕРИРОВАНИЕ ЧАСТОТ ОТ 300 ДО 1000 Мгц

На частотах выше 300 Мгц генерирование затрудняется инерционностью электронов и конечным временем пробоя их между катодом

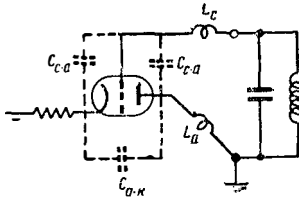


Рис. 18-36. Схема генератора дециметровых волн.

и управляющей сеткой. Одновременно и представление колебательных систем состоящими из отдельных элементов делается все более неточным, так как емкости и индуктивности нельзя более отделять одни от других [Л. 5, 22, 24].

В диапазоне частот ниже 1 000 Мгц можно еще применять триоды с нормальными штырьковыми цоколями. Из схем применяется почти исключительно емкостная трехточечная (рис. 18-36), причем емкостный делитель образуется внутренними емкостями лампы. При изготовлении ламп нужно заботиться, чтобы емкость анод — катод была не слишком малой, так как нецелесообразно присоединять внешние конденсаторы длинными соединительными проводами, особенно у генераторов, частоту которых нужно изменять в широких пределах.

Внешний контур включается между анодом и сеткой лампы, а катод находится под напряжением в. ч. относительно точки нулевого потенциала, которая обычно совпадает с одним из зажимов колебательного контура (например, в горшкообразных контурах — с оболочкой). Поэтому в цепь катода нужно включать дроссель. При необходимости достижения наивысшей частоты колебаний индуктивность (и сопротивление потерь) выводов сетки и анода играют решающую роль. Чтобы эти величины были малы, выводы часто делаются многократными. Если представить себе выводы сетки и анода на цоколе лампы закороченными для в. ч., то образуется колебательный контур, состоящий из индуктивности выводов и междуэлектродных емкостей лампы. Собственная частота этого контура в специальных лампах равна около 1 000 Мгц, что является примерно высшей границей для цокольных ламп.

У колебательных контуров, образованных внутренними емкостями ламп, нельзя ожидать хорошей стабильности частоты. Ее можно улучшить, если подключить колебательный контур с малым затуханием и сравнительно большой емкостью, например горшкообразный контур,

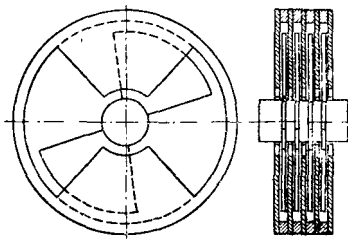


Рис. 18-37. Контур типа „бабочка“.

рассмотренный в § 8-3. Передатчики, которые должны обладать очень стабильной и в общем постоянной частотой и только изредка перестраиваться (например, телевизионные передатчики), выполняются большей частью по схеме умножения частоты. Задающий генератор работает на низкой частоте (например, кварцованный генератор 10 Мгц). Эта основная частота в последующих ступенях умножается, причем относительная стабильность основного колебания сохраняется.

В измерительных генераторах, которые должны перестраиваться в большом диапазоне (с помощью переключения), обычно приходится генерировать непосредственно нужную частоту. При этом можно применять контуры очень малых размеров. Переменный конденсатор, максимальная емкость которого не должна быть намного больше емкости лампы, обеспечивает небольшой частотный диапазон, например 1:1,3, но дает зато хорошую точность установки частоты. Катушки на высокочастотных диапазонах представляют собой только короткие дуги.

Другой испытанной конструкцией органа настройки является так называемый контур-бабочка. Он состоит, как показано, на рис. 18-37, из симметричного переменного конденсатора, у которого обе половины статора с одной стороны соединены последовательно бабочкообразным ротором, а с другой стороны соединяются посредством двух дугообразных проводников, параллельное включение которых образует индуктивность контура. Обычно оказывается необходимым во избежание провалов в генерации пакеты пластин статора и ротора на одной стороне соединять широкими планками. Контур возбуждается симметрично по трехточечной схеме, причем сетка и анод лампы подключаются непосредственно к краям статоров, ближайшим к оси. Ось ротора оказывается при этом почти под нулевым напряжением в. ч. При вращении ротора уменьшается не только емкость, но также и индуктивность дуг, магнитное поле которых частично экранируется. Таким путем получают без переключений и скользящих контактов довольно большой диапазон настройки, например 1:5 при больших и 1:2,5 при малых контурах. Хотя добротность контуров  $Q$  достигает величины только от 600 до 300 на частотах от 300 до 1 000 Мгц, все же получаемое при этом резонансное сопротивление 10—8 ком можно считать еще достаточным.

Для измерительных генераторов значительной мощности и высокой стабильности частоты, работающих в области частот до 1 000 Мгц, иногда применяются контуры в виде линий с распределенными емкостью и индуктивностью; на частотах выше 1 000 Мгц их применение является уже правилом (разд. 8).

## 18-15. ГЕНЕРИРОВАНИЕ ЧАСТОТ ВЫШЕ 1 000 Мгц

В этой области частот колебания могут генерироваться с помощью ламп с сеточным управлением в схемах с обратной связью [Л. 5, 6, 9, 23, 25]. Однако могут применяться только лампы с дисковыми вво-

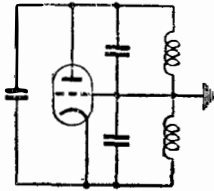


Рис. 18-38. Схема с заземленной сеткой.

дами (§ 13-22 и 15-22) и контуры в виде линий (§ 8-1—8-5). Лампа может генерировать в схемах с обратной связью до тех пор, пока потребляемая сеточной цепью активная мощность остается меньшей, чем отдаваемая лампой мощность. В принципе большинство приведенных в § 18-12 схем остается и здесь применимым. Однако колебательные контуры должны органически сочетаться с электродами лампы, т. е. переходить в них посредством широких плоскостей и по возможности с соблюдением аксиальной симметрии.

Емкостная трехточечная схема (рис. 18-36), у которой имеется только один настроенный контур, в этой области частот уже непригодна. Правильную фазировку обратной связи можно осуществить только с двумя настроенными контурами (вследствие затухания, внешнего сеткой, и угла сдвига, вызываемого временем пробега электронов в анодной цепи лампы). На более длинных волнах эти два контура обычно подключаются к зажимам сетка—катод и анод—катод (рис. 18-28, схема с заземленным катодом); при лампах же с дисковыми вводами и контурах, образуемых коаксиальными линиями это по конструктивным соображениям невозможно. Конструкция лампы предопределяет выбор среднего электрода—сетки в качестве общей точки обоих контуров. Тогда получается упрощенно представленная на рис. 18-38 схема с заземленной сеткой (§ 12-18). Емкость  $C_{ак}$  необходима для получения правильной фазы обратной связи. Собственная емкость лампы  $C_{лк}$  у дисковых ламп очень мала, но на частотах выше 1 000 Мгц обычно достаточна. На более длинных волнах эта емкость должна быть искусственно повышена (емкостью между цилиндрами) или нужно ввести дополнительную индуктивную связь (например, рис. 18-40, посредством прорези в цилиндре сетки).

Три типичные конструкции таких генераторов схематически изображены на рис. 18-39—18-41. На рис. 18-39 показана простейшая конструкция. Анодный и катодный контуры представляют собой отрезки коаксиальной линии

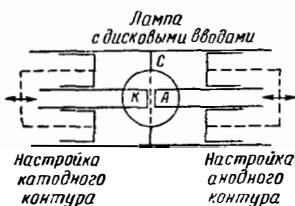


Рис. 18-39. Схема генератора с раздельной настройкой анодного и катодного контуров.

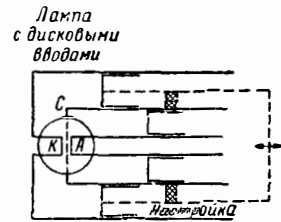


Рис. 18-40. Схема генератора с совместной настройкой контуров.

и могут настраиваться при помощи короткозамыкающих поршней на нужную частоту. Чтобы поршни можно было устанавливать легко и точно, большей частью избегают металлического контакта между внешней стенкой и поршнем, оставляя узкую воздушную щель. В этом случае длину поршня целесообразно делать равной четверти средней рабочей длины волны. Конструкция имеет недостатки, заключающиеся в том, что настройка контуров должна производиться раздельно и механическое спаривание настроек обоих контуров затруднено; далее, лампы вмонтированы внутрь и трудно заменяемы. Эти недостатки избежаны в конструкции рис. 18-40; она рекомендуется для передатчиков, которые должны быть перестраиваемы в большом диапазоне частот. При правильном выборе отношений диаметров коаксиально друг в друга встроены контуры можно осуществить согласованный ход обоих короткозамыкающих поршней и механическое спаривание осуществляется просто.

Другая конструкция, которая особенно подходит для очень высоких частот, порядка 3 000 Мгц, представлена на рис. 18-41. В этой конструкции сеточный контур открыт также и на конце, удаленном от лампы, или нагружен только емкостью. Этим достигается дополнительная внутренняя обратная связь с помощью проходного («резонантного») катодно-сеточного контура. При правильном выборе размеров можно и в этом случае осуществить совместную настройку обоих контуров, но обычно в более узком диапазоне.

Высшая генерируемая частота, достигнутая в настоящее время с лампами с сеточным управлением, лежит около 4 000 Мгц; к. п. д. триодов на частотах выше 3 000 Мгц очень мал. В области сантиметровых волн будущее, вероятно, принадлежит лампам с управлением временем пробега электронов (раздел 13) [Л. 5, 6, 9, 26].

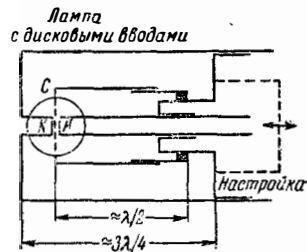


Рис. 18-41. Схема генератора с внутренней обратной связью.

## Стабильность колебаний

### 18-16. ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ С МАЛЫМ ЗАТУХАНИЕМ

Литература [Л. 2, 3, 11]. При возбуждении колебательной системы посредством отрицательного сопротивления или лампы амплитуда колебаний растет по экспоненте до тех пор, пока она настолько мала, что характеристика возбуждающей системы может рассматриваться как прямая. Затем амплитуда растет медленнее и достигает установившейся величины, так как вследствие кривизны характеристики эффективная компенсация затухания с ростом амплитуды уменьшается. В этой переходной области простые линейные дифференциальные уравнения более неприменимы и точный расчет процесса установления колебаний большей частью невозможен. В одном практически важном случае все же можно получить наглядное представление об этом процессе, именно при возбуждении колебательных систем с малым затуханием. К этому случаю относятся все генераторы колебаний, близких к синусоидальным.

В этом случае углы потерь всех элементов схемы для частоты самовозбуждения очень малы и (комплексные) собственные частоты системы лежат очень близко к мнимой оси ( $j\omega$ ). Проводимость таких колебательных систем для всех частот, за исключением областей, непосредственно прилегающих к нулевым точкам (частоты собственных резонансов), может быть очень большой. Следствием этого является то, что хотя ток, проходящий через схему, отличается от синусоидального, тем не менее напряжение остается синусоидальным и гармоники тока не влияют на возбуждение колебаний.

Под эффективной проводимостью нелинейной самовозбуждающейся системы можно тогда понимать просто отношение тока основной частоты к управляющему синусоидальному напряжению. Взаимную зависимость этих величин дает колебательная характеристика лампы; она может быть снята опытно или построена по статистическим характеристикам лампы. На рис. 18-42 показан вид колебательной характеристики диатрона (рис. 18-11). Там же показана эффективная отрицательная проводимость, определяемая отношением координатных значений  $I/U$  колебательной характеристики. С ростом амплитуды  $U$  она падает до нуля.

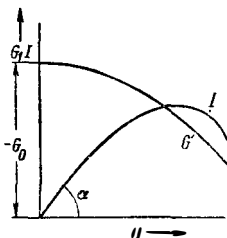


Рис. 18-42. Колебательная характеристика и характеристика отрицательной проводимости диатрона.

У ламп с сеточным управлением также можно снять колебательную характеристику (§ 15-9). Однако соотношения там не столь просты. Большинство ламп не имеет определенного тока насыщения, и средняя крутизна при больших амплитудах не уменьшается или уменьшается очень мало. Ограничение амплитуды колебаний определяется тогда не формой характеристики анодного тока, а действием сеточного тока, возникающего при больших амплитудах напряжения. Наряду с внесением затухания в колебательную систему здесь (при больших сопротивлениях утечки сетки) на ограничение амплитуды влияет смещение рабочей точки  $P$  в сторону более отрицательных сеточных напряжений (§ 18-18).

### 18-17. МЯГКОЕ И ЖЕСТКОЕ САМОВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ

Литература [Л. 2]. В некоторых случаях эффективная крутизна лампы с ростом амплитуды сначала увеличивается и только при больших амплитудах и перевозбуждении лампы снова уменьшается. Тогда даже при тщательной установке обратной связи или рабочей точки оказывается невозможным получить установившиеся колебания с малой амплитудой. При этом, как только обратная связь становится достаточной для самовозбуждения, амплитуда колебаний скачком достигает большой величины (жесткое самовозбуждение). В этом случае при работе без тока сетки в области отрицательных сеточных напряжений режим определяется только формой характеристики. Представим ее в рабочей точке в виде степенного ряда напряжения с числом членов, достаточным для выяснения процесса:

$$i = i_0 + S_0 u + Tu^2 + Wu^3 \dots \quad (18-54)$$

Если сделать подстановку  $u = U \sin \omega t$  и определить ток основной частоты  $I$ , то получаются уравнения колебательной характеристики и колебательной (средней) крутизны для малых амплитуд  $U$ :

$$I = S_0 U + \frac{3}{4} W U^3; \quad (18-55)$$

$$S_m = \frac{I}{U} = S_0 + \frac{3}{4} W U^2. \quad (18-56)$$

Если коэффициент  $W$  положителен, то крутизна колебательной характеристики при увеличении возбуждения увеличивается и колебания возникают жестко, т. е. скачком. Коэффициент  $W$  пропорционален кривизне (второй производной) характеристики крутизны:

$$W = \frac{1}{6} \cdot \frac{d^3 i}{du^3} = \frac{1}{6} \cdot \frac{d^2 S}{du^2}. \quad (18-57)$$

Мягкое самовозбуждение получается только в том случае, если характеристика крутизны искривлена вниз. Если характеристи-



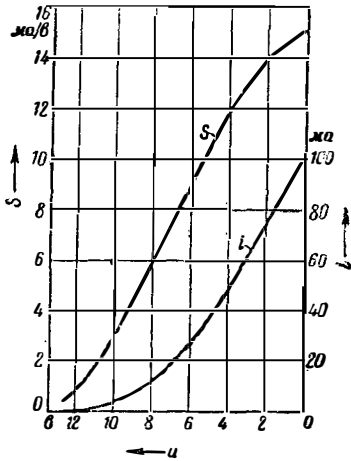


Рис. 18-43. Анодно-сеточная характеристика лампы и характеристика крутизны.

ка анодного тока подчиняется закону степенной функции

$$I_a = u^x, \quad (18-58)$$

то показатель степени  $x$  должен заключаться между значениями 1 и 2, как это имеет место для области существования пространственного заряда ( $x=3/2$ ).

На рис. 18-43 представлена типичная ламповая характеристика и характеристика ее крутизны в области отрицательных сеточных напряжений (при отсутствии сеточного тока). Характеристика крутизны только в своей верхней части ( $u=0 \div -7,3$  в) искривлена вниз. Поэтому мягкое самовозбуждение можно ожидать только в том случае, если рабочая точка  $U_p$  лежит в этой части характеристики. На рис. 18-44 показаны соответствующие колебательные характеристики  $I$  и характеристики колебательной (средней) крутизны  $S_m$ , причем рабочая точка  $U_p$  является параметром.

Характеристики начерчены сплошной линией до тех значений, пока все колебание полностью протекает в области отрицательных напряжений, т. е. без сеточного тока. Для больших амплитуд колебаний ход характеристики обозначен пунктиром. В этой области существует ток сетки, который в зависимости от схемы или вносит только дополнительное затухание, или также смещает рабочую точку  $U_p$  в сторону отрицательных значений. В области характеристики, искривленной вверх, амплитуда колебаний нестабильна.

Компенсацию затухания можно усилить, например, постепенным уменьшением отрицательного напряжения смещения  $U_p$ , начиная от больших отрицательных значений. В нашем примере, если колебания возникли уже при относительно небольшой компенсации затухания ( $S_m > 7$  мма), то амплитуда немедленно скачком выросла бы до области сеточного тока, пока не было бы снова достигнуто значение средней крутизны, равное крутизне начальной точки ( $U=0, S_m=S_0$ ). Для значений средней крутизны  $S_m > 7$ , что соответствует рабочей точке  $U_p$  между  $-7,3$  в и 0 в, амплитуды ста-

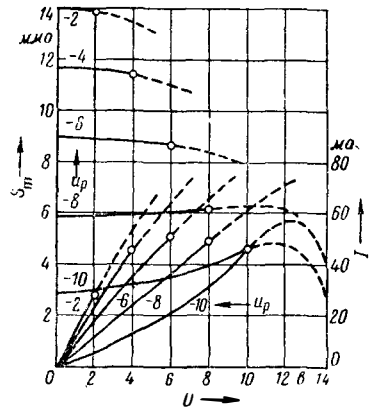


Рис. 18-44. Колебательные характеристики и характеристики эффективной крутизны.

бильны и при точном выборе напряжения смещения генератор может работать и без сеточного тока.

### 18-18. ОГРАНИЧЕНИЕ АМПЛИТУДЫ С ПОМОЩЬЮ СЕТОЧНОГО ТОКА

Литература [Л. 2, 3]. Как было показано, обычно оказывается возможным так выбрать рабочую точку, чтобы возникли колебания без наличия сеточного тока. Но при нормальных характеристиках ламп стабильность амплитуды при этом невелика. Причина заключается в том, что обратная связь в таких случаях имеет величину, едва превышающую минимальную, необходимую для поддержания колебаний. Небольшие изменения рабочих напряжений ламп вызывают при этом большие изменения амплитуд колебаний или колебания вообще срываются.

Простой способ улучшения стабилизации (которое при более сильной обратной связи получается автоматически) заключается в увеличении возбуждения до положительных сеточных напряжений. При этом круто возрастающий ток с одной стороны вносит в колебательную систему затухание, а с другой — вызывает уплощение (загиб) характеристики анодного тока. При генерировании очень высоких частот (выше 1 000 Мгц) такой режим работы может оказаться целесообразным, так как лампа хорошо используется, а затухание, вносимое сеточным током, не играет большой роли при высокой реактивной проводимости контуров высокой добротности.

Для передатчиков более низких частот внесение затухания сеточным током нежелательно, так как оно ухудшает стабильность частоты. В этих случаях обычно применяется схема с сопротивлением в цепи сетки (рис. 18-45). В этой схеме, как только наступает сеточный ток, обеспечивается автоматическое перемещение рабочей точки в сторону отрицательных значений сеточного напряжения. При этом средняя крутизна характеристики уменьшается и очень быстро достигается установившееся состояние колебаний.

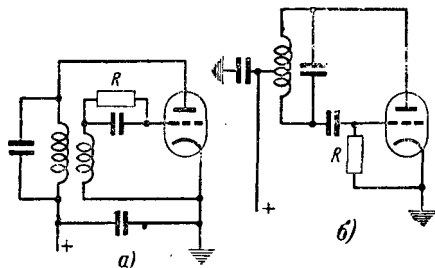


Рис. 18-45. Схема с сопротивлением в цепи сетки для ограничения амплитуды.

В установившемся состоянии протекает только очень малый сеточный ток, постоянная слагающая которого  $i_0$  поддерживает на сопротивлении  $R$  напряжения смещения  $u_0 = i_0 R$ . Если выбрать  $R$  большим, то сеточный ток настолько мал, что он практически не вносит никакого затухания.

При неправильном выборе параметров, особенно если обратная связь в несколько раз превышает требуемую минимальную величину, схема может отказаться в работе, причем будут получаться периодические самопроизвольные срывы колебаний.

Это явление разобрано ниже на примере рис. 18-44. При слабой обратной связи для самовозбуждения необходима большая средняя крутизна характеристики  $S_m$ . В области крутизн  $S_m = 15 \div 7$  ммо характеристики крутизны везде падают более или менее круто. Это обеспечивает мягкое самовозбуждение и стабильную установившуюся амплитуду. Если сопротивление утечки сетки велико, то установившаяся амплитуда будет практически совпадать с точкой начала сеточного тока. Примем, например, что обратная связь выбрана в 1,32 раза сильнее, чем это необходимо для самовозбуждения. Тогда в установившемся состоянии колебательная крутизна должна быть равна  $15/1,32 = 11,4$  ммо; это значение должно достигаться в точке начала сеточного тока. Такому условию соответствует кривая при сеточном смещении  $u_p = -4$  в и это значение, следовательно, автоматически установится на сопротивлении утечки сетки. Установившаяся амплитуда колебаний тоже может быть оценена величиной  $U = 4$  в. Эта рабочая точка стабильна. При случайных отклонениях крутизны лампы амплитуда колебаний будет изменяться примерно в таком же соотношении.

Если же выбрать обратную связь значительно более сильной, то соответствующая средняя крутизна характеристики получается меньше 7 ммо и согласно рис. 18-44 колебания заходят в область роста средней крутизны, где колебания со стабильной амплитудой невозможны.

Пусть, например, обратная связь будет в 3 раза больше минимально необходимой; при колебаниях этому будет соответствовать средняя крутизна  $15/3 = 5$  ммо. Сразу после включения, пока сеточный конденсатор еще слабо заряжен, а сеточное смещение мало, колебания приглушены большим сеточным током и еще стабильны. Работа происходит на падающих ветвях характеристик средней (колебательной)

крутизны. Затем конденсатор заряжается постоянной составляющей сеточного тока до напряжения смещения  $u_{p1} = -10$  в; тогда сеточный ток падает почти до нуля и уже не вносит существенного затухания. Амплитуда колебаний ( $U_1 = 11$  в) достигает области возрастания средней крутизны и становится неустойчивой. Работа происходит на максимальном значении кривой  $S_m$  для  $u_p = -10$  в (рис. 18-44). Практически колебания при этом сразу срываются. Затем начинает разряжаться сеточный конденсатор. Как только (рис. 18-44) для смещения  $u_{p2} = -8,3$  в снова достигается значение крутизны  $S_m = 5$  ммо, колебания снова возбуждаются скачком, конденсатор  $C$  снова начинает заряжаться и колебания снова срываются.

Пауза  $t$ , в течение которой колебаний в. ч. нет, в данном случае определяется так:

$$\frac{u_{p1}}{u_{p2}} = \frac{11}{8,3} = \exp \frac{t_1}{RC};$$

$$t_1 = 0,28RC.$$

Время существования колебаний в. ч. зависит от точки возникновения сеточного тока и при сильной обратной связи может быть довольно коротким. Частота срывов колебаний в общем имеет порядок

$$f \approx \frac{2}{RC}.$$

Если сеточное сопротивление сделать достаточно малым, то, несмотря на сильную обратную связь, можно получить стабильный режим работы. В таком случае затухание, вносимое сеточным током, имеет заметную величину и в установившемся состоянии и рабочая точка остается в области  $S_m < 7$  ммо на падающей части характеристики средней (колебательной) крутизны. Однако при этом теряется преимущество схемы с сеточным сопротивлением, заключающееся в стабилизации амплитуды почти без сеточного тока.

### 18-19. СТАБИЛИЗАЦИЯ АМПЛИТУДЫ ПРИ ПОМОЩИ ТЕРМОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Разобранный в предыдущем параграфе способ ограничения амплитуды имеет тот недостаток, что если требуется хорошая стабилизация амплитуд колебаний, то форма анодного тока лампы существенно отклоняется от синусоидальной. Несмотря на это, при достаточно добротных контурах напряжение получается почти синусоидальным и в большинстве случаев схема с сопротивлением в сетке удовлетворяет всем требованиям.

Однако существует изящный способ стабилизации амплитуды колебаний без использования лампы. Лампа работает при этом с небольшим возбуждением, т. е. полностью в линейной части своей характеристики.

Если параллельно колебательному контуру включить термочувствительное сопротивление, активная проводимость которого имеет положительный (по проводимости) температурный коэффициент (термистор), или последовательно в контур ввести термочувствительное

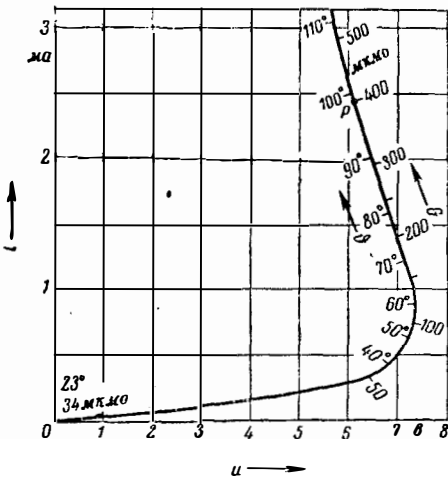


Рис. 18-46. Характеристика термистора.

сопротивление с положительным температурным коэффициентом (лампна каливания), то может быть достигнуто увеличение затухания контура при росте амплитуды колебаний. При этом не возникает никаких гармоник, так как термическая постоянная времени регулирующего элемента очень велика сравнительно с периодом колебаний.

Чтобы обойтись малыми мощностями, нужно применять термисторы малых размеров (§ 11-1—11-13). На рис. 18-46 приведена типичная вольт-амперная характеристика термистора (ср. также рис. 11-5). Из нее видно, что напряжение на термисторе сначала растет до 7 в, затем с ростом тока даже падает, причем температура  $\vartheta$  и активная проводимость  $G = 1/U$  резко растут. Если такой термистор включить параллельно колебательному контуру, то очевидно, что высокочастотное напряжение не сможет превысить 7 в. При этом лампа еще не должна быть полностью возбуждена. Несмотря на это, при включении генератор надежно самовозбуждается, так как термистор в холодном состоянии вносит небольшое затухание (проводимость в холодном состоянии, например,  $G_k = 34 \text{ мкмо}$  против  $G_0 = 400 \text{ мкмо}$  в горячем).

Термическая инерция термистора или накапливаемого сопротивления обуславливает некоторое запаздывание регулировки амплитуды. В системах с обратной связью это может привести к появлению нежелательных колебаний регулировки. При рассмотрении таких процессов хорошую помощь оказывает электрическая эквивалентная схема термически инерционного элемента регулировки, кратко излагаемая ниже.

Сначала рассмотрим поведение термистора при низких частотах, когда процесс нагревания мог бы более или менее следовать за частотой. Пусть на постоянные величины рабочей точки ( $u_0, i_0, G_0$ ) накладываются небольшие отклонения  $u(t), i(t), g(t)$  как функции времени  $t$ . Тогда будем иметь:

$$G = \frac{i_0 + i(t)}{u_0 + u(t)} = G_0 + g(t) = G_0 + \alpha \vartheta(t),$$

где  $\vartheta$  есть превышение температуры, а  $\alpha$  — температурный коэффициент в рабочей точке.

Для подведенной электрической мощности имеем:

$$P = P_0 + u_0 i(t) + i_0 u(t). \quad (18-59)$$

Для отведенной или накопленной термической мощности имеем:

$$P = P_0 + \gamma \vartheta + K \frac{d\vartheta}{dt}. \quad (18-60)$$

где  $\gamma$  — коэффициент теплоотдачи, а  $K$  — теплоемкость термистора.

Примем во внимание, что согласно предыдущему

$$\vartheta(t) = \frac{1}{\alpha} g(t)$$

и

$$g(t) = \frac{1}{u_0} i(t) - \frac{G_0}{u_0} u(t),$$

и приравняем уравнения (18-59) и (18-60). Тогда получим следующее дифференциальное уравнение:

$$G_0 \frac{K}{\alpha} \cdot \frac{du}{dt} + G_0 \left( \frac{\gamma}{\alpha} + U_0^2 \right) u = \frac{K}{\alpha} \cdot \frac{di}{dt} + \left( \frac{\gamma}{\alpha} - U_0^2 \right) i,$$

которое полностью определяет электрическое поведение термистора. Из него видно, что для очень быстрых изменений ( $d/dt \approx \infty, f = \infty$ ) определяющим фактором является проводимость в рабочей точке  $G_0$ , в то время как для очень медленных отклонений ( $d/dt \approx 0, f = 0$ ) определяющим фактором является совсем другая проводимость  $G_n$ , которая, очевидно, соответствует подъему характеристики рис. 18-46 в рабочей точке. Введя эту величину можно представить дифференциальное уравнение в следующей форме:

$$\frac{K}{2\gamma} (G_n + G_0) \frac{du}{dt} + G_n u = \frac{K}{2\gamma} \left( 1 + \frac{G_n}{G_0} \right) \frac{di}{dt} + i. \quad (18-61)$$

На рис. 18-47 даны две электрические эквивалентные схемы термистора, удовлетворяю-

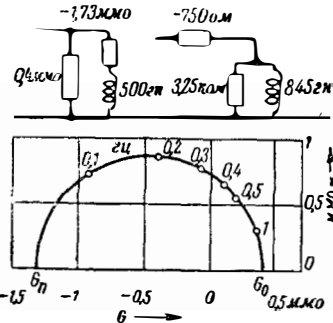


Рис. 18-47. Электрическая эквивалентная схема термистора и его кривая геометрических мест.

щне вышеприведенным уравнениям, если индуктивности придать значение

$$L = \frac{K}{2\gamma} \cdot \frac{1}{G_0} \cdot \frac{G_n + G_0}{G_n - G_0}$$

или

$$L' = \frac{K}{2\gamma} \cdot \frac{1}{G_0} \left( 1 - \frac{G_0^2}{G_n^2} \right).$$

На рис. 18-47 дана также кривая геометрических мест проводимости для рабочей точки:  $u_0 = 6,1$  в,  $i_0 = 2,44$  ма,  $G_0 = 0,1$  ммо. Значение  $G_n$  при этом отрицательно соответственно падающему виду характеристики. Из рисунка видно, что для одной определенной частоты ( $f_{\max} = 0,33$  гц) проводимость становится чисто мнимой ( $B = -0,73j$  ммо); если параллельно термистору включить соответствующую емкость ( $C_{\min} = 350$  мкф), то могут возникнуть колебания с этой частотой. При больших емкостях вносится даже отрицательное затухание и колебания раскачиваются до больших амплитуд.

Мы можем теперь величины  $u$  и  $i$  рассматривать и как огибающие высокой частоты, т. е. например, написать:

$$u = [u_0 + u(t)] \sin \omega t.$$

От этого в балансе мощностей ничего существенно не меняется и для огибающих получается то же дифференциальное уравнение (18-61). Частотная диаграмма (рис. 18-47) дает тогда соотношение между синусоидальными огибающими тока и напряжения по модулю и фазе. Для частоты качания, например,  $\Omega = 0,33$  гц огибающая тока отстает от огибающей напряжения точно на  $90^\circ$  и отношение  $i/u$  можно считать чисто индуктивной «проводимостью».

Если к колебательному контуру с компенсированным затуханием, настроенному на частоту  $\omega$ , приложить модулированное напряжение в ч.

$$u_0 + u_1 = U_0 \sin \omega t + U_1 \sin \Omega t \sin \omega t,$$

то для входного тока получим выражение

$$i_1 = U_1 2\Omega C \cos \Omega t \sin \omega t.$$

Таким образом, эффективная проводимость колебательного контура с компенсированным затуханием для частоты качаний ока-

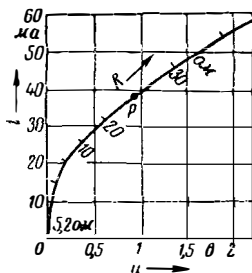


Рис. 18-48. Характеристика регулировочной лампы.

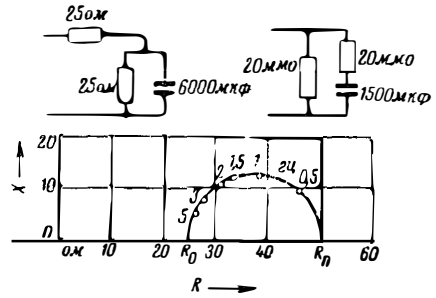


Рис. 18-49. Электрическая эквивалентная схема регулировочной лампы и ее кривая геометрических мест.

зывается емкостной и равной отношению амплитуд

$$\frac{I_1}{U_1} = j2\Omega C.$$

Совместное включение термистора и колебательного контура с компенсированным затуханием могло бы, следовательно, тоже привести к колебаниям (качаниям). Но минимально необходимая для этого емкость ( $C_{\min} = 175$  мкф) лежит далеко за практически применяемыми величинами.

У генераторов же с мостиковой стабилизацией (§ 18-24) такие колебания регулировки не редки, особенно если усиление возбуждающего четырехполюсника очень велико.

Для стабилизации амплитуды можно применять также лампы накаливания, сопротивление которых с увеличением температуры растет. На рис. 18-48 показана вольт-амперная характеристика одной из таких регулировочных ламп. Ее включают последовательно с катушкой или конденсатором колебательного контура, чтобы при увеличении амплитуды тока вносилось дополнительное затухание. Для этих регуляторов, аналогично предыдущему, можно построить кривую геометрических мест. На рис. 18-49 представлена такая кривая для рабочей точки регулировочной лампы:  $u_0 = 0,95$  в,  $i_0 = 38$  ма,  $r_0 = 25$  ом.

В противоположность термисторам активная составляющая остается здесь всегда положительной. Отсюда вытекает, что регулировочные лампы непосредственно или в простых колебательных контурах вообще не могут создавать качания; это может иметь место только при некоторых условиях в генераторах с мостиковой стабилизацией.

## 18-20. КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ С НЕСКОЛЬКИМИ СОБСТВЕННЫМИ ЧАСТОТАМИ

Кривая геометрических мест (конца вектора) проводимости колебательной системы со многими собственными частотами пересекает действительную ось несколько раз. Для различных частот получаются чисто активные проводимости, но величины их вообще не одинаковы. Если компенсация затухания достаточно велика для двух из собственных частот, то сначала самовозбуждаются обе. Вскоре, однако, быстрее растущее колебание подавляет

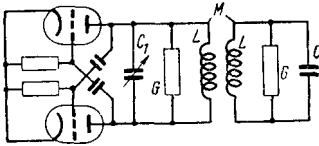


Рис. 18-50. Генератор-двухполюсник с двумя связанными колебательными контурами.

другое. Также и в том случае, если усиленная лампа работает полностью в линейной области, например при ограничении амплитуд термистором, нагрев последнего устанавливается большим колебанием, так что необходимая компенсация затухания остается достаточной только для него, но не для более слабого колебания.

У генераторов с изменяемой частотой может случиться, что компенсация затухания для существующего колебания уменьшится, а для другого возможного, но еще не возбужденного колебания — увеличится. В качестве примера такого случая рассмотрим генератор-двухполюсник со связанными колебательными контурами, причем пусть первый контур имеет переменный конденсатор  $C_1$  (рис. 18-50). Для коэффициента связи  $M/L=0,2$  и затухания  $G \sqrt{L/C}=0,08$  получается согласно § 18-10 кривая геометрических мест входной проводимости, изображенная на рис. 18-51, построенная для случая равных емкостей контуров ( $C_1=C$ ). Если теперь  $C_1$  изменяется, то нужно представить себе, что ось  $x$  сдвигается вверх или вниз соответственно изменяющейся входной реактивной проводимости. Точки пересечения одвинутой оси  $x$  с кривой дают возможные частоты самовозбуждения, причем длина абсциссы соответствует необходимой для самовозбуждения величине отрицательной проводимости. Чем ближе к оси  $y$  лежит точка пересечения, тем легче самовозбуждается соответствующая частота.

Если  $C_1 \ll C_2$  и ось абсцисс сдвинута очень высоко, то получается только одна точка пересечения. Генерируется однозначно эта частота. С увеличением емкости  $C_1$  ось  $x$  перемещается

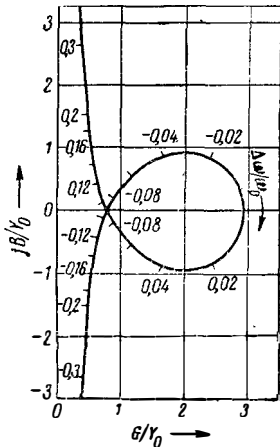


Рис. 18-51. Диаграмма геометрических мест входной проводимости.

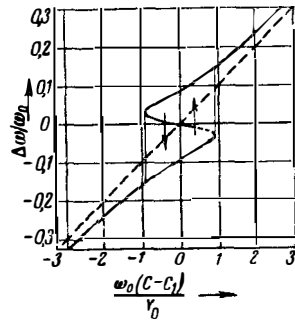


Рис. 18-52. Скачок частоты генератора.

вниз и пересекает петлю. Тогда оказываются возможными три частоты самовозбуждения, из которых частота на абсциссе, ближайшая к оси  $y$ , возбуждается легче всего и генерация ее однозначно сохраняется до достижения равенства  $C_1=C$ . В этой точке обе частоты связи одинаково хорошо возбуждены. В случае линейного режима (с термистором) при пересечении этой точки колебание непосредственно переходит с одной частоты связи на другую.

При амплитудном ограничении колебаний нелинейностью характеристики лампы старая генерируемая частота «затягивается» и дальше.

Если представить типичную ламповую характеристику в виде степенного ряда, то можно показать расчетным путем, что эффективная крутизна для существующего большого колебания всегда больше, чем для вновь появляющегося (малого) колебания. При сильном возбуждении отношение крутизны достигает величины 1,5 и больше. Только если новая частота возбуждается легче в таком же соотношении, то колебание перескакивает на новую частоту. При малой величине петли кривой геометрических мест генерируемая частота затягивается до тех пор, пока ось абсцисс не коснется петли; после этого может существовать только новая частота незатухающего колебания. На рис. 18-52 показана частотная характеристика такого генератора в зависимости от установки конденсатора  $C_1$ .

Такое же явление наблюдается, если самовозбуждающийся генератор дециметровых волн, связанный с антенной посредством длинного кабеля, нужно перестроить на другую частоту. Кабель нельзя согласовать с антенной настолько точно, чтобы совсем не существова-

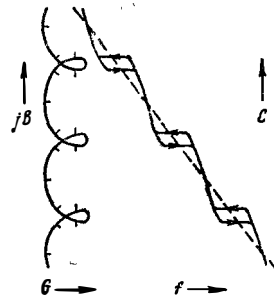


Рис. 18-53. Петли кривой геометрических мест входной проводимости и скачки частоты.

ло отражений, поэтому кривая геометрических мест входной полной проводимости имеет вид окружности, которая при изменении частоты пробегается несколько раз. Если, например, длина кабеля равна ста длинам волны, то эта окружность уже при изменении частоты на 0,5% пробегается один раз. Кривая геометрических мест имеет при этом вид, показанный

на рис. 18-53; там же показан вид кривой полной проводимости контура передатчика. В этом случае возникает очень много близких скачков частоты, так что на некоторые частоты вообще нельзя настроиться. Явление носит название «эффекта длинной линии». Для устранения его между кабелем и генератором нужно включать усилительный каскад.

## Схемы стабилизации

### 18-21. ГЕНЕРАТОРЫ С ВЫСОКОЙ СТАБИЛЬНОСТЬЮ ЧАСТОТЫ

Причины нестабильности частоты генератора могут заключаться в колебательной системе и, в меньшей степени, в возбуждающей системе. Прежде всего должна быть стабильна собственная частота колебательной системы. Вместе с тем нужно учитывать и влияние возбуждающей системы, например изменение фазового угла эффективной крутизны  $S_0'$  возбуждающего четырехполосника [уравнение (18-26)].

**Стабильные колебательные системы.** Если колебательный контур выполнен из керамической катушки с серебряными витками, нанесенными вжиганием (§ 2-12), и высококачественного слюдяного конденсатора с обкладками из напыленного серебра (§ 2-22), то от него можно ожидать стабильность собственной частоты в течение длительного времени, равную по крайней мере  $1 \cdot 10^{-4}$ . В течение более коротких промежутков времени, например нескольких часов, собственная частота держится с значительно большей точностью (например,  $1 \cdot 10^{-6}$ ). Эту стабильность можно, однако, использовать лишь в том случае, если сохранять неизменной температуру контура, так как температурный коэффициент его составляет, примерно,  $1 \cdot 10^{-5} \frac{1}{^\circ\text{C}}$ .

**Электрохимические колебательные системы (кварц).** Более высокие точности можно получить при помощи слаботокующих механических колебательных систем, возбуждаемых электрически или магнитно. Для низких частот нашли применение камертоны или магнито-стрикционные штыри с магнитным возбуждением. Еще большее значение имеет в высокочастотной технике использование пьезоэлектрического эффекта некоторых кристаллов, особенно кварца (§ 2-28 и 2-29).

### 18-22. ПРОСТЫЕ СХЕМЫ ГЕНЕРАТОРОВ С КВАРЦЕМ

Простая, часто применяемая схема генератора с кварцевой стабилизацией приведена на рис. 18-54 (схема Пирса). Она соответствует схеме с емкостно связанными колебательными контурами (рис. 18-28), причем емкость анод-сетка обеспечивает необходимую обратную связь. Кристалл колеблется при этом не точно на своей собственной частоте  $f_0$ , так как последовательный контур в этой схеме не может быть возбужден, а на несколько более высокой частоте  $\Delta f + f_0$ , на которой он сам является

индуктивностью и вместе с внешними емкостями образует параллельный колебательный контур.

Расстройка приблизительно определяется выражением

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{C_k}{2C},$$

где  $C_k$  — последовательная емкость эквивалентной схемы кварца;

$C$  — общая параллельная емкость.

Как пример возьмем кварцевую пластинку диаметром 25 мм ( $F=5,2 \text{ см}^2$ ) с собственной частотой  $f_0=2 \text{ Мгц}$ ; при этом имеем:

$$d = 0,142 \text{ см}; \\ C_k = 0,088 \text{ пф}; \quad C = 14 \text{ пф};$$

$$Q = \frac{\omega_0 l}{R} = 10^5.$$

Добротность кристалла, таким образом, более чем на два порядка выше, чем у электрического колебательного контура. Этим объясняется, что настройка анодного контура очень мало влияет на частоту, особенно, если настроечная емкость выбрана по возможности малой и контур заглушен сопротивлением. Добротность кристалла может, однако, заметно снизиться из-за потерь в параллельной емкости (в ламповом цоколе).

Эффективная проводимость контура кварца при параллельном резонансе равна:

$$G = \omega_0 C \left( \frac{1}{Q} \cdot \frac{C}{C_k} + \text{tg } \delta \right).$$

Следовательно, нужно следить, чтобы соблюдалось неравенство

$$\text{tg } \delta \ll \frac{1}{Q} \cdot \frac{C}{C_k}.$$

Если принять, что общая параллельная емкость

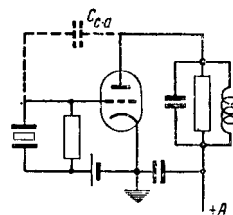


Рис. 18-54. Генератор с кварцевой стабилизацией.

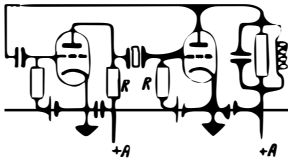


Рис. 18-55. Кварцевый генератор высокой стабильности.

$C = 22 \text{ нф}$ , то это требование выполняется при условии

$$\frac{1}{Q} \cdot \frac{C}{C_{\kappa}} = 2,7 \cdot 10^{-3} \gg \text{tg } \delta.$$

Отклонение генерируемой частоты от собственной частоты кварца для нашего примера

$$\frac{\Delta f}{f} = 2 \cdot 10^{-3}.$$

Случайные изменения величины  $C$ , например на  $0,01 \text{ нф}$ , заметно влияют на частоту:

$$\frac{df}{f_0} = 2 \cdot 10^{-3} \frac{dC}{C} = 0,9 \cdot 10^{-6}.$$

Таким образом, эта схема не удовлетворяет высоким требованиям к стабильности (имеется влияние возбуждающей системы).

Схема, удовлетворяющая более высоким требованиям, дана на рис. 18-55 (схема Генерала). Здесь кварц работает как последовательный резонансный контур и возбуждается точно на своей собственной частоте. Чтобы получить полную остроту резонанса, сопротивления  $R$  должны быть очень малы, меньше, чем сопротивление кристалла; так, в нашем примере должно быть  $R \ll 9 \text{ ом}$ . Тогда параллельные кварцу емкости лампы не играют уже никакой роли. Настраиваемый контур в аноде лампы должен иметь по возможности малую емкость и приглушен настолько сильно, насколько это позволяет необходимая величина обратной связи.

### 18-23. ВЛИЯНИЕ ВОЗБУЖДАЮЩЕЙ СИСТЕМЫ НА ЧАСТОТУ

Возбуждающая система может влиять на частоту, если фаза возбуждающего четырехполюсника, неизбежно содержащего лампы, изменяется. Параметры лампы зависят от рабочих напряжений, причем не только крутизна, от которой зависит амплитуда колебания, но также и внутриламповые емкости. В частности, хотя и немного, меняется емкость сетка—катод в зависимости от тока эмиссии лампы (эффект пространственного заряда). Нежелательное действие может оказывать также сеточный ток, меняющийся в зависимости от амплитуды. Поэтому лампы высокостабильного генератора должны всегда работать без сеточного тока. Во всех случаях желательно, чтобы фазовый сдвиг возбуждающего четырехполюсника, а вместе с тем и его колебания были по возможности малы. Это должно бы сводиться к правилу: по возможности меньше каскадов, а каскады выполнять по возможности аперно-

дическими. Но на высших частотах этому ставятся довольно узкие границы.

Более действенным является метод, заключающийся в том, чтобы колебательную систему сделать нечувствительной к влиянию неизбежных фазовых отклонений в возбуждающем четырехполюснике. Это достигается применением высокой крутизны фазовой характеристики  $\tau$  колебательного четырехполюсника ( $\tau = d\varphi/d\omega$ ). Если фаза взаимной проводимости, т. е. отношение входного тока к выходному напряжению быстро изменяется с частотой, то случайные отклонения фазы обратной связи  $\Delta\varphi$  изменяют частоту системы только на малую величину  $\Delta\omega$ :

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau} \Delta\varphi.$$

В этом отношении полезно применение контуров с возможно малыми потерями, так как крутизна фазовой характеристики пропорциональна добротности  $Q$ . Например, для простого колебательного контура имеем:

$$\tau = \frac{d\varphi}{d\omega} = \frac{2C}{G} = \frac{1}{\omega_0} Q. \quad (18-62)$$

Поэтому высокая добротность кварцевых кристаллов, наряду с их высокой стабильностью, особенно ценна.

### 18-24. ГЕНЕРАТОРЫ С МОСТИКОВОЙ СТАБИЛИЗАЦИЕЙ

Литература [Л. 20, 21]. Четырехполюсниками, у которых крутизна фазовой характеристики может быть сделана сколь угодно большой, являются мостиковые схемы и аналогично действующие компенсационные схемы. На рис. 18-56 изображена в качестве простого примера схема дифференциального мостика с симметричным дросселем, которую мы будем рассматривать как «идеальную». Тогда справедливы следующие уравнения:

$$U_1 = \frac{I_1}{2} \cdot \frac{1}{G_1} + \frac{U_2}{2} = \frac{I_1}{2} \frac{1}{G + jB} - \frac{U_2}{2},$$

причем

$$B(\omega) = \omega C - \frac{1}{\omega L}.$$

Для взаимного сопротивления  $M$  четырехполюсника получим выражение

$$M(\omega) = \left( \frac{U_2}{I_1} \right)_{I_2=0} = \frac{1}{2(G + jB)} - \frac{1}{2G_1} = \frac{(G_1 - G) - jB}{2G_1(G + jB)}. \quad (18-63)$$

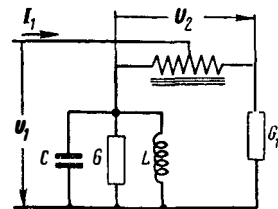


Рис. 18-56. Мостовая схема колебательного четырехполюсника.

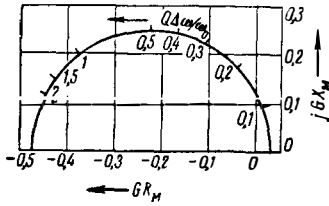


Рис. 18-57. Кривая геометрических мест взаимного сопротивления четырехполюсника.

Оно выражает геометрическое место точек окружности диаметром  $\frac{1}{2G}$  (рис. 18-57). Вблизи резонансной частоты  $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$  справедливы выражения:

$$B(\omega_0 + \Delta\omega) \approx 2\Delta\omega C;$$

$$M(\Delta\omega) = \frac{(G_1 - G) - 2j\Delta\omega C}{2G_1 G}$$

Фазовый угол при этом приблизительно равен

$$\varphi = \frac{2\Delta\omega C}{G_1 - G},$$

а крутизна фазовой характеристики

$$\tau = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\omega} = \frac{2C}{G_1 - G} = \frac{2}{\omega_0} \cdot \frac{Q}{\frac{G_1}{G} - 1} \quad (18-64)$$

Чем ближе к балансу мостика ( $G_1 = G$ ), тем круче делается фазовая характеристика, но тем меньше взаимное сопротивление для генерируемой частоты ( $B = 0, M_0 = \frac{G - G_1}{2GG_1}$ ). Таким образом, за крутизну фазовой характеристики или стабильность частоты генератора приходится жертвовать усилением возбуждающей системы (аналогия с усилителем с отрицательной обратной связью).

На рис. 18-57 изображена кривая геометрических мест взаимного сопротивления  $M$  согласно уравнению (18-63) для мостика, разбалансированного точно на 5% ( $G_1 = 1,05G$ ), причем в качестве параметра нанесена относительная расстройка частоты. Сравнительно с простым колебательным контуром крутизна фазовой характеристики для  $\Delta\omega = 0$  стала в 20 раз больше, а взаимное сопротивление  $M_0 = \frac{0,025}{G}$  составляет только  $\frac{1}{40}$  от сопро-

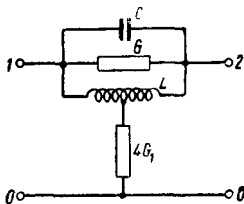


Рис. 18-58. Т-образное мостовое звено.

тивления контура. Поэтому в возбуждающем четырехполюснике требуются две лампы вместо одной. Если вследствие этого случайные отклонения фазы будут даже вдвое больше, то все же стабильность частоты улучшится в 10 раз.

На частотах, которые существенно больше или меньше рабочей частоты ( $|\frac{\Delta\omega}{\omega_0}| > \frac{1}{Q}$ )

возбуждающий четырехполюсник благодаря мосту имеет сильную отрицательную обратную связь, которая тем больше, чем точнее баланс мостика. Так как усиление и число каскадов усилителя увеличиваются, то растет опасность самовозбуждения на какой-либо частоте, далекой от рабочей. Поэтому, при выполнении возбуждающего четырехполюсника нужно учитывать правила для усилителей с отрицательной обратной связью (§ 14-38—14-47).

Вместо мостика можно применять также аналогично действующие компенсационные схемы. На рис. 18-58 изображена, например, схема Т-образно-мостового звена, которая эквивалентна мостиковой схеме, но имеет то преимущество, что один из входных зажимов четырехполюсника может быть заземлен, благодаря чему необходимый в схеме мостика трансформатор становится излишним.

### 18-25. ГЕНЕРАТОРЫ С ЧАСТОТНОЙ И АМПЛИТУДНОЙ СТАБИЛИЗАЦИЕЙ

Очень хорошие схемы генераторов получаются, если в схему моста с целью стабилизации амплитуды включить термочувствительное сопротивление (термистор, лампу накаливания). При этом баланс моста зависит от амплитуды и стабильность амплитуды повышается соответственно степени балансировки моста.

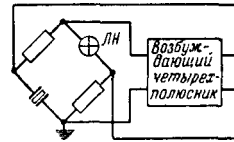


Рис. 18-59. Мостовая схема кварцевого генератора.

Регулирующий элемент можно включить в ветвь настраиваемого контура или в другое плечо моста. Нужно только учитывать, что с ростом амплитуды (нагрева) степень обратной связи уменьшается.

На рис. 18-59 показан пример схемы кварцевого генератора с частотной и амплитудной стабилизацией, у которого в качестве регулирующего элемента применена лампа накаливания. Из-за тепловой инерции регулирующего элемента при сильной отрицательной обратной связи и неправильном выборе параметров усилителя могут наступить регулировочные колебания (качания). Ранее рассмотренные электрические эквивалентные схемы термостойких будут в таких случаях полезны



## ЛИТЕРАТУРА

1. Rothe H., Kleen W., Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter, Leipzig, 1948.
2. Barkhausen H., Elektronenröhren, Stuttgart, 1945.
3. Möller H. G., Die 'physikalischen Grundlagen der Hochfrequenztechnik, Berlin, 1955.
4. Streckler F., Die elektrische Selbsterregung, Stuttgart, 1947.
5. Gundlach F. W., Die Grundlagen der Höchstfrequenztechnik, Berlin, 1950.
6. Kleen W., Einführung in die Mikrowellen-Elektronik, Stuttgart, 1952.
7. Megla G., Dezimeterwellentechnik, Leipzig, 1952, см. [Л. 56].
8. Terman F. E., Radio Engineers Handbook, New York, 1943, см. [Л. 194], разд. 25.
9. Hamilton, Kipp, Kuper, Klystrons and microwave triodes, MIT-Serie, 1948, см. [Л. 102] разд. 13.
10. Steimel K., Telefunkenztg, 1953, 26, 73—76.
11. Herzog, Arch. elektr. Übertrag., 1952, 6, 58, 159.
12. Reich H. J., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1953, 41, 522—528.
13. Kleen W., Elektr. Nachr.-Techn., 1943, 20, 140.
14. То же, 1944, 21, 60.
15. Hollmann H. E., Elektrotechn., 1947, 1, 129.
16. Buchner K., Telegr. u. Fernspr.-Techn., 1942, 31, 307.
17. Pelz F., Funk u. Ton, 1952, 6, 64.
18. Götze W., Funk u. Ton, 1952, 6, 393.
19. Sulzer, Electronics, N. Y., 1952, 25, № 1, 95.
20. Meacham L. A., Bell Syst. Techn. J., 1938, 574; Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1938, 26, 1278.
21. Matthes H., Frequenz, 1950, 4, 1, 41.
22. Kraus A., Rohde-&Schwarz-Mitt., 1952, 45—49.
23. Gurewitsch A. M., Whinnery J. R., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1947, 35, 462—473.
24. Karplus E., Proc. Inst. Radio, Engrs, N. Y., 1945, 33, 426—411.
25. Willwacher E., Fernmeldetechn. Z., 1953, 6, 243—249.
26. Pierce J. R., Shepherd W. G., Bell Syst. Techn. J., 1947, 26, 460—481.
27. Фрейман И. Г., Курс радиотехники, Госиздат, 1924, гл. 1.
28. Асеев Б. П., Электронные лампы, ч. II — Ламповые генераторы и передатчики, Гостехиздат, 1930.
29. Берг А. И., Теория и расчет ламповых генераторов, Госэнергоиздат, 1932.
30. Хайкин С. Э., Незатухающие колебания, Москва, 1932.
31. Крылов А. Н. и Боголюбов Н. Н., Новые методы нелинейной механики в их применении к изучению работы электронных генераторов, Москва, 1934.
32. Шембель Б. К., Стабилизация частоты радиопередающих устройств, Москва, 1934.
33. Сузант А. Е., Введение в нелинейную радиотехнику, Ленинград, 1934.
34. Бонч-Бруевич М. А., Основы радиотехники, ч. II, Связьиздат, 1936.
35. Андронов А. А. и Хайкин С. Э., Теория колебаний, Гостехиздат, 1936.
36. Нейман М. С., Стабилизация частоты в радиотехнике, Москва, 1937.
37. Шубников А. В., Кварц и его применения, Москва, 1940.
38. Шубников А. В., Основы кристаллографии, Москва, 1940.
39. Берг А. И., Таблицы для расчета режимов генераторных ламп, изд. ВМА, 1942.
40. Асеев Б. П., Нелинейная радиотехника, Москва, 1942.
41. Калинин В. И., Генерирование дециметровых и сантиметровых волн, Москва, 1948.
42. Фельдбаум А. А., Введение в теорию нелинейных цепей, Госэнергоиздат, 1948.
43. Теодорчик К. Ф., Автоколебательные системы, Гостехиздат, 1948.
44. Булгаков Б. В., Колебания, Гостехтеоретиздат, 1949.
45. Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, Москва, 1951.
46. Плонский А. Ф., Пьезокварц в технике связи, Москва, 1951.
47. Аршинов С. С., Температурная стабильность частоты ламповых генераторов, Москва, 1952.
48. Грошковский Я., Генерирование высокочастотных колебаний и стабилизация частоты, изд. ИЛ, 1953.
49. Хайкин С. Э., Незатухающие колебания, Госэнергоиздат, 1953.
50. Крылов Н. Н., Теоретические основы радиотехники, изд. «Морской транспорт», 1953, гл. 15—17.
51. Котельников В. А. и Николаев А. М., Основы радиотехники, ч. II, Связьиздат, 1954, гл. 12 и 13.
52. Ицхоки Я. С., Нелинейная радиотехника, изд. «Советское Радио», 1955.
53. Харкевич А. А., Нелинейные и параметрические явления в радиотехнике, Гостехиздат, 1956.
54. Гоноровский И. С., Основы радиотехники, Связьиздат, 1957, гл. 12.
55. Калинин В. И. и Герштейн Г. М., Введение в радиофизику, Гостехтеоретиздат, 1957, разд. 4.
56. Мегла Г., Техника дециметровых волн, изд. «Советское Радио», 1958.
57. Горелик Г. С., Колебания и волны, Физматиздат, 1959.

## РАЗДЕЛ 19 ЭЛЕМЕНТЫ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕХНИКИ

### Релаксационные колебания

#### 19-1. РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ-ДУХПОЛЮСНИКИ С СИММЕТРИЧНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

Релаксационными колебаниями [Л. 10—12] называются также колебания, при которых периодические изменения некоторой (в рассматриваемых ниже случаях — электрической) величины происходят на определенных участках скачкообразно. Причина этого явления кроется в принципиальной нелинейности всех систем возбуждения (например, усилительных ламп, § 18-7). При этом можно добиться плавного перехода от колебаний (почти) синусоидальной формы (§ 18-6) к релаксационным, если постепенно переходить от слабо затухающих к сильно затухающим колебательным системам. В дальнейшем это будет пояснено на примере простого колебательного контура.

**Возбуждение колебательного контура.** Рассмотрим возбуждение колебательного контура с помощью «отрицательной проводимости», например при присоединении к нему диатронной лампы (рис. 18-11). Из схемы рис. 19-1 вытекает следующее очевидное соотношение:

$$i_C + i_E + i_L = 0,$$

причем ток  $i$  и напряжение  $u$  на колебательном контуре могут быть произвольными функциями времени. Пусть функция  $i_E = f(u)$  как характеристика диатрона известна (рис. 18-12). Учитывая, что

$$i_C = C \frac{du}{dt} \quad \text{и} \quad i_L = \frac{1}{L} \int u dt, \quad (19-1)$$

получаем дифференциальное уравнение, описывающее колебательный процесс:

$$C \frac{d^2 u}{dt^2} + f'(u) \frac{du}{dt} + \frac{1}{L} u = 0. \quad (19-2)$$

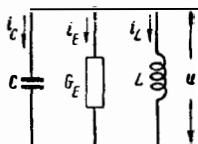


Рис. 19-1. Релаксационный генератор-двухполюсник (колебательный контур).

Вследствие нелинейности этого уравнения формы интегральных кривых, характеризующих переходной процесс установления колебаний, получаются совершенно различными в зависимости от начальных условий, однако имеется только одно стационарное решение, соответствующее «установившемуся состоянию».

Все наиболее существенные стороны явления можно рассмотреть с помощью «идеальной» характеристики  $f(u)$ , составленной из отрезков прямых линий (кусочно-линейная аппроксимация). Учитывая вид характеристики, показанный на рис. 18-12, принимаем для нее следующую аналитическую аппроксимацию:

$$-\infty < u < -1 \text{ в: } f(u) = G(u + 2); \quad f'(u) = +G;$$

$$-1 \text{ в} < u < +1 \text{ в: } f(u) = -Gu; \quad f'(u) = -G;$$

$$+1 \text{ в} < u < +\infty \text{ в: } f(u) = G(u - 2); \quad f'(u) = +G.$$

Графически эта характеристика показана на рис. 19-2. На основании уравнения (19-2) колебания в такой схеме могут быть представлены состоящими из участков гармонических колебаний, а именно — затухающего при напряжениях  $|u| > 1$  и нарастающего при напряжениях  $|u| < 1$ . Здесь следует различать при случае:

а) Очень малое затухание:

$$a = \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} \ll 1.$$

Тогда, при  $|U| \leq 1$

$$u = \exp(\pm a \omega_0 t) [A \sin \omega t + B \cos \omega t];$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}; \quad \omega = \omega_0 \sqrt{1 - a^2} \approx \omega_0.$$

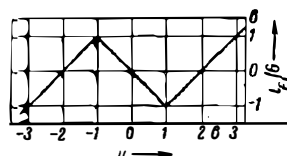


Рис. 19-2. «Идеальная» характеристика двухполюсника, способного к возбуждению колебаний.

Длительности интервалов времени между началами затухания и нарастания колебания оказываются в этом случае меньшими, чем половина периода,

$$\frac{\tau}{2} \leq \frac{1}{2f_0} = \frac{\pi}{\omega_0}.$$

За это время колебания нарастают или спадают максимум в  $\exp(\mp a\pi)$  раз. Если  $a$  мало, то влияние этого эффекта невелико и отдельные участки кривой сливаются в кривую почти синусоидальной формы.

**б) Критическое затухание:**

$$a = \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} = 1.$$

Тогда при  $|u| \geq 1$ :

$$u = \exp(\mp \omega_0 t) [At + B].$$

В этом случае форма отдельных участков колебания значительно отклоняется от синусоидальной. Сопряжение участков должно быть произведено таким образом, чтобы удовлетворялись граничные условия, т. е. чтобы крутизна отдельных участков кривой  $du/dt$  при  $|u|=1$  была одной и той же. В случае установившихся колебаний константы  $A$  и  $B$  основных участков кривой при этом определяются однозначно:

для нарастающего участка колебания  
 $-0,6 < \omega_0 t < +0,255: u_1 = 3,04\omega_0 t \exp(\omega_0 t);$

для спадающего участка колебания

$$+0,255 < \omega_0 t < 3,12:$$

$$: u_2 = -[7,48\omega_0 t - 0,65] \exp(-\omega_0 t).$$

Длительность полупериода равна:

$$\frac{\tau}{2} = \frac{3,72}{\omega_0} = 1,86LG.$$

Эпюры напряжения  $u$  и токов  $i_L, i_C$  [см. уравнение (19-1)] представлены на рис. 19-3.

Колебания в этом случае являются промежуточными между синусоидальными и релаксационными. Несмотря на то, что отдельные участки кривой «аперриодически» затухают и возрастают ( $\omega=0$ ), можно говорить о периоде нелинейного колебания, который в некоторой мере определяется характеристикой воз-

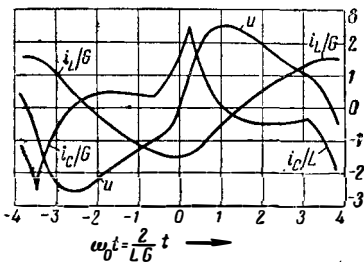


Рис. 19-3. Нелинейное колебание (аперриодический случай).

буждения  $f(u)$ . В нашем случае этот период не сильно отличается от периода колебаний контура без потерь.

**в) Очень большое затухание:**

$$a = \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} \gg 1.$$

Этот случай имеет место, когда при нормальных значениях  $L$  и  $G$  емкость  $C$  имеет значение, близкое к нулю. Колебание составляется тогда из сверхэкспоненциально затухающих или нарастающих участков.

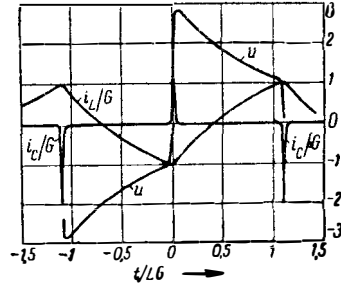


Рис. 19-4. Релаксационное колебание.

При  $a \gg 1$  и  $|u| \geq 1$  имеет место равенство

$$u = A \exp\left(\mp \frac{G}{C} t\right) + B \exp\left(\mp \frac{t}{LG}\right).$$

Первый член соответствует очень быстрым изменениям напряжения, которые при  $C=0$  переходят в скачкообразные. Второй член описывает переходной процесс между скачками напряжения. На рис. 19-4 показано изменение напряжения и обих токов ( $i_L, i_C$ ) для случая установившихся колебаний.

Максимальная крутизна кривой напряжения в момент  $t=0$  равна

$$\left(\frac{du}{dt}\right)_0 = \frac{G}{C}$$

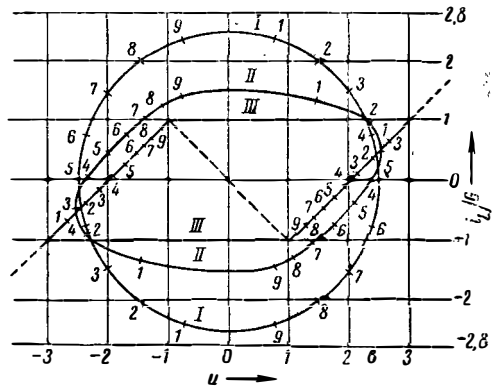


Рис. 19-5. Вольт-амперная характеристика колебательного контура. I—гармоническое колебание; II—аперриодический случай; III—релаксационное колебание.

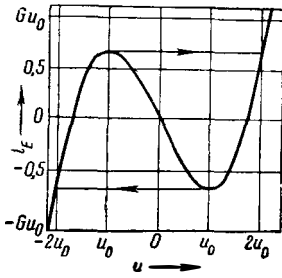


Рис. 19-6. Характеристика двухполюсника, способного к возбуждению колебаний.

и становится бесконечно большой при  $C=0$ . Напряжение в этом случае скачком изменяется при выбранной форме характеристики от  $-1$  до  $+3$ . Длительность полупериода при данном отношении напряжений (3 : 1) в начале и конце скачка равняется:

$$\frac{\tau}{2} = LG \ln \frac{3}{1} \approx 1,1 LG.$$

Она составляет 0,6 от длительности, соответствующей аperiodическому случаю (несмотря на то, что  $C=0$ ).

Общее представление о трех рассмотренных выше случаях дают изображенные на рис. 19-5 диаграммы напряжений и токов. Время показано делениями на кривых. По этим диаграммам легко проследить переход от гармонических колебаний ( $I$ ) к релаксационным ( $III$ ). Пунктиром показана характеристика  $f(u)$  генератора-двухполюсника, возбуждающего эти колебания. Разности ординат обеих кривых показывают соответствующие значения тока конденсатора. Даже при релаксационных колебаниях должен протекать (очень короткий) импульс тока через распределенные емкости, всегда имеющиеся в схеме.

Форма релаксационных колебаний изменяется незначительно, если принять аппроксимацию характеристики возбуждающего двухполюсника заменить характеристикой со сглаженными углами, более близкой к истинной. Примерный вид такой характеристики дан на рис. 19-6; аналитически характеристика определяется функцией

$$i_E = -Gu_0 \left[ \frac{u}{u_0} - \frac{1}{3} \left( \frac{u}{u_0} \right)^3 \right].$$

При этом получается дифференциальное уравнение

$$\left[ 1 - \left( \frac{u}{u_0} \right)^2 \right] \frac{du}{dt} = -\frac{1}{LG} u.$$

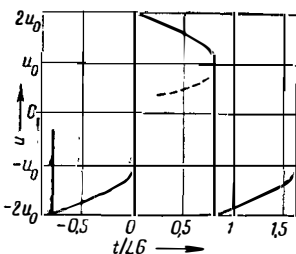


Рис. 19-7. Релаксационное колебание.

Кривая напряжения, представленная на рис. 19-7, показывает, что углы перед скачками напряжения сглажены, а после скачков остаются острыми.

### 19-2. НЕСИММЕТРИЧНЫЕ РЕЛАКСАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ДВУХПОЛЮСНИКА

В большинстве случаев характеристики возбуждающих двухполюсников несимметричны, вследствие чего обе полуволны релаксационного колебания имеют различный вид.

Типичным примером такого рода является неоновая лампа (§ 18-7), подобно вольтовой дуге представляющая собой возбуждающий двухполюсник с отрицательным сопротивлением.

Неоновая лампа подключается через большое сопротивление  $R$  к источнику постоянного напряжения  $u_0$ , величина которого превышает напряжение зажигания  $u_z$  (рис. 19-8). Элек-

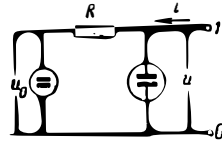


Рис. 19-8. Схема с неоновой лампой.

троды лампы являются одновременно зажимами двухполюсника ( $I, O$ ). На рис. 19-9 приведена характеристика неоновой лампы. До тех пор, пока напряжение остается меньшим, чем  $u_z$ , лампа не проводит тока; источник напряжения обуславливает протекание через сопротивление  $R$  тока, направление которого принимается за отрицательное. При этом рабочая точка движется вдоль нагрузочной прямой

$i = \frac{1}{R} (u - u_0)$ . Как только напряжение становится равным напряжению зажигания  $u_z$ , через неоновую лампу начинает протекать ток. Напряжение сразу же падает до величины напряжения гашения  $u_r$  и затем вновь медленно возрастает при большом токе. Эта характеристика имеет, следовательно, типичную для всех возбуждающих двухполюсников S-образную форму, причем верхний и нижний изгибы этой характеристики очень несимметричны; несимметричность тем сильнее, чем больше величина сопротивления  $R$ .

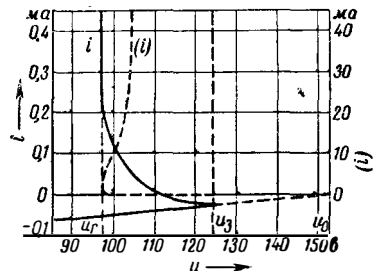


Рис. 19-9. Характеристика неоновой лампы.

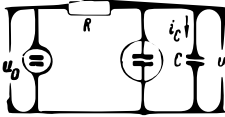


Рис. 19-10. Релаксационный генератор с неоновой лампой (генератор пилообразного напряжения).

Неоновая лампа с характеристикой «типа вольтовой дуги» может возбудить лишь последовательный колебательный контур. Возникновение релаксационных колебаний возможно лишь в том случае, когда  $L=0$ . На рис. 19-10 показана схема релаксационного генератора с неоновой лампой. При работе такого генератора конденсатор  $C$  то заряжается через сопротивление  $R$  до напряжения зажигания  $u_0$ , то разряжается через неоновую лампу до напряжения гашения  $u_r$ .

Величины зарядного и разрядного токов различны на несколько порядков. Длительность процесса разряда исчезающе мала по сравнению с длительностью периода, в то время как заряд через сопротивление происходит относительно медленно по закону:

$$u = -(u_0 - u_r) \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) + u_0. \quad (19-3)$$

Если пренебречь временем разряда, то для определения длительности периода колебаний получаем выражение

$$\tau = RC \ln \frac{u_0 - u_r}{u_0 - u_3}.$$

Рассматривая в качестве примера случай, когда  $u_0=200$  в;  $u_3=124$  в;  $u_r=97$  в, для периода колебания получим:

$$\tau = 0,304RC$$

На рис. 19-11 приведены соответствующие кривые напряжения и тока. Напряжение такой формы называют пилообразным (или линейно возрастающим) напряжением. Оно применяется для временных разверток в электронно-лучевых трубках, так как

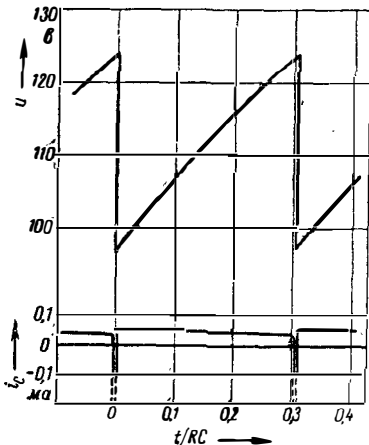


Рис. 19-11. Релаксационные колебания пилообразной формы.

для того, чтобы получить на экране неискаженную картину исследуемой живой напряжения, обратный ход луча должен быть по возможности быстрым, а прямой ход — линейным. Линейный рост напряжения получается в том случае [уравнение (19-3)], когда напряжение питания  $u_0$  велико по сравнению с напряжениями зажигания и гашения. Еще более точно можно поддерживать необходимое при этом постоянство зарядного тока, если вместо сопротивления  $R$  использовать лампу с экранирующей сеткой, анодный ток которой при постоянных напряжениях на сетке мало зависит от анодного напряжения. Постоянство анодного тока еще улучшается при введении сопротивления в цепь катода, что создает отрицательную обратную связь по постоянному току.

Вследствие того, что разрядный ток переносится ионами, генераторы с неоновыми лампами значительно более инерционны, чем, например, динаэтроны генераторы. Это препятствует получению релаксационных колебаний, частота которых превосходит приблизительно 10 кГц. Релаксационные колебания при этом все более и более приближаются к колебаниям синусоидальной формы. Колебания существенно более высоких частот вообще не возбуждаются.

Вместо неоновой лампы для возбуждения напряжения пилообразной формы может быть применен тиратрон, который в некоторых отношениях более удобен (§ 12-32). Тиратрон представляет собой газонаполненную лампу, у которой напряжение зажигания может регулироваться изменением напряжения на сетке. Напряжение гашения составляет лишь 20—40 в. С некоторыми тиратронами удается получить релаксационные колебания на частотах приблизительно до 40 кГц.

### 19-3. ТРАНЗИТРОН КАК РЕЛАКСАЦИОННЫЙ ГЕНЕРАТОР-ЧЕТЫРЕПОЛЮСНИК

На рис. 19-12 показаны зависимости анодного тока  $i_a$  и тока экранирующей сетки  $i_2$  пентода от напряжения на защитной сетке ( $u_3$ ); все остальные напряжения полагаются при этом неизменными. Когда отрицательное напряжение на защитной сетке увеличивается (по модулю), то анодный ток уменьшается, а ток экранирующей сетки соответственно возрастает, так как вследствие понижения потенциала в области, расположенной перед анодом,

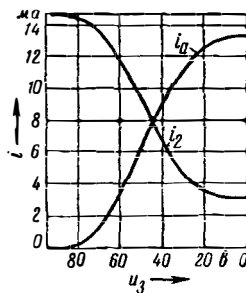


Рис. 19-12. Характеристики пентода.

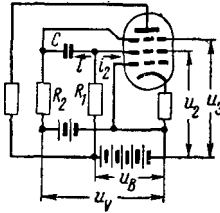


Рис. 19-13. Транзисторный релаксационный генератор.

постоянный эмиссионный ток катода все более и более замыкается по цепи экранирующей сетки (§ 12-17). Характеристика экранного тока в зависимости от напряжения на защитной сетке имеет, следовательно, отрицательную крутизну. Это свойство характеристики может быть использовано для возбуждения колебаний и, в частности, для создания простых релаксационных генераторов.

На рис. 19-13 приведена схема одного из таких генераторов. Экранирующая сетка посредством конденсатора соединена с защитной сеткой, что создает обратную связь. Такое соединение целесообразно в тех случаях, когда эмиссионный ток лампы, а также и часть тока  $i_2$ , которая протекает через экранирующую сетку, приблизительно независимы от напряжения на экранирующей сетке  $u_2$ . Этого можно достичь, например, включив в катодную цепь большое сопротивление, создающее отрицательную обратную связь на сетку  $I$ . Тогда справедливы следующие уравнения:

$$u_2 = u_B - R_1(i_2 + i);$$

$$u_3 = iR_2 + u_V;$$

$$i_2 = f(u_2);$$

$$i = C \frac{d}{dt}(u_2 - u_3),$$

учитывая которые можно получить дифференциальное уравнение для напряжения  $u_3$ :

$$[1 + R_1 f'(u_2)] \frac{du_3}{dt} = -\frac{1}{\tau_0} u_3, \quad (19-4)$$

где  $R_i = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$  и  $\tau = (R_1 + R_2) C$ .

Когда крутизна характеристики  $f'(u_2)$  на каком-либо участке такова, что  $f'(u_2) \leq$

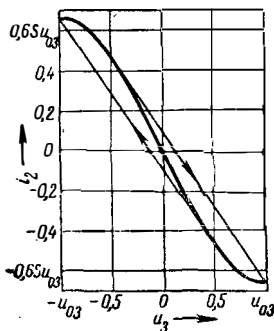


Рис. 19-14. Характеристика транзистора.

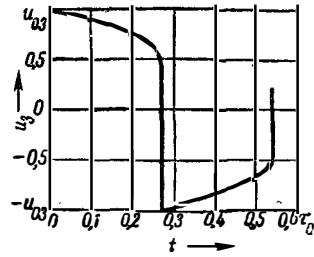


Рис. 19-15. Релаксационное колебание.

$\leq -\frac{1}{R_i}$ , то выражение в скобках оказывается равным нулю,  $\frac{du_3}{dt}$  обращается в бесконечность и возбуждаются релаксационные колебания.

Простая функция, соответствующая реальной характеристике, имеет вид:

$$\text{при } |u_3| < u_{03}$$

$$i_2 = -S \left( u_3 - \frac{1}{3} \cdot \frac{u_3^3}{u_{03}^2} \right);$$

$$f'(u) = -S \left[ 1 - \left( \frac{u_3}{u_{03}} \right)^2 \right].$$

Выберем  $R_i = \frac{4}{3S}$ ; тогда сумма в скобках

выражения (19-4) при  $u_3 = \pm \frac{u_{03}}{2}$  будет

равна нулю. От этой величины на напряжение скачкообразно изменяется до величины  $u_3 = \pm u_{03}$ , как это показано на рис. 19-14.

Решение уравнения (19-4), определяющее форму релаксационного колебания, имеет вид:

$$t = \frac{\tau_0}{2} \left[ 2 \left( \frac{u_3}{u_{03}} \right)^2 - \ln \frac{u_3}{u_{03}} \right].$$

Оно представлено графически на рис. 19-15. Длительность периода получается при этом равной  $\tau = 0,54\tau_0$ .

### 19-4. РЕЛАКСАЦИОННЫЕ СХЕМЫ С ОДНИМ УСТОЙЧИВЫМ СОСТОЯНИЕМ

Релаксационные генераторы с одним устойчивым состоянием работают в режиме, при котором исходная рабочая точка не лежит, как это до сих пор предполагалось, в середине симметричной характеристики. При изменении напряжения смещения защитной сетки  $u_V$  длины обоих полуциклов релаксационного колебания становятся различными. Ограничиваясь рассмотрением основы явления введем кусочно-линейную аппроксимацию характеристики, при которой, как это показано на рис. 19-16, в области  $|u| < u_0$  ток линейно уменьшается:  $i = -Su$ , а при  $|u| > u_0$  ток остается постоянным:  $i = \pm Su_0$ . Угол наклона среднего участка характеристики равен  $1/R_i$  и сеточное напряжение  $u$  непрерывно скачкообразно изменяется между значениями  $u(\tau_1, \tau_2) = \pm u_0$  имея величину  $u(0) = \pm (2SR_i - 1)u_0$ .

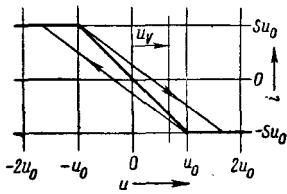


Рис. 19-16. «Идеальная» ломаная характеристика.

Так как разряд в области  $|u| > u_0$  происходит по экспоненциальному закону:  $u = a \exp(-t/\tau_0) + b$ , то для длительности обоих полупериодов получается выражение

$$\tau_{1,2} = \tau_0 \ln \frac{(2SR_i - 1) u_0 \pm u_V^2}{u_0 \pm u_V} \quad (19-5)$$

Например, если  $\frac{1}{R_i} = \frac{3}{4} S$  и  $u_V = +\frac{2}{3} u_0$ , то длительность полупериодов соответственно равна  $\tau_1 = 0,34\tau_0$  и  $\tau_2 = 1,1\tau_0$ . График такого колебания показан на рис. 19-17.

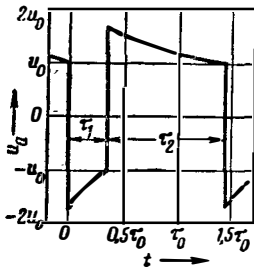


Рис. 19-17. Несимметричное релаксационное колебание.

В случае, когда  $|u_V| \leq u_0$ , схема имеет лишь одно устойчивое состояние ( $\tau_2 = \infty$ ), так как крутизна в этой области не достигает предельного значения  $1/R_i$ . (В рассматриваемом случае  $f'(u) = 0$ .)

Однако при поступлении внешнего импульса напряжения, который на незначительный промежуток времени делает напряжение на сетке ниже, чем  $u_0$ , происходит опрокидывание схемы в другое состояние, из которого через время  $\tau_1$  схема скачком возвращается в исходное состояние. После этого разряд конденсатора приводит схему в исходное состояние

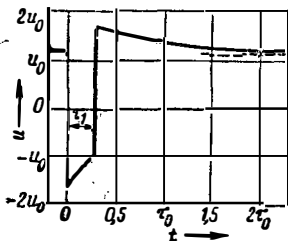


Рис. 19-18. Процесс опрокидывания и возвращения в исходное состояние.

( $\tau_2 = \infty$ ). Форма колебания для случая  $1/R_i = \frac{3}{4} S$  и  $u_V = +1$  показана на рис. 19-18. Для опрокидывания этой схемы достаточно импульс напряжения величиной  $-0,1u_0$ . Длительность полупериода определяется при этом из выражения (19-5) и оказывается равной  $\tau_1 = 0,28\tau_0$ .

Практическое применение схема может найти, например, для создания разверток в осциллографах для наблюдения неперiodических процессов.

### 19-5. ДВУХЛАМПОВЫЕ РЕЛАКСАЦИОННЫЕ СХЕМЫ

Транзистронные схемы выгодны тем, что в них используется только одна лампа, и, несмотря на это, от ее анодной цепи может быть получена довольно большая мощность без заметного влияния на форму колебаний. Неблагоприятным образом здесь сказывается незначительная крутизна характеристики защитной сетки, которая обычно оказывается меньшей  $1 \text{ ма/в}$ . Вследствие этого сопротивления  $R_1$  и  $R_2$  должны быть сравнительно большими и параллельные им внутренние емкости лампы препятствуют скачкообразному изменению напряжений  $u_3$  и  $u_2$  и приближают колебания к высоким частотам к синусоидальным.

Характеристику с отрицательной крутизной можно получить также, используя обратную связь по постоянному току между двумя лампами, как это показано на рис. 19-19. Для этого случая имеем:

$$u_2 = \text{const} - \frac{R_0 R_2}{R_0 + R_1 + R_2} i_1(u_1), \quad (19-6)$$

а действующая крутизна характеристики четырехполосника определяется выражением

$$S_d = - \frac{R_0 R_2}{R_0 + R_1 + R_2} S_1(u_1) S_2(u_2), \quad (19-7)$$

т. е. крутизна повышается соответственно усилению первой лампы и вследствие поворота фазы получается отрицательной. Схема релаксационного генератора, принцип действия которого соответствует изложенному выше, приведена на рис. 19-20.

Другой простой двухламповой схемой, образующей усиленный четырехполосник с отрицательной крутизной, является схема с катодной связью (рис. 19-21).

Для простоты полагаем характеристики такого генератора кусочно-линейными. При этом получим:

$$\begin{aligned} i_1 &= i_{10} + S_1(u_1 - u_2); \\ i_2 &= i_{20} + S_2(u_0 - u_2); \\ u_2 &= R(i_1 + i_2). \end{aligned} \quad (19-8)$$

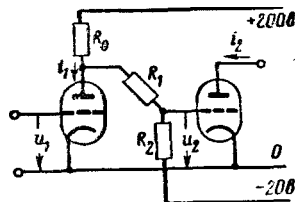


Рис. 19-19. Связь по постоянному току.

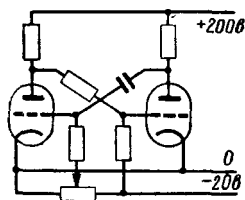


Рис. 19-20. Релаксационный генератор со связью по постоянному току.

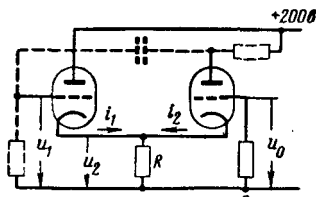


Рис. 19-21. Релаксационный генератор с катодной связью.

Отсюда следует:

$$i_2 = - \frac{RS_1 S_2}{1 + R(S_1 + S_2)} u_1 + \text{const.} \quad (19-9)$$

На рис. 19-21 пунктиром показано, каким образом можно дополнить схему для получения релаксационного генератора.

### 19-6. ПРОТИВОАКТНЫЙ РЕЛАКСАЦИОННЫЙ ГЕНЕРАТОР (МУЛЬТИВИБРАТОР)

Двухламповый релаксационный генератор может быть выполнен совершенно симметричным (рис. 19-22). Поворот фазы осуществляется при этом за счет противоактного включения анодов ламп. Схема такого генератора, по сути дела, представляет собой двухламповый усилитель на сопротивлениях, охваченный обратной связью. В связи с тем, что возникающие в схеме колебания содержат много гармоник, такие генераторы получили название мультивибраторов. При условии аналогичности характеристики действие мультивибратора в точности совпадает с действием транзистронной схемы, рассмотренной в § 19-3. Однако при применении обычных усилительных ламп, у которых ток насыщения практически не достигается, существует некоторое отличие: при опрокидывании схемы становится равной нулю крутизна характеристики

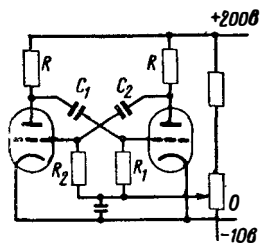


Рис. 19-22. Противоактный релаксационный генератор (мультивибратор).

только одной из ламп, а именно той, которая в данный момент заперта; при этом открывается другая лампа, ток сетки которой быстро разряжает конденсатор. При этом усилительный эффект лампы (в тех случаях, когда он не существует постоянно) после каждого опрокидывания схемы быстро восстанавливается. Период релаксационных колебаний определяется, следовательно, лишь постоянной времени цепочки  $RC$ , связанной с анодом закрытой лампы. В тех случаях, когда постоянные времени обеих цепочек не равны ( $R_1 C_1 \neq R_2 C_2$ ), возбуждаются несимметричные релаксационные колебания. Путем изменения напряжения смещения сеток обеих ламп, как это показано на рис. 19-22, можно изменить частоту релаксационных колебаний, причем отношение длительностей обеих полуциклов приблизительно сохраняется. При повышении положительного напряжения смещения частота возрастает, так как конденсаторы разряжаются быстрее; при понижении (отрицательного) напряжения смещения частота падает, и при достижении нижнего сгиба характеристики колебания могут быть сорваны. Если только одну из ламп запереть с помощью отрицательного напряжения, то получится схема с одним устойчивым состоянием; под воздействием внешнего импульса произойдет лишь одно опрокидывание, после чего схема возвратится в исходное состояние.

### 19-7. РЕЛАКСАЦИОННЫЕ СХЕМЫ С ДВУМЯ УСТОЙЧИВЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

Если конденсаторы релаксационной схемы заменены сопротивлениями (связь по постоянному току), то схема может обладать при правильно выбранных параметрах двумя устойчивыми состояниями, которые разделены областью неустойчивости. В то время как при релаксационных автоколебаниях периодический переход схемы из одного состояния в другое происходит автоматически, для опрокидывания схем с обратной связью по постоянному току необходим запускающий импульс напряжения, который переводит рабочую точку закрытой лампы за сгиб характеристики. Такая схема называется релаксационной схемой с двумя устойчивыми состояниями (бистабильная релаксационная схема, «флип-флоп»).

На рис. 19-23 показана простая транзистронная схема с двумя устойчивыми состояниями;

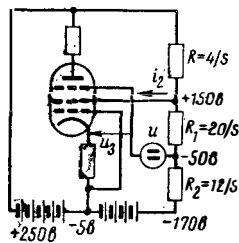


Рис. 19-23. Релаксационная схема с двумя устойчивыми состояниями (транзистронный генератор).



Пусть  $u$  — напряжение, подводимое извне. Тогда, используя соотношения

$$G_p = \frac{1}{R} + \frac{1}{R_1 + R_2};$$

$$v = 1 + \frac{R_1}{R_2},$$

получаем:

$$\dot{i}_2 = -vG_p u_3 + u \left( vG_p - \frac{1}{R} \right) + \text{const.} \quad (19-10)$$

Подставив сюда соответствующее рабочей точке значение крутизны  $\frac{di_2}{du_3} = -S$ , имеем:

$$(vG_p - S) \frac{du_3}{dt} = \left( vG_p - \frac{1}{R} \right) \frac{du}{dt}; \quad (19-11)$$

следовательно, при  $|S| \leq vG_p$  схема неустойчива.

Пусть, например, характеристика будет опять такая, как показана на рис. 19-14:

$$i_2 = -S \left( u_3 - \frac{1}{3} \cdot \frac{u_3^3}{u_{03}^2} \right)$$

и пусть  $vG_p = \frac{3}{4} S$ ;  $R = \frac{4}{S}$ .

Если напряжение выбрано таким образом, чтобы при  $u=0$  и  $u_3=0$ , то из уравнения (19-10) следует:

$$u = -\frac{1}{2} u_3 + \frac{2}{3} \cdot \frac{u_3^3}{u_{03}^2}. \quad (19-12)$$

Функция  $i_2 = f(u)$  представлена на рис. 19-24. Устойчивые точки соответствуют в рассматриваемом примере ( $u=0$ ) току  $i_2 = \pm 0,65 Su_{03}$ , в то время как точка ( $u=0$ ),  $i_2=0$  попадает в область неустойчивости. Чтобы опрокинуть схему из одного устойчивого состояния в другое, необходимы импульсы напряжения чередующейся полярности, величина которых должна быть  $|u| \leq 0,167 u_{03}$ . Изменение полярности импульсов может выполняться автоматически, например с помощью схемы выпрямительного моста, питаемого анодным током.

На рис. 19-25 представлена двухламповая релаксационная схема с двумя устойчивыми

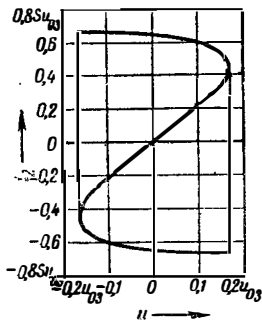


Рис. 19-24. Характеристика релаксационной схемы с двумя устойчивыми состояниями.

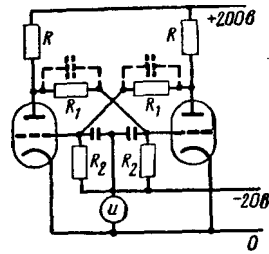


Рис. 19-25. Релаксационная схема с двумя устойчивыми состояниями (противотактная).

состояниями, полученная из мультивибратора путем создания в нем обратной связи по постоянному току. Процесс опрокидывания может быть вызван подачей импульса положительной полярности на сетку закрытой лампы. Однако более эффективной является подача отрицательного импульса на сетку открытой лампы, так как в этом случае импульс после усиления и изменения полярности окажется приложенным к сетке закрытой лампы и приведет к опрокидыванию схемы. В тех случаях, когда сопротивления делителя  $R_1, R_2$  велики, становится заметным вредное влияние емкости сетка — катод лампы. Эта емкость ограничивает скорость процесса опрокидывания и уменьшает передаваемый от одной лампы к другой запускающий импульс. Улучшения работы схемы в этом случае можно добиться, если сопротивление  $R_1$  делителя напряжения шунтировать небольшими емкостями, как это показано пунктиром на рис. 19-25.

Схемы с двумя устойчивыми состояниями широко применяются в электронных вычислительных машинах. Так как они используются здесь в очень больших количествах, то часто лампы заменяются транзисторами (§ 11-21—11-28).

### 19-8. БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОР

Колебания пилообразной формы могут быть получены (§ 19-2) из асимметричных релаксационных колебаний, что в свою очередь предполагает асимметрию рабочей характеристики. Для этой цели могут быть использованы неоновые лампы и тиратроны, однако не во всех случаях эти приборы оказываются достаточно стабильными и безынерционными. В рассмотренных выше схемах с электронными лампами также не легко получить достаточную асимметрию при работе на высоких частотах. Поэтому кратко рассмотрим еще одну схему, которая, в частности, может быть использована для получения пилообразного напряжения.

В § 18-18 рассмотрена детекторная схема для ограничения амплитуды колебаний пердатчика, работающего без сеточного тока. Было отмечено, что при неправильно выбранных параметрах в схеме могут иметь место периодические срывы колебаний в ч. Это явление иногда используется в блокинг-генераторах для получения напряжения пилообразной формы. На рис. 19-26 изображена схема блокинг-генератора. Обратная связь между цепями лампы выбирается настолько сильной, что колебания в ч. очень быстро нарастают и появ-

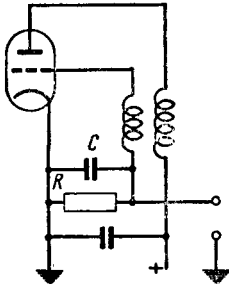


Рис. 19-26. Блокнг-генератор.

ляющийся при этом большой сеточный ток скачком заряжает конденсатор  $C$ ; после этого происходит срыв колебаний и конденсатор разряжается с постоянной времени  $RC$  через сопротивление  $R$ . В конце периода разряда колебания в. ч. вновь возникают скачком. Линейность пилообразного напряжения можно повысить, подведя к сопротивлению  $R$  положительное напряжение, величина которого больше отрицательного напряжения, имеющегося на конденсаторе в момент срыва колебаний в. ч.

Значительно чаще блокнг-генератор применяется для образования коротких импульсов формы, близкой к прямоугольной.

### 19-9. СИНХРОНИЗАЦИЯ РЕЛАКСАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ. ДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТЫ

Частота релаксационных колебаний существенно зависит от величины питающих лампу напряжений и поэтому не особенно стабильна. Однако эти колебания легко могут быть синхронизированы со стабильным по частоте управляющим напряжением.

В схемах с двумя устойчивыми состояниями процесс опрокидывания каждый раз вызывается подаваемым извне импульсом напряжения. Подобно этому в автогенераторах, создающих периодические колебания, можно вызвать преждевременное опрокидывание за счет воздействия импульса напряжения, тем меньшего по амплитуде, чем ближе по времени момент его появления к моменту опрокидывания самой схемы. Напряжение чисто синусоидальной формы, подводимое к схемам, также может действовать замедляюще или ускоряюще. Таким способом (симметричные) релаксационные колебания могут быть синхронизированы колебаниями, частота которых приблизительно соответствует их основной частоте или частоте их нечетных гармоник. В последнем случае получается деление частоты. Более подробно это будет рассмотрено на примере (релаксационный генератор-двухполюсник, § 19-1, в).

Если к колебательному контуру генератора (рис. 19-1) приложено синусоидальное напряжение, частота которого задается извне, то оно накладывается на напряжение, вырабатываемое релаксационным генератором. Так как точки опрокидывания двухполюсника остаются неизменными (при  $u = \pm 1$  в), то процесс опрокидывания будет происходить либо раньше, либо позже, чем в отсутствие напряжения,

в зависимости от того, является ли оно положительным или отрицательным в точке скачка, т. е. опрокидывание будет зависеть от фазы внешнего напряжения.

В качестве примера может служить релаксационное колебание, изображенное на рис. 19-4, представляющее собой симметричное колебание с отношением напряжений в начале и конце полупериода 3 : 1. Рисунок 19-27 иллюстрирует синхронизацию синусоидальным напряжением утроенной частоты с амплитудой 0,15 в. Здесь показаны граничные случаи захватывания частоты и случай неизменной собственной частоты релаксационных колебаний. Фаза синхронизирующего напряжения изменяется при этом от  $-90^\circ$  (через  $0^\circ$ ) до  $+90^\circ$ . При выбранной амплитуде синхронизирующего напряжения границы области синхронизации определяются соотношением  $0,9 LG < \frac{\tau}{2} < 1,3 LG$ .

Как видно из рис. 19-27, укорочение периода надежнее, чем удлинение, при котором точка опрокидывания может быть достигнута преждевременно, если синхронизирующее напряжение слишком велико.

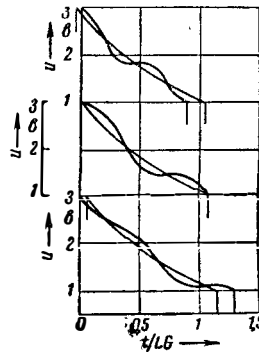


Рис. 19-27. Синхронизация релаксационного колебания.

Синхронизация может быть получена также и с помощью коротких импульсов напряжения, однако лишь в направлении сокращения собственного периода колебаний.

В случае симметричных релаксационных колебаний синхронизация на четных гармониках получается ненадежной вследствие того, что внешнее напряжение в обеих точках опрокидывания оказывает противоположное действие. Чтобы получить уверенное деление частоты в четном отношении, релаксационные колебания следует сделать несимметричными. Так, например, при делении частоты 1 : 4 целесообразно выбрать отношение полупериодов 5 : 3.

Если внешнее напряжение в течение одного из полупериодов снято и синхронизация происходит только, например, при положительном напряжении релаксатора, то можно добиться устойчивой синхронизации при любом отношении частот. Практически это отношение редко берется больше чем 1 : 5 и в тех случаях, когда требуются более высокие отношения, применяют два или более каскадов.

## Элементы импульсной техники

### 19-10. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕХНИКИ

**Импульс:** отдельный выброс тока или напряжения. **Форма импульса:** зависимость величины импульса от времени.

а) Трапецеидальный импульс (рис. 19-28). Длительность такого импульса измеряется на уровне половины его амплитудного значения. Время нарастания и спадания импульса определяется соответственно тем интервалом времени, в течение которого его величина либо возрастает от 10 до 90%, либо уменьшается от 90 до 10% амплитудного значения.

б) Прямоугольный импульс (рис. 19-29) является частным случаем трапе-

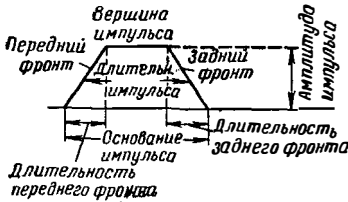


Рис. 19-28. Трапецеидальный импульс.

цеидального импульса, у которого время нарастания и спадания в сумме  $\leq 10\%$  длительности импульса.

в) Остроконечный импульс (рис. 19-30). Для этого импульса можно напи-

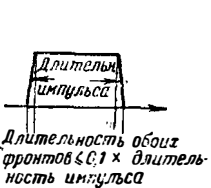


Рис. 19-29. Прямоугольный импульс.



Рис. 19-30. Остроконечный импульс.

сать:  $2 \times \text{длительность импульса} \approx \text{время нарастания} + \text{время спада}$ .

**Группа импульсов** — временная последовательность нескольких импульсов с равными периодами повторения.

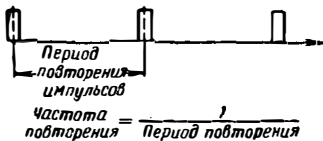


Рис. 19-31. Период и частота повторения импульсов.

**Период повторения импульсов** — средний временной интервал между двумя следующими друг за другом импульсами одной группы.

**Частота повторения импульсов** — величина, обратная среднему временному интервалу между двумя следующими друг за другом им-

пульсами одной группы (рис. 19-32).

**Серия групп импульсов** — несколько групп импульсов с равными периодами повторения.

**Период повторения групп импульсов в серии** — средний временной интервал между двумя группами импульсов.

**Частота повторения групп в серии** — величина, обратная среднему временному интервалу между двумя следующими друг за другом группами импульсов (рис. 19-32).

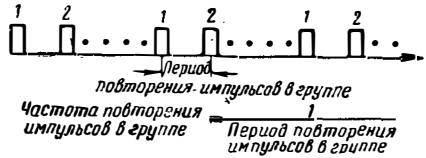


Рис. 19-32. Период и частота повторения групп импульсов.

**Маркерный импульс** — характерный импульс в группе (например, начальный импульс, синхронизирующий импульс).

**Ограничитель («клиппер»)** — устройство, ограничивающее на определенном уровне величину тока или напряжения в тех случаях, когда эти величины лежат выше или (в других случаях) ниже определенного уровня.

**Формирователь** — устройство, придающее импульсу требуемую форму.

**Импульсный переключатель** — устройство обычно на двух лампах), предназначенное для переключения цепи тока под воздействием импульсов.

Неполяризованный импульсный переключатель с двумя входами (спусковое устройство с двумя устойчивыми состояниями), представляет собой схему, в которой цепь тока к одному из двух входов. В импульсных переключателях с одним входом каждый импульс, поступающий на этот вход, вызывает переход схемы в другое состояние.

В поляризованных переключателях каждый импульс вызывает изменение состояния схемы лишь на определенный промежуток времени.

### 19-11. ОГРАНИЧЕНИЕ ПО АМПЛИТУДЕ

Для ограничения по амплитуде применяются схемы с нелинейными элементами: германиевыми, селеновыми или ламповыми выпрямителями или же усилительными лампами и транзисторами (§ 11, 12). Иногда используются также нелинейные свойства ферромагнитных материалов или газовых разрядов.

Пусть мгновенное значение напряжения  $u(t)$  (рис. 19-33, а) в течение одних интервалов времени превышает напряжение ограничения  $u_0$ , а в течение других интервалов времени — ниже этого напряжения. В первом случае прямое сопротивление  $R_{пр}$  выпрямителя  $D$  невелико

Таблица 19-1

Свойства некоторых германиевых, селеновых и ламповых диодов (при температуре 20° С)

Тип диода	Максимальное обратное напряжение	Обратный ток (мкА)					Прямой ток (мА)			Максимальный длительный ток	Емкость в нулевой точке	
		-40 в	-20 в	-10 в	-5 в	-1 в	+0.5 в	+1 в	+5 в			
Германиевые диоды	40 в 80 в 120 в	<1 000 <100 <100	<200 <50 <50		<10 <10 <10	<10 <10 <10	1...2 1...2 1...2	3...10 3...5 3...5		30 мА 30 мА 30 мА	<1 пФ <1 пФ <1 пФ	
Селеновые диоды (отнесено к 1 мм <sup>2</sup> )	18 в 30 в		0,5	4 0,1	1 0,02	0,25	0,04	0,7 0,4		1 мА 1 мА	500 пФ 200 пФ	
Ламповые диоды (тип 6AL5 и др.)	330 в	При повышении обратного напряжения на 0,21—0,3 в обратный ток изменяется в 10 раз [Л. 1]							3	25		3,6 пФ

во втором случае обратное сопротивление  $R_{обр}$  велико. Величины сопротивлений  $R_{пр}$  и  $R_{обр}$  определяются из характеристик выпрямителя. Если с точностью до порядка величины  $R \approx \sqrt{R_{пр} R_{обр}}$ , то в первом случае  $[u(t) > u_0]$  большая часть напряжения  $u(t) - u_0$  падает на сопротивление  $R$ , а во втором случае  $[u(t) < u_0]$  влияние выпрямителя пренебрежимо мало по сравнению с  $R$ , а это значит, что напряжение на выходе  $A$  следует за напряжением генератора  $u(t)$  до тех пор, пока  $u(t) < u_0$ .

Видоизменение этой схемы, получаемое путем взаимной перестановки выпрямителя и сопротивления, представлено на рис. 19-33,б. Эта схема оказывает такое же ограничивающее действие, как и схема, приведенная на рис. 19-33,а, однако сопротивление источника, рассматриваемое со стороны выхода  $A$ , у этой схемы низкоомно ( $R_{пр}$ ) в отсутствие ограничения и высокоомно ( $R_{обр}$ ) при ограничении. Применяемые для ограничения выпрямители должны обладать следующими свойствами:

отношение  $R_{обр}/R_{пр}$  должно быть по возможности большим; переход от состояния высокой проводимости к состоянию низкой проводимости должен осуществляться в небольшой области напряжений смещения.

Выпрямитель должен иметь небольшие собственные емкости.

В табл. 19-1 дается перечень указанных свойств для германиевых, селеновых и ламповых диодов (см. табл. 11—6).

Двустороннее ограничение напряжения  $u(t)$ , т. е. такое, при котором имеются как положительный, так и отрицательный уровни ограничения, может быть достигнуто с помощью схемы, приведенной на рис. 19-34.

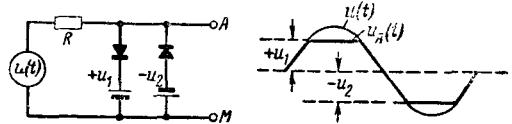


Рис. 19-34. Двустороннее ограничение.

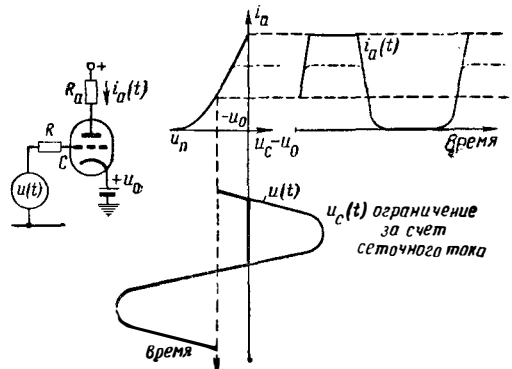


Рис. 19-35. Ограничение с помощью усилительной лампы.

При применении усилительных ламп для целей ограничения можно использовать как изгиб характеристики, так и детектирующие свойства участка сетка—катод.

Если на рис. 19-35 мгновенное значение напряжения более положительно, чем постоянное напряжение на катоде лампы  $+u_0$  (включая контактную разность потенциалов), то промежуток сетка—катод действует как выпрямитель  $B$  в схеме 19-33,а и ограничивает сеточное напряжение на уровне  $+u_0$  (ограничение за счет сеточного тока). Если мгновенное значение  $u(t)$  падает ниже величины  $u_n + u_0$  (где через  $u_n$  обозначено отрицательное граничное напряжение, при котором протекание тока практически прекращается), то ограничи-

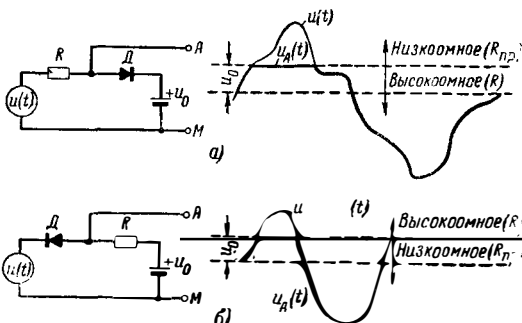


Рис. 19-33. Одностороннее ограничение.

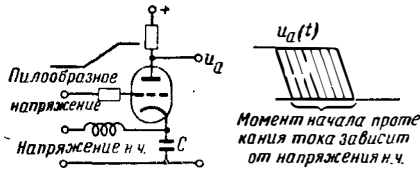


Рис. 19-36. Серрасоидный модулятор.

вается уже не сеточное напряжение, а анодный ток  $i_a(t)$ . Оба эти эффекта совместно дают двустороннее ограничение  $i_a(t)$ .

Путем применения пентодов и достаточно больших сопротивлений  $R_a$  удается получить рабочую характеристику такого вида, как показано штрих-пунктиром на рис. 19-35. Это позволяет получить ограничение тока  $i_a$  по максимуму без использования тока сетки.

Исходя из схемы, приведенной на рис. 19-35, получают схему так называемого «серрасоидного модулятора» [Л. 3], если  $u(t)$  представляет собой пилообразное напряжение, а напряжение смещения  $+u_0$  в цепи катод — сетка является модулирующим напряжением (например, речь) (рис. 19-36).

Мгновенное значение модулирующего напряжения н. ч. на конденсаторе  $C$  определяет величину раскочки сетки, которая необходима для того, чтобы перевести лампу из запертого состояния в токопроводящее. При этом момент начала протекания тока определяется скоростью нарастания пилообразного напряжения. Используя схему «серрасоидного модулятора», можно построить простой модулятор для импульсно-фазовой модуляции. Для этого необходимо лишь дифференцировать передние фронты импульсов тока.

Показанный на рис. 19-37 ламповый ограничитель с катодной связью имеет большое входное сопротивление (работает без токов сетки) и одновременно с ограничением позволяет усиливать ограниченный сигнал без поворота фазы.

Если сопротивление связи  $R_1$  достаточно велико (порядка нескольких тысяч ом), то напряжение  $u_k(t)$ , определяемое токами катодов обеих ламп, следует за подводимым напряжением  $u(t)$  до тех пор, пока  $u(t)$  более положительно, чем напряжение ограничения  $u_n$  (рис. 19-35), увеличенное на напряжение смещения  $u_2$ .

Если  $u_k(t)$  становится более положительным, чем  $u_1 + u_n$ , то протекание анодного тока в лампе  $L-2$  прекращается. Усилительное действие схемы проявляется в увеличении крутизны фронтов напряжения между порогами ограничения.

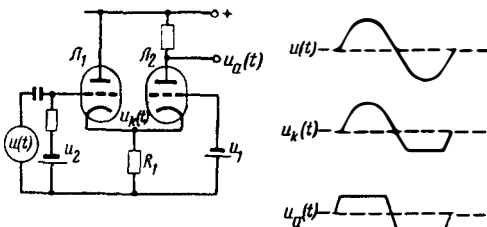


Рис. 19-37. Ламповый ограничитель с катодной связью.

### 19-12. ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ

Если изменяющееся во времени напряжение  $u(t)$  подведено к схеме, состоящей из последовательно включенных конденсатора  $C$  и сопротивления  $R$  (рис. 19-38), то величина протекаю-

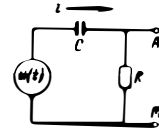


Рис. 19-38. Дифференцирование с помощью цепочки  $RC$ .

$$u_A(t) = u(t) \text{ при } \omega \gg \frac{1}{RC}$$

$$i_A(t) = \frac{du(t)}{dt} RC \text{ при } \omega \ll \frac{1}{RC}$$

щего в этой цепи тока  $i$  приблизительно определяется либо выражением  $i \approx \frac{u(t)}{R}$ , либо вы-

ражением  $i \approx C \frac{du(t)}{dt}$  в зависимости от того,

велики или малы частоты  $\omega$ , содержащиеся в переменном напряжении, по сравнению с величиной обратной постоянной времени цепи  $1/RC$ .

Выберем, например,  $u(t)$  в форме трапецеидального импульса, который, как описано в § 19-11, может быть получен путем амплитудного ограничения синусоидального переменного напряжения. Если величина, обратная постоянной времени цепи  $\frac{1}{RC}$  велика по сравнению со всеми составляющими частотами, то получающиеся напряжения имеют форму, показанную на рис. 19-39.

Из формы импульсов, получаемой в точке  $B$ , путем последующего ограничения могут быть получены либо положительные, либо отрицательные импульсы.

Если вышеупомянутые допущения ( $\omega \ll \frac{1}{RC}$  или  $\omega \gg \frac{1}{RC}$ ) не сделаны, то форма-

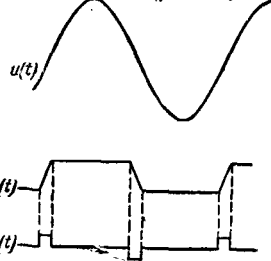
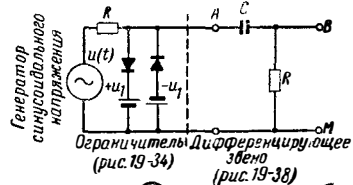


Рис. 19-39. Дифференцирование трапецеидального импульса.

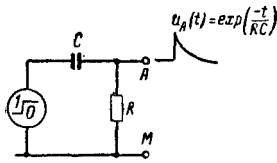


Рис. 19-40. Дифференцирование единичного скачка напряжения.

напряжения (или тока) на выходе дифференцирующего звена в большинстве случаев может быть легко вычислена.

Если, например, на входе дифференцирующего звена (рис. 19-40) имеется положительный единичный скачок напряжения ( $u=0$  при  $t < 0$ ,  $u=1$  при  $t > 0$ ), то для выходного напряжения получается  $u_A(t) = \exp(-t/RC)$  при  $t > 0$ .

Практически, с помощью дифференцирующих схем часто производится селекция прямоугольных импульсов по длительности (рис. 19-41).

Если на вход дифференцирующего звена подана группа импульсов, часть которых имеет длительность, большую по сравнению с  $RC$  (случай а), в то время как длительность другой части импульсов мала по сравнению с  $RC$  (случай в), то на выходе дифференцирующего звена на заднем фронте длинных импульсов получаются значительные выбросы за величину амплитуды напряжения. Временное положение точки  $T$  может быть оценено с помощью добавочной схемы (например, с лампой в режиме С). При правильно выбранных параметрах амплитуда выходного напряжения коротких импульсов (случай в) остается ниже порогового уровня  $u_s$ .

Контроль длительности импульсов может производиться также с помощью интегрирующего звена (§ 19-13). Дифференцирование имеет, однако, то преимущество, что в момент времени  $T$  импульс имеет кругой фронт, на который меньше влияет напряжение помех или колебания напряжения источника питания, чем на медленный подъем напряжения при интегрировании.

Помимо звеньев  $RC$ , для дифференцирования может быть использована дуальная схема из сопротивления и индуктивности (рис. 19-42, а).

Одна из часто применяемых схем такого вида приведена на рис. 19-42, б. Здесь вместо добавочного сопротивления  $R$ , которое для достижения малой постоянной времени  $L/R$

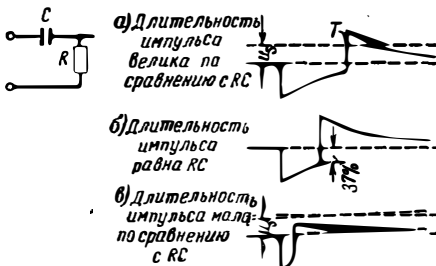


Рис. 19-41. Дифференцирующая цепь как селектор импульсов по длительности.

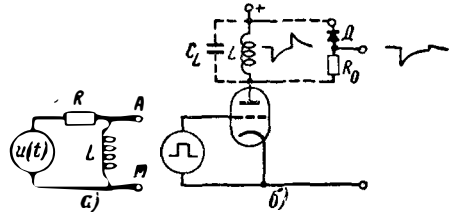


Рис. 19-42. Дифференцирование с помощью индуктивности.

должно быть по возможности большим, используется внутреннее сопротивление лампы. В этом случае неизбежна межвитковая емкость  $C_L$  катушки сглаживает форму импульса. На рис. 19-42, б показано, как положительные пики тока могут быть подавлены схемой ограничения ( $R_0, L$ ). В ряде случаев  $R_0$  может быть замкнуто накоротко, однако следует иметь в виду, что при таком замыкании в периоды ограничения магнитная энергия индуктивности очень медленно рассеивается в прямом сопротивлении выпрямителя.

Если изменить полярность выпрямителя, то будут подавляться отрицательные импульсы, а положительные импульсы могут быть сняты с выхода.

С помощью линий задержки, описанных в § 19-16, нельзя получить эффекта дифференцирования по времени, но можно получить относительные приращения. Линия задержки включается в анодную цепь лампы (рис. 19-43).

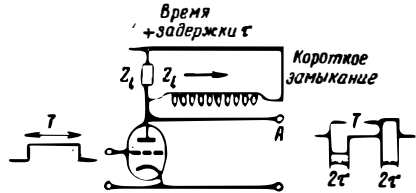


Рис. 19-43. „Дифференцирование“ с помощью линии задержки.

Конец линии замкнут накоротко, а начало замыкается сопротивлением  $Z_1$ , равным волновому сопротивлению линии. После опирания лампы параллельное соединение линии задержки и сопротивления  $Z_1$  сначала представляет собой активное сопротивление, равное  $Z_1/2$ . Однако спустя промежуток времени, равный  $2\tau$  ( $\tau$  — время задержки), анодная нагрузка лампы оказывается замкнутой на сопротивление, равное нулю. Напряжение  $u_A(t)$  на аноде лампы в функции от переменной составляющей анодного тока  $i_A(t)$  определяется выражением

$$u_A(t) = u_{a0} - \frac{Z_1}{2} [i_A(t) - i_A(t - 2\tau)],$$

где через  $u_{a0}$  обозначено напряжение источника питания анода.

### 19-13. ИНТЕГРИРОВАНИЕ

Если подать, как это показано на рис. 19-44, на цепь, состоящую из последовательно включенных сопротивления  $R$  и конден-

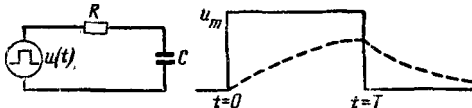


Рис. 19-44. Интегрирование с помощью цепочки RC.

сатора  $C$ , прямоугольный импульс, величина которого в момент времени  $t=0$  скачком возрастает от нуля до  $u_m$ , то напряжение на конденсаторе  $C$  будет иметь вид:

$$u_C(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i dt,$$

где через  $i$  обозначен ток заряда конденсатора.

До тех пор, пока напряжение на конденсаторе  $u_C(t) \ll u_m$ , ток  $i$  остается практически постоянным и напряжение  $u_C(t)$  линейно возрастает по времени. Однако если  $u_C(t)$  становится соизмеримым с  $u_m$ , то его величина определяется выражением

$$u_C(t) = u_m \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right] \text{ при } 0 < t < T.$$

Если считать допустимым, например, изменение крутизны линейно возрастающего напряжения на 10%, то величина  $u_C(t)$  не должна превышать 10% от  $u_m$ .

Вместо звена RC здесь (как и при дифференцировании) можно использовать дуальную схему, образованную последовательной индуктивностью и параллельным сопротивлением.

Для получения пилообразного напряжения большой амплитуды с высокой степенью линейности может быть использован метод следящего зарядного напряжения. В то время как в схеме рис. 19-44 конденсатор  $C$  заряжается от постоянного напряжения  $u_m$ , при указанном методе разность  $u(t) - u_C(t)$  в течение всего периода заряда остается приблизительно постоянной, а следовательно, остается постоянным и зарядный ток  $i$ .

Если в схеме рис. 19-45,а выключатель  $S$  разомкнут, то конденсатор  $C$  заряжается от батареи  $u$  через  $R$ ; при этом напряжение  $u_k$  на катоде лампы складывается с напряжением батареи  $u$ . Напряжение же на катоде лампы приблизительно повторяет мгновенные значения напряжения на  $C$ . Поэтому через  $R$  будет протекать приблизительно постоянный ток, следствием чего является линейное нарастание напряжения на  $C$ . Так называемый «интегратор Миллера» (рис. 19-45,б) представляет со-

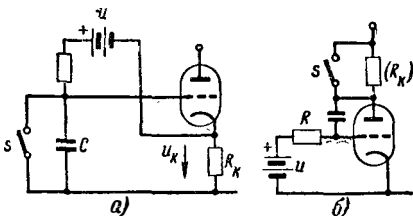


Рис. 19-45. Следящее зарядное напряжение.

бой видоизменение этой схемы; в ней катод лампы является общей точкой, изменена последовательность включения сопротивления и анодной батареи и точкой присоединения конденсатора  $C$  является другой зажим анодной батареи.

### 19-14. ФАНТАСТРОН

Схемы, известные под названием «фантастрон», используют обратную связь по постоянному току за счет перераспределения токов между электродами в многосеточной лампе (см. также «интегратор Миллера», § 19-13).

При правильно выбранных параметрах схемы, приведенной на рис. 19-46, изменения напряжения в точке  $c_3$  вызывают того же знака, но большие по величине, изменения напряжения в точке  $c'_3$ . Так, например, если  $u_{c3}$  становится более отрицательным, то это приводит к уменьшению анодного и возрастанию экранного токов лампы. При этом повышается падение напряжения на сопротивлении делителя напряжения  $R_1$  и уменьшается напряжение  $u'_{c3}$ .

Если соединить точки  $c_3$  и  $c'_3$ , то схема становится устойчивой в зависимости от начальных условий в одном из двух различных состояний: либо по цепи экранирующей сетки  $c_2$  протекает относительно небольшой ток, причем напряжение на защитной сетке и анодный ток не уменьшаются, либо экранный ток относительно велик и напряжение на защитной сетке становится настолько низким, что анодный ток почти прекращается.

Если напряжение  $u_{c1}$  возрастает, начиная с больших отрицательных значений, то сначала возможно только первое из описанных состояний, затем следует область, в которой могут существовать оба состояния и, наконец, становится возможным только второе состояние.

В фантастронных схемах для получения пилообразного напряжения используется рассмотренное выше явление и, кроме того, метод следящего зарядного напряжения (§ 19-13).

Пусть в схеме, приведенной на рис. 19-47, на первой сетке вначале имеется большое положительное напряжение. Вследствие описанной выше обратной связи за счет перераспределения токов анодный ток при этом не протекает (течет только ток экранирующей сетки). При подаче на первую сетку отрицательного импульса крутизна характеристики экранного тока понижается настолько, что схема быстро опрокидывается в состояние, при котором течет анодный ток. Через конденсатор  $C$  сетка  $c_1$  получает добавочный отрицательный заряд и достигается состояние, при котором анодный ток почти заперт, но уже за счет сетки  $c_1$ , а не

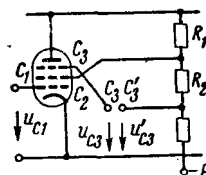


Рис. 19-46. Обратная связь за счет перераспределения токов в многосеточной лампе.

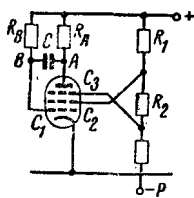


Рис. 19-47. Принципиальная схема фантастропа.

за счет  $C_3$ , как было ранее. Теперь протекает ток через  $R_B$ , который заряжает положительно левую обкладку конденсатора  $C$ . С повышением напряжения на первой сетке растет (по крайней мере сначала) анодный ток.

Если усиление лампы по напряжению  $\left(-\frac{du_a}{du_{c1}} = +SR_a\right)$  велико по сравнению с единицей, то незначительные изменения  $u_{c1}$  усиливаются и с обратной полярностью повторяются на аноде лампы, откуда они, дифференцированные конденсатором  $C$ , снова действуют на первую сетку. Если по каким-либо внешним причинам напряжение на аноде уменьшится слишком быстро, то обратная связь через емкость  $C$  на сетку  $c_1$  немедленно скомпенсирует это отклонение. Когда напряжение на первой сетке достигнет критического значения, при котором снова становится действительной обратная связь за счет перераспределения токов, тогда весь ток лампы течет по цепи второй сетки, анодное напряжение быстро возрастет, напряжение на первой сетке становится более положительным и схема возвращается к исходному состоянию. При этом  $u_{c1}$  ограничивается за счет тока сетки.

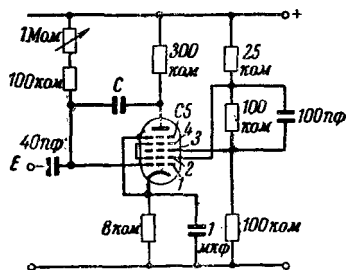


Рис. 19-48. Пример фантастропной схемы.

На рис. 19-48 приведена фантастропная схема, выполненная на пентагриде ЕК-90 (=6ВЕ6). Эта схема запускается отрицательным импульсом небольшой продолжительности, подводимым к зажиму  $E$ .

Выбор емкости  $C$  дает возможность в широких пределах изменять скорость протекания процесса (дополнительно к регулированию потенциометром).

### 19-15. УСИЛИТЕЛИ ИМПУЛЬСОВ

Усиление импульсов часто совмещается с ограничением (см., например, рис. 19-35 и 19-37) или с дифференцированием (см., напри-

мер, рис. 19-42,б), а иногда и с обеими этими операциями. В тех случаях, когда такого совмещения операций нет, усилители импульсов незначительно отличаются от других типов усилителей. Если известен спектральный состав усиливаемых импульсов и задана степень допустимых искажений, то, пользуясь методами теории цепей (§ 22-9), можно вычислить нужную ширину полосы пропускания усилителя. При выборе исходной рабочей точки на характеристике лампы в схемах с обычными переходами  $RC$  нужно иметь в виду, что следующие друг за другом положительные каскады поочередно усиливают то положительные, то отрицательные импульсы. Для уменьшения тока источника питания, а также количества ламп в схеме может оказаться целесообразным применение междупламповых трансформаторов, изменяющих фазу так, чтобы все каскады работали с очень малыми токами и усиливали импульсы лишь положительной полярности.

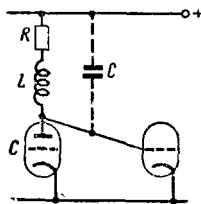


Рис. 19-49. Корректирующая катушка.

Наибольшие трудности при усилении импульсов связаны с уменьшением коэффициента усиления при увеличении частоты. Это происходит главным образом из-за паразитных емкостей, имеющих в сеточной и анодной цепях лампы; при подаче на управляющую сетку скачкообразно изменяющегося напряжения анодный ток, соответствующий новому значению напряжения на сетке, устанавливается медленно. Указанный недостаток частично может быть скомпенсирован включением в схему катушки  $L$  (рис. 19-49). Индуктивность катушки рекомендуется выбирать равной

$$L = \frac{1}{4} CR^2.$$

Если индуктивность катушки взята меньше указанной, то она действует менее эффективно, если же она больше, то в анодном напряжении появляются выбросы (выше установившегося значения).

В импульсной технике часто применяются усилители с катодной нагрузкой (рис. 19-50). Внутреннее сопротивление усилителя, измерен-

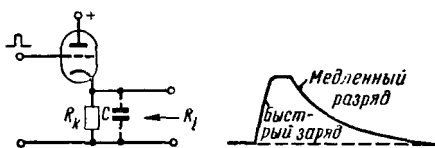


Рис. 19-50. Усилитель с катодной нагрузкой.



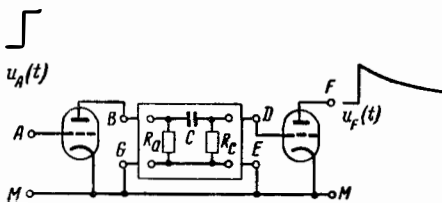


Рис. 19-51. Усиление единичного скачка напряжения с потерей постоянной составляющей тока.

ное со стороны выхода, при условии отсутствия емкости  $C$  определяется выражением

$$R_i = \frac{R_k}{1 + SR_k},$$

где  $S$  — крутизна характеристики лампы.

Если лампа открыта, то  $S$  велико и, следовательно, внутреннее сопротивление  $R_i$  мало. С другой стороны, если лампа закрыта, то  $R_i = R_k$ . Если же лампа по сетке  $I$  манипулируется прямоугольными импульсами значительной величины, то при одной и той же емкости  $C$  (например, емкость монтажа) вследствие различия внутреннего сопротивления при открытом и закрытом состоянии ламп получаются две различные постоянные времени: при заряде и при разряде.

При усилении в импульсной технике часто используется метод, который в телевизионной технике называется «фиксацией уровня черного». На рис. 19-51 показан четырехполюсник связи  $BGDE$ , включаемый между двумя следующими друг за другом усилительными каскадами. Четырехполюсник не пропускает постоянный ток, и выходной сигнал искажается. Если этот четырехполюсник состоит, например, из  $R_A, C, R_C$  и входной сигнал представляет собой единичный скачок напряжения  $u_A(t)$ , то выходное напряжение  $u_F(t)$  повторяет скачок входного сигнала, но затем снижается по экспоненциальному закону с постоянной времени связывающего звена (§ 19-12).

Уменьшение экспоненциального спада оказывается возможным при таких сигналах, которые регулярно прерываются импульсом определенной амплитуды, как, например, сигналы телевизионной передачи.

Если, например, на рис. 19-52  $u_a$  представляет собой такой прерываемый отрицательными импульсами сигнал (например, единичный скачок напряжения), подаваемый на сетку первой лампы, то без принятия специальных мер напряжение  $u_c'$  на сетке второй лампы имеет вид экспоненциально поднимающейся «гребенки», как это показано на рис. 19-52.

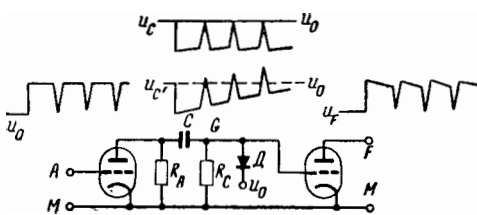


Рис. 19-52. «Фиксатор уровня черного».

Если же это напряжение с помощью выпрямителя  $B$  ограничено на определенном уровне  $u_0$ , то конденсатор  $C$  в течение каждого импульса заряжается настолько, насколько он успел разрядиться через  $R_C$  за время интервала между импульсами ( $u_c$ ). В этом случае отсутствие составляющей постоянного тока в частотной характеристике усилителя очень незначительно влияет на амплитуду выходного сигнала усилителя. Роль выпрямителя  $D$  может также играть цепь сетка — катод лампы следующего каскада.

### 19-16. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ

Линии задержки служат для временной задержки импульсов. Задача заключается в том, чтобы с помощью наиболее простых средств получить определенную временную задержку при возможно меньших искажениях формы импульса. Для этого необходимо, чтобы все частотные составляющие, образующие задерживаемый импульс, пробегали искусственную линию с равными временами запаздывания. Если не рассматривать устройств, в которых задержка импульсов происходит с помощью преобразования их в некоторые механические колебания (§ 19-17), то в качестве основной схемы чисто электрической линии задержки можно принять схему фильтра нижних частот, представленную на рис. 19-53.

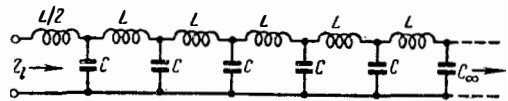


Рис. 19-53. Цепь задержки в виде фильтра нижних частот.

Волновое сопротивление линии вычисляется (§ 3-19) по значениям применяемых индуктивностей  $L$  и емкостей  $C$  (при «Т»-образных звеньях) с помощью равенства

$$Z_i = \sqrt{\frac{L}{C} - \left(\frac{\omega L}{2}\right)^2}$$

(при  $\omega \rightarrow 0$   $Z_i = \sqrt{\frac{L}{C}}$ ). (19-13)

При этом граничная частота (частота среза фильтра

$$\omega_{гр} = \frac{2}{\sqrt{LC}} \quad (19-14)$$

и групповое время пробега одного звена

$$\tau = \sqrt{LC} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{гр}}\right)^2}}. \quad (19-15)$$

Таким образом, для низких частот ( $\omega/\omega_{гр} \ll 1$ ) групповое время пробега приблизительно постоянно ( $\approx \sqrt{LC}$ ). Однако с приближением  $\omega$  к граничной частоте  $\omega_{гр}$  время пробега значительно изменяется. Поэтому импульсы, содержащие эти частоты, будут сильно искажаться

искажения могут быть уменьшены увеличением граничной частоты, но при этом уменьшается абсолютное значение времени пробега одного звена ( $\approx 2/\omega_{гр}$ ). Необходимое количество  $n$  звеньев фильтра нижних частот при заданном времени задержки  $T$  и граничной частоте  $\omega_{гр}$

$$n = \frac{T\omega_{гр}}{2}$$

Безграничное увеличение числа звеньев такой линии задержки ( $L \rightarrow 0, C \rightarrow 0, n \rightarrow \infty$ ) приводит в пределе к идеальной линии с распределенными параметрами без потерь. Ее граничная частота равна бесконечности. Однако практически такие линии могут быть изготовлены лишь с временем задержки, равным долям микросекунды (время пробега  $= \frac{l}{c} \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ , где  $l$  — длина линии;  $c \approx 3 \cdot 10^{10}$  см/сек — скорость света;  $\epsilon_r$  — относительная диэлектрическая проницаемость;  $\mu_r$  — относительная магнитная проницаемость).

Вследствие неизбежных потерь в индуктивностях (сопротивление  $R$ , последовательное с  $L$ ) и в емкостях (проводимость  $G$ , параллельная  $C$ ) амплитуда задерживаемого импульса уменьшается. Если для этих элементов выполняется соотношение  $R : G = L : C$ , то их наличие приводит только к уменьшению амплитуды импульса без искажения его формы.

В предположении  $R \ll \omega L$  и  $G \ll \omega C$  коэффициент затухания  $a$  также в первом приближении не зависит от частоты, а именно:

$$a [нен] \approx \frac{1}{2} \left( \frac{R}{Z} + GZ \right)$$

Практически для задержки импульсов применяются как линии с распределенными постоянными, так и искусственные линии, состоящие из элементов с сосредоточенными параметрами. Первые («кабели задержки»), как показано на рис. 19-54, обычно состоят из стержня из изоляционного материала, на который в виде плотной спирали намотан провод. Поверх спирали наложена изоляция и на нее — металлический внешний проводник. В первом приближении можно считать, что время задержки определяется длиной пути, который электрический импульс должен проделать вдоль витков спирали. Фазовые искажения появляются на высоких частотах вследствие того, что переменный ток, протекающий через расположенные друг возле друга и индуктивно связанные витки спирали, имеет различные фазы.

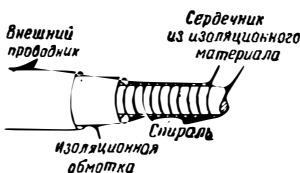


Рис. 19-54. Конструкция кабеля задержки.

Таблица 19-2

Данные некоторых кабелей задержки

Фирма	Федераль	Дженераль Электрик
Волновое сопротивление	950 ом	1 000 ом
Число витков на 1 см . . .	44	109
Наружный диаметр . . . . .	1 см	—
Задержка . . . . .	0,137 мксек/м	1,8 мксек/м

Данные двух типов кабелей задержки приведены в табл. 19-2 [Л. 2].

Большее практическое значение, чем описанный выше кабель задержки, имеют искусственные линии задержки, состоящие из элементов с сосредоточенными параметрами. Для этой цели был предложен целый ряд схем [Л. 5, 6, 7]. На рис. 19-55 показана одна из лучших схем. Она состоит из параллельных конденсаторов  $C$  и последовательных индуктивностей  $L$ , которые имеют между собой определенную индуктивную связь:  $k = 12\%$ . Требуемая связь получается при выполнении индуктивностей в виде катушек с воздушным сердечником, расположенных (при намотке в одну сторону) рядом на общем каркасе. (Для проверки правильности коэффициента связи может служить измерение индуктивности одной катушки. Если соседняя катушка при одном измерении замкнута коротко, а при другом разомкнута, то результаты измерений должны относиться как 0,986 : 1, если коэффициент связи составляет 12%.)

Пусть при расчете параметров линии задержки (рис. 19-55) заданы:  $Z_l$  — волновое сопротивление;  $T$  — время задержки линии;  $t$  — время нарастания импульса на выходе цепи.

Тогда а достаточной для практики точностью рассчитывается число звеньев

$$n = 4 \left( \frac{T}{t} \right)^{3/2}; \tag{19-16}$$

время задержки одного звена

$$t_0 = \frac{T}{n}; \tag{19-17}$$

частота

$$f_{гр} = \frac{0,404}{t_0}; \tag{19-18}$$

емкость

$$C = 0,406 \frac{1}{f_{гр} Z_l}; \tag{19-19}$$

индуктивность

$$L = 0,318 \frac{Z_l}{f_{гр}}. \tag{19-20}$$

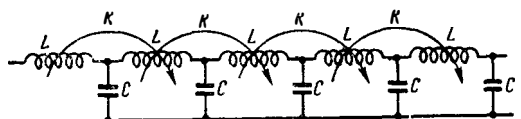


Рис. 19-55. Цепь задержки в виде искусственной линии, состоящей из элементов с сосредоточенными параметрами.

В конце звена (оканчивающегося индуктивностью) целесообразно параллельно  $Z_1$  включить конденсатор емкостью  $\frac{C}{2}$ .

**19-17. ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ**

В то время как скорость распространения электромагнитных волн в однородных средах так велика (от 2 до  $3 \cdot 10^{10}$  см/сек), что для получения практически требуемых задержек (от 0,1 до  $100 \cdot 10^{-6}$  сек) были бы необходимы устройства очень большой протяженности, скорость распространения механических волн в твердых и жидких средах приблизительно на пять порядков ниже, что позволяет изготавливать линии временной задержки приемлемых для практики размеров. В табл. 19-3 приведены скорости распространения и коэффициенты затухания наиболее широко применяемых в электромеханических линиях задержки материалов [Л. 4]

Несущие колебания, частота которых обычно лежит между 10 и 20 Мгц, модулируются задерживаемыми импульсами и подводятся к электромеханическому преобразователю (естественному или искусственному пьезоэлектрическому кристаллу), который передает импульсы в среду, заполняющую линию задержки, в виде пакетов механических колебаний. Пробежав расстояние, соответствующее желаемой задержке, такой пакет попадает на второй электромеханический преобразователь (в большинстве случаев аналогичный первому), который трансформирует его вновь в электрический импульс. Общее затухание в схеме определяется таким образом коэффициентом полезного действия обоих преобразователей. Последние зависят не только от согласования кристаллов со средой, но и от направленности пакетов волн, т. е. от отношения диаметра кристалла к длине волны. Основная техническая задача при построении таких электромеханических линий задержки состоит в том, чтобы избежать нежелательных отражений. Последние всегда имеют место на границах разнородных сред. В случае применения твердых сред (кварц или магний) возникают дополнительные затруднения, состоящие в том, что при отражении продольных волн всегда возникают, кроме продольных, и поперечные волны, скорость которых отличается от скорости про-

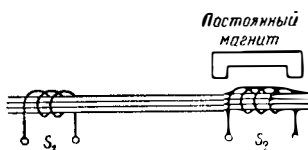


Рис. 19-56. Магнитострикционная линия задержки.

дольных волн. Причина, по которой из жидкостей в линиях задержки до сих пор находят применение только ртуть, заключается в том, что только она дает возможность получить эффективное акустическое согласование с пьезоэлектрическим преобразователем. Неизбежная зависимость времени задержки от температуры в таких схемах часто ограничивает возможность их применения.

Рассмотренные выше электромеханические линии задержки нуждаются в преобразователе энергии; в магнитострикционных линиях задержки [Л. 8] такая трансформация энергии происходит непосредственно в той среде, в которой эта энергия распространяется. На рис. 19-56 приведена схема устройства магнитострикционной линии задержки. Поверх пакета тонких изолированных друг от друга проволок из магнитострикционного материала (в большинстве случаев чистого никеля) помещаются две коаксиально расположенные катушки  $S_1$  и  $S_2$ . Если передающая катушка, например  $S_1$ , возбуждается сильным импульсом тока, то вследствие явления магнитострикции в каждой из этих проволок возникают механические волны, которые распространяются в обе стороны со скоростью звука (для никеля приблизительно равной 5 мм/мксек). Волна, которая распространяется в сторону приемной катушки (на рисунке вправо), в результате магнитострикционных свойств материала создает в этой катушке  $S_2$  индуцированный импульс тока. Путем перемещения катушки  $S_2$  можно простейшим образом изменять время задержки. Волна, распространяющаяся в противоположную сторону (на рисунке влево) от передающей катушки  $S_1$ , и волна, прошедшая приемную катушку  $S_2$ , должны быть подавлены. С этой целью пакет проволок обычно имеет концы в виде конусов, создающих лишь рассеянные отражения. Иногда используется явление взаимной компенсации отраженных волн в пакете проволок, состоящем из двух частей, в одной из которых возникают отражения от

Таблица 19-3

**Скорость распространения и затухание в материалах, применяемых в электромеханических линиях задержки**

Материал, тип колебаний	Скорость распространения	Затухание
Ртуть . . . . .	$1,45 \cdot 10^9$ см/сек	5 дБ/мсек при 10 Мгц
Кварц, поперечные . . . . . продольные . . . . .	$3,80 \cdot 10^9$ см/сек $5,90 \cdot 10^9$ см/сек	10 дБ/мсек при 15 Мгц
Магний, поперечные . . . . . продольные . . . . .	$3,00 \cdot 10^9$ см/сек $5,5 \dots 5,8 \cdot 10^9$ см/сек	10 дБ/мсек при 10 Мгц

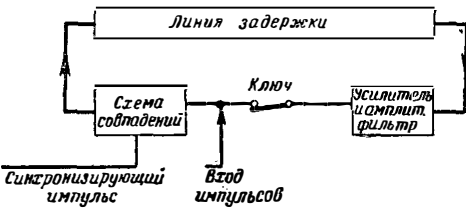


Рис. 19-57. Динамическое запоминающее устройство.

более плотной, а в другой — от менее плотной среды. Обе катушки целесообразно снабдить арматурой из порошкообразного железа с высокой магнитной проницаемостью. Граничная частота в такой линии определяется отношением скорости распространения волны к действующему расстоянию между приемной и передающей катушками.

Электромеханические линии задержки часто применяются в виде динамических запоминающих устройств (рис. 19-57). Подлежащая запоминанию последовательность импульсов (например, в вычислительных машинах число, выраженное в двоичном счислении) должна быть когерентна синхронизирующему импульсу, т. е. импульс или пауза должны совпадать с ним по времени. С помощью схемы совпадений (§ 19-18) подлежащие запоминанию импульсы преобразуются в импульсы требуемой (приблизительно прямоугольной) формы, после чего подаются на линию задержки. Когда последовательность импульсов пройдет эту линию, импульсы усиливаются, освобождаются от слабых помех с помощью амплитудного ограничения, снова формируются схемой совпадения и снова поступают на вход линии задержки; далее следует новый цикл, аналогичный описанному, и т. д. Последовательность импульсов циркулирует, таким образом, в динамическом запоминающем устройстве до тех пор, пока не будет снята размыкающим ключа.

### 19-18. СХЕМЫ ДЛЯ ЛОГИЧЕСКИХ ОПЕРАЦИЙ

При решении различных проблем импульсной техники, главным образом при работе с цифровыми вычислительными машинами, иногда задача формулируется так: некоторое событие  $F$  должно произойти или не произойти в зависимости от того, произойдут ли другие события, например  $A$  и  $B$ . Двумя возможными при этом основными логическими операциями являются:

$F$  должно произойти, если произойдут  $A$  и  $B$ ;

$F$  должно произойти, если произойдет  $A$  или  $B$ .

Существенное различие состоит в том, что в первом случае только наличие обоих событий  $A$  и  $B$  ведет к событию-следствию  $F$ , в то время как во втором случае по протеканию собы-

тия-следствия  $F$  нельзя однозначно определить событие-причину  $A$  или  $B$ . На рис. 19-58 показаны некоторые примеры схем, которые делают возможным соединение типа «как, так и» (схемы совпадения) или «либо—либо» (собираательные схемы). Для пояснения наверху рисунка изображены две релейные схемы. Большая часть подобных логических схем легко может быть выполнена с большим, чем два, числом входов.

Логические схемы с выпрямителями принципиально являются не чем иным, как схемами ограничения (§ 19-11).

Чтобы из большого числа показанных на рис. 19-59 точек соединения, например  $aa$ ,  $ab$ , . . . ,  $ad$ , выделить определенную точку, используя при этом минимальное число проводов, применяются так называемые матрицы выпрямителей. Они представляют собой обычно двухмерные (встречаются также и многомерные) структуры из схем типа «как, так и».

Если одновременно подается положительный импульс на один из вертикальных проводов (например,  $c$ ) и один из горизонтальных проводов (например,  $\beta$ ), то существенно повышается только потенциал электрического перекрестья ( $c\beta$ ), в то время как остальные точки остаются приблизительно под потенциалом покоя. Величины сопротивлений, как и в схемах ограничителей, должны быть приблизительно равны среднему геометрическому прямого и обратного сопротивлений выпрямителя

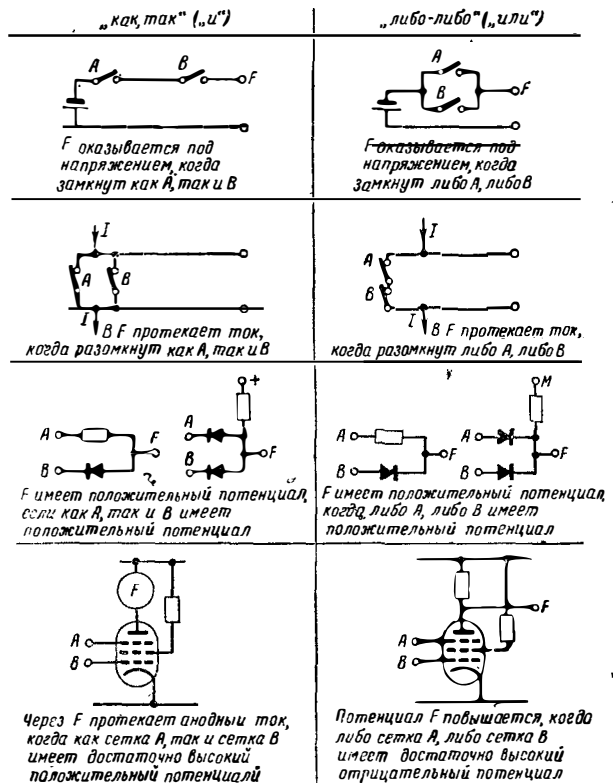


Рис. 19-58. Примеры схем для логических операций.

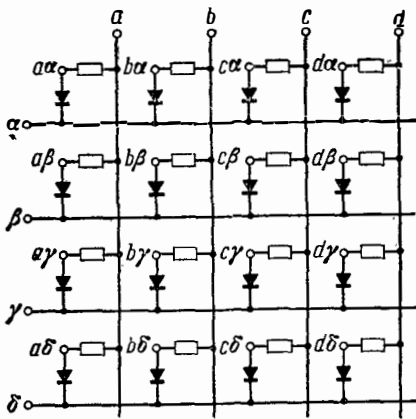


Рис. 19-59. Матрица выпрямителей.

(в том случае, если емкости схемы не требуют низкоомных сопротивлений).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Chance B., Hughes V., Mac-Nichol E. F., Sayre D., Williams F. C., *Waveforms*, New York, 1949, 1. Ed.
2. Moskowitz S., Racker J., *Pulse techniques*. New York, 1951.
3. Gundlach F. W., *Fernmeldetechn. Z.*, 1952, 5, 256—262.
4. Staff of Engineering Research Associates, *high-speed computing devices*. New York, Toronto. London 1950. 1. Ed.
5. Turner A. H., *RCA-Rev.*, 1949, 10, 477.
6. Linke J., *Elektrotechnik*, 1947, 1. 43.
7. Herb M. H., Horton C. W., Jones F. B., *J. Appl. Phys.*, 1949, 20, 616.
8. Bradburd E. M., *Electr. Commun.*, 1951, 28, 46—53.
9. Einsele T. *Z. angew. Phys.*, 1952, 4, 183—185.
10. Vander Pol, *Jb. drahtl. Telegr.*, 1926, 178; *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y., 1934, 22, 1051.
11. Reichardt W., *Elektr. Nachr. Techn.*, 1943, 20, 213.
12. Kerkhof F., Werner I. W., *Fernsehen*, Eindhoven, 1951.
13. Ицхоки Я. С., *Импульсная техника*, изд. «Советское Радио», 1949.
14. Крылов Н. Н., *Импульсная техника*, Связьиздат, 1950.
15. Катаев С. И., *Генераторы импульсов телевизионной развертки*, Госэнергоиздат, 1951.
16. Детали и элементы радиолокационных станций, перевод с английского под ред. Брейбарта А. Я., ч. 1 (импульсные модуляторы), изд. «Советское Радио», 1952.
17. Меерович Л. А. и Зеличенко Л. Г., *Импульсная техника*, изд. «Советское Радио», 1954.
18. Льюис И. и Уэлс Ф., *Миллимикросекундная импульсная техника*, ИИЛ, 1956.
19. Цыпкин Я. З., *Теория импульсных систем*, Физматиздат, 1958.
20. Соболевский А. Г., *Импульсная техника*, Госэнергоиздат, 1958.
21. Мамонкин И. Г., *Импульсные усилители*, Госэнергоиздат, 1958.
22. Гусев В. В., *Формирование импульсов*, Воениздат, 1958.
23. Лейбман М. Е., *Импульсная техника*, Оборонгиз, 1960.
24. Миллман Я. и Тауб Г., *Импульсные и цифровые устройства*, Госэнергоиздат, 1960.
25. Нелелец В. В. и Нелелец В. С., *Импульсные режимы в радиотехнических цепях*, Воениздат, 1960.

## РАЗДЕЛ 20

# ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

### Общие сведения

#### 20-1. ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ

Помехи, накладывающиеся на сигналы при их прохождении через тракт передачи, ставят предел разборчивости сигналов на выходе усилителя или приемника. Особенно большое значение среди различных помех имеют флуктуации во всех электрических проводниках (активные сопротивления, лампы, полупроводники), входящих в тракт передачи сигналов. Под флуктуациями вообще понимают нерегулярные отклонения некоторых физических величин от их средних значений; в данном случае этими физическими величинами являются токи и напряжения. Флуктуации определяют достижимую в остальных оптимальных условиях наименьшую величину отношения сигнала к помехе, а следовательно, и наилучшее достижимое качество передачи сигналов. При акустическом приеме эти помехи проявляются после детектирования как шум. Флуктуационные помехи (гладкие помехи) имеют термодинамическое происхождение и характеризуются определенными статистическими закономерностями, относящимися к случайным процессам и определяемыми теорией вероятности. Эти закономерности не относятся к другим видам помех: атмосферные и интерференционные помехи, микрофонный эффект ламп, фон в лампах и др.

Пусть флуктуирующая величина  $X(t)$  является функцией времени, принимающей в интервале времени от  $-T$  до  $+T$  любое значение  $X$ .

Среднее значение функции  $X(t)$  равно:

$$\overline{X(t)} = \bar{X} = \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} X(t) dt, \quad (20-1)$$

и флуктуацией называется

$$X - \bar{X} = x. \quad (20-2)$$

Флуктуация как случайная величина может быть определена лишь методами теории вероятности. Хаотические флуктуации характеризуются нормальным законом распределения (законом Гаусса). Вероятность

$dp$  того, что мгновенное значение флуктуации находится в интервале значений от  $x$  до  $x+dx$  для любого момента времени равно:

$$dp = \frac{1}{\sqrt{2\pi x^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2x^2}\right) dx. \quad (20-3)$$

При этом

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 dp = \bar{x}^2. \quad (20-4)$$

$\bar{x}^2$  называется средним квадратом флуктуаций (дисперсией, средним квадратом отклонения случайной величины  $x$ ).  $\sqrt{\bar{x}^2}$  — среднее квадратичное значение флуктуаций.

Далее

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x dp = 0. \quad (20-5)$$

Величина

$$\frac{dp}{dx} = \frac{1}{\sqrt{2\pi x^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2x^2}\right)$$

называется плотностью вероятности величины  $x$ .

Положительные и отрицательные значения  $x$  равновероятны; поэтому

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dp = 2 \int_0^{\infty} dp = 2 \int_{-\infty}^0 dp = 1. \quad (20-6)$$

Следовательно, при хаотических флуктуациях любое значение  $x$  имеет конечную, хотя бы малую вероятность.

Для таких флуктуаций

$$\bar{x}^2 = \overline{x^2} - \bar{X}^2. \quad (20-7)$$

Анализ эффекта флуктуаций можно выполнять двумя различными способами: рассматривая временные зависимости или пользуясь спектральными характеристиками (спектральной плотностью) флуктуаций. Эти два способа равноценны, что следует из возможности представления временной зависимости процесса при помощи рядов Фурье.

Пусть флуктуация  $x(t)$  наблюдается на выходе фильтра с полосой пропускания  $\Delta f$ ; тогда при интервале наблюдения от  $-T$  до  $+T$

$$x(t) = \sum r_n \exp\left(j\pi n \frac{t}{T} + j\varphi_n\right).$$

Спектр выходного напряжения содержит  $2T\Delta f$  дискретных частотных компонент, которые являются гармониками, отстоящими одна от другой на  $1/T$ . Фазы, амплитуды, действительные и мнимые составляющие каждой гармоники подчиняются также законам распределения вероятности. Вероятность того, что фаза находится между значениями  $\varphi_n$  и  $\varphi_n + d\varphi_n$ , равна:

$$dp(\varphi_n) = \frac{d\varphi_n}{2\pi}. \quad (20-8)$$

Таким образом, все фазы равновероятны. Для действительной части амплитуды

$$r_n \exp(+j\varphi_n) = a_n + jb_n$$

действителен закон

$$dp(a_n) = \frac{1}{\sqrt{\pi r_n^2}} \exp\left(-\frac{a_n^2}{r_n^2}\right) da_n; \quad (20-9)$$

аналогичное выражение можно написать и для мнимой части амплитуды  $dp(b_n)$ .

Закон вероятностного распределения абсолютного значения амплитуды:

$$dp(r_n) = \frac{2r_n}{r_n^2} \exp\left(-\frac{r_n^2}{r_n^2}\right) dr_n. \quad (20-10)$$

При этом

$$\overline{r_n^2} = \int_0^\infty r_n^2 dp(r_n). \quad (20-11)$$

$\overline{r_n^2}$  — среднее статистическое значение квадрата компоненты  $r_n$ . Законы распределения плотности вероятности, соответствующие формулам (20-9) и (20-10), изображены на рис. 20-1. Отдельные значения  $r_n$  считаются взаимно независимыми (некоррелированными). Наивероятнейшие значения действительной и мнимой частей амплитуд равны нулю; наивероятнейшее значение модулей амплитуд равно

$$r_n = \sqrt{\overline{r_n^2}}/2.$$

При  $T \rightarrow \infty$  линейчатый спектр флуктуаций переходит в сплошной. Взаимная связь между  $x(t)$  и  $r(f)$  теперь выражается не рядом Фурье, а преобразованием (интегралом) Фурье и его обратным преобразованием. Для оценки сплошного спектра флуктуаций производится измерение его спектральной плотности, т. е. среднего квадрата (напряжения или тока) флуктуаций, приходящихся на полосу пропускания  $1 \text{ гц}$ :  $\overline{i^2}/\Delta f$  или  $\overline{u^2}/\Delta f$ . Величина  $\sigma^2(\omega) = \frac{\overline{i^2}}{\Delta f}$

(или соответственно  $\frac{\overline{u^2}}{\Delta f}$ ) называется энер-

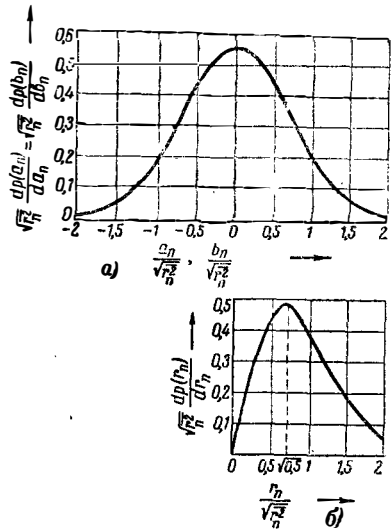


Рис. 20-1. Распределение плотности вероятности действительной и мнимой частей (а), а также абсолютного значения амплитуд (б) в спектре флуктуаций.

гетической спектральной плотностью. Это название становится понятным, если учесть, что  $\sigma^2(\omega) \Delta f$  представляет собой мощность, рассеиваемую флуктуациями в сопротивлении 1 ом.

В общем случае  $\sigma^2(\omega)$  зависит от частоты. Белым или гладким шумом называют флуктуационный процесс с не зависящей от частоты спектральной плотностью и нормальным распределением величин флуктуаций. Вследствие ограниченности мощности любого источника флуктуаций белый шум может существовать лишь в пределах некоторого конечного диапазона частот. Электронный ток в вакууме и в активных сопротивлениях является источником белого шума в ограниченном, хотя и весьма широком диапазоне частот.

Связь между двумя комплексными флуктуационными величинами  $x(f)$  и  $y(f)$  и частотой  $f$  можно выразить при помощи комплексного спектра вида

$$\overline{x^*(f) y(f)} \quad (20-12)$$

или при помощи комплексного коэффициента корреляции [Л. 187]

$$\gamma = r + js = \frac{\overline{x^* y}}{\sqrt{\overline{x^2} \overline{y^2}}}. \quad (20-13)$$

При этом всегда  $0 \leq |\gamma|^2 \leq 1$ . При  $|\gamma|^2 = 0$  корреляция отсутствует; в этом случае фазы и амплитуды  $x$  и  $y$  никак взаимно не связаны. При  $|\gamma|^2 = 1$  (полная корреляция) каждому комплексному значению  $x$  соответствует определенное значение  $y$ . Для пояснения значения величины  $\gamma$  и формулы (20-13) может служить приведенный ниже расчет, в котором определяется квадрат общего тока флуктуаций  $|i|_{\text{общ}}^2$ , возникающего в комплексной проводимости  $Y = G + jB$  при прохождении тока

$i$  и при напряжении холостого хода  $u$ , которое частично коррелировано с  $i$ . Находим:

$$\gamma = r + js = \frac{\overline{i u^*}}{\sqrt{\overline{u^2 i^2}}};$$

$$\overline{i_{\text{общ}}^2} = \overline{|i + uY|^2} = \overline{(i + uY)(i^* + u^*Y^*)} = \overline{i^2} + \overline{u^2} |Y|^2 + \overline{u i^* Y} + \overline{u^* Y i}.$$

Следовательно,

$$\overline{i_{\text{общ}}^2} = \overline{i^2} + \overline{u^2} (G^2 + B^2) + 2\sqrt{\overline{i^2} \overline{u^2}} (rG + sB). \quad (20-14)$$

Выражение (20-14) можно привести к виду

$$\overline{i_{\text{общ}}^2} = \overline{i^2} \left( 1 - |\gamma|^2 + \overline{u^2} \left| Y + \gamma \sqrt{\frac{\overline{i^2}}{\overline{u^2}}} \right|^2 \right). \quad (20-15)$$

Первое слагаемое представляет собой средний квадрат флуктуаций, создаваемых той составляющей тока  $i$ , которая не коррелирована с напряжением  $u$ .

## 20-2. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ФЛУКТУАЦИИ

Флуктуации возникают по различным причинам:

а) Тепловые флуктуации. Причина: статистическое движение свободных электронов, имеющихся в сопротивлениях.

б) Дробовой эффект. Причина: корпускулярный характер тока в электронных лампах вследствие конечного значения элементарного заряда; ток образуется из весьма большого, но конечного числа импульсов, создаваемых переносимыми зарядами.

в) Шум за счет распределения тока. Причина: вследствие статистического распределения скоростей вылета электронов из катода как по величине, так и по направлению распределение тока между отдельными электродами в многосеточных лампах флуктуирует.

г) Эффект мерцания. Три причины: работа вылета в каждой отдельной точке по-

верхности катода не остается постоянной, вследствие чего возникают флуктуации эмиссии. Помимо этого, слой, нанесенный на керн оксидного катода, является полупроводником, проводимость которого флуктуирует. Наконец, с поверхности катода испаряются молекулы, которые ионизируются и, воздействуя на посторонний заряд электронов, вызывают флуктуации электронного тока.

д) Ионный шум. Причина: практически неустраняемый остаточный газ в электронных лампах ионизируется. Образование положительных зарядов за счет удара электронов является случайным процессом. Каждый положительный ион освобождает на своем пути большое количество электронов за счет компенсации электронного постороннего заряда; возникающие при этом флуктуации электронного тока значительно больше флуктуаций ионного тока. Интенсивность этого источника шума обычно значительно меньше остальных.

е) Космическое и галактическое излучение. Каждая антенна принимает мешающее излучение, которое добавляется к собственному шуму приемника. В космосе, особенно, в Млечном Пути, имеются источники излучения большой интенсивности, о природе которых существуют различные предположения. Можно утверждать, что мешающее космическое излучение во всяком случае не теплового происхождения. Это излучение носит физический плохо оправданное название «шум антенны».

ж) Солнечное излучение. Солнце является источником излучения, интенсивность которого в области высоких частот значительно больше, чем этого можно ожидать, исходя из температуры солнца.

Эффекты, указанные в п. «а», «б», «в» и «д», имеют характер гладкого шума. Эффект «г» имеет характер гладкого шума только для некоторых из указанных причин. Мешающие излучения «е» и «ж» не создают гладких помех, поэтому к ним не следовало бы вообще применять термина «шум». Однако изучение уровня космических (так же как и атмосферных) помех весьма важно, потому что снижение собственного шума схем целесообразно лишь в том случае, если уровень шума схем сравним или больше уровня внешних помех.

## Термические флуктуации

### 20-3. ШУМ СОПРОТИВЛЕНИЯ И КОНТУРОВ

Любое активное сопротивление  $R$  (или цепь, обладающая активной проводимостью  $G$ ) имеющее температуру  $T$ , является источником флуктуаций, не зависящих от силы постоянного или переменного тока, протекающего через  $R$  (или  $G$ ). Этот источник имеет внутреннее сопротивление  $R = \frac{1}{G}$  и среднее значение квадрата

электродвижущей силы флуктуаций в пределах полосы частот  $\Delta f$ :

$$\overline{u_{\text{ш}}^2} = \sigma^2(f) \Delta f, \quad (20-16)$$

где

$$\sigma^2(f) = \frac{hf}{kT} \left[ \exp\left(\frac{hf}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} 4kT R. \quad (20-17a)$$

Здесь  $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$  вт·сек<sup>2</sup> — постоянная



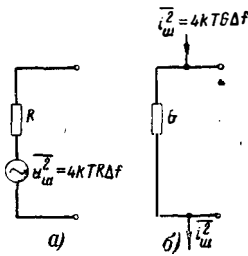


Рис. 20-2.

а — эквивалентная схема с генератором напряжения; б — эквивалентная схема с генератором тока для активного сопротивления как источника шума.

Пл анка;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{вт} \cdot \text{сек}}{\text{°К}}$  — постоянная Больцмана [Л. 13, 14, 21, 22].

Формулы (20-16) и (20-17а) следуют непосредственно из закона излучения Планка. Для всех применяемых в настоящее время в радиотехнике частот и встречаемых на земле температур  $hf \ll kT$  и формула (20-17а) приводится к упрощенному виду

$$\sigma^2(f) = \sigma^2(0) = 4kTR.$$

При  $T = T_0 = 290^\circ\text{К}$

$$\sigma_0^2 = 16 \cdot 10^{-21} R \text{ вт} \cdot \text{сек} \quad (20-17б)$$

(Формула Найквиста) [Л. 12, 13, 16 17, 22 и 24]. Вместо эквивалентной схемы с генератором напряжения (рис. 20-2,а) можно также пользоваться эквивалентной схемой с генератором тока; средний квадрат флуктуационного тока этого генератора равен:

$$\overline{i_{ш}^2} = 4kTb\Delta f \quad (20-18)$$

(рис. 20-2,б). Обе эквивалентные схемы равноценны. Все последующие выкладки сделаны с использованием упрощенной формулы (20-17б)

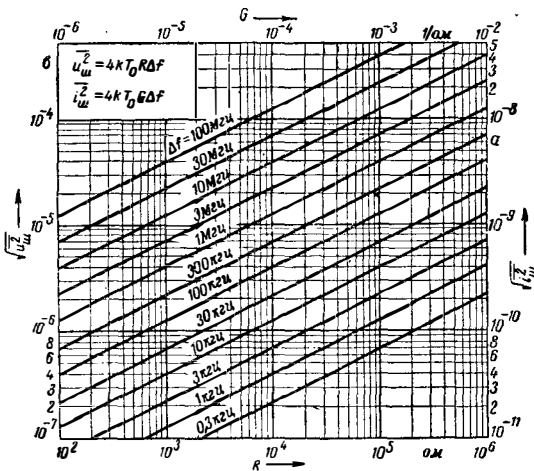


Рис. 20-3. Шумовой ток  $\sqrt{\overline{i_{ш}^2}}$  и шумовая электродвижущая сила  $\sqrt{\overline{u_{ш}^2}}$  активного сопротивления  $R$  в полосе частот  $\Delta f$  при  $T = T_0 = 290^\circ\text{К}$ .

при  $\sigma^2(f) = \sigma^2(0)$ . На рис. 20-3 показаны зависимости

$$\sqrt{\overline{u_{ш}^2}} = f(R, \Delta f)$$

и

$$\sqrt{\overline{i_{ш}^2}} = f(G, \Delta f).$$

Если включить параллельно  $m$  активных проводимостей  $G_n$ , каждая из которых имеет свою температуру  $T_n$ , то их флуктуации оказываются некоррелированными. Полную флуктуацию в схеме (рис. 20-3) можно определить, полагая

$$G = \sum_{n=1}^m G_n;$$

$$T = \frac{\sum_{n=1}^m T_n G_n}{\sum_{n=1}^m G_n}. \quad (20-19)$$

Аналогично, для последовательного соединения  $m$  сопротивлений  $R_n$

$$R = \sum_{n=1}^m R_n;$$

$$T = \frac{\sum_{n=1}^m T_n R_n}{\sum_{n=1}^m R_n} \quad (20-20)$$

Реактивные сопротивления не являются генераторами шума, но их следует учитывать как накопители энергии шума. При комплексных сопротивлениях  $Z(f) = R(f) + jX(f)$  или комплексных проводимостях  $Y(f) = G(f) + jB(f)$  получается:

$$\overline{u_{ш}^2} = 4kT \int_{f_1}^{f_2} R(f) df \quad (20-21)$$

и

$$\overline{i_{ш}^2} = 4kT \int_{f_1}^{f_2} G(f) df. \quad (20-22)$$

Формулы (20-21) и (20-22) идентичны, причем пересчет  $R$  на  $G$  и наоборот производится в соответствии с равенством

$$R = GZZ^* = G/Y Y^*.$$

Применение формул (20-21) и (20-22) к колебательному контуру (рис. 20-4) дает [Л. 15, 17, 23]:

$$\overline{u_{ш}^2} = \frac{2kT}{\pi C} \arctg(2\pi RC\Delta f) \quad (20-23)$$

при условии, что полоса пропускания много меньше резонансной частоты  $f_0$ , а область частот  $\Delta f$  расположена симметрично относительно  $f_0$ .

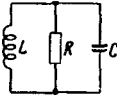


Рис. 20-4. Параллельный колебательный контур.

При  $\Delta f \rightarrow \infty$  имеем:

$$\arctg(2\pi RC\Delta f) = \frac{\pi}{2}$$

и

$$\overline{u_{ш}^2} = \frac{kT}{C}; \quad \sqrt{\overline{u_{ш}^2}} [\theta] = \frac{6,3 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{C} [\phi]}; \quad (20-24)$$

$$\sqrt{\overline{i_{ш}^2}} = \frac{kT}{L}; \quad \sqrt{\overline{i_{ш}^2}} [a] = \frac{6,3 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{L} [ZH]}. \quad (20-25)$$

Числовые значения даны для  $T = T_0 = 290^\circ \text{K}$ . Из формул (20-24) и (20-25) можно определить энергию флуктуаций, запасаемую контуром,

$$W = \frac{1}{2} L \overline{i_{ш}^2} + \frac{1}{2} C \overline{u_{ш}^2} = kT. \quad (20-26)$$

Формулы (20-24) и (20-25) не содержат  $R$ ,  $G$  и  $f_0$ . Это объясняется тем, что суммирование шума произведено в диапазоне частот от  $f = 0$  до  $f = \infty$ . На практике это не имеет места; при усилении флуктуаций, возникающих в колебательных контурах, полоса усиливаемых частот определяется не контуром, а частотной характеристикой усилителя. В этом случае

$$\overline{u_{ш}^2} = \sigma^2(0) RB, \quad (20-27)$$

где  $B$  — эквивалентная полоса пропускания усилителя,

$$B = \frac{1}{K_{P0}} \int_0^{\infty} K_P df. \quad (20-28)$$

Здесь  $K_P$  — коэффициент усиления усилителя по мощности, зависящий от частоты, а  $K_{P0}$  — наибольший коэффициент усиления по мощности или коэффициент усиления в заданном узком интервале частот [Л. 11—24, 190].

#### 20-4. НАИБОЛЬШАЯ ОТДАВАЕМАЯ ШУМОВАЯ МОЩНОСТЬ

Любой генератор напряжения с электродвижущей силой  $U$  и внутренним сопротивлением  $Z = R + jX$  или генератор тока с силой тока  $I$  и внутренней проводимостью  $Y = \frac{1}{Z} = G + jB$  может отдать в нагрузку наибольшую мощность

$$P_{\text{отд. макс}} = \frac{1}{8} II^* R = \frac{1}{8} U U^* G. \quad (20-29)$$

Эта мощность получается при согласовании нагрузки с источником и носит название наибольшей отдаваемой мощности источника. Применяя формулы (20-16) и (20-18) к эквивалентным схемам рис. 20-2,

можно найти наибольшую отдаваемую шумовую мощность; она оказывается равной

$$P_{\text{отд. макс}} = kT\Delta f. \quad (20-30)$$

Эта мощность, как видно из уравнения (20-30), не зависит от  $Z$  (или  $Y$ ), т. е. от внутреннего сопротивления источника. При  $T = T_0 = 290^\circ \text{K}$  из уравнения (20-30) получается:

$$P_{\text{отд. макс}} [\text{вт}] = 4 \cdot 10^{-21} \Delta f [\text{гц}]. \quad (20-31)$$

Величина

$$1kT_0 = 4 \cdot 10^{-21} \left[ \frac{\text{вт}}{\text{гц}} \right] = 4 \cdot 10^{-21} [\text{вт} \cdot \text{сек}]$$

часто применяется при исследованиях флуктуационных явлений в качестве единицы флуктуационной энергии.

Если два сопротивления с одинаковой температурой включить последовательно или параллельно, то шумовые мощности, отдаваемые каждым из них в другое сопротивление, оказываются равными. Каждое из сопротивлений сохраняет при этом свою первоначальную температуру, что следует непосредственно из второго основного закона термодинамики. Если два сопротивления с различными температурами включить параллельно или последовательно, то более холодное будет нагреваться более теплым. Если, например, действительные части обоих сопротивлений одинаковы, а температуры их равны соответственно  $T_1$  и  $T_2$ , то к более холодному сопротивлению непрерывно будет подводиться мощность

$$P = k(T_2 - T_1) \Delta f.$$

#### 20-5. ШУМОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА

Формулу (20-30) можно использовать для определения шумовой температуры любой цепи, являющейся источником статистических флуктуаций. Для определения шумовой температуры следует к выходу рассматриваемой цепи присоединить нагрузку и измерить максимальную отдаваемую нагрузке мощность  $P_{\text{отд. макс}}$  (что получается при согласовании в пределах некоторой полосы  $\Delta f$ ). Тогда, по определению, шумовая температура

$$T_{ш} = \frac{P_{\text{отд. макс}}}{k\Delta f}. \quad (20-32)$$

Применение этой формулы следовало бы ограничить лишь теми случаями, когда шум источника теплового происхождения. Однако иногда формулу применяют и в других случаях, например для нахождения «шумовой температуры антенны», когда антенна вообразимает мешающие излучения. Получаемое в этом случае по формуле (20-32) значение температуры условно называют эквивалентной шумовой температурой, не вдаваясь в характер и происхождение мешающего излучения. В этом смысле определяют, например, шумовую температуру космического и солнечного излучения.

## Флуктуации электронного потока при насыщении и в области начального тока

### 20-6. ДРОБОВОЙ ЭФФЕКТ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП В РЕЖИМЕ НАСЫЩЕНИЯ

Вследствие конечной величины элементарного заряда любой электронный поток в вакууме образуется большим количеством импульсов тока. В режиме насыщения тока термо- или фотокаатода, когда отсутствуют пространственные заряды, выход каждого отдельного электрона и переход его к аноду полностью не зависят от остальных носителей зарядов; при этом никакой корреляции нет. Статистические флуктуации вылета электронов образуют накладывающийся на постоянную составляющую флуктуационный (шумовой) ток («дробовой эффект»). В общем случае, при произвольном угле пролета  $\Theta$  электронов (§ 13-1) энергетическая спектральная плотность дробового эффекта насыщенного диода равна [Л. 34]:

$$\sigma^2 = \frac{\bar{i}_{ш}^2}{\Delta f} = 2ei_{нас0} |Y_6(\Theta)|^2 + 4kT_k G, \quad (20-33)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $i_{нас0}$  — постоянная составляющая тока насыщения;  $Y_6(\Theta)$  — коэффициент, учитывающий влияние конечного значения угла пролета при предположении исчезающе малой начальной скорости вылета электрона (§ 13-7). Для плоскопараллельных диодов

$$|Y_6(\Theta)|^2 = \frac{4(\Theta)^2 + 8(1 - \cos \Theta - \Theta \sin \Theta)}{\Theta^4}. \quad (20-34)$$

Значения  $Y_6(\Theta)$  показаны на рис. 13-22.  $G$  — активная проводимость, возникающая вследствие максвелловского распределения скоростей электронов и для плоскопараллельных диодов определяемая выражением [Л. 34]

$$G = \frac{ei_{нас0}}{k\Gamma_k \omega^2 d^2} \int_0^{\infty} (2 - 2 \cos \omega \tau_0 - \omega \tau_0 \sin \omega \tau_0) \times \exp\left(-\frac{m v_0^2}{2k\Gamma_k}\right) v_0 dv_0. \quad (20-35)$$

Здесь  $\tau_0$  — статистическое время пролета, определяемое начальной скоростью вылета  $v_0$ . При анодном напряжении  $u_a$  и расстоянии между электродами  $d$  величину  $\tau_0$  можно найти из формулы

$$d = v_0 \tau_0 + \frac{e}{m} \cdot \frac{u_a}{d} \cdot \frac{\tau_0^2}{2}.$$

Компоненты шумового тока в формуле (20-33) не коррелированы. Первая составляющая определяет ток, который получался бы, если бы все электроны вылетели с нулевой начальной скоростью. Вторая составляющая

появляется вследствие того, что начальные скорости электронов распределены по закону Максвелла. При больших анодных напряжениях  $eu_a \gg kT_k$  вторая составляющая получается значительно меньше первой. Графоаналитический метод расчета  $|Y_6|^2$  для цилиндрических диодов приведен в [Л. 39, 30]. Результаты измерений на высоких частотах приведены в [Л. 31 и 38].

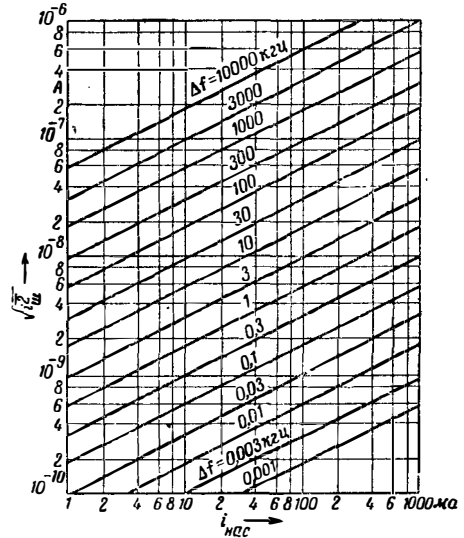


Рис. 20-5. Шумовой ток насыщенного диода при пренебрежимом малом угле пролета;  $i_{нас}$  — ток насыщения.

При  $\omega \tau_0 \rightarrow 0$  получается  $G \rightarrow 0$  и  $|Y_6(\Theta)| \rightarrow 1$ . Формула (20-33) переходит при этом в формулу Шоттки:

$$\bar{i}_{ш}^2 = 2ei_{нас0} \Delta f;$$

$$\sqrt{\bar{i}_{ш}^2} [a] = 5,64 \cdot 10^{-10} (i_{нас0} [a])^{\frac{1}{2}} (\Delta f [Гц])^{\frac{1}{2}}. \quad (20-36)$$

Формула Шоттки при указанных условиях пригодна для насыщенных диодов с любой конструкцией электродов (рис. 20-5) [Л. 11, 20, 24—38].

### 20-7. ФЛУКТУАЦИИ НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАМПЫ

На начальном участке характеристики диод ведет себя в отношении флуктуаций подобно проводимости, находящейся при температуре катода  $T_k$ , активная составляющая которой равна активной проводимости электронного тока  $G$  [Л. 28]. Это всегда верно и физически понятно, если начальный ток  $i_{a0}$  значительно меньше тока насыщения  $i_{нас0}$ . Действительно, при начальном участке характери-

стики лампы электроны, как и в сопротивлении, находятся в тепловом равновесии: практически одинаковое количество электронов движется в противоположных направлениях. Поэтому энергетическая спектральная плотность флуктуаций на начальном участке

$$\sigma^2 = \frac{\overline{i_w^2}}{\Delta f} = 4kT_K G. \quad (20-37)$$

Для плоскопараллельных диодов с конечным временем пролета электронов [Л. 33—35]

$$G = \frac{4i_{нас0}e}{kT_K \omega^2 d^2} \int_0^\infty (\sin \Theta - \Theta \cos \Theta) \times \\ \times \sin \Theta \exp\left(-\frac{mv_0^2}{2kT_K}\right) v_0 dv_0. \quad (20-38)$$

Здесь  $d$  — расстояние между электродами; предполагается максвелловское распределение тепловых скоростей электронов  $v_0$ , а

$$\Theta = -\frac{v_0 \omega d}{e} = f(v_0) \quad (20-39)$$

при  $u_a < 0$  (кривые для  $G$  — см. [Л. 35]) При  $\Theta \rightarrow 0$

$$G = \frac{ei_{a0}}{kT_K}. \quad (20-40)$$

## 20-8. ФЛУКТУАЦИИ ТОКА ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ

В режиме насыщения тока вторичноэлектронной эмиссии прежде всего надо учитывать усиление первичной флуктуации в  $\bar{\delta}$  раз, где  $\bar{\delta}$  — среднее значение коэффициента вторичной эмиссии. Это означает, что усиливается постоянная составляющая тока и, кроме того, усиливаются в  $\bar{\delta}$  раз величины зарядов, вылетающих из вторичного эмиттера. В режиме насыщения первичного и вторичного тока можно пользоваться формулой (20-36), но при этом надо умно-

жить на  $\bar{\delta}$  как  $i_{нас0}$ , так и  $e$ . При  $i_{втор0} = \bar{\delta} i_{перв0}$  это дает:

$$\overline{i_{втор}^2} = 2(\bar{\delta}e)(\bar{\delta}i_{перв0})\Delta f = 2\bar{\delta}e i_{втор0} \Delta f. \quad (20-41)$$

Таким образом,  $\overline{i_{втор0}^2}$  пропорционален  $\bar{\delta}^2 i_{перв0}$  или пропорционален  $\bar{\delta} i_{втор0}$ .

Эта формула была бы точна в том случае, если бы каждый первичный электрон выбивал одно и то же число  $\bar{\delta}$  вторичных электронов. Но среднее значение  $\bar{\delta}$  числа  $\delta$  не целое число. Поэтому  $\bar{\delta}$  должно флуктуировать, принимая целочисленные значения 1, 2, 3, ... и т. д. Вследствие этого возникает добавочная составляющая флуктуации [Л. 40—42, 44, 45]. Вместо формулы (20—41) для режима насыщения первичного тока получается:

$$\overline{i_{втор}^2} = 2\bar{\delta}^2 e i_{перв0} \Delta f, \quad (20-42)$$

что больше, чем по формуле (20-41), так как  $\bar{\delta}^2 > \bar{\delta}$ .

Если в общем случае средний квадрат флуктуаций первичного тока равен  $\overline{i_{перв}^2}$ , то средний квадрат флуктуаций вторичного тока в режиме насыщения

$$\overline{i_{втор}^2} = \bar{\delta}^2 \overline{i_{перв}^2} + 2ei_{перв0}(\bar{\delta}^2 - \bar{\delta}) \Delta f. \quad (20-43)$$

Первый член показывает умножение флуктуационного тока в соответствии со средним значением коэффициента вторичной эмиссии. Второй член соответствует дополнительному шумовому току, возникающему вследствие флуктуации  $\delta$  около его среднего значения  $\bar{\delta}$ . В принципе, таким образом, флуктуационный ток в режиме насыщения может быть больше первичного флуктуационного тока.

Взамен формулы (20-43) часто пользуются экспериментальным соотношением

$$\overline{i_{втор}^2} = \alpha \bar{\delta}^2 \overline{i_{перв}^2}, \quad (20-44)$$

где множитель  $\alpha$  ( $\alpha > 1$ ) отражает влияние флуктуации  $\delta$  и может быть легко измерен. Измерения с однокаскадным множителем [Л. 40, 41, 43, 45] показали, что для напряжений 200—600 в значения  $\alpha$  лежат в пределах от 1,3 до 2,3 в зависимости от материала вторичного эмиттера и напряжения на нем. Для многокаскадных фотозлектронных умножителей  $\alpha = 2,2 \div 3,4$  [Л. 46].

## Флуктуации при ограничении тока пространственным зарядом

### 20-9. ДЕПРЕССИЯ ДРОБОВОГО ЭФФЕКТА В ЛАМПАХ С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ

Если электронный ток, создаваемый накаливаемым катодом, ограничен пространственным зарядом, то импульсы тока, создаваемые отдельными электронами, уже нельзя считать взаимно независимыми. Ток эмиссии, конечно, содержит флуктуационную составляющую полного дробового эффекта [формула (20-36)

и рис. 20-5], но пространственный заряд создает корреляцию между элементарными импульсами. Вследствие этого флуктуации уменьшаются.

Физическое объяснение дается с помощью графика рис. 20-6. Здесь показано изменение потенциала в промежутке катод — анод диода при наличии пространственного заряда. Минимум потенциала (потенциальный барьер)  $P$ , находящийся вблизи катода, увеличивается ( $-u_{мин}$  растет) при выходе избыточ-

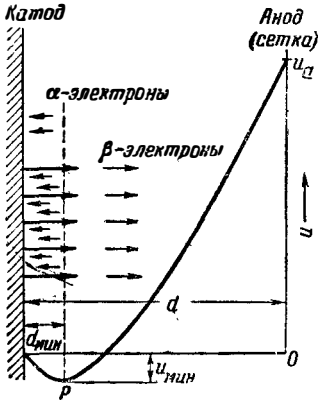


Рис. 20-6. К определению депрессии дробового эффекта пространственным зарядом.

ных электронов; этот минимум уменьшается ( $-u_{мин}$  падает) при снижении тока эмиссии. Всякая флуктуация тока эмиссии вызывает такое изменение  $u_{мин}$ , а следовательно, и закона изменения потенциала в диоде, что изменяется в противоположном направлении общее число всех остальных электронов, пролетающих область минимума потенциала. Этот процесс аналогичен отрицательной обратной связи, вследствие чего шум в анодной цепи ослабляется.

Для тех случаев, когда ток насыщения в 10—20 раз превышает анодный ток, теория [Л. 47—50, 52, 190] дает простые выражения для флуктуаций тока лампы, ограниченного пространственным зарядом. В обычных условиях работы ламп с оксидным катодом указанное условие выполняется.

Установлено, что при пренебрежимо малых углах пролета электронов диод с пространственным зарядом в отношении флуктуаций эквивалентен активной проводимости, численно равной крутизне диода  $S = \frac{di_a}{du_a}$  и имеющей температуру

$$T = 3 \left( 1 - \frac{\pi}{4} \right) T_k = 0,64 T_k, \quad (20-45)$$

где  $T_k$  — температура катода. Пользуясь этим положением и формулой Найквиста [формулы (20-16) и (20-17б)], можно найти шумовой ток диода с пространственным зарядом:

$$\overline{i_{ш}^2} = 4k \cdot 0,64 T_k S \Delta f; \quad (20-46)$$

$$\begin{aligned} \sqrt{\overline{i_{ш}^2} [a]} &= 10^{-10} \sqrt{\frac{T_k}{T_0}} \times \\ &\times \sqrt{\left( S \left[ \frac{a}{\theta} \right] \right) (\Delta f [z\mu])}. \end{aligned} \quad (20-47)$$

В области минимума потенциала такого диода при силе постоянного тока  $i_{a0}$  имеется флуктуационная составляющая скорости

$$\overline{(v - \bar{v})^2} = \overline{v_{ш}^2} = (4 - \pi) \frac{e}{m} \cdot \frac{k T_k}{i_{a0}} \Delta f, \quad (20-48)$$

накладывающаяся на среднюю скорость

$$\begin{aligned} \bar{v} &= \sqrt{\frac{\pi}{4}} \sqrt{\frac{2k T_k}{m}} = \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{4}} \sqrt{\frac{2e u_T}{m}}, \end{aligned} \quad (20-49)$$

где  $u_T$  — тепловая энергия электрона в вольтах.

Принято сравнивать  $\overline{i_{ш}^2}$  с шумовым током насыщенного диода при помощи коэффициента депрессии  $\Gamma_k^2$ , составляя выражение

$$\overline{i_{ш}^2} = \Gamma_k^2 \cdot 2e i_{k0} \Delta f, \quad (20-50)$$

где  $i_{k0}$  — постоянная составляющая катодного тока. Пользуясь формулами (20-46) и (20-50), находим:

$$\Gamma_k^2 = \frac{4 \cdot 0,64 k T_k S \Delta f}{2e i_{k0} \Delta f}$$

Учитывая равенство  $\frac{S}{i_{k0}} = \frac{3}{2u_a}$  (следующее из закона степени  $3/2$  для начальной области характеристики) и вводя среднюю работу выхода электронов по формуле  $e u_T = k T_k$ , можно преобразовать предыдущее выражение в вид

$$\begin{aligned} \Gamma_k^2 &= 1,94 \frac{u_T}{u_a} = \\ &= 1,3 \frac{u_T S}{i_{k0}} \left( = 0,12 \frac{S \left[ \frac{a}{\theta} \right]}{i_{k0} [a]} \right); \end{aligned} \quad (20-51)$$

стоящее в скобках выражение относится к оксидным катодам при их обычной температуре.

Формулы (20-45) — (20-51) пригодны и для триодов с отрицательной управляющей сеткой, если принять, что флуктуации возникают в плоскости сетки. Однако чтобы пользоваться формулами в этом случае, надо вместо  $u_a$  подставлять действующий потенциал в плоскости сетки, а взамен  $S$  — величину  $S/\sigma'$ , где  $\sigma'$  — чувствительность управления. Величина  $\overline{i_{ш}^2}$  представляет собой в этом случае квадрат анодного шумового тока при отсутствии нагрузки в аноде (тока короткого замыкания).

Приведенные выше формулы для  $\overline{i_{ш}^2}$  и  $\Gamma_k^2$  подтверждаются опытными данными для триодов с отрицательной сеткой с весьма большой точностью (обычно несколько процентов). Для диодов к рассчитанному по этим формулам шумовому току дополняются составляющие, вызываемые полным отражением, обратной диффузией первичных электронов на катод и возникновением вторичной эмиссии с анода.

### 20-10. ФЛУКТУАЦИЯ ЗА СЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

Если на пути электронного потока в лампе, помимо анода, имеются один или несколько электродов (сеток) с положительным напря-

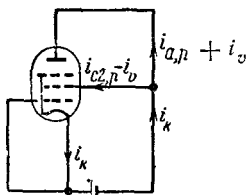


Рис. 20-7. Шумовые токи в пентоде.

жением на них относительно катода, то в такой лампе возникает шум за счет распределения электронного потока. Распределение тока между различными электродами флуктуирует. Эту флуктуацию можно рассчитать в случае, когда электронный поток пересекает несколько витков положительно заряженного электрода, находящегося на пути конического электронного пучка, выходящего из одной точки и при отсутствии вторичной эмиссии с этого электрода. Подобные условия выполняются, например, в пентоде.

Возникающие вследствие распределения тока между двумя электродами шумовые токи  $i_v$  по условиям непрерывности тока должны быть на этих электродах равными, но различными по знаку. В экранированной лампе появляющиеся в цепях экранирующей сетки и анода шумовые токи, вызванные распределением, равны, но противоположны по направлению; они коррелированы (рис. 20-7, важные знаки). Шумовые токи указанных электродов  $i_{a,п}$  и  $i_{c2,п}$ , вызванные флуктуацией катодного тока  $i_k$ , пропорциональны соответствующим постоянным токам. Пользуясь обозначениями рис. 20-7, имеем:

$$i_a = i_{a,п} + i_v = i_k \frac{i_{a0}}{i_{k0}} + i_v; \quad (20-52)$$

$$i_{c2} = i_{c2,п} - i_v = i_k \frac{i_{c20}}{i_{k0}} - i_v, \quad (20-53)$$

где  $i_{a0}$  — постоянный ток анода;  $i_{c20}$  — ток экранирующей сетки;  $i_{k0} = i_{a0} + i_{c20}$  — постоянный ток катода. Вследствие корреляции между  $+i_v$  и  $-i_v$

$$i_k = i_{a,п} + i_{c2,п}. \quad (20-54)$$

Между  $i_{a,п}$  и  $i_v$ , а также, соответственно, между  $i_{c2,п}$  и  $i_v$  корреляция отсутствует. Поэтому измерение токов в цепях дает:

$$\overline{i_a^2} = \overline{i_k^2} \left( \frac{i_{a0}}{i_{k0}} \right)^2 + \overline{i_v^2}; \quad (20-55)$$

$$\overline{i_{c2}^2} = \overline{i_k^2} \left( \frac{i_{c20}}{i_{k0}} \right)^2 + \overline{i_v^2}. \quad (20-56)$$

При указанных выше предположениях [Л. 20, 52, 54, 190]

$$\overline{i_v^2} = 2e \frac{i_{a0} i_{c20}}{i_{k0}} \Delta f. \quad (20-57)$$

Подставляя уравнения (20-50) и (20-57) в уравнения (20-55) и (20-56) находим:

$$\overline{i_n^2} = 2ei_{n0} \left( \frac{i_{n0}}{i_{k0}} \Gamma_n^2 + 1 - \frac{i_{n0}}{i_{k0}} \right) \Delta f = \Gamma_n^2 \cdot 2ei_{n0} \Delta f, \quad (20-58)$$

где вместо  $n$  можно по выбору подставлять индекс  $a$  или  $c2$ . Если  $\Gamma_n^2 \ll 1$  и  $i_{n0}/i_{k0} < 1$ , то всегда  $\Gamma_n^2 < 1$ ; шумовой ток каждого электрода, следовательно, всегда меньше дробового эффекта при отсутствии депрессии. При  $i_{n0}/i_{k0} \rightarrow 0$  получается  $\Gamma_n^2 \rightarrow 1$ .

При  $\Gamma_n^2 \ll 1$

$$\Gamma_n^2 \approx 1 - \frac{i_{n0}}{i_{k0}} = \frac{i_{k0} - i_{n0}}{i_{k0}}.$$

При  $i_{k0} - i_{n0} \ll \Gamma_n^2 i_{n0}$  шум, вносимый распределением, ничтожно мал по сравнению с шумом общего тока электрода, равного  $i_0 = i_{k0} - i_{n0}$ . Применительно к пентоде это означает следующее: до флуктуаций за счет распределения в общих флуктуациях тока анода  $i_a$  при заданном распределении токов  $i_{c20}/i_{k0}$  тем относительно больше, чем меньше  $\Gamma_n^2$ . Подстановка  $\Gamma_n^2$  из уравнения (20-51) в уравнение (20-58) при  $n = a$  дает:

$$\overline{i_a^2} = \Gamma_a^2 \cdot 2ei_{a0} \Delta f;$$

$$\Gamma_a^2 = 1,3 \frac{u_T}{i_{k0}} \cdot \frac{S_a}{\sigma'} \cdot \frac{i_{a0}}{i_{k0}} + \frac{i_{c20}}{i_{k0}}$$

$$\left( = 0,12 \frac{S_a \left[ \frac{a}{\theta} \right]}{\sigma' i_{k0} [a]} + \frac{i_{c20}}{i_{k0}} \right), \quad (20-59)$$

где  $S_a$  — крутизна анодного тока;  $\sigma'$  — чувствительность управления. Выражение в скобках пригодно для оксидных катодов при нормальной рабочей температуре [Л. 56—62].

## 20-11. ЭКВИВАЛЕНТНОЕ ШУМОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ЛАМПЫ

Понятие эквивалентного шумового сопротивления лампы вводится для сравнения различных ламп, а также для упрощения расчетов, связанных с нахождением отношения сигнал/шум и коэффициента шума линейных каскадов приемника (§ 20-15 и 20-16).

**Определение:** эквивалентным шумовым сопротивлением лампы  $R_{эв}$  называют такое активное сопротивление, имеющее температуру  $T = T_0 = 290^\circ \text{K}$ , включенное на вход лампы, которое вызывает на выходе лампы такие же флуктуации, что и сама лампа; при этом саму лампу считают бесшумной. Величина  $R_{эв}$  не зависит от нагрузки выхода лампы. На основании формулы Найкви-

ста (20-16) и (20-17 б) для лампы с управляющей сеткой

$$R_{\text{экв}} = \frac{\overline{i_a^2}}{4kT_0\Delta f S_a^2} = \frac{\Gamma_a^2 \cdot 2ei_{a0}\Delta f}{4kT_0\Delta f S_a^2};$$

$$R_{\text{экв}} [\text{ком}] = 20\Gamma_a^2 \frac{i_{a0} [\text{ма}]}{\left(S_a \left[\frac{\text{ма}}{\text{в}}\right]\right)^2}. \quad (20-60)$$

Вводя выражение для  $\Gamma_a^2$  из формулы (20-59) в формулу (20-60), находим для триодов и пентодов с оксидным катодом:

$$R_{\text{экв}} [\text{ком}] = \frac{2,5}{\sigma' S_a \left[\frac{\text{ма}}{\text{в}}\right]} \cdot \frac{i_{a0}}{i_{к0}} + \frac{20i_{a0} [\text{ма}]}{\left(S_a \left[\frac{\text{ма}}{\text{в}}\right]\right)^2} \cdot \frac{i_{с20}}{i_{ю}}. \quad (20-61)$$

Для триодов следует считать  $i_{с20} = 0$ .

Формулы (20-60) пригодны также и для электронных умножителей; при этом взамен  $i_a^2$  в формулы (20-60) следует подставлять  $i_{\text{втор}}^2$  из формулы (20-44), а под  $S_a$  следует понимать крутизну выходного электрода. Так как вторичная эмиссия повышает  $i_a^2$  в  $\delta^2$  раз, а  $S_a^2$  в  $\delta^2$  раз и, кроме того,  $\overline{\alpha^2} = \overline{\alpha\delta^2}$ , то вторичная эмиссия приводит к повышению  $R_{\text{экв}}$  в  $\alpha$  раз (практически  $\alpha = 1,2 \div 2$ ) сравнительно с тем значением  $R_{\text{экв}}$ , которым обладала бы лампа при коэффициенте вторичной эмиссии  $\delta = 1$  [Л. 43, 45].

Формулу (20-60) можно использовать и применительно к смесительным лампам, подставляя взамен  $S_a$  крутизну преобразования  $S_{\text{пр}}$ . Как для односеточных, так и для двухсеточных смесительных ламп точное вычисление  $R_{\text{экв}}$  невозможно. Для двухсеточных смесителей (гексод, гептод, пентагрид, конвер-

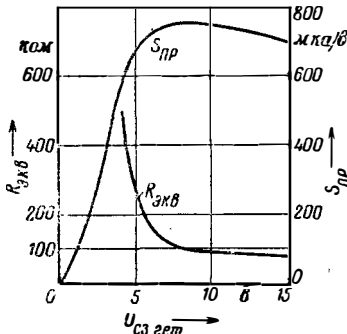


Рис. 20-8. Типичные зависимости эквивалентного шумового сопротивления  $R_{\text{экв}}$  и крутизны преобразования  $S_{\text{пр}}$  смесительного гексода и гептода от амплитуды напряжения гетеродина на второй управляющей сетке.

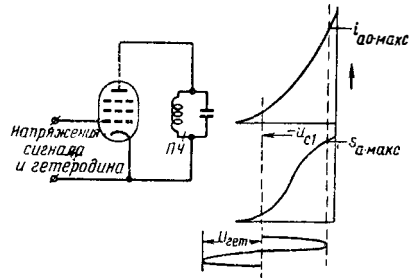


Рис. 20-9. К определению эквивалентного шумового сопротивления односеточного преобразователя частоты. а — принципиальная схема; б — управление анодным током и крутизной [см. формулу (20-63)].

тор, октод) полагают  $\Gamma_a^2 = 0,4 \div 0,6$  и получают

$$R_{\text{экв}} [\text{ком}] = a \frac{i_{a0} [\text{ма}]}{\left(S_{\text{пр}} \left[\frac{\text{ма}}{\text{в}}\right]\right)^2}. \quad (20-62)$$

где  $a = 8 \div 12$ . У современных гексодов и гептодов в оптимальном режиме  $i_{a0} \approx 3,5 \text{ ма}$ ,  $S_{\text{пр}} \approx 0,7 \text{ ма/в}$  и, следовательно,  $R_{\text{экв}} \approx 70 \text{ ком}$  (рис. 20-8).

Триоды и пентоды в схеме односеточного преобразования с введением напряжения гетеродина в цепь сетки или в цепь катода обладают значительно меньшими эквивалентными шумовыми сопротивлениями, чем двухсеточные смесительные лампы. Для подобных ламп с оксидным катодом приближенно справедливо выражение [Л. 59, 60]

$$R_{\text{экв}} [\text{ком}] \approx \frac{13}{S_{a, \text{макс}} \left[\frac{\text{ма}}{\text{в}}\right]} \cdot \frac{i_{a0}}{i_{к0}} + 80 \frac{i_{a0, \text{макс}} [\text{ма}]}{\left(S_{a, \text{макс}} \left[\frac{\text{ма}}{\text{в}}\right]\right)^2} \cdot \frac{i_{с20}}{i_{к0}}. \quad (20-63)$$

Для триодов следует брать  $i_{с20} = 0$ ;  $S_{a, \text{макс}}$  и  $i_{a0, \text{макс}}$  — максимальные значения статической крутизны и анодного тока, получаемые при подаче напряжения гетеродина (рис. 20-9).

Формула (20-63) не учитывает влияния сопротивления утечки сетки на эквивалентное шумовое сопротивление. При малом значении сопротивления утечки  $R_{\text{экв}}$  повышается за счет большого сеточного тока (шум распределения токов) [Л. 20, 51, 52, 58, 62].

## 20-12. ФЛУКТУАЦИИ В ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМПАХ ПРИ КОНЕЧНОМ ЗНАЧЕНИИ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Современные знания процесса флуктуаций в электронных лампах с пространственным зарядом при конечном значении пролетных углов не позволяют точно вычислять уровни флуктуаций. Еще имеются большие неясности в вопросах уровня отдельных флуктуирующих величин (ток, скорость, пространственный заряд) как в отношении корреляции меж-

ду этими величинами, так и в оценке флуктуационных токов различных электродов. Имеются различные теоретические формулы; однако в большинстве случаев неясно, насколько верны сделанные при их выводе предположения и до каких частот или пролетных углов пригодны эти формулы на практике. Результаты различных исследований часто взаимно противоречивы. Трудность точного решения заключается прежде всего в том, что надо учитывать максвелловское распределение скоростей электронов при определении влияния пространственного заряда на шумовой ток. В теоретических исследованиях поток электронов с распределением скоростей обычно заменяется потоком с постоянной скоростью. Неясно, насколько это обоснованно; неясно также, какую постоянную начальную скорость электронов у катода надо брать.

По указанным причинам пользоваться приведенными ниже теоретическими соотношениями надо с осторожностью, так как в большинстве случаев отсутствуют экспериментальные исследования, которыми были бы проверены эти формулы.

Как обычно, при рассмотрении эффекта времени пролета электронов следует различать составляющие токи (в нашем случае — составляющие шумового тока): суммарный ток  $i$ , ток смещения  $i_{\text{смещ}}$ , наведенный ток  $i_{\text{навед}}$  и конвекционный ток (ток проводимости)  $i_{\text{конв}}$  (§ 13-6).

Во внешней цепи диода можно измерить наведенный ток. Этот ток, так же как и наведенный сеточный ток в лампах с управляющей сеткой, зависит в первую очередь от электронов, пролетающих через потенциальный барьер и достигающих анода или плоскости сетки ( $\beta$ -электроны). Помимо этого, в образовании указанного тока участвуют электроны, которые возвращаются к катоду от потенциального барьера ( $\alpha$ -электроны, рис. 20-6). Сказанное относится также и к шумовой составляющей наведенного тока  $i_{\text{навед}}$ . То обстоятельство, что электроны, не являющиеся частью анодного конвекционного тока, вызывают флуктуации, отражается в именовании этих флуктуаций эмиссионным шумом [Л. 70—74].

С этими двумя компонентами шума тесно связано возникновение электронной (активной) проводимости на входе лампы с управляющей сеткой при отрицательном смещении на этой сетке. С шумовым током  $i_{\alpha}$ , определяемым  $\alpha$ -электронами, связана проводимость  $Y_{\alpha}$ . Между  $i_{\alpha}$  и  $Y_{\alpha}$ , так же как и между  $i_{\beta}$  и  $Y_{\beta}$ , имеется связь, по поводу которой можно высказать определенные теоретические соображения.

В соответствии с формулой (20-48) в области потенциального барьера лампы с пространственным зарядом возникает флуктуация скорости электронов  $v_k$ . Это соответствует модуляции электронов по скорости. При конечном значении пролетных углов такая модуляция электронного потока по скорости преобразовывается в модуляцию по плотности (фазовая фокусировка). Аналогично начальная модуляция по плотности  $i_k$  на входе электронного

потока при конечном значении пролетных углов преобразовывается в модуляцию потока по скорости. Если  $i_{\text{конв}}$  и  $v$  — зависящие от пройденного пути  $z$  флуктуационные компоненты конвекционного тока и скорости, то в общем случае  $i_{\text{конв}} = f_1(i_{\text{конв},k}, v_k, z)$  и  $v = f_2(i_{\text{конв},k}, v_k, z)$ . Аналогичные зависимости справедливы для флуктуационных составляющих наведенного тока.

### 20-13. ФЛУКТУАЦИИ В ЛАМПАХ С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ ПРИ МАЛЫХ ПРОЛЕТНЫХ УГЛАХ

В основу элементарной теории флуктуационных явлений в лампах, учитывающей время пробега электронов, кладутся следующие предположения: электронный поток с максвелловским распределением скоростей электронов заменяется потоком с единой начальной скоростью  $v$  в области потенциального барьера [формула (20—49)] и не зависящими от частоты флуктуациями скорости, определяемыми формулой (20-48). Эмиссионный шум не учитывается. Базирующийся на этих предположениях расчет приводит к выводу, что флуктуационные токи, движущиеся к сетке и аноду триода, полностью коррелированы. К аноду диода или к сетке триода с отрицательным смещением течет наведенный ток

$$I_{\text{с.навед}} = I_{\text{ш}} \frac{\Phi_3(\beta_1)}{\Phi_6(\beta_1)}. \quad (20-64)$$

Между сеткой и анодом протекает наведенный ток

$$I_{\text{а.навед}} = I_{\text{ш}} \left\{ \frac{\beta_1}{3} \exp(-\beta_1) + \frac{[\Phi_3(\beta_1)]^2}{\Phi_6(\beta_1)} \right\} \Phi_3(\beta_2). \quad (20-65)$$

Здесь  $I_{\text{ш}}$  определяется формулой (20-46);  $\theta_1 = -j\beta_1$  и  $\theta_2 = -j\beta_2$  — пролетные углы между потенциальным барьером и сеткой и между сеткой и анодом соответственно;  $\Phi_3$  и  $\Phi_6$  являются функциями пролетных углов:

$$\Phi_3 = \frac{2}{\beta_2} [1 - \exp(-\beta) - \beta \exp(-\beta)];$$

$$\Phi_6 = \frac{12}{\beta^2} \left[ \frac{\beta^3}{6} + 2 - \beta - 2 \exp(-\beta) - \beta \exp(-\beta) \right].$$

Шумовой электронный ток на входе схемы с заземленной сеткой равен  $I_{\text{с.навед}}$  (рис. 20-10, а), а в схеме с заземленным катодом (рис. 20-10, б) он равен  $I_{\text{с.навед}} - I_{\text{а.навед}}$ .

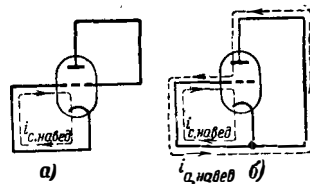


Рис. 20-10. Цепи шумовых токов триода, включенного по схеме с заземленной сеткой и с заземленным катодом.



Для малых значений  $\theta$  разложение в ряд дает:

$$I_1 = I_{с.навед} = I_{ш}; \quad (20-66)$$

$$I_2 = I_{с.навед} - I_{а.навед} = \\ = I_{ш} \cdot \frac{1}{3} j\theta_1 \left( 1 + 2 \frac{\theta_2}{\theta_1} \right) \quad (20-67)$$

[Л. 65, 66, 74, 190].

Эти токи вызываются электронами, пролетающими через плоскость сетки. Определяемая этими электронами на входе проводимость  $Y_{\beta} = G_{\beta} + jB_{\beta}$  связана с шумовым током  $i_2$  выражениями:

$$\text{действительная часть } \left( \frac{I_2}{I_a} \right) = \frac{G_{\beta}}{S_a}; \\ i_2^2 = \overline{i_{ш}^2} \left( \frac{B_{\beta}}{S_a} \right)^2 \left( \frac{1 + 2 \frac{\theta_2}{\theta_1}}{\frac{1}{2} + \frac{3}{2} \frac{d_m}{d} + 2 \frac{\theta_2}{\theta_1}} \right)^2, \quad (20-68)$$

где  $S_a$  — действительная составляющая крутизны анодного тока; значения  $d_m$  и  $d$  видны из рис. 20-6. Уравнение (20-68) соответствует выражению для шумовой температуры проводимости  $G_{\beta}$ :

$$T_{\beta} \approx 1,43 T_k \frac{\left( 1 + 2 \frac{\theta_2}{\theta_1} \right)^2}{1 + \frac{44}{9} \frac{\theta_2}{\theta_1} + 5 \left( \frac{\theta_2}{\theta_1} \right)^2}. \quad (20-69)$$

Такое выражение для шумовой температуры входной проводимости легко может привести к ошибочным заключениям, так как им не учитывается корреляция между сеточным и анодным шумовыми токами.

На вычисленный таким образом шумовой ток, вызванный  $\beta$ -электронами, налагается шумовой ток, создаваемый  $\alpha$ -электронами, которые возвращаются к катоду потенциальным барьером. Надежное вычисление этой составляющей в настоящее время еще невозможно. Можно лишь утверждать, что появляющаяся в результате этого тока активная проводимость  $Y_{\alpha}$  диода и соответственно, входная проводимость триода обладают шумовой температурой, близкой к температуре катода [Л. 190]. В соответствии с механизмом эмиссионного шума его роль в образовании полного анодного шума и, следовательно, сеточного шума триода тем больше, чем потенциальный барьер ближе к аноду диода или, соответственно, к сетке триода, т. е. чем меньше расстояние между катодом и ближайшим к нему электродом.

Опыт показывает, что при малых пролетных углах ( $\leq \frac{\pi}{2}$ ) шумовые токи близки к величинам, даваемым формулами (20-64) — (20-68). Однако корреляция между сеточными и анодными шумовыми токами, диктуемая этими соотношениями, обнаруживается уже при весьма малых пролетных углах только для

определенной части этих токов. Выполненные до настоящего времени на дециметровых и сантиметровых волнах измерения не дали возможности проверить теорию. Далеко не ясен в количественном отношении процесс образования эмиссионного шума. Наблюдается значительное возрастание сеточного шума в триодах при уменьшении расстояния катод — сетка, что, по-видимому, объясняется возрастанием эмиссионного шума вследствие приближения потенциального барьера к сетке [Л. 65—75, 112, 190, 193, 195].

## 20-14. ФЛУКТУАЦИИ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

Возникающие на катоде электронно-лучевого прибора флуктуации вызывают в самом пучке бегущие волны пространственного заряда. Интерференция этих бегущих волн приводит к стоячим волнам шумового тока, узлы и пучности которых взаимно отстоят на  $1/4$  длины волн электронной плазмы (рис. 20-11):

$$\Lambda = 2\pi \frac{\bar{v}}{\omega_{пл}},$$

где  $\bar{v} = \sqrt{2eu_0/m}$  и  $\omega_{пл}$  — плазменная частота электронного пучка (§ 13-10). В узлах шумовой ток имеет конечное значение  $i_{мин}$ .

Количественная оценка этого явления, установленного экспериментально, до настоящего времени возможна только при условии принятия некоторых гипотез. Положим, что при ограничении тока пространственным зарядом около катода имеется флуктуация скоростей со средним квадратичным значением

$$\overline{v_k^2} = (4 - \pi) \frac{e}{i_0} \cdot \frac{kT_k}{m} \Delta f, \quad (20-70)$$

а также полностью некоррелированная флуктуация конвекционного тока, равная дробовому эффекту тока в режиме насыщения,

$$\overline{i_{ш}^2} = 2 e i_0 \Delta f. \quad (20-71)$$

В этих формулах:  $i_0$  — постоянный ток;  $T_k$  — температура катода. Если пучок находится в электрическом поле с постоянным напряжением  $u_0$  относительно катода и сила тока в пучке постоянна, то при сделанных выше

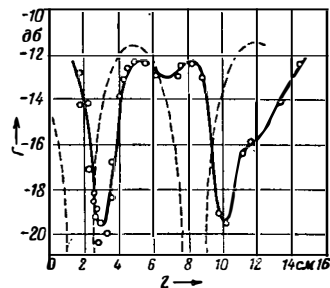


Рис. 20-11. Коэффициент депрессии флуктуаций в электронном пучке. — измерено; - - - вычислено.

предположениях для произведения средних квадратов флуктуаций в пучностях волн пространственного заряда  $i_{\text{макс}}^2$  и в узлах —  $i_{\text{мин}}^2$  получается:

$$\sqrt{\frac{i_{\text{макс}}^2}{i_{\text{мин}}^2}} = \alpha e i_0 \frac{\omega}{\omega_{\text{пл}}} \cdot \frac{kT_k}{eU_0} \Delta f; \quad (20-72)$$

здесь  $\omega$  — угловая частота, при которой производится измерение  $i^2$ , а коэффициент  $\alpha = 0,8-1$ . Выражение (20-72) не изменяется, если между областями, соответствующими различным потенциалам  $u_0$  относительно катода, имеются

плавные или скачкообразные изменения этих потенциалов.

Флуктуации скорости также имеют узлы и пучности, сдвинутые относительно флуктуаций тока на  $\lambda/4$ . При тех же предположениях

$$\begin{aligned} \sqrt{v_{\text{макс}}^2 v_{\text{мин}}^2} &\approx v_k^2 \frac{2\alpha}{4} \frac{\omega_{\text{пл}}}{\omega} = \\ &= v_k^2 \cdot 2,33 \alpha \frac{\omega_{\text{пл}}}{\omega}. \end{aligned} \quad (20-73)$$

Результаты измерений удовлетворительно подтверждают формулу (20-72). Объяснение, однако, возможно также с помощью других предположений [Л. 77—89, 190, 192—203].

## Коэффициент шума и предельная чувствительность

### 20-15. КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА ПРИЕМНИКОВ И УСИЛИТЕЛЕЙ (ОПРЕДЕЛЕНИЯ)

Понятие «коэффициент шума» линейных четырехполосников [Л. 20, 90—98], в частности линейных каскадов приемников и усилителей, было введено для того, чтобы оценивать мощность сигнала, подаваемого на вход четырехполосника, которая необходима для получения заданного отношения сигнал/шум на его выходе. Отношение сигнал/шум может быть выражено при помощи отношений токов, напряжений, мощностей или энергий.

Коэффициент шума имеет большое число равноценных определений, из которых здесь даются наиболее важные. При этом во всех случаях считается, что внутреннее сопротивление генератора на входе четырехполосника имеет шумовую температуру  $T = T_0 = 290^\circ \text{K}$  (§ 20-5).

а) Коэффициент шума  $F$  четырехполосника равен отношению мощности шума на его выходе, приходящейся на 1  $\text{гц}$  полосы пропускания, к  $K_p kT_0$  ( $K_p$  — коэффициент усиления по мощности,  $1kT_0 = 4 \cdot 10^{-21}$   $\text{вт/гц}$ ).

б) Коэффициент шума  $F$  равен отношению выходной мощности четырехполосника к той мощности, которую он отдавал бы только за счет усиления шума на входе, т. е. при отсутствии внутренних источников шума в четырехполоснике.

в) Коэффициент шума  $F$  равен отношению наибольшей отдаваемой генератором мощности сигнала к величине  $kT_0 B$  при условии, что на выходе отношение сигнал/шум равно единице ( $B$  — полоса пропускания).

г) Коэффициент шума  $F$  равен частному от деления шумовой энергии, отнесенной ко входу, на  $kT_0 = 4 \cdot 10^{-21}$   $\text{вт} \cdot \text{сек}$ .

$F$  — безразмерное число, которое можно также выразить в децибелах,

$$F [\text{дб}] = 10 \lg F.$$

Взамен  $F$  часто применяется понятие „избыточный коэффициент шума“:

$$F_{\text{изб}} = F - 1.$$

Если соединить последовательно несколько четырехполосников, обладающих, соответ-

ственно, коэффициентами шума  $F_1, F_2$  и т. д., то коэффициент шума усилителя в целом

$$F_{\text{общ}} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{K_{p1}} + \frac{F_3 - 1}{K_{p1} K_{p2}} + \dots, \quad (20-74)$$

где  $K_{p1}, K_{p2}, \dots$  — коэффициенты усиления по мощности.

При последовательном соединении  $m$  одинаковых четырехполосников коэффициент шума всего соединения равен:

$$\begin{aligned} F_{\text{изб.общ}} &= F_{\text{изб}} \frac{1 - \left(\frac{1}{K_p}\right)^m}{1 - \frac{1}{K_p}} \\ &\left( \rightarrow \frac{F_{\text{изб}}}{1 - \frac{1}{K_p}} \text{ при } m \rightarrow \infty \text{ и } K_p > 1 \right), \end{aligned} \quad (20-75)$$

где  $F_{\text{изб}} = F - 1$  — избыточный коэффициент шума каждого из четырехполосников.

В общем случае коэффициент шума зависит от связи генератора с четырехполосником, от входного сопротивления четырехполосника и от его внутренних источников шума. Коэффициент шума обычно мало изменяется в пределах полосы пропускания; поэтому в большинстве случаев определяют только его значение для узкой полосы частот, вблизи середины полосы пропускания.  $F$  имеет оптимальное (максимальное) значение при определенной связи генератора с четырехполосником, соответствующей некоторому рассогласованию.

### 20-16. КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА ЛИНЕЙНЫХ АКТИВНЫХ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ

Коэффициент шума линейных активных четырехполосников (лампы с управляющей сеткой и полупроводниковые триоды при слабых сигналах) можно определить пользуясь эквивалентными схемами рис. 20-12. Каждая из этих эквивалентных схем содержит: или две шумовые э. д. с. холостого хода  $u_{\text{ш. х. х}}$ , или два шумовых тока короткого замыкания  $i_{\text{ш. к. з}}$ , или же одно шумовое напряжение холостого хода и один шумовой ток короткого

замыкания. Для определения коэффициента шума схемы необходимо знать средний квадрат флуктуаций обих генераторов, а также комплексный коэффициент корреляции  $\gamma = r + js$  между ними (§ 20-1) [Л. 187, 189, 191]. Все эквивалентные схемы равноценны и отличаются одна от другой только значениями  $u_{ш}$ ,  $i_{ш}$  и  $\gamma$ .

Приводимые ниже соотношения даются применительно к схеме 20-76, б, часто употребляемой на практике (более рациональная эквивалентная схема и ее исследование — см. [Л. 189]). Для нее:

эквивалентное шумовое сопротивление цепи сетки

$$R_{эКВ} = \frac{\overline{u_{ш}^2}}{4kT_0 \Delta f};$$

эквивалентная шумовая проводимость цепи сетки

$$G_{ш} = \frac{\overline{i_{ш}^2}}{4kT_0 \Delta f};$$

комплексный коэффициент корреляции

$$\gamma = r + js.$$

Избыточный коэффициент шума

$$F_{изб} = F - 1 = \frac{G_k + N^2}{G_i}, \quad (20-76)$$

где

$$N^2 = G_{ш} + R_{эКВ} (G^2 + B^2) + 2\sqrt{R_{эКВ} G_{ш}} (rG + sB). \quad (20-77)$$

Здесь

$$Y = G + jB = Y_{11} + Y_k + Y'_i = G_{11} + G_k + G'_i + j(B_{11} + B_k + B'_i),$$

$Y_{11}$  — входная проводимость четырехполюсника;  $Y_k$  — проводимость входного контура;  $Y'_i$  — проводимость источника сигнала, трансформированная ко входу четырехполюсника.  $N^2$ , а следовательно и  $F_{изб}$ , имеют минимумы, зависящие от активной  $G$  и реактивной  $B$  составляющих входной проводимости; минимумы имеют место при

$$G = G_{мин} = -\sqrt{\frac{G_{ш}}{R_{эКВ}}} \cdot r; \quad (20-78)$$

$$B = B_{мин} = -\sqrt{\frac{G_{ш}}{R_{эКВ}}} \cdot s. \quad (20-79)$$

Минимум  $N(B)$  при  $B = B_{мин}$  получается из формулы (20-76) равным:

$$N^2 = N_{от}^2 = G_{ш} (1 - s^2) + R_{эКВ} G^2 + 2rG \sqrt{R_{эКВ} G_{ш}} \quad (20-80)$$

Если корреляция отсутствует ( $r = s = 0$ ), то минимальный коэффициент шума получается при настройке входа в резонанс ( $B = 0$ ). При

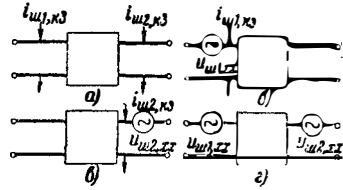


Рис. 20-12. Эквивалентные схемы шумящего активного четырехполюсника.

$s \neq 0$  коэффициент шума может быть снижен путем соответствующей расстройки входного контура ( $B \neq 0$ ).

Измерение  $R_{эКВ}$ ,  $G_{ш}$ ,  $r$ ,  $s$  производится следующим образом. Параллельно входу присоединяют генератор шумового напряжения, в котором применен насыщенный диод ( $G_i = 0$ ). Постоянную составляющую тока диода  $i_{нас0}$  устанавливают такой, чтобы мощность шума на выходе испытываемого четырехполюсника удвоилась. Измеряют  $i_{нас0}$ ,  $G_k$  и  $Y = G + jB$ . По формулам (20-76) и (20-77) находят:

$$2ei_{нас0} \Delta f = 4kT_0 \Delta f (G_k + N^2)$$

или

$$20i_{нас0} [a] = G_k + G_{ш} + R_{эКВ} (G^2 + B^2) + 2\sqrt{R_{эКВ} G_{ш}} (rG + sB) \left[ \frac{a}{\epsilon} \right]. \quad (20-81)$$

Измеряют  $i_{нас0}$  при резонансе входной цепи для трех различных значений  $G$ , регулировка которой производится изменением  $G_k$ . Это дает возможность составить три уравнения для трех неизвестных  $R_{эКВ}$ ,  $G_{ш}$  и  $r$ . Значение  $s$  находят после этого путем определения минимума  $i_{нас0} = f(B)$  при заданном значении  $G$  по формуле (20-79) или путем измерения  $i_{нас0}$  для двух значений  $B = B_0$  и  $B = -B_0$ . По разности  $\Delta i_{нас0}$  найденных значений  $i_{нас0}$  с помощью формулы (20-81) находят:

$$s = 5 \frac{\Delta i_{нас0} [a]}{\sqrt{R_{эКВ} G_{ш}} B_0 \left[ \frac{a}{\epsilon} \right]}. \quad (20-82)$$

**Коэффициент шума при пренебрежимо малом входном шумовом токе** [Л. 90—103]. При пренебрежимо малом времени пролета электронные лампы имеют нулевую активную входную проводимость. При этом  $G_{11} = 0$ ;  $G_{ш} = 0$ . Из формул (20-76) и (20-77), полагая  $G = G_k + G_i$ , находим:

$$F - 1 = \frac{G_k}{G_i} + \frac{R_{эКВ}}{G_i} [(G_k + G'_i)^2 + B^2]. \quad (20-83)$$

$F_{изб} = f(B)$  имеет минимум при  $B = 0$ . Полагая

$$x = G_k' G'_i \quad \text{и} \quad \alpha = R_{эКВ} G_k,$$

## Достижимые значения коэффициента шума приемников на современных лампах (1953 год)

Полоса пропускания приемника в целом  $\geq 6$  Мгц.  $T_{A, экв}/T_0$  — ориентировочное среднее значение относительной шумовой температуры „свободного“ пространства

Тип лампы	Схема, тип лампы	Частота, Мгц								
		100	200	300	500	1 000	2 000	3 000	4 000	10 000
Миниатюрный триод с плоской ножкой	Каскод (ECC84 — ФРГ, 6ВQ7A — США)	3	5	7						
	Заземленная сетка, усиление (6AJ4 — США)	4,5	6,5	10	16	45				
	Заземленный катод, односеточное преобразование (EC92 — ФРГ)	10								
Миниатюрный пентод	Заземленный катод, усиление (6AK5 — США, EF80 — ФРГ)	6								
Миниатюрный гексод	Двухсеточный смеситель (ECH81 — ФРГ)	около 250								
Триоды с дисковыми впамями	Заземленная сетка, усиление (2C40 — США, EC55 — Филипс)	2	3	4	5	12	50			
	Заземленная сетка, усиление (WE416 — США)	.			3	5	10	25	50	
	Заземленная сетка, односеточное преобразование (2C40 — США)					50	65	90		
Лампа с бегущей волной	Усиление							4—10		
Кристаллический смеситель	Линейное преобразование, включая шум УПЧ							10—30		
$T_{A, экв}/T_0$	(Среднее значение для „свободного пространства“)	около 10	около 1,5					< 1		

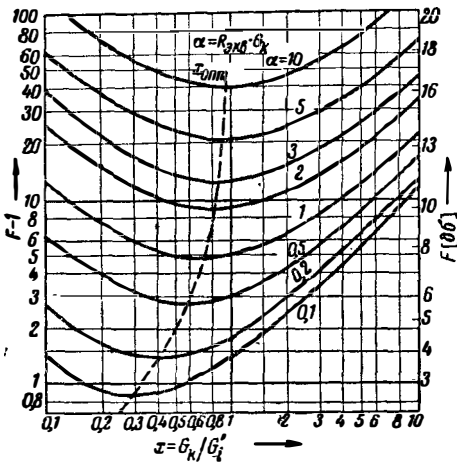


Рис. 20-13. Зависимость коэффициента шума от связи источника сигналов с лампой при пренебрежимо малом времени пролета электронов.

$$x = G_k / G_i^2; \quad \alpha = R_{\text{экв}} G_k.$$

из формулы (20-83) находим:

$$F - 1 = 2\alpha + x(x + 1) + \frac{\alpha}{x}. \quad (20-84)$$

На рис. 20-13 изображена зависимость  $F - 1 = f(x)$  при параметре  $\alpha$ . Величина  $F_{\text{изб}} = f(x)$  имеет минимум, равный

$$F_{\text{опт}} - 1 = 2(\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \alpha}) \quad (20-85)$$

при

$$x = \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha + 1}}. \quad (20-86)$$

На рис. 20-14 изображены зависимости  $F_{\text{опт}} - 1 = f(\alpha)$  и  $x_{\text{опт}} = f(\alpha)$ . В частности:

- при  $\alpha \ll 1$  получается  $x_{\text{опт}} = \sqrt{\alpha}$  и  $F_{\text{опт}} = 1 + 2\sqrt{\alpha}$ ;
- при  $\alpha \ll 1$  и  $x = 1$  (согласование)  $F_{\text{опт}} = 2 + 4\alpha \approx 2$ ;
- при  $\alpha \approx 1$  получается  $x_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{1}{2}}$

и  $F_{\text{опт}} = 3 + 2\sqrt{2} = 5,8$ ;

- при  $\alpha \approx 1$  и  $x = 1$  (согласование)  $F_{\text{опт}} = 6$ ;
- при  $\alpha \gg 1$  и  $x_{\text{опт}} = 1$  (согласование)  $F_{\text{опт}} = 2 + 4\alpha \approx 4\alpha$ .

Эти соотношения пригодны для электронных ламп при низких частотах независимо от схемы включения — заземленный катод, заземленная сетка, заземленный анод или заземленная средняя точка.

**Коэффициент шума при конечном значении шумового входного тока** [Л. 104—115, 187—191]. Для расчета коэффициента шума электронных ламп при конечном значении времени пролета электронов, а также полупроводниковых триодов, работающих в обычных условиях, необходимо знать все четыре величины:  $R_{\text{экв}}$ ,  $G_{\text{ш}}$ ,  $r$  и  $s$  [см. формулы (20-76) и (20-77)]. Имеющиеся данные измерения этих величин до настоящего времени немногочисленны. Электронные лампы обладают на ча-

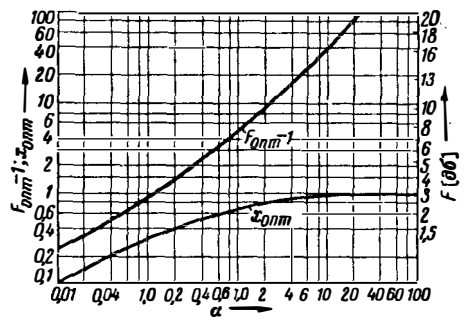


Рис. 20-14. Оптимальное значение коэффициента шума при изменении связи с антенной,  $\alpha = R_{\text{экв}} G_k$  (время пролета пренебрежимо мало).

стотах ниже 200 Мгц следующими свойствами:

- а)  $R_{\text{экв}}$  почти не зависит от частоты.
- б) Для триодов  $G_{\text{ш}}$  пропорционально  $f^2$ , для пентодов  $G_{\text{ш}} = c_1 f^2 + c_2 f^4$ . Для современных приемных ламп с крутизной 5—8 ма/в на частоте  $f = 100$  Мгц обычно  $G_{\text{ш}} = 500 \div 1000$  мкмо.

в) Обычно  $r \ll |s|$ ,  $s < 0$  и порядок величины  $s^2$  от 0,2 до 0,6.

Триоды по схеме с заземленным катодом и по схеме с заземленной сеткой при  $\mu \gg 1$  и при конечном значении времени пролета имеют оптимальное значение коэффициентов шума, не зависящее от типа схемы. Для получения этого оптимального значения в схеме с заземленным катодом следует производить емкостную расстройку ( $B_{\text{мин}} > 0$ ), а в схеме с заземленной сеткой — индуктивную расстройку ( $B_{\text{мин}} < 0$ ) входного контура.

В табл. 20-1 приведены оптимальные значения коэффициента шума для различных типов ламп.

## 20-17. ВЛИЯНИЕ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ НА КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА

Формулы (20-76) и (20-77) для коэффициента шума активных четырехполосников не содержат проводимости обратной связи  $Y_{12}$ . Отсюда, однако, не следует делать вывода, что коэффициент шума вообще не зависит от  $Y_{12}$  и от других обратных связей. На проводимости четырехполосника и шумовые параметры лампы влияет обратная связь, вследствие чего изменяется коэффициент шума [Л. 93, 109, 112, 130, 188, 191].

Если в четырехполоснике имеется дополнительная обратная связь, действующая через чисто реактивную проводимость  $Y_0 = jB_0$ , то путем расстройки входного контура можно получить оптимальное (минимальное) значение коэффициента шума в соответствии с формулой (20-76) при

$$N_{\text{опт}}^2 = G_{\text{ш}} \left[ 1 - \frac{(\alpha s - \beta r)^2}{\alpha^2 + \beta^2} \right] + R_{\text{экв}} G_{\text{ш}}^2 (\alpha^2 + \beta^2) + 2G \sqrt{R_{\text{экв}} G_{\text{ш}}} (\alpha r + \beta s). \quad (20-87)$$

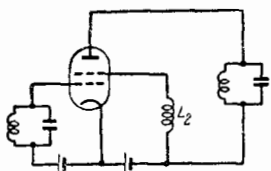


Рис. 20-15. Схема усилителя на пентоде с подавлением шума распределения токов посредством индуктивности  $L_2$ , включаемой в цепь экранирующей сетки.

При этом

$$\alpha + j\beta = \frac{Y_{21}}{Y_{21} - Y_0}, \quad (20-88)$$

Для  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 0$  формула (20-87) переходит в формулу (20-77).

При отсутствии корреляции  $r = s = 0$  формула (20-87) принимает вид:

$$N_{\text{онт}}^2 = G_{\text{ш}} + R_{\text{экв}} G^2 (\alpha^2 + \beta^2). \quad (20-89)$$

На рис. 20-15 и 20-16 показаны две схемы с обратной связью, позволяющие уменьшить возрастание коэффициента шума, происходящее в тетрадах и пентодах за счет шума распределения; при малых пролетных углах возрастание коэффициента шума удается почти полностью устранить. Включение индуктивности  $L_2$  в цепь экранирующей сетки по схеме рис. 20-15 приводит к появлению отрицательной обратной связи для шумового тока распределения. При оптимальном значении  $L_2$  шумовой ток анода оказывается равным шумовому току катода ( $i_a = i_{\text{ш}}$ ), а коэффициент шума пентода — равным коэффициенту шума эквивалентного триода. Включение емкости  $C$  в цепь катода пентода (рис. 20-16) приводит к положительной обратной связи; система катод — управляющая сетка — экранирующая сетка при этом образует емкостную трехточечную схему. Обратная связь приводит к усилению тока сигнала и шумового тока в цепи катода. Шумовой ток распределения остается постоянным. Шумовой ток катода возрастает настолько, что становится много большим шумового тока распределения. Коэффициент шума пентода приближается к коэффициенту шума эквивалентного триода, однако достигает этого значения лишь асимптотически, когда схема становится уже неустойчивой.

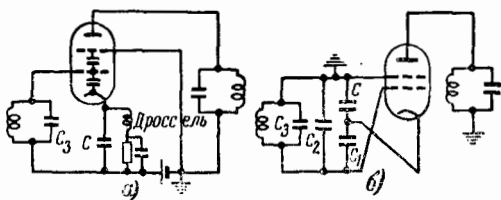


Рис. 20-16.

а — схема усилителя на пентоде с подавлением шума распределения токов посредством емкости  $C$ , включаемой в цепь катода; б — эквивалентная схема для схемы а. Емкость  $C$  в емкостной трехточечной схеме создает положительную обратную связь и вызывает повышение сигнала и шумового тока в цепи катода.

## 20-18. КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА ЛАМП БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

К числу входных ламп приемников сверхвысокой частоты с малым коэффициентом шума в первую очередь надо отнести лампы бегущей волны. Шум этой лампы определяется в основном явлениями, описанными в § 20-14. Флуктуации скорости электронов и тока электронного пучка вызывают на входе замедляющей системы волны пространственного заряда с флуктуирующими полями, которые усиливаются и налагаются на принимаемый сигнал.

Расчет коэффициента шума лампы бегущей волны базируется на тех же предположениях, что и в § 20-14; о гипотетическом характере этих предположений надо опять напомнить. Расчет ведется [Л. 119—123, 197, 202] в предположении, что электронный пучок пробегает вдоль замедляющей системы без ослабления потока электронов, т. е. что шум распределения отсутствует. Выражение для коэффициента шума имеет вид:

$$F = 1 + \frac{1}{2} (4 - \pi) \frac{T_K}{T_0} r f_1(\theta, C, Q, C, \delta). \quad (20-90)$$

Здесь

$$r = \frac{v_{\text{макс}}^2}{v_k^2}$$

где  $v_{\text{макс}}^2$  — максимальное значение среднего квадрата флуктуаций скорости электронов в пространстве перед входом в замедляющую систему (пространство 2—E на рис. 20-17, пространство 3 на рис. 20-18, а, пространство 4 на рис. 20-18, б);  $v_k^2$  — средний квадрат флуктуаций скорости в области потенциального барьера перед катодом, вычисляемый по формуле (20-70);  $\theta$  — пролетный угол в пространстве перед замедляющей системой;  $C$ ,  $QC$  и  $\delta$  — параметры, применяемые в теории ламп бегущей волны (см. Пирс [Л. 77] и § 13-17). Выбирая правильное положение высокочастотного ввода замедляющей системы (т. е. значение  $\theta$ ) и устанавливая должное напряжение при пренебрежимо малом затухании спирали, можно свести  $f_1$  в формуле (20-90) к минимуму. На  $r$  можно влиять выбором конструкции электронной пушки. Две такие конструкции, обеспечивающие малый уровень шума, изображены на рис. 20-18. В этих конструк-

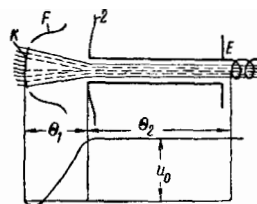


Рис. 20-17. Устройство формирования электронного пучка в лампе бегущей волны при одинаковом напряжении  $U_0$  на ускоряющем электроде 2 и на замедляющей линии.

K — катод; F — фокусирующий электрод; E — высокочастотный вход.

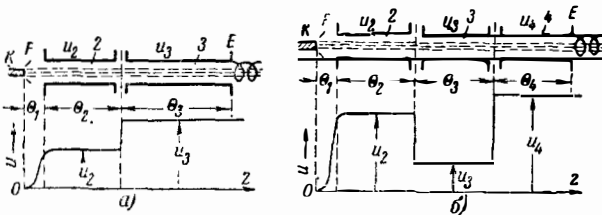


Рис. 20-18. Устройство формирования электронного пучка с пониженным коэффициентом шума в лампе бегущей волны; ниже показано распределение потенциалов на электродах.

циях получается трансформация шумового тока путем ступенчатого изменения постоянного напряжения на электродах. Аналогичный результат можно получить, применяя плавное изменение скорости электронов при помощи нескольких электродов, находящихся под различными напряжениями. При оптимальной конструкции этих трансформаторов и при подборе наименьшего значения  $\hat{f}_1$ , входящего в формулу (20-90), можно получить для коэффициента шума наименьшее значение, даваемое теорией:

$$F_{\text{мин}} = 1 + 1,2\alpha \frac{T_k}{T_0}, \quad (20-91)$$

где  $0,8 \lesssim \alpha \lesssim 1$ . Для оксидных катодов  $T_k/T_0 \approx 3,7$  и  $F_{\text{мин}} = 4 \div 5 = (6 \div 7)$  дБ (практически удается достигнуть 6—10 дБ, см. табл. 20-1).

Сведения о коэффициентах шума клистронов даны в [Л. 114, 115, 192, 197].

### 20-19. КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА ВАКУУМНЫХ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИОДНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ

Расчет коэффициента шума вакуумных и кристаллических диодных преобразователей частоты возможен на основе работ, описанных в [Л. 103, 125—127]. На сверхвысоких частотах вакуумные диоды применяются редко, чаще — кремниевые кристаллические диоды. Для снижения шума, создаваемого гетеродином, часто используются двухтактные схемы преобразования частоты, позволяющие компенсировать указанный шум и не пропустить его в у. п. ч.

Шум, создаваемый диодным преобразователем частоты, часто характеризуют при помощи двух параметров — шумовой температуры  $T_{\text{ш}}$  и коэффициента передачи преобразователя  $k_p$  (по мощности), где  $k_p < 1$ . Шумовая температура определяется по формуле (20-32), если под  $P_{\text{отд. макс}}$  понимать максимальную отдаваемую мощность на входе усилителя промежуточной частоты (на выходе линейного преобразователя). Коэффициент шума  $F_{\text{общ}}$  приемника

$$F_{\text{общ}} = \frac{\frac{T_{\text{ш}}}{T_0} + F_2 - 1}{k_p}, \quad (20-92)$$

где  $F_2$  — коэффициент шума усилителя промежуточной частоты.

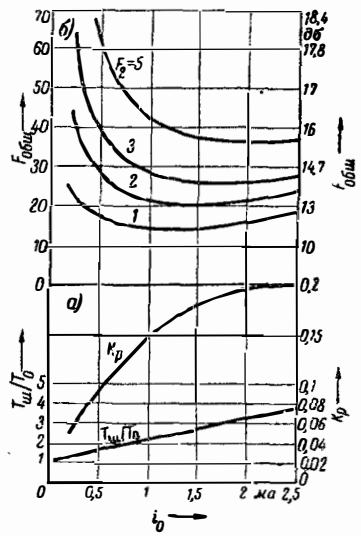


Рис. 20-19.

а — типичные графики зависимости шумовой температуры  $T_{\text{ш}}$  и коэффициента передачи по мощности  $k_p$  кристаллических преобразователей частоты, работающих на частотах 3 000—10 000 Мгц, от величины постоянного составляющей тока преобразователя; б — коэффициент шума соответствующего приемника, рассчитанный по формуле (20-92), для различных значений коэффициента шума  $F_2$  усилителя промежуточной частоты.

На рис. 20-19 изображены графики зависимости  $T_{\text{ш}}/T_0$  и  $k_p$  от  $i_0$  для типичных кристаллических диодных преобразователей частоты на волне порядка 10 см. Поскольку  $k_p < 1$ , коэффициент шума  $F_2$  всегда сильно влияет на величину  $F_{\text{общ}}$ .

### 20-20. УРОВЕНЬ ШУМА И ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛ/ШУМ ПРИ КВАДРАТИЧНОМ ДЕТЕКТИРОВАНИИ

Если первым каскадом приемника является нелинейный детектор, то обычно нет смысла определять коэффициент шума такого приемника. Отношение сигнал/шум по мощности в таких схемах непропорционально максимальной отдаваемой мощности источника сигнала и, кроме того, зависит от полосы пропускания приемника. При квадратичном детектировании, например, мощность сигнала на входе приемника, необходимая для получения заданного отношения сигнал/шум по мощности  $S$ , пропорциональна  $(SB)^{1/2}$ , где  $B$  — полоса пропускания [Л. 92].

Уровень шума детекторных приемников настолько велик сравнительно с шумом линейных преобразователей частоты, что они применяются лишь в тех случаях, когда шум не имеет значения.

### 20-21. УРОВЕНЬ ВНУТРЕННЕГО И ВНЕШНЕГО ШУМА. ПРАКТИЧЕСКИ ДОСТИЖИМЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ШУМА

Мощность шума на выходе усилителя или приемника состоит из двух частей: мощность

шума самого четырехполосника и мощность шума генератора сигнала (например, антенны). Если охарактеризовать уровень внешнего шума эквивалентной температурой  $T_{A.экв}$  источника, то необходимая для получения заданного отношения сигнал/шум (по мощности)  $S$  максимальная отдаваемая мощность генератора

$$P_{отд.макс} = SkT_0\Delta f \left( \frac{T_{A.экв}}{T_0} + F - 1 \right), \quad (20-93)$$

Шум усилителя, следовательно, только в том случае играет существенную роль в образовании результирующего шума, если  $(F-1)$  больше или сравнимо с  $T_{A.экв}/T_0$ . Достижимые в настоящее время в различных диапазонах частот и с различными типами ламп значения  $F$ , а также ориентировочные значения

## Флуктуационные явления в усилителях низкой частоты

### 20-22. ЭФФЕКТ МЕРЦАНИЯ

Дробовой эффект простирается до самых низких частот. На этот эффект при частотах  $f \lesssim 10$  кГц накладывается эффект мерцания [Л. 6, 132—150, 190], интенсивность которого при  $f \lesssim 1$  кГц значительно выше дробового эффекта. Кроме того, на низких частотах, в особенности в усилителях постоянного напряжения, отношение сигнал/шум существенно ухудшается из-за флуктуаций, которые имеют место и на высоких частотах, но там большой роли не играют.

В соответствии с современными представлениями эффект мерцания вызывается следующими причинами:

а) флуктуация во времени работы выхода катода вследствие изменения положения центров эмиссии на его поверхности;

б) флуктуация сопротивления эмиттирующего слоя оксидных катодов, нанесенных на металлический керн, по-видимому, вследствие образования между керном и эмиттирующим слоем промежуточного полупроводящего слоя [Л. 135, 145];

в) испарение с катода положительных ионов, влияющих на пространственный заряд и вызывающих статистически распределенные импульсы длительностью  $10^2-10^{-4}$  сек (так называемый аномальный эффект мерцания [Л. 136, 139, 144]). Этот эффект возникает лишь при наличии пространственного заряда и особенно велик у ламп с чисто металлическим катодом (вольфрам, молибден). В лампах с оксидным катодом этот аномальный эффект мерцания практически отсутствует или по крайней мере маскируется эффектом мерцания, возникающим по причинам, указанным выше в пп. «а» и «б».

Между флуктуациями, возникающими вследствие эффекта мерцания, и дробовым эффектом с физической точки зрения большая разница.

Если испускаемый небольшим участком поверхности катода ток  $i_0$  разбить на небольшие части  $i_\mu$ , причем  $\sum i_\mu = i_0$ , то флуктуации этих отдельных частей при дробовом эффекте взаим-

$T_{A.экв}/T_0$  приведены в табл. 20-1; все значения при приеме в «свободном пространстве» являются лишь приближенными, значения  $F$  зависят от полосы пропускания, конструкцией контуров, а в схемах с преобразованием частоты — от коэффициента шума усилителя промежуточной частоты. Из этой таблицы следует, что условие  $(F-1) < T_{A.экв}/T_0$  достижимо лишь на частотах  $f \lesssim 100$  МГц. Существенное уменьшение  $F$  не приводит к заметному снижению общего уровня шумов. Наоборот, на частотах  $f > 300$  МГц при современном состоянии техники  $(F-1) > T_{A.экв}/T_0$ ; при этом уменьшение  $F$  привело бы в некоторых случаях к значительному снижению общего уровня шума. Поэтому весьма выгодным является также уменьшение  $F$  усилителей промежуточной частоты.

но некоррелированы; при этом спектральная плотность  $\sigma_\mu^2(f)$  флуктуаций частей тока связана со спектральной плотностью  $\sigma_0^2(f)$  общей флуктуации соотношением

$$\sigma_\mu^2(f) = \frac{i_\mu}{i_0} \sigma_0^2(f). \quad (20-94)$$

При эффекте мерцания при тех же условиях имеется корреляция флуктуаций отдельных частей тока, в силу чего

$$\sigma_\mu^2(f) = \left( \frac{i_\mu}{i_0} \right)^2 \sigma_0^2(f). \quad (20-95)$$

В режиме насыщения анодного тока эффект мерцания не имеет практического значения [Л. 139]. Аналогично дробовому эффекту эффект мерцания, возникающий по указанным выше причинам «а» и «б», ослабляется действием пространственного заряда. Квадрат коэффициента депрессии [Л. 137, 138] за счет пространственного заряда равен:

$$\Gamma^2 \approx S \frac{u_T}{i_k}, \quad (20-96)$$

где  $u_T = \frac{kT_k}{e}$ ,  $S$  — крутизна,  $i_k$  — ток катода.

$\Gamma^2$  получается, таким образом, меньше, чем для дробового эффекта, как это видно из формулы (20-51). Причина та же, что и приводящая к различию формул (20-94) и (20-95). Шум распределения при эффекте мерцания, по-видимому, не имеет места [Л. 139, 143].

Различные теории эффекта мерцания при наличии пространственного заряда [Л. 133, 137, 138, 140—142, 151] приводят к различным зависимостям шумового тока мерцания от постоянной составляющей тока и частоты. Поскольку эксперимент также не дает результатов, которые могли бы быть обобщены, расчет флуктуационного тока мерцания выполнить нельзя и приходится довольствоваться только некоторыми экспериментальными данными. При оценке этих результатов следует



учитывать, что всегда измеряется сумма средних квадратов токов:

$$\overline{i_{\text{общ}}^2} = \overline{i_{\text{дроб}}^2} + \overline{i_{\text{распр}}^2} + \overline{i_{\text{мерц}}^2}, \quad (20-97)$$

где  $i_{\text{дроб}}$  — шумовой ток дробового эффекта;  $i_{\text{распр}}$  — шумовой ток распределения;  $i_{\text{мерц}}$  — шумовой ток мерцания. Пользуясь приведенными выше (§ 20-9 и 20-10) соотношениями  $\overline{i_{\text{дроб}}^2}$  и  $\overline{i_{\text{распр}}^2}$ , можно легко найти  $\overline{i_{\text{мерц}}^2}$  и  $\overline{i_{\text{общ}}^2}$ .

Приводимые ниже сведения относятся к работе в условиях ограничения пространственным зарядом и относятся к причинам возникновения, указанным в пп. «а» и «б».

В работах [Л. 139, 140, 143—145] содержатся результаты испытаний ламп с оксидными катодами. Эти результаты обобщены в [Л. 143]; для эквивалентного шумового напряжения сетки из-за эффекта мерцания найдено:

$$\overline{u_{\text{мерц}}^2} = \left(\frac{c}{f^\alpha}\right)^2 \Delta f. \quad (20-98)$$

Отсюда находятся шумовой ток анода  $\sqrt{\overline{i_{\text{мерц}}^2}}$  и эквивалентное шумовое сопротивление мерцания (отнесенное к сетке)

$$\overline{i_{\text{мерц}}^2} = S_a^2 \overline{u_{\text{мерц}}^2} = \left(S_a \frac{c}{f^\alpha}\right)^2 \Delta f; \quad (20-99)$$

$$R_{\text{экв.мерц}} = \frac{\overline{u_{\text{мерц}}^2}}{4kT_0 \Delta f} = \frac{1}{4kT_0} \left(\frac{c}{f^\alpha}\right)^2. \quad (20-100)$$

Параметры  $c$  и  $\alpha$  практически не зависят от частоты;  $\alpha$  в применяемых на практике границах мало зависит от анодного тока  $i_a$ . Величины  $(S_a c)^2$  и  $\overline{i_{\text{мерц}}^2}$  пропорциональны  $i_{a0}$  [Л. 143]. На

рис. 20-20 изображены зависимости  $\sqrt{\overline{u_{\text{мерц}}^2}/\Delta f}$ ,  $\alpha$  и  $c$  от  $i_a$  для низкочастотного пентода (типа Телефункен EF804; для первой зависимости  $f$  является параметром). Эквивалентное шумовое

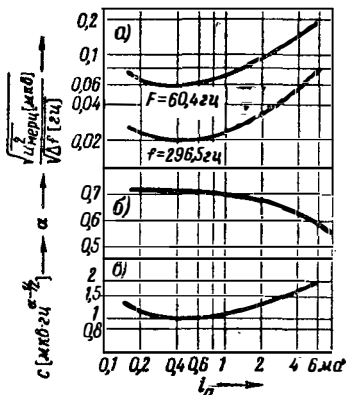


Рис. 20-20. Эффект мерцания у пентода [типа EF804 фирмы Телефункен, формула (20-98)]. а — эквивалентное шумовое напряжение (приходящееся на 1 гц полосы пропускания) на двух различных частотах; б и в — коэффициенты  $\alpha$  и  $c$ , входящие в формулы (20-98) — (20-100).

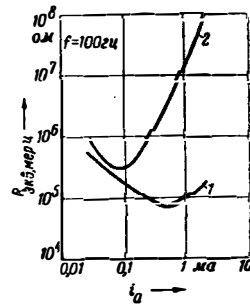


Рис. 20-21. Эквивалентное шумовое сопротивление лампы при  $f=100$  гц. Кривая 1 — новая лампа; кривая 2 — лампа через 1000 ч работы при силе тока 1 ма.

сопротивление  $R_{\text{экв.мерц}}$ , важное для оценки усилителей н. ч., обычно имеет минимум в области перехода от начального к линейному участку характеристики лампы; в соответствии с рис. 20-20 это сопротивление равно 200 ком при  $f=60,4$  гц и 25 ком при  $f=296,5$  гц.

При старении лампы  $R_{\text{экв.мерц}}$  сильно возрастает вследствие увеличения сопротивления промежуточного слоя оксидного катода (см. рис. 20-21). Изменение  $R_{\text{экв.мерц}}$  достигает 100:1, иногда даже 1000:1, и наступает одновременно с увеличением сопротивления оксидного и промежуточного слоев. Различие обеих кривых рис. 20-21, естественно, приводит к плохой повторяемости измерений и к невозможности вычисления результатов эффекта мерцания. При больших значениях  $i_a$   $R_{\text{экв.мерц}}$  пропорционально  $i_a^2$ , что можно объяснить флуктуацией  $R$ .

### 20-23. ИСТОЧНИКИ ФЛУКТУАЦИИ В УСИЛИТЕЛЯХ НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ И ПОСТОЯННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

В нормальных усилителях низкой частоты с диапазоном частот от нескольких десятков герц до 10—15 кГц сопротивления утечки сетки обычно больше, чем усредненные по диапазону значения эквивалентных шумовых сопротивлений сеток, из-за мерцания. Поэтому шум определяется в этих случаях в основном сопротивлениями утечки сеток. Только вблизи нижней границы полосы пропускания эффект мерцания создает заметный уровень шума.

При определении шума усилителя фототоков дробовой шум фотоэлемента можно рассчитывать, исходя из его тока  $i_0$  (газонаполненные фотоэлементы имеют более высокий уровень шума). Приведенный ко входу усилителя уровень шума равен:

$$\begin{aligned} u_{\text{ш}}^2 &= [2ei_0 R_{\text{вх}}^2 + 4kT_0 (R_{\text{вх}} + R_{\text{экв}})] \Delta f = \\ &= 4kT_0 [(20/V) i_0 R_{\text{вх}}^2 + R_{\text{вх}} + R_{\text{экв}}] \Delta f. \end{aligned} \quad (20-101)$$

Полезный сигнал  $u_c$  при коэффициенте модуляции  $m$  фототока равен:

$$u_c^2 = \frac{1}{2} m^2 i_0^2 R_{\text{вх}}^2. \quad (20-102)$$

Отсюда

$$S = \frac{u_c^2}{u_{ш}^2} = \frac{m^2 i_0}{8kT_0 \Delta f} \cdot \frac{1}{(20/V) - \frac{R_{вх} + R_{экв}}{i_0 R_{вх}^2}}, \quad (20-103)$$

где  $R_{вх}$  — входное сопротивление усилителя.

В этих формулах  $\frac{1}{V} = \frac{e}{40kT_0}$ ; при  $T_0 = 290^\circ \text{К}$

$\frac{1}{V} = 1$ . При малых полосах пропускания (большое  $R_{вх}$ ) обычно доминирует член  $20/V$ , т. е.

дробовой эффект фотоэлемента. Второе слагаемое в знаменателе играет существенное значение лишь при широкополосном усилении ( $R_{вх}$  — малое). В этом случае целесообразнее пользоваться фотоэлектронными умножителями, при которых сигнал и дробовой эффект усиливаются до такого уровня, что собственный шум усилителя уже не влияет на отношение сигнал/шум, получаемое на выходе усилителя.

В усилителях постоянного напряжения величина сопротивления утечки сетки входной лампы определяет, какая причина шума задает величину отношения сигнал/шум [Л. 146—150]. При малых значениях сопротивления утечки сетки основным является эффект мерцания анодного тока. При большом сопротивлении утечки сетки доминирует шум этого сопротивления. Если, однако, сопротивление утечки оказывается порядка  $u_c/i_c$  ( $i_c$  — ток сетки) или если лампа (электронметрического типа) работает

в режиме «плавающей сетки», т. е. без сопротивления утечки, то флуктуации определяются дробовым эффектом сеточного тока. В этом случае напряжение шума на сетке равно:

$$u_{ш}^2 = 2e(i_{c1} + i_{c2}) \int_0^\infty \frac{1}{R_{ci}^2 + 4\pi^2 f^2 C^2} df = \frac{eR_{ci}}{2C} (i_{c1} + i_{c2}). \quad (20-104)$$

Здесь  $R_{ci} = \frac{du_c}{di_c}$  — сопротивление цепи сетки

для переменного тока;  $i_{c1}$  и  $i_{c2}$  — электронный и ионный токи сетки. Дробовые эффекты обоих токов некоррелированы, что отражено в формуле (20-104). Измерения обычно не дают возможности разделить токи  $i_{c1}$  и  $i_{c2}$ ; измеряется лишь сеточный ток  $i_c = i_{c1} - i_{c2}$ . Поэтому даже при известном сеточном токе имеется некоторая неопределенность в оценке отдельных составляющих тока и величины  $i_{c1} + i_{c2}$ .

В [Л. 144, 150] приведены сведения о некоторых других явлениях (дрейф эмиссии катода, флуктуации напряжения батарей литания и сопротивлений, по которым проходит ток), определяющих границы чувствительности усилителей постоянного напряжения. В [Л. 147, 148] даются методы ослабления влияния флуктуаций в усилителях постоянного напряжения, основанные на применении обратной связи.

## Прохождение флуктуационных напряжений через нелинейные элементы схем

### 20-24. СПЕКТРЫ ШУМА НА ВЫХОДЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ СХЕМЫ

В цепях усилителей, приемников и высокочастотных измерительных приборов часто используются нелинейные элементы. Если на вход такого элемента подвести напряжение шума или сигнала с шумом, то в нем будет иметь место взаимная модуляция напряжений различных частот; выходной ток нелинейного элемента будет содержать соответствующие комбинационные частоты. В результате этого спектральная характеристика шума и отношение сигнал/шум на выходе будут отличаться от этих же величин на входе.

Количественные соотношения зависят от статической характеристики нелинейного элемента, закона распределения амплитуд шумового напряжения, а также от уровня и частоты сигнала на входе. Теоретические расчеты этого вида требуют сложного математического аппарата [Л. 152—167]; ниже приводятся только наиболее важные результаты этой теории, справедливые при следующих предположениях:

а) нелинейный элемент сам не создает шума;

б) на вход подается шумовое напряжение, обладающее в пределах диапазона частот  $\Delta f$  постоянной спектральной плотностью  $\sigma_0^2$ , вне указанного диапазона спектральная плотность пренебрежимо мала;

в) флуктуации описываются нормальным законом распределения плотности вероятности [см. формулы (20-3), (20-8)—(20-10)];

г) при наличии на входе сигнала его частота  $f_0 \gg \Delta f$ .

Пусть на вход элемента, характеристика которого может быть представлена рядом Тейлора

$$i = \sum_{p=0}^n a_p u^p, \quad (20-105)$$

подводится шумовое напряжение, соответствующее указанным выше условиям. «Центр тяжести» спектра шума совпадает с частотой  $f_0$ . На выходе получается большее количество частичных шумовых спектров. При четном  $p$  эти спектры расположены вблизи от  $f=0$  (низкочастотный спектр) и от четных гармоник  $m f_0$ , где  $m \leq p$ ; для нечетных  $p$  — вблизи

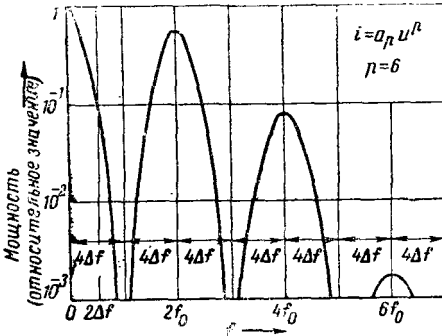


Рис. 20-22. Спектр шума на выходе нелинейного элемента с характеристикой вида  $i = a_p u^p$  при подаче на вход белого шума;  $\Delta f$  — полоса пропускания,  $f_0$  — центр тяжести шумового спектра на входе. Сигнал отсутствует

от нечетных гармоник  $m f_0$ , где  $m \leq p$ . На рис. 20-22 показан для примера такой шумовой спектр на выходе нелинейного элемента с характеристикой вида  $i = a_6 u^6$ . Помимо низ-

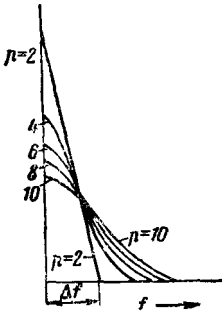


Рис. 20-23. Нормализованный шумовой спектр на выходе нелинейного элемента с характеристикой вида  $i = a_p u^p$  при подаче на его вход белого шума.

кочастотной полосы спектр содержит еще три шумовые полосы, мощность в которых быстро падает с увеличением  $m$ . Подобная картина получается и для других значений показателя степени характеристики  $p$ , и эти спектры для различных значений  $p$  можно вычис-

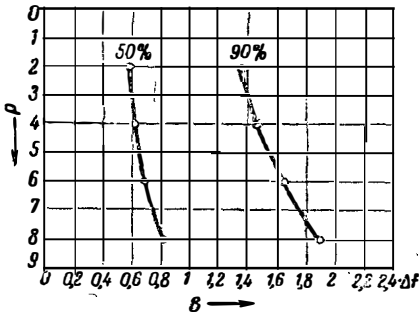


Рис. 20-24. Ширина полосы низкочастотного шума на выходе нелинейного элемента с характеристикой  $i = a_p u^p$  ( $p = 2, 4, 6$  и  $8$ ), в которой содержится 50 или 90% общей выходной мощности шума. На вход подается белый шум;  $\Delta f$  — ширина спектра шума на входе.

лить способом, приведенным, в частности, в [Л. 152—167]. Для характеристик, аппроксимируемых выражением (20-105), спектральная плотность выходного шума определяется путем суммирования всех частичных спектров. В том случае, когда нелинейный элемент является детектором, особый интерес представляют низкочастотные спектры. Эти спектры показаны на рис. 20-23. При увеличении  $p$  ширина выходного низкочастотного спектра увеличивается. Кривые рис. 20-24 позволяют сделать заключение о распределении энергии по спектру. Например, при  $p=2$  около 50% энергии шума содержится в области частот от нуля до  $0,6 \Delta f$ .

### 20-25. ВЫПРЯМЛЕНИЕ СИГНАЛА И ШУМОВОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Пусть к нелинейному элементу подводится напряжение

$$u = U(1 + m \cos \Omega t) \cos \omega_c t + u_{ш}$$

Входное шумовое напряжение удовлетворяет условиям  $\sigma^2 = \sigma_0^2$  при  $f_c - \frac{\Delta f}{2} \leq f \leq f_c + \frac{\Delta f}{2}$

и  $\sigma^2 = 0$  вне этого диапазона. Пусть  $\Omega \leq 2\pi \Delta f$ . На выходе возникают, помимо постоянного тока  $i_0$ , следующие низкочастотные спектры:

- $\sigma_{ш,ш}^2$  — за счет взаимной модуляции шумовых составляющих;
- $\sigma_{с,ш}^2$  — за счет модуляции несущей частоты составляющими шума;
- $\sigma_{б,ш}^2$  — за счет модуляции боковых частот составляющими шума.

При  $U = 0$  имеется только  $\sigma_{ш,ш}^2$  при  $U > 0$  и  $m = 0$  образуется два спектра —  $\sigma_{ш,ш}^2$  и  $\sigma_{с,ш}^2$ ; при  $U > 0$  и  $m > 0$  к этим двум спектрам добавляется спектр  $\sigma_{б,ш}^2$ .

**Квадратичный детектор** [Л. 155—159]. Характеристика детектора имеет вид:

$$i = \alpha u^2. \tag{20-106}$$

Постоянная составляющая выпрямленного тока

$$\begin{aligned} i_0 &= \alpha \left[ \frac{U^2}{2} \left( 1 + \frac{m^2}{2} \right) + \sigma_0^2 \Delta f \right] = \\ &= \alpha \left[ \frac{U^2}{2} \left( 1 + \frac{m^2}{2} \right) + \overline{u_{ш}^2} \right]. \end{aligned} \tag{20-107}$$

Наиболее часто применяемый метод измерения шумового напряжения с помощью квадратичного прибора базируется на следующих соотношениях, вытекающих из приведенных уравнений: если  $i_{01}$  — постоянный ток при  $U = 0$ ,  $i_{02}$  — постоянный ток при  $u = U \cos \omega_c t + u_{ш}$  и  $m = 0$  на входе, то

$$\overline{u_{ш}^2} = \frac{U^2}{2} \left( \frac{i_{02}}{i_{01}} - 1 \right)^{-1}. \tag{20-108}$$

Спектральные характеристики шума  $\sigma_{ш,ш}^2$ ,  $\sigma_{с,ш}^2$  и  $\sigma_{б,ш}^2$  изображены на рис. 20-25. Помимо

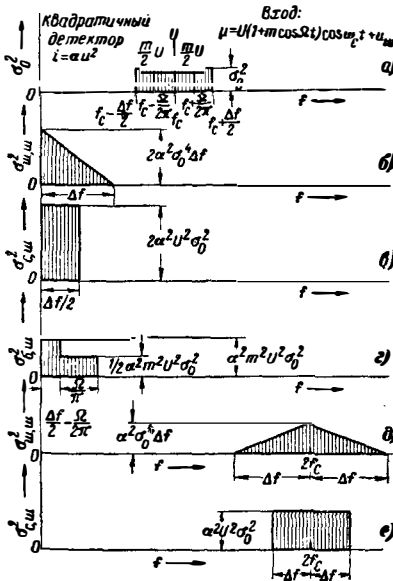


Рис. 20-25. Спектральная плотность флуктуаций (шумов) на выходе квадратичного детектора.

низкочастотных спектров возникают спектры около частоты  $2f_c$ . Пользуясь этим рисунком, можно определить средний квадрат суммарного шумового низкочастотного тока на выходе как сумму площадей отдельных спектров. Находим:

$$\overline{i_{ш.н.ч}^2} = \alpha^2 U^2 \left[ \left( 1 + \frac{m^2}{2} \right) \sigma_0^2 \Delta f + \left( \frac{\sigma_0^2 \Delta f}{U} \right)^2 \right]. \quad (20-109)$$

Следует обратить внимание на различные зависимости отдельных составляющих спектра от величины  $\sigma_0^2 \Delta f \approx u_{ш}^2$ . Первый член в скобках, возникающий от  $\sigma_{с.ш}^2$  и  $\sigma_{б.ш}^2$ , пропорционален  $\sigma_0^2 \Delta f$ ; второй, возникающий от  $\sigma_{ш.ш}^2$ , пропорционален  $(\sigma_0^2 \Delta f)^2$ .

**Линейный детектор** [Л. 2, 5, 153, 155—163, 190]. Характеристика детектора имеет вид:

$$\begin{aligned} i &= \beta u \quad \text{при } u \geq 0; \\ i &= 0 \quad \text{при } u \leq 0. \end{aligned} \quad (20-110)$$

Пусть входное напряжение сигнала не модулировано; тогда постоянный ток

$$i_0 = \beta \sqrt{\frac{\sigma_0^2 \Delta f}{2\pi}} {}_1F_1 \left( -\frac{1}{2}, 1, -x \right), \quad (20-111)$$

где

$$x = \frac{U^2}{2\sigma_0^2 \Delta f} = \frac{U^2}{2u_{ш}^2} \quad (20-112)$$

— отношение сигнала к шуму на входе, по мощности, и

$$\begin{aligned} {}_1F_1 \left( -\frac{1}{2}, 1, -x \right) &= \\ &= \left[ J_0 \left( \frac{x}{2} \right) + x J_0 \left( \frac{x}{2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + x J_1 \left( \frac{x}{2} \right) \right] \exp \left( -\frac{x}{2} \right) \end{aligned}$$

— вырожденная гипергеометрическая функция, выражаемая, как показано, с помощью модифицированных бесселевых функций  $J_0 \left( \frac{x}{2} \right)$

и  $J_1 \left( \frac{x}{2} \right)$ . Для  $x \rightarrow 0$

$${}_1F_1 \left( -\frac{1}{2}, 1, -x \right) \rightarrow 1,$$

а для  $x \rightarrow \infty$

$${}_1F_1 \left( -\frac{1}{2}, 1, -x \right) \rightarrow \sqrt{\frac{4x}{\pi}}.$$

Пусть  $i_{01}$  — постоянный ток, получаемый при заданном значении шумового напряжения и  $U = 0$  ( $x = 0$ );  $i_{02}$  — постоянный ток для конечного значения  $U$ ; тогда

$$\frac{i_{02}}{i_{01}} = {}_1F_1 \left( -\frac{1}{2}, 1, -x \right). \quad (20-112a)$$

Пользуясь этой градуировочной кривой, можно при применении линейного детектора найти  $x$ , а затем и  $u_{ш}^2$ . На рис. 20-26 изображена зависимость  $i_{02}/i_{01}$  от  $\sqrt{x}$ , т. е. от отношения действующих значений сигнала и шума. Дополнительно пунктирной линией показана

аппроксимация  $\frac{i_{02}}{i_{01}} = \sqrt{1+x}$ , а сплошной —

асимптота  $\frac{i_{02}}{i_{01}} = \sqrt{\frac{4x}{\pi}}$ . Аппроксимирующая

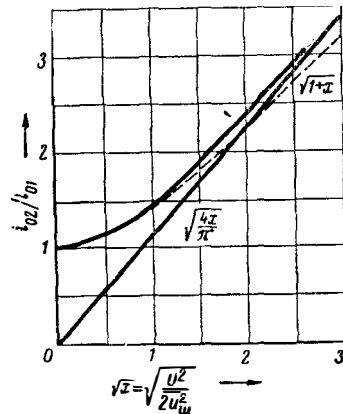


Рис. 20-26. Градуировочная характеристика линейного детектора, служащего для измерения эффективного значения шумового напряжения.  $i_{01}$  — постоянная составляющая тока дна при подведении к нему шума;  $i_{02}$  — то же при одновременном подведении шума и синусоидального сигнала.

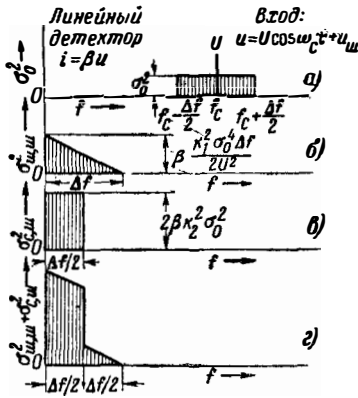


Рис. 20-27. Спектральная плотность флуктуаций на выходе линейного детектора.

кривая практически совпадает с точной кривой при  $\sqrt{x} < 1$ . Для  $\sqrt{x} > 2$ , наоборот, отношение  $i_{02}/i_{01}$  для линейного детектора близко к  $\sqrt{\frac{4x}{\pi}}$ . Низкочастотный спектр линейного детектора образуется, как и при квадратичном детектировании, из треугольного спектра, вызываемого взаимной модуляцией компонент шума, и прямоугольного спектра  $\sigma_{с.ш}^2$ , образуемого модуляцией сигнала шумовым напряжением. На треугольный спектр  $\sigma_{ш.ш}^2$  с полосой  $\Delta f$  накладываются частные спектры с более широкой полосой (см. рис. 20-23)  $p > 2$ , которые, однако, добавляют очень немного к низкочастотному шумовому току.

На рис 20-27,а-в показаны формы и интенсивность низкочастотных спектров на выходе; на рис. 20-27,г изображен полный низкочастотный спектр. Здесь  $x = U^2/2u_{ш}^2$  и

$$k_1 = \sqrt{\frac{x}{\pi}} {}_1F_1\left(\frac{1}{2}, 1, -x\right);$$

$$k^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{x}{\pi}} {}_1F_1\left(\frac{1}{2}, 2, -x\right),$$

где

$${}_1F_1\left(\frac{1}{2}, 1, -x\right) = J_0\left(\frac{x}{2}\right) \exp\left(-\frac{x}{2}\right);$$

$$\begin{aligned} {}_1F_1\left(\frac{1}{2}, 2, -x\right) &= \\ &= \left[ J_0\left(\frac{x}{2}\right) + J_1\left(\frac{x}{2}\right) \right] \exp\left(-\frac{x}{2}\right). \end{aligned}$$

При  $x \rightarrow 0$

$${}_1F_1\left(\frac{1}{2}, 1, -x\right) \rightarrow 1;$$

$${}_1F_1\left(\frac{1}{2}, 2, -x\right) \rightarrow 1.$$

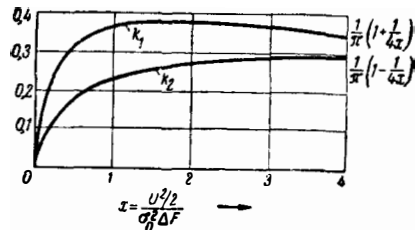


Рис. 20-28. Вспомогательные кривые к расчету спектральной плотности на выходе линейного детектора (см. рис. 20-27).

При  $x \rightarrow \infty$

$$k_1 = \frac{1}{\pi} \left(1 + \frac{1}{4x}\right);$$

$$k_2 = \frac{1}{\pi} \left(1 - \frac{1}{4x}\right)$$

(рис. 20-28).

Полное шумовое напряжение равно:

$$\overline{i_{ш.н.ч}^2} = \beta \sigma_0^2 \Delta f \left( k_2^2 + \frac{k_1^2}{2} \cdot \frac{\sigma_0^2 \Delta f}{2U^2} \right); \quad (20-113)$$

для  $x \rightarrow 0$

$$\overline{i_{ш.н.ч}^2} = \beta \frac{\sigma_0^2 \Delta f}{8\pi} \quad (20-114)$$

и для  $x \rightarrow \infty$

$$\overline{i_{ш.н.ч}^2} = \beta \frac{\sigma_0^2 \Delta f}{\pi^2}. \quad (20-115)$$

По мере увеличения  $x$  значение  $\overline{i_{ш.н.ч}^2}$  приближается асимптотически к значению, даваемому формулой (20-115). Спектральные характеристики как квадратичного, так и линейного детекторов объясняют некоторые явления, имеющие место при приеме сигналов, которые раньше были известны лишь с качественной стороны:

а) При настройке приемника на немодулированную несущую шум на выходе детектора повышается. Это явление объясняется возникновением шумового спектра  $\sigma_{с.ш}^2$ , который добавляется к спектру  $\sigma_{ш.ш}^2$ , существующему в отсутствие несущей.

б) Сокращение полосы пропускания усилителя низкой частоты, следующего за детектором, до минимально необходимого значения  $\Delta f/2$  при приеме амплитудно-модулированных колебаний обычно не дает существенного улучшения отношения сигнал/шум по низкой частоте. Это объясняется тем, что треугольный спектр  $\sigma_{ш.ш}^2$  на частотах  $f > \frac{\Delta f}{2}$  составляет лишь малую долю низкочастотного шума, а при  $\frac{U^2}{2} \gg u_{ш}^2$  шумовой ток определяется в основном прямоугольным спектром  $\sigma_{с.ш}^2$  с полосой  $\Delta f/2$ . Для частот  $f > \frac{\Delta f}{2}$ , таким образом, уровень шума получается обычно настолько

малым, что его подавление фильтром нижних частот почти не влияет на отношение сигнал/шум по низкой частоте. Только при  $\frac{U^2}{2} \leq \overline{u_{ш}^2}$  низкочастотная избирательность дает снижение мощности низкочастотного шума.

Отношение  $y$  — мощности сигнала к мощности шума на выходе детектора может быть найдено из приведенных выше шумовых спектров и оказывается приблизительно равным:

$$y = \frac{2m^2 x^2}{a + 2x \left(1 + \frac{m^2}{2}\right)}. \quad (20-116)$$

Для квадратичного детектора параметр  $a$  равен:

$$a = 1 \text{ при } B_{н.ч} \gg \Delta f;$$

$$a = \frac{3}{4} \text{ при } B_{н.ч} = \frac{\Delta f}{2};$$

для линейного детектора

$$a = 0,675 \text{ при } B_{н.ч} \gg \Delta f;$$

$$a = \frac{3}{4} \cdot 0,675 = 0,5 \text{ при } B_{н.ч} = \frac{\Delta f}{2},$$

где  $B_{н.ч}$  — полоса пропускания по низкой частоте.

## 20-26. ПРЕДЕЛЫ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПРИ ПРИМЕНЕНИИ ДЕТЕКТОРА И ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ПРИБОРА

При измерении весьма малых переменных токов или напряжений с помощью усилителя и детектора с применением стрелочного или пишущего прибора на выходе шум усилителя ставит предел точности измерений. Создаваемое шумом усилителя среднее отклонение прибора  $\overline{i_0}$  можно было бы принять за постоянный сдвиг нуля; однако погрешность возникает за счет колебаний стрелки прибора около этого среднего отклонения. Среднее значение флуктуации равно:

$$\sqrt{\overline{i^2}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T (i_0 - \overline{i_0})^2 dt}, \quad (20-117)$$

оно и определяет точность измерения.

При нахождении величины  $\overline{i^2}$  на выходе детектора следует учитывать инерционность прибора [Л. 164, 165]. Если постоянная времени прибора равна  $\tau$ , то зависимость отклонения стрелки от частоты выражается формулой

$$i = \frac{\text{const}}{[1 + (2\pi f\tau)^2]^{1/2}}. \quad (20-118)$$

При  $U \rightarrow 0$  шум на выходе детектора определяется прямоугольными спектрами  $\sigma_{ш.ш}^2$ , изображенными на рис. 20-25 и 20-27. Учитывая инерционность прибора [формула (20-118)] из

$\sigma_{ш.ш}^2(f)$  при квадратичном детектировании, находим:

$$\overline{i^2} = 2\alpha^2 (\sigma_0^2 \Delta f)^2 \frac{1}{\Delta f} \int_0^{\Delta f} \frac{1 - \frac{\Delta f}{f}}{1 + (2\pi f\tau)^2} df =$$

$$= 2\alpha^2 (\sigma_0^2 \Delta f)^2 \frac{1}{2\pi \Delta f \tau} \left\{ \text{arc tg } (2\pi \Delta f \tau) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2} \cdot \frac{\ln [1 + (2\pi \Delta f \tau)^2]}{2\pi \Delta f \tau} \right\}. \quad (20-119)$$

Практически всегда  $2\pi \Delta f \tau \gg 1$ . Поэтому

$$\sqrt{\overline{i^2}} = \alpha \sigma_0^2 \sqrt{\frac{\Delta f}{2\tau}}. \quad (20-120)$$

Абсолютное значение флуктуаций, таким образом, пропорционально  $(\Delta f)^{1/2}$ . Аналогичные выкладки дают для линейного детектирования, исходя из выражения для  $\sigma_{ш.ш}^2$  (рис. 20-27):

$$\sqrt{\overline{i^2}} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{\sigma_0^2}{\pi \tau}}. \quad (20-121)$$

В этом случае, следовательно, абсолютное значение флуктуации не зависит от  $\Delta f$ .

Если на шум накладывается очень небольшой подмешающий измерению сигнал амплитуды  $U$ , то при квадратичном детектировании получается отклонение, пропорциональное  $U^2$ . Это значит, что при квадратичном детектировании погрешность отсчета пропорциональна  $(\Delta f)^{1/4}$ . Для сохранения одинаковой погрешности отсчета необходимо при изменении полосы пропускания изменять  $U$  пропорционально корню четвертой степени из этой полосы. При линейном детектировании полоса пропускания предшествующего ему усилителя вообще не оказывает влияния на точность отсчета.

## 20-27. ПРОХОЖДЕНИЕ ШУМА И СИГНАЛА ЧЕРЕЗ ОГРАНИЧИТЕЛЬ

Характеристику ограничителя можно выразить следующими формулами:

$$i = \gamma u^{1/n} \text{ для } u \gg 0;$$

$$i = 0 \text{ для } u \leq 0.$$

Вместе с сигналом несущей частоты  $f_c$  к ограничителю подводится шумовой спектр с постоянной спектральной плотностью в пределах полосы  $\Delta f$ , «центр тяжести» которого совпадает с частотой  $f_c$ . Пусть на выходе ограничителя включен идеальный фильтр с такой полосой пропускания, что передаются все частоты, прилегающие к  $f_c$ , но подавляются высшие гармоники  $f_c$  и прилегающие к ним частоты. Эти предположки примерно соответствуют условиям, которые выполняются, например, в схемах ограничителей приемников частотно-модулированных сигналов. Пусть  $x$  — отношение сигнал/шум по мощности на входе;  $y$  — то же на выходе ограничителя.

Для идеального ограничителя  $n = \infty$ . Тогда отношение  $y/x$  лежит между значениями:

$$\frac{y}{x} \approx \frac{\pi}{4} \text{ для } x \rightarrow 0; \quad (20-122)$$

$$\frac{y}{x} \approx 2 \text{ для } x \rightarrow \infty. \quad (20-123)$$

При  $n = 2$

$$\frac{y}{x} \approx 0,96 \text{ для } x \rightarrow 0; \quad (20-124)$$

$$\frac{y}{x} \approx 1,6 \text{ для } x \rightarrow \infty \quad (20-125)$$

[Л. 153, 166, 167].

## Измерение коэффициента шума

### 20-28. ИЗМЕРЕНИЕ ШУМА ПРИ ПОМОЩИ ГЕНЕРАТОРА СТАНДАРТНЫХ СИГНАЛОВ

Недостаток применения генераторов стандартного сигнала для измерения шума заключается в необходимости знать действующую полосу пропускания  $B$  испытуемого четырехполосника, включая присоединяемый к нему усилитель.  $B$  определяется формулой (20-28).

Используемые при измерении средних квадратов шума и коэффициентов шума выходные напряжения и максимальные отдаваемые мощности генераторов столь малы, что калибровка генератора непосредственным измерением выходного уровня невозможна. Калибровка производится при высоких уровнях, а малые выходные уровни получаются с помощью градуированных ослабителей (§ 25-28) [Л. 90, 175]. На выходе усилителя, следующего за испытуемым устройством, необходимо включать прибор с квадратичной шкалой (§ 20-25).

При измерении квадрата шумового напряжения сначала определяют  $\alpha_1$  — показание квадратичного прибора при нулевом напряжении сигнала. Подавая от генератора на зажимы испытуемого четырехполосника напряжение амплитуды  $U_c$ , замечают отклонение прибора  $\alpha_2$ ; тогда квадрат шумового напряжения

$$\overline{u_{ш}^2} = \frac{U_c^2}{2} \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1}. \quad (20-126)$$

При  $\alpha_2 = 2\alpha_1$

$$\overline{u_{ш}^2} = \frac{U_c^2}{2}.$$

Если этим методом измерено эквивалентное напряжение шума на входе лампы  $\sqrt{\overline{u_{ш}^2}}$ , то эквивалентное шумовое сопротивление

$$R_{э\text{кв}} = \frac{u_{ш}^2}{4kT_0B}. \quad (20-127)$$

Шумовой ток определяют путем измерения соответствующего ему шумового напряжения, получаемого на известном сопротивлении.

При измерении коэффициента шума  $F$  генератор стандартного сигнала надо отградуировать в величинах максимальной отдаваемой мощности  $P_{отд. макс}$  (§ 22-4) [Л. 171, 173, 175]. При  $P=0$  (на входе четырехполосника) показание квадратичного при-

бора равно  $\alpha_1$ ; при  $P=P_{отд. макс}$  показание равно  $\alpha_2$ ; тогда

$$F = \frac{P_{отд. макс}}{kT_0\Delta f} \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1}.$$

При  $\alpha_2 = 2\alpha_1$

$$F = \frac{P_{отд. макс}}{kT_0\Delta f}. \quad (20-128)$$

Минимальное значение  $F_{отт}$  находят изменением связи генератора с четырехполосником.

Примечание. В соответствии с определением коэффициента шума мощность, фактически подводимую к испытуемому четырехполоснику, знать не надо, необходимо знать только максимальную отдаваемую мощность.

### 20-29. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ИЗМЕРЕНИЯХ С ПОМОЩЬЮ ШУМОВОГО ГЕНЕРАТОРА

**Измерение  $i_{ш}^2$  и  $R_{э\text{кв}}$  ламп с управляющей сеткой.** Измерение основано на сравнении шума лампы с известным шумом активного сопротивления или насыщенного диода [Л. 51, 168, 170, 190]. На рис. 20-29 изображена схема соответствующей измерительной установки. Здесь  $A$  — испытуемая лампа;  $B$  — насыщенный диод;  $R$  — активное сопротивление, служащее для сравнения! Влияние реактивных проводимостей лампы, а иногда и сопротивления  $R$  устраняется настройкой в резонанс параллельного внешнего контура. Желательно, чтобы измерительный прибор был квадратичным, но это не обязательно. При применении прибора с другой шкалой следует отградуировать его с помощью шумового напряжения.

Шумовой ток лампы измеряется при коротком замыкании входа ( $R=0$ ) следующим образом: при нулевом токе насыщенного дио-

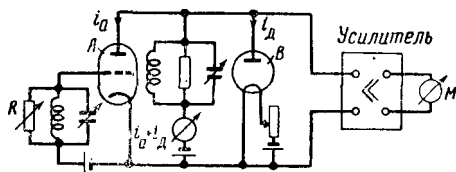


Рис. 20-29. Схема измерения шумового тока и эквивалентного шумового сопротивления электронных ламп.  $A$  — испытуемая лампа;  $B$  — шумовой диод;  $R$  — сопротивление, служащее для сравнения.

да  $i_d=0$  прибор  $M$  показывает среднее квадратичное значение напряжения и отклонение равно  $\alpha_1$ . Пропускание через насыщенный диод тока  $i_d$  приводит к увеличению показания до  $\alpha_2$ . При этом

$$\frac{\overline{i_{ш}^2}}{\Delta f} = 2ei_d \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1}. \quad (20-129)$$

При  $\alpha_2 = 2\alpha_1$

$$\frac{\overline{i_{ш}^2}}{\Delta f} = 2ei_d.$$

Таким способом измеряется  $\overline{i_{ш}^2}$  при коротком замыкании на входе лампы. Зная  $\overline{i_{ш}^2}$ , находят коэффициент депрессии  $\Gamma$  по формуле

$$\Gamma^2 = \frac{i_d}{i_{a0}} \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1}, \quad (20-130)$$

где  $i_{a0}$  — постоянная составляющая анодного тока лампы  $A$  и  $R_{э\text{кв}}$  определяется по формуле

$$R_{э\text{кв}} = \frac{\overline{i_{ш}^2}}{\Delta f} \cdot \frac{1}{4kT_0 S_a^2} = 20 \frac{1}{V} \cdot \frac{i_d}{S_a^2} \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1}. \quad (20-131)$$

Для непосредственного измерения  $R_{э\text{кв}}$  накал катода лампы  $B$  не включается. При  $R=0$  прибор  $M$  показывает  $\alpha_1$ . Включение  $R$  приводит к увеличению показания до  $\alpha_2$ . Отсюда

$$R_{э\text{кв}} = R \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1}. \quad (20-132)$$

Для  $\alpha_2 = 2\alpha_1$

$$R_{э\text{кв}} = R.$$

В этом измерении при больших значениях  $R$  появляются ошибки, так как полное активное сопротивление цепи лампы оказывается меньше  $R$  вследствие потерь в контуре. Это явление ставит верхний предел измеряемому значению  $R_{э\text{кв}}$ . Однако, применяя входной контур соответствующей конструкции, можно, например, на частоте  $1 \text{ Мгц}$  обеспечить измерение с удовлетворительной точностью всех практически встречающихся у приемно-усилительных лам величин  $R_{э\text{кв}} \leq 20 \text{ ком}$ .

Для измерения более высоких значений  $R_{э\text{кв}}$  пригодна схема, изображенная на

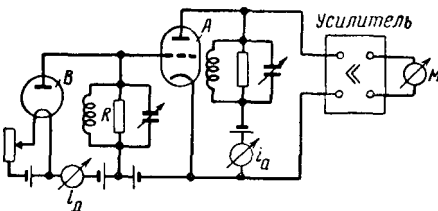


Рис. 20-30. Схема измерения эквивалентного шумового сопротивления электронных ламп при помощи шумового диода  $B$ , включаемого на вход лампы.  $A$  — испытуемая лампа;  $R$  — градуированное сопротивление.

рис. 20-30. На вход лампы  $A$  включается насыщенный диод, ток которого протекает через известное сопротивление  $R$ . Если при коротком замыкании на входе показание прибора  $M$  равно  $\alpha_1$ , а присоединение диода с силой тока  $i_d$  приводит к повышению показания прибора до  $\alpha_2$ , то

$$R_{э\text{кв}} = \left( R + \frac{2e}{4kT_0} i_d R^2 \right) \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1} = \left( R + 20 \frac{1}{V} i_d R^2 \right) \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1}. \quad (20-133)$$

Сопротивление  $R$  выбирают настолько малым, чтобы можно было пренебречь шунтирующим влиянием контура, включенного параллельно ему.

Описанные методы пригодны для измерения  $\overline{u_{ш}^2}$ ,  $\overline{i_{ш}^2}$ ,  $\Gamma^2$  и  $R_{э\text{кв}}$  усилительных лам на всех диапазонах частот, на которых генераторы шума дают «белый» шум. На низких частотах ( $\leq 3 \text{ кгц}$ ) это условие необходимо специально проверить. При применении метода, схема которого изображена на рис. 20-30, на низких частотах может появиться ошибка за счет зависящего от частоты «контактного» шума сопротивлений, по которым протекает ток. Усиление испытуемой лампы должно быть достаточно большим, чтобы можно было пренебречь шумом сопротивления нагрузки лампы и последующего усилителя.

### 20-30. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ШУМА ПРИ ПОМОЩИ ШУМОВОГО ДИОДА

Шумовой диод превращается в генератор шума с определенной максимальной отдаваемой мощностью и внутренним сопротивлением  $R$ , если он нагружен на активное сопротивление  $R$  [Л. 96, 173, 178]. Максимальная отдаваемая шумовая мощность диода при малых пролетных углах и пренебрежимо малых индуктивностях вводов равна:

$$P_{\text{отд. макс}} = \frac{1}{2} e i_d R B. \quad (20-134)$$

$P_{\text{отд. макс}}$  пропорциональна, следовательно, анодному току  $i_d$  насыщенного диода. Такой генератор применяется точно так же, как генератор стандартного сигнала (рис. 20-31). При помощи трансформатора  $T$  генератор шума присоединяется к испытуемому четырехполюснику. Отмечают показание  $\alpha_1$  прибора  $M$ , включенного на выходе четырехполюс-

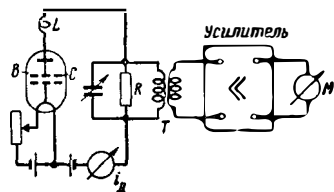


Рис. 20-31. Схема измерения коэффициента шума при помощи шумового генератора, содержащего шумовой диод  $B$  с выходным сопротивлением  $R$ .



ника, при  $i_d = 0$ ; при диодном токе  $i_d$  отмечают  $\alpha_2$ ; тогда коэффициент шума

$$F = \frac{e}{2kT_0} i_d R \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1} = 20 \frac{1}{V} i_d R \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1}.$$

При  $\alpha_2 = 2\alpha_1$

$$F = \frac{e}{2kT_0} i_d R = 20 \frac{1}{V} i_d R. \quad (20-135)$$

Изменяя степень связи на входе, находят  $F_{\text{опт}}$ .

Этот метод измерения пригоден вплоть до таких частот, при которых начинает приближаться последовательный резонанс индуктивности  $L$  вводов и емкости  $C$  диода; условием допустимости измерений является  $\omega^2 LC \ll 1$ . При более высоких частотах применяют коаксиальные шумовые диоды, катод и анод которых образуют внутренний и внешний проводники коаксиальной линии [Л. 179—181].

Шумовую температуру  $T_{\text{ш}}$  диодных преобразователей частоты можно определить, измерив коэффициент шума с помощью шумового диода, измерив коэффициент передачи по мощности и сделав вычисление по формуле (20-92). В [Л. 174, 178] описано подобное устройство, обладающее тем преимуществом, что шумовой диод включается в тракт усилителя промежуточной частоты; при этом к конструкции диода не предъявляется каких-либо особых требований, например по индуктивности вводов.

### 20-31. ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ГЕНЕРАТОР ШУМА

На сантиметровых волнах все чаще применяется генератор шума в виде газоразрядной лампы. Это применение основано на том, что максимальная отдаваемая мощность газового разряда может быть определена выражением

$$P_{\text{отд. макс}} = kT_{\text{эл}} \Delta f, \quad (20-136)$$

где  $T_{\text{эл}}$  — электронная температура, практически не зависящая в широком диапазоне от частоты и в пределах некоторых диапазонов также от условий разряда [Л. 182—186]. Генератор шума образуется газоразрядной лампой, введенной в отрезок прямоугольного волновода. Для согласования с волноводом лампа вводится в волновод наискось через отверстие, сделанные в широких стенках. Ось лампы находится, следовательно, в средней продольной плоскости волновода, параллельной электрическому вектору волны типа  $H_{10}$  (рис. 20-32). На одном конце волновода имеется короткозамыкающий плунжер, а к другому (А) присоединен калиброванный ослабитель, позволяющий регулировать шумовую мощность, подводимую к испытуемому четырехполоснику.

Сравнительно с шумовым диодом мощность, отдаваемая газоразрядным шумовым генератором, больше; генератор прост и дешев.

Если при включении генератора шума максимальная отдаваемая мощность на выходе испытуемого четырехполосника удваивается, а делитель при этом ослабляет мощность генератора в  $\alpha$  раз ( $\alpha < 1$ ), то коэффициент

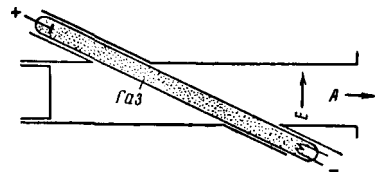


Рис. 20-32. Шумовой генератор, образованный газоразрядной лампой, введенной в отрезок волновода

шума четырехполосника определяется выражением

$$F = \alpha \frac{T_{\text{эл}}}{T_0}. \quad (20-137)$$

Значения  $T_{\text{эл}}$  для различных газовых разрядов, получаемые в соответствующих, хотя и не критических условиях на волнах от 10 до 1 см, приведены в табл. 20-2.

Таблица 20-2

### Электронная температура газовых разрядов

Газ	$T_{\text{эл}}$ [°K]	$T_{\text{эл}}/T_0$
Hg	10 800	37
Ar	12 600	43
He	32 000	110
Xe	10 000	34
Ne	23 000	80

Значения  $T_{\text{эл}}$  имеют небольшой разброс; но обычно при измерении коэффициента шума точность порядка 5—10% вполне достаточна. Конструкции таких генераторов шума и условия их применения описаны в [Л. 183, 184, 186].

### 20-32. ДРУГИЕ ТИПЫ ГЕНЕРАТОРОВ ШУМА

Для измерения коэффициента шума применяются главным образом: шумовые диоды, активные сопротивления в виде накаленной вольфрамовой нити. Поскольку температура такой нити не может превышать 3 000° K, то максимальная отдаваемая мощность не превышает 10  $kT_0$ .

Иногда в качестве генераторов шума применяют активные сопротивления в виде накаленной вольфрамовой нити. Поскольку температура такой нити не может превышать 3 000° K, то максимальная отдаваемая мощность не превышает 10  $kT_0$ .

Отражательные генераторы имеют в диапазоне сантиметровых волн большой уровень шума. От плого резонатора можно получить мощность шума от 30 до 1 000  $kT_0$ , определяемую током катода. Получаемый при этом шум не является «белым»; спектр шума лежит в области собственной частоты генератора. Выполнив калибровку, такое устройство можно применять в качестве диапазонного шумового генератора [Л. 175].

Кристаллические диоды, работающие на сверхвысоких частотах, при пропускании по-

стоянного тока в направлении запираания имеют шумовую температуру от 1 до 20  $T_0$ . Их также можно применять в качестве генераторов шума после калибровки [Л. 175].

### ЛИТЕРАТУРА

1. Moullin E. B., Spontaneous fluctuations of voltage, Oxford, 1938.
2. Goldman S., Frequency analysis, modulation and noise, New York, 1948, см. [Л. 181], разд. 21.
3. Fränz K., Elektr. Nachr.-Techn., 1940, 17, 215—230; 1942, 19, 166—173, 285—287.
4. Mann P. A., Elektr. Nachr.-Techn., 1943, 20, 232—237.
5. Rice S. O., Bell Syst. Techn. J., 1944, 23, 282—332; 1945, 24, 46—156.
6. Van der Ziel A., Advances in electronics, 1952, 4, 109—155.
7. Wang M. C., Uhlenbeck G. E., Rev. Modern Phys., 1945, 17, 323.
8. Fraser D. B., Wireless Engr., 1949, 26, 129—132.
9. Solomon S., S., J. Appl. Phys., 1952, 23, 100—112.
10. Bittel H., Z. angew. Phys., 1952, 4, 137—146.
11. Schottky W., Ann. Phys., 1918, 57, 541—567.
12. Nyquist H., Phys. Rev., 1928, 32, 110—113.
13. Bernamont J., Ann. Chim. Phys., 1937, 7, 71.
14. Bakker C. J., Heller G., Physica, Haag, 1939, 6, 262—274.
15. Feldtkeller R., Siemens Veröff. Nachrichtentechn., 1936, 6.
16. Williams F. C., J. Instn. Electr. Engrs, 1937, 81, 751—760; 1938, 83.
17. Pierce J. R., Bell Syst. Techn. J., 1948, 27, 158—174.
18. Spenke E., Wiss. Veröff. Siemens-Werke, 1939, 18, 55.
19. Kleen W., Elektrotechn. Z., 1943, 64, 473—478.
20. Rothe H., Kleen W., Elektronenröhren als Anfangsstufen-Verstärker, Leipzig, 1944, 2. Aufl., Kap. 15.
21. Van der Ziel A., J. Appl. Phys., 1950, 21, 399.
22. Van der Ziel A., Advances in electronics, 1952, 4, 110—155.
23. Böer W., Ann. Phys., 1950, 8, 87—92.
24. Dänzer H., Ann. Phys., 1950, 8, 176—186.
25. Van der Ziel A., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1949, 37, 1447; 1950, 38, 562.
26. Aldous W. H., Campbell N., Proc. Roy. Soc., London, 1935, 151, 694, 702.
27. Spenke E., Wiss. Veröff. Siemens-Werke, 1937, 16, 127—136.
28. Kompfner R., и др. Proc. Inst. Electr. Engrs, 1946, 93, p. 111A, 1436—1442.
29. Freeman J. J., J. Res. Nat. Bur. Stand., 1949, 42, 75—88.
30. То же, J. Appl. Phys., 1952, 23, 743—745.
31. То же, 1952, 23, 1223—1225.
32. Begovich N., J. Appl. Phys., 1949, 20, 457—462.
33. Van der Ziel A., Versnel A., Philips, Res. Rep., 1948, 3, 13—23.
34. Diemer G., Knol K., Philips techn. Rdsch., 1952, 14, 125—137; 161—171.
35. Lavoo N. V., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1949, 37, 383—386.
36. Fraser D. B., Wireless Engr., 1949, 26, 129—132.
37. Hayner L. J., Physics, 1935, 6, 323—333.
38. Kurrelmayer B., Hayner L. J., Phys. Rev., 1937, 52, 952—953.
39. Shockley W., Pierce J. R., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1938, 26, 321—332.
40. Ziegler M., Physica, Haag, 1935, 2, 415—416; 1936, 3, 1—11, 307—316.
41. Pierce J. R., Bell Syst. Techn. J., 1948, 27, 158—174.
42. Engbert W., Telefunkenröhre, 1938, № 4, 127—136.
43. Hartmann S., Rothe A., Hausmitt. Fernseh-AG., 1941—1942, 2, 81—83.
44. Schottky W., Wiss. Veröff. Siemens-Werke 1937, 16, 1—18.
45. Spenke E., Wiss. Veröff. Siemens-Werke, 1937, 16, 19—41.
46. Bakker C. J., Physica, Haag 1941, 8, 23—43.
47. Rack A. J., Bell Syst. Techn. J., 1938, 17, 592—619.
48. Rothe H., Plato G., Engbert W., Telefunkenröhre, 1936, № 7, 94—108; 1937, № 11, 183—212.
49. Thompson B. J., North D. O., Harris W. A., RCA-Rev., 1939—1940, 4, 269—285, 441—472; 1940—1941, 5, 106—124, 244—260, 371—388; 1941—1942, 6, 114—124, 505—524.
50. Schottky W., Ann. Phys., 1938, 32, 195—204.
51. Bakker C. J., Physica, Haag, 1938, 5, 581—591.
52. Williams F. C., J. Inst. Electr. Engrs, 1941, 89, p. III 219—229.
53. Bell D. A., J. Instn. Electr. Engrs, 1941, 89, p. III, 207—212.
54. Engbert W., Telefunkenröhre, 1938, № 13, 127—136.
55. Herold E. W., Malter, L., RCA-Rev., 1940, 4, 324—337; Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1943, 31, 423—438, 491—510, 567—582.
56. Kleen W., Telefunkenröhre, 1940, № 19—20, 160—170.
57. Campbell N. R., Francis V. J., Proc. Inst. Electr. Engrs, 1946, 93, p. IIIA, 45—52, 188—190.
58. Cantz R., Nowak A., Die Röhre im UKW-Empfänger, Telefunken, 1952.
59. Ballantine S., J. Franklin Inst., 1928, 206, 159—167.
60. Bakker C. J., Physica, Haag, 1941, 8, 23—43.
61. North D. O., Ferris W. R., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1941, 29, 49—50.
62. Llewelyn, Peterson C., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1944, 32, 144—166; 1945, 33, 458.
63. Rack A. J., Bell Syst. Techn. J., 1938, 17, 592—619.
64. Bell R. L., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1951, 39, 1059—1063.

70. Knol K. S., Versnel A., *Physica*, Haag, 1949, **15**, 462—464.
71. Peterson L. C., *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y., 1947, **35**, 1264.
72. Van der Ziel A., Versnel A., *Nature*, London, 1947, **159**, 640; *Philips Res. Rep.*, 1950, **2**, 189—198; 1948, **3**, 13—23.
73. Bell R. L., *Wireless Engr.*, 1948, **25**, 294; 1950, **27**, 86—94.
74. Van der Ziel, *Wireless Engr.*, 1951, **28**, 226—227.
75. Van der Ziel A., *Canad. J. Technol.*, 1950, **28**, 189—198; 1951, **29**, 540—552.
77. Pierce J. R., *Traveling-wave tubes*, ch. 10, New York, 1950, см. [198], разд. 13.
78. König W., *Arch. elektr. Übertrag*, 1952, **6**, 445—452.
79. Robinson F. N. H., *Phil. Mag.*, 1952, **43**, 51—62.
80. Kleen W., *Frequenz*, 1952, **6**, 45—50.
81. Kleen W., *Einführung in die Mikrowellen-Elektronik*, Teil I, Kap. 8, 10, 11, 16, Stuttgart, 1952.
82. Cutler C. C., Quate C. F., *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 875—878.
83. Watkins D. A., *J. Appl. Phys.*, 1952, **23**, 568—573.
84. Pierce J. R., *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y., 1952, **40**, 1675—1680.
85. Watkins D. A., *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y., 1952, **40**, 65—70.
87. Tien P. K., Field L. M., *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y., 1952, **40**, 688—695.
88. Peter R. W., *RCA-Rev.* 1952, **13**, 344—368.
89. Smullin L. D., *J. Appl. Phys.*, 1951, **22**, 1496—1498.
90. Fränz K., *Elektr. Nachr.-Techn.*, 1939, **16**, 92—96; *Z. Hochfrequenztechn.*, 1942, **59**, 105—112, 143—144; *Fortschritte der Hochfrequenztechnik*, 1945, **2**, 232—241.
91. Friis H. T., *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y., 1944, **32**, 419—423, 729.
92. Rothe H., Kleen W., *Elektronenröhren als Anfangsstufenverstärker*, Kap. 16, 2 Aufl., Leipzig, 1944.
93. Strutt M. J. O. *Ultra and extreme short-wave reception*, New York, 1947.
94. Strutt M., *Verstärker und Empfänger*, 2, Aufl., Berlin, 1951.
95. Moxon, L. A., *Recent advances in radio receivers*, ch. 2—4, 1949.
96. Kleen W., *Telefunkenröhre*, 1941, № 23, 273—296.
97. Strutt M. J. O., van der Ziel A., *Physica*, Haag, 1941, **8**, 424—425.
98. Herold E. W., Malter L., *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y., 1943, **31**, 423—438, 491—510, 567—582.
99. Behling H., *Elektr. Nachr.-Techn.*, 1942, **19**, 67—72.
100. MacDonald D. K. C., *Phil. Mag.*, 1944, **35**, 385—395.
101. Goldberg H., *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y. 1948, **36**, 1205—1214.
102. Hacks J., *VDE-Fachber*, 1950, **14**, 96—99.
103. Moxon L. M., *J. Instn. Electr. Engrs*, 1946, **93**, p. III A, 1130—1142.
104. Strutt M. J. O. van der Ziel A., *Wireless Engr.*, 1946, **23**, 241—249.
105. Kleen W., *Erequenz*, 1949, **3**, 209—216.
107. Cantz R., *Telefunkenröhre*, 1953, № 4, 52—69.
108. Diemer G., Knol K. S., *Philips Res. Rep.*, 1950, **5**, 153—154.
109. Strutt M. J. O. van der Ziel A., *Physica*, Haag 1941, **8**, 1—22; 1942, **9**, 513—527, 528, 538, 1003—1012; 1943, **10**, 823—826.
111. Fränz K., *Telefunkenröhre*, 1942, № 24/25, 35—37.
112. van der Ziel A., *Philips Res. Rep.*, 1946, **1**, 381—399; *Canad. J. Technol.*, 1950, **28**, 189—198; 1951, **29**, 540—552.
113. Diemer G., Knol K. S., *Philips, techn. Rdsch.*, 1952, **14**, 161—171.
114. Müller J., *Z. Hochfrequenztechn.*, 1942, **60**, 19-21.
115. Strutt M. J. O., van der Ziel A., *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y., 1948, **36**, 19—23; 1949, **37**, 896—900.
116. George T. S., Urkowitz H., *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y., 1953, **41**, 516—521.
117. Pierce J. R., *Traveling-wave tubes*, New York, 1950, ch. 10, см. [A. 98], разд. 13.
118. Robinson F. N. H., Kompfner R., *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y., 1951, **39**, 918—926.
119. Watkins D. A., *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y., 1952, **40**, 65—70.
120. Kleen W., Ruppel W., *Arch. elektr. Übertrag*, 1952; **6**, 187—194, 299—303.
121. Convert G., *Ann. Radioélectricité*, 1952, **7**, 225—234.
122. Peter R. W., *RCA-Rev.*, 1952, **13**, 344—368.
123. Pfeifer A. G., Parzen P., Bryant J. H., *Proc. Nat. Conference Electronics*, 1951, **7**, 314—317; *Electr. Commun.*, 1952, **29**, 234—237.
124. Kleen W., *Einführung in die Mikrowellen-Elektronik*, Stuttgart, 1952.
125. Strutt M. J. O., *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y., 1946, **34**, 942—950.
126. Behling H., *Arch. elektr. Übertrag.*, 1951, **5**, 489—498, 561—564.
127. Mataré H. F., *Arch. elektr. Übertrag*, 1949, **3**, 241—249, 1951, **5**, 57—66, 119—124.
130. Rothe H., Willwacher E., *Arch. elektr. Übertrag*, 1952, **6**, 493—498.
131. Rothe H., *Telefunkenröhre*, 1953, 255—276.
132. Johnson J. B., *Phys. Rev.*, 1925, **32**, 71—85.
133. Schottky W., *Phys. Rev.*, 1926, **28**, 74—103.
135. Eisenstein A. S., *Advances in Electronics*, 1948, **1**, 1—64.
136. Donal J. S., *Phys. Rev.*, 1930, **36**, 1172—1189.
137. van Wijngaarden J. G., van Vliet K. M., van Leeuwen C. J., de Hahn E. F., Haag, 1952, **18**, 683—713.
138. Schottky W., *Physica*, Haag, 1937, **4**, 175—180.
139. Graffunder W., *Telefunkenröhre*, 1939, № 15, 41—63.
140. Macfarlane G. G., *Proc. Phys.*

- Soc., London, 1947, **59**, 366 — 375; 1950, **63**, 807.
141. Van der Ziel A., Physica, Haag, 1950, **16**, 359.
142. Richardson J. M., Bell Syst. Techn. J., 1950, **29**, 117 — 141.
143. Rothe H., Dahlke W., Schubert J., Telefunkenztg, 1953, **26**, 73 — 84.
144. Kronenberg K., Z. angew. Phys., 1951, **3**, 1 — 5.
145. Lindeman W. W., van der Ziel A., J. Appl. Phys., 1952, **23**, 1410 — 1411.
146. Milatz J. J. W., Keller K. J., Physica, Haag, 1942, **9**, 97 — 112.
147. Strutt M. J. O., van der Ziel A., Physica, Haag, 1942, **9**, 513 — 527.
148. То же, 1941, **8**, 576 — 590.
149. van der Ziel A., Physica, Haag, 1942, **9**, 177 — 195.
150. Thompson B. J., North D. O., Harris W. A., Electron tubes, 1949, **1**, 143 — 160.
152. Fränz K., Elektr. Nachr.-Techn., 1940, **17**, 214 — 230; 1942, **19**, 285 — 287; Z. Hochfrequenztechn., 1941, **57**, 146 — 151.
153. Fränz K., Vellat T., Elektr. Nachr.-Techn., 1943, **20**, 183 — 189.
155. Stumpers F. L., Philips Res. Rep., 1947, **2**, 241 — 259.
157. Bittel H., Z. angew. Phys., 1952, **4**, 137 — 146.
158. Williams F. C., J. Instn. Electr. Engrs, 1937, **14**, 242 — 247.
159. Starford F. R. W., Wireless Engr., 1937, **14**, 242 — 247.
160. Ragazzini J. R., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1942, **30**, 277 — 288.
161. Bennett W. R., Bell Syst. Techn. J., 1944, **23**, 97 — 113; 1947, **26**, 139 — 169.
162. Middleton D., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1948, **36**, 1467 — 1477.
163. De Lano R. H., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1949, **37**, 1120 — 1126.
164. Fränz K., Z. Hochfrequenztechn., 1941, **58**, 95 — 99.
165. Van der Ziel A., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1953, **41**, 800 — 801.
166. Tucker D. G., Wireless Engr., 1952, **29**, 128 — 137.
167. Davenport W. B., J. Appl. Phys., 1953, **24**, 720 — 727.
168. Ziegler M., Physica, Haag, 1935, **2**, 413 — 414.
170. Van der Ziel A., Electronics, N. Y., 1952, № 4, **25**, 136 — 137.
173. Denis M., Ann. Radioélectrique, 1950, **5**, 27 — 35.
174. Moxon L. A., Recent advances in radio receivers, ch. 5, 1949; Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1949, **37**, 1433 — 1437.
175. Montgomery C. G., Technique of microwave measurements, **11**, MIT-Serie, New York, 1947, см. [Л. 193], разд. 25.
176. Van der Ziel A., Philips Res. Rep., 1947, **2**, 321 — 330.
177. Pöhlmann W., Rhode-&-Schwarz Mitt., 1952, № 2, **85** — 87.
178. Naday G., Ann. Radioélectrique, 1949, **4**, 257 — 260.
179. Johnson H., RCA Rev., 1947, **8**, 169.
180. Kompfner R. и др., Proc. Inst. Electr. Engrs, 1946, p. III A, **93**, 1436 — 1442.
181. Moffat J., Proc. Inst. Electr. Engrs, 1946, **93**, p. III A, 1335.
182. Mumford A., Bell Syst. Techn. J., 1949, **28**, 608 — 618.
183. Johnson H., De Remer K. R., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1951, **39**, 908 — 914.
184. Knoll K. S., Philips Res. Rep., 1951, **6**, 288 — 302.
186. Campbell R. H., Chipman R. A., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1949, **37**, 938 — 942.
187. Montgomery H. C., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1952, **40**, 1461 — 1471.
188. Rothe H., Arch. elektr. Übertrag, 1952, **6**; 461 — 468, 493 — 498; 1954, **8**, 201 — 212.
189. Rothe H., Dahlke W., Arch. elektr. Übertrag, 1955, **9**; 117 — 121.
190. Van der Ziel A., Noise, New York, 1954, см. [Л. 209].
191. König H. W., Frequenz, 1955, **9**, 101 — 109.
192. Pöschl K., Frequenz, 1954, **8**, 284 — 288.
193. Wiesner R., König H. W., Arch. elektr. Übertrag., 1954, **8**, 5 — 7.
194. Wiesner R., Ann. Phys., Lpz., 1953, **12**, 361 — 378.
195. König H. W., Arch. elektr. Übertrag, 1955, **9**, 109 — 116.
196. Schnitger H., Weber D., Fernmeldetechn. Z., 1954, **7**, 540 — 546.
197. Robinson F. N. H., J. Brit. Inst. Radio Engrs, 1954, **14**, 79 — 86.
198. Robinson F. N. H., Phil. Mag., 1952, **43**, 51 — 62.
199. Bloom R. W., Peter R. W., RCA Rev., 1954, **15**, 252 — 267.
200. Pierce J. R., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1952, **40**, 1675 — 1680.
201. Pierce J. R., J. Appl. Phys., 1954, **25**, 931 — 933.
202. Pierce H. R., Danielson W. E., J. Appl. Phys., 1954, **25**, 1163 — 1165.
203. Rowe H. E., Transactions of the IRE Professional Group on Electron Devices, 1953, № 1, 36 — 46.
204. Грановский В. Л., Электрические флуктуации, Гостехиздат, 1936.
205. Бунимович В. И., Флуктуационные процессы в радиоприемных устройствах, Изд. «Советское Радио», 1951.
206. Гоноровский И. С., Основы радиотехники, Связьиздат, 1957, гл. 2 и 18.
207. Калинин В. И. и Герштейн Г. М., Введение в радиофизику, Гостехгеориздат, 1957, разд. 7.
208. Гнеденко Б. В. и Хинчин А. Я., Элементарное введение в теорию вероятностей, Гостехиздат, 1957.
209. Ван-дер-Зил А., Флуктуации радиотехнике и физике, Госэнергоиздат, 1958.
210. Давенпорт и Рут, Введение в теорию случайных сигналов и шумов, ИИЛ, 1960.
211. Ито К., Вероятностные процессы, вып. 1, ИИЛ, 1960.
212. Левин Б. Р., Теория случайных процессов и ее применения в радиотехнике, изд. «Советское Радио», 1960.

## РАЗДЕЛ 21 МОДУЛЯЦИЯ

### Общие сведения об амплитудной модуляции

#### 21-1. НЕИСКАЖЕННОЕ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННОЕ КОЛЕБАНИЕ

При амплитудной модуляции изменяется амплитуда несущего колебания в соответствии с изменениями модулирующего сигнала во времени и без изменения его фазы. Несущее колебание с угловой частотой  $\omega$  обозначается через  $A \cos \omega t$ , а модулирующее колебание через  $a \cos \Omega t$ .

**Теория боковых полос.** Если считать амплитуду  $A$  средним значением в немодулированном состоянии (рис. 21-1), то уравнение изменения амплитуды во времени (уравнение огибающей кривой) имеет вид:

$$A + a \cos \Omega t = A(1 + m \cos \Omega t), \quad (21-1)$$

а основное уравнение модулированного колебания имеет вид:

$$s = A(1 + m \cos \Omega t) \cos \omega t; \quad (21-2)$$

здесь  $a$  — полное отклонение амплитуды и  $m = \frac{a}{A} < 1$  — коэффициент модуляции.  $m = 1$  соответствует полной модуляции; при этом амплитуда при отрицательном максимуме модулирующего сигнала доходит до нуля. Если  $m > 1$  (перемодуляция), то в общем случае будут иметь место большие искажения.

При помощи тригонометрических преобразований по известным формулам:

$$\sin \alpha \sin \beta = 0,5 [\cos(\alpha - \beta) - \cos(\alpha + \beta)]; \quad (21-3)$$

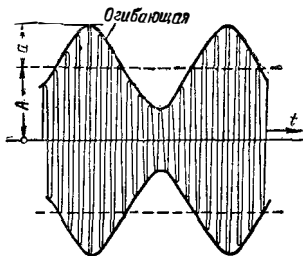


Рис. 21-1. Амплитудно-модулированное колебание с синусоидальной огибающей.  $\omega \gg \Omega$ .  
 $A$  — амплитуда несущей;  $a$  — отклонение амплитуды;  
 $m = a/A$  — коэффициент модуляции.

$$\cos \alpha \cos \beta = 0,5 [\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)]; \quad (21-4)$$

$$\sin \alpha \cos \beta = 0,5 [\sin(\alpha + \beta) + \sin(\alpha - \beta)] \quad (21-5)$$

из основного уравнения получают спектральное уравнение модулированного колебания:

$$s = A \cos \omega t + \frac{m}{2} A \cos(\omega + \Omega)t + \frac{m}{2} A \cos(\omega - \Omega)t. \quad (21-6)$$

Это выражение показывает, что колебание, амплитудно-модулированное синусоидой, получается в результате сложения трех синусоидальных колебаний — несущего с неизменной амплитудой и двух боковых колебаний с боковыми частотами  $\omega + \Omega$  и  $\omega - \Omega$ , амплитуды которых равны друг другу и каждая из которых равна половине полного отклонения амплитуды модулированного колебания (рис. 21-2). Существование каждого из

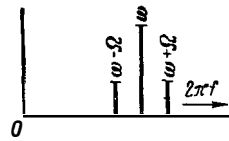


Рис. 21-2. Спектр амплитудно-модулированного колебания при модуляции без искажений.

этих трех колебаний может быть доказано и они могут быть разделены фильтрами, хотя число переходов модулированного колебания через нуль и расстояния между этими переходами таковы же, как у немодулированного колебания.

На рис. 21-3 показано взаимодействие несущего и обоих боковых колебаний при образовании модулированного колебания. Если принять, как это в дальнейшем всегда будет делаться, что несущее колебание лежит в диапазоне высоких частот, а модулирующий сигнал — в диапазоне низких частот, то обе боковые частоты сравнительно близки друг к другу. При этом боковые колебания без несущей

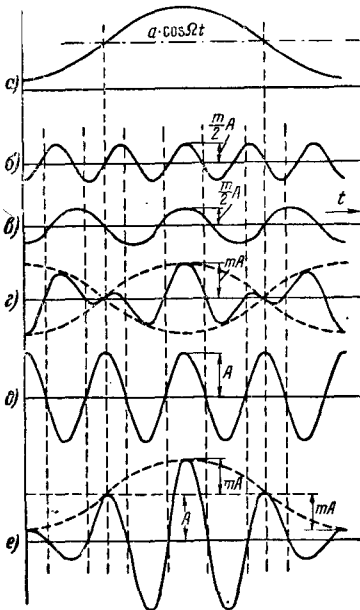


Рис. 21-3. Получение амплитудно-модулированного колебания наложением несущей и двух боковых колебаний [Л. 1].

*a* — модулирующее колебание (огibaющая модулированного колебания); *b* — верхнее боковое колебание; *c* — нижнее боковое колебание; *z* — сумма двух боковых колебаний (биения, скачок фазы при переходе через нуль); *d* — несущее колебание; *e* — амплитудно-модулированное колебание как сумма *z* и *d*.

дают биения, представленные кривой 2 и выражаемые уравнением

$$a \cos \Omega t \cos \omega t = \frac{a}{2} \cos (\omega + \Omega) t + \frac{a}{2} \cos (\omega - \Omega) t. \quad (21-7)$$

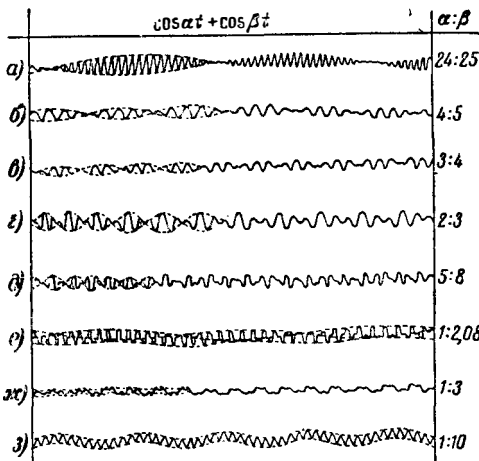


Рис. 21-4. Результирующие колебания при сложении двух колебаний одинаковой интенсивности [Л. 5]. *a* и *b* — биения; *в* — *з* — различные формы наложения колебаний.

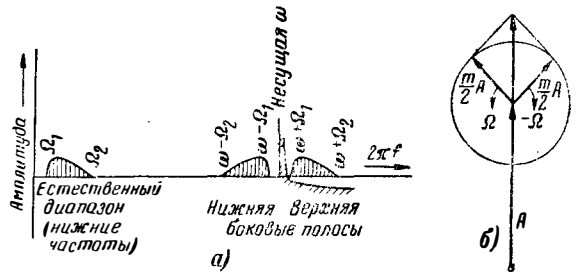


Рис. 21-5.

*a* — модуляция несущей смесью частот; перемещение (конверсия) частот; кривые поясняют спектральное распределение амплитуд в смеси частот телефонного сигнала; *b* — векторная диаграмма амплитудно-модулированного колебания.

Для таких биений характерен скачок фазы при переходе огibaющей через нуль, что соответствует перемене знака перед  $\cos \Omega t$ .

На рис. 21-4 показано, что результирующие колебания могут иметь совсем другой вид, если частоты двух накладываются колебаний равной интенсивности все больше и больше отличаются друг от друга. Колебание формы *a* имеет выраженный характер биений, в то время как в форме *з* ясно видны наложение низкочастотной и высокочастотной синусоид. Промежуточные формы определить трудно. Подобным же образом огibaющая модулированных колебаний может сильно отличаться от представленной на рис. 21-1.

Если несущую модулировать смесью частот, заполняющей целую полосу, например от  $\Omega_1$  до  $\Omega_2$ , то около несущей как результат модуляции возникнут (рис. 21-5) нижняя боковая полоса с боковыми частотами, расположенными между  $\omega - \Omega_2$  и  $\omega - \Omega_1$ , и верхняя боковая полоса с боковыми частотами, расположенными между  $\omega + \Omega_1$  и  $\omega + \Omega_2$ . В каждой из этих боковых полос каждому отдельному колебанию, содержащемуся в модулирующем сигнале, однозначно соответствует по частоте, амплитуде и фазе боковое колебание, причем линейное наложение так же справедливо для боковых колебаний, как для колебаний модулирующего сигнала. Справедливость этого для амплитуд и частот вытекает из предыдущего; справедливость этого и для начальной фазы становится ясной, если во всех расчетах к аргументу  $\Omega t$  добавить начальную фазу  $\varphi$ .

Каждая боковая полоса полностью содержит сообщение (информацию), в то время как несущая частота необходима только как вспомогательное колебание для модуляции и не обязательно необходима для передачи сообщения. Поэтому термин «несущая» физически не оправдывается [Л. 2].

Если, как указано на рисунке, отделить верхнюю боковую полосу фильтром верхних частот, то получится смесь частот, которая отличается от смеси модулирующих частот («частот естественного диапазона») лишь тем, что все частоты  $\Omega$  сдвинуты в область более высоких частот на величину несущей частоты  $\omega$ . Этот процесс иногда называется частотным перемещением

(конверсия), а  $\omega$  — конверсионной частотой.

Для нижней боковой полосы справедливо то же, но с той разницей, что она, кроме того, инвертирована (расположена в обратном порядке). Часто применяемый для частотного перемещения термин «транспонирование» не является точным, так как музыкальное понятие «транспонирование» означает умножение всех частот на одинаковую величину.

**Векторная диаграмма.** Немодулированное несущее колебание представляется обычно единичным вектором в комплексной плоскости, вращающимся с угловой скоростью  $\omega$ ; модулированное колебание получается (рис. 21-5, б) сложением указанного вектора с двумя другими векторами боковых колебаний. Эти векторы вращаются относительно вектора несущей с разностной частотой, т. е. с модулирующей частотой  $\Omega$ , в противоположных направлениях и расположены симметрично к вектору несущей, так что их результирующая постоянно совпадает с направлением вектора несущей. Таким образом, результирующая увеличивает и уменьшает вектор несущей в такт модулирующей частоте, не изменяя при этом его фазу.

**Действующее значение.** Мощность синусоидально модулированного колебания равна сумме мощностей несущего и обоих боковых колебаний

$$P_{\text{мод}} = P_{\text{нес}} \left( 1 + \frac{m^2}{2} \right). \quad (21-8)$$

Отсюда определяется действующее (эффективное) значение модулированного тока (значение эффективного тока несущей):  $I_{\text{нес.эфф}}$ , как среднее квадратичное значение

$$I_{\text{мод.эфф}} = I_{\text{нес.эфф}} \sqrt{1 + \frac{m^2}{2}}, \quad (21-9)$$

а также эффективное значение модулированного напряжения (значение эффективного напряжения несущей:  $U_{\text{нес.эфф}}$ )

$$U_{\text{мод.эфф}} = U_{\text{нес.эфф}} \sqrt{1 + \frac{m^2}{2}}. \quad (21-10)$$

## 21-2. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА МОДУЛЯЦИИ

**Измерение при помощи электронно-лучевой трубки.** Если подать на горизонтально-отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки модулирующее напряжение (синусоидальное), а на вертикально-отклоняющие пластины — модулированное высокочастотное напряжение, то на экране получается изображение, показанное на рис. 12-6, а—в, в зависимости от фазового сдвига  $\varphi$  между горизонтально-отклоняющим напряжением и модулирующим напряжением в модуляционном каскаде. Без горизонтального отклонения получают рис. 21-6, 2, т. е. вертикальную прямую, средняя часть которой выражена сильнее.

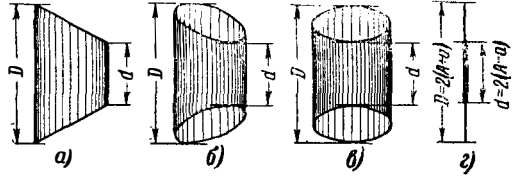


Рис. 21-6. Измерение коэффициента модуляции при помощи электронно-лучевой трубки [Л. 10];

$m = \frac{D-d}{(D+d)}$  с горизонтальным отклонением модулирующим напряжением;  
 $a-\varphi = 0$   
 $b-\varphi = 45^\circ$   
 $c-\varphi = 90^\circ$   
 2—без горизонтального отклонения.

По обозначенным на рисунке размерам коэффициент модуляции определяется:

$$m = \frac{D-d}{D+d}. \quad (21-11)$$

Искажения определяют по отклонениям сторон трапеции от прямой или по отклонениям овалов от точного эллипса.

При применении горизонтального отклонения, пропорционального времени, на экране трубки можно непосредственно получить изображение изменения модулированного колебания во времени (рис. 21-1) и определить по этому изображению коэффициент модуляции. Однако метод, показанный на рис. 21-6, а или 2, имеет то преимущество, что он применим также при модуляции смесью частот и дает возможность осуществлять непрерывный контроль.

**Измерение при помощи стрелочного прибора.** Для измерения коэффициента модуляции при помощи стрелочного прибора необходимо линейное выпрямление модулированных колебаний. Постоянная времени  $R(C_1 + C_2)$  выпрямителя (рис. 21-7, разд. 16) должна быть мала, чтобы напряжение на  $C_2$  при высоких модулирующих частотах еще следовало формегибающей модулированных колебаний. Тогда прибор покажет линейное среднее значение выпрямленного модулированного колебания, которое при симметричной модуляции соответствует величине несущей.

Для измерения пиков модуляции можно за указанным выпрямителем включить еще один такой же, который отличается от первого лишь величиной постоянной времени; она должна быть большей по сравнению с самым длинным возможным периодом модулирующего колебания. Тогда прибор этого выпрями-

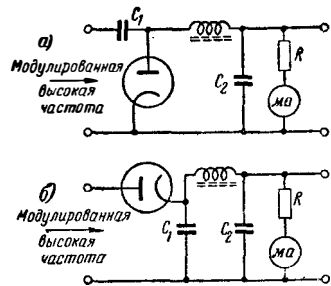


Рис. 21-7. Линейный выпрямитель для измерения коэффициента модуляции.

теля прямо покажет пиковое модулирующее напряжение и может быть отрадуирован непосредственно в процентах глубины модуляции, если прибор первого выпрямителя показывает всегда одну и ту же величину радиочастотного напряжения. Для измерения пиков модуляции противоположной полярности лампа второго выпрямителя может быть переплюсована.

Вместо второго, линейного выпрямителя для измерения модулирующих напряжений может быть подключен через трансформатор термомприбор. Такой прибор показывает эффективное значение коэффициента модуляции, который при перемодуляции может превысить 100%. При этом сопротивление переменному току, являющееся нагрузкой первого линейного выпрямителя, не должно быть меньше, чем действующее сопротивление постоянному току, так как в противном случае при высоких коэффициентах модуляции (особенно при не чисто омической нагрузке) нулевая линия выпрямленного модулированного тока пересекалась бы в поле семейства характеристик [Л. 9].

Измерения при помощи логометра описываются в [Л. 10].

### 21-3. ПОЛУЧЕНИЕ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Для получения амплитудно-модулированных колебаний к прибору с нелинейной характеристикой — модулятору подводят одновременно несущую частоту  $\omega$  и частоту сигнала  $\Omega$ . В общем случае характеристика модулятора в рабочей точке может быть представлена бесконечным степенным рядом:

$$i = c_0 + c_1 u + c_2 u^2 + \dots + c_n u^n + \dots, \quad (21-12)$$

где  $i$  — ток, получаемый под воздействием управляющих напряжений;

$u$  — мгновенное значение общего управляющего напряжения.

При модуляции одной частотой

$$u = A \cos \omega t + a \cos \Omega t \quad (21-13)$$

и на выходе наряду с составляющей постоянного тока возникает спектр модуляции, т. е. смесь различных переменных токов, содержащая все гармоники и комбинационные частоты:

$\Omega$	$2\Omega$	$3\Omega$	$4\Omega$
$\omega$	$\omega \pm \Omega$	$\omega \pm 2\Omega$	$\omega \pm 3\Omega$
$2\omega$	$2\omega \pm \Omega$	$2\omega \pm 2\Omega$	$2\omega \pm 3\Omega$
$3\omega$	$3\omega \pm \Omega$	$3\omega \pm 2\Omega$	$3\omega \pm 3\Omega$
$4\omega$	$4\omega \pm \Omega$	$4\omega \pm 2\Omega$	$4\omega \pm 3\Omega$

(21-14)

Амплитуды отдельных колебаний [Л. 7] различны и зависят от величины подведенных напряжений и от коэффициентов степенного ряда; все они в общем уменьшаются с ростом порядка составляющего колебания. Член  $c_2 u^2$  в степенном ряде определяет состав частот, находящихся в выражении 21-14 выше ломаной линии. Для члена третьего порядка соответствующая ломаная линия расположена на одну строку ниже и охватывает  $3\omega$  и  $3\Omega$ ; для более высоких степеней — соответственно.

Если заменить модулирующее напряжение постоянным напряжением  $u_0$ , изменяющимся в пределах диапазона управления, то может быть снята так называемая статическая модуляционная характеристика модулятора (рис. 21-8) как функция отдавае-



Рис. 21-8. Статическая модуляционная характеристика.

мого тока несущей частоты или соответствующего напряжения от установленного постоянного напряжения. Она должна быть линейной. Допустим, что выходная нагрузка модулятора постоянна в пределах боковых полос и несимметричные амплитудные или фазовые искажения не вызывают дополнительной деформации модулированных колебаний (§ 21-7). Тогда по статической модуляционной характеристике можно определить огibaющую модулированных колебаний или после неискаженной демодуляции — форму кривой модулирующего напряжения и низкочастотный коэффициент нелинейных искажений, появляющийся при модуляции.

Кривая, представляющая действие модулятора в более общем виде, — динамическая модуляционная характеристика (рис. 21-9) представляет зависимость

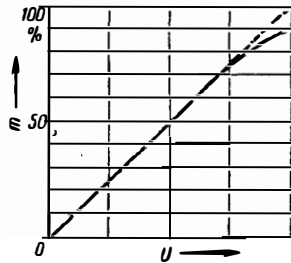


Рис. 21-9. Динамическая модуляционная характеристика.

измеренного коэффициента модуляции  $m$  от величины модулирующего напряжения  $U$ .

В начале она в большинстве случаев линейна и немного загибается книзу в конце диапазона из-за выхода управляющего напряжения за пределы линейной части статической модуляционной характеристики.

### 21-4. ИДЕАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МОДУЛЯТОРА

Идеальной характеристикой модулятора является парабола второго порядка:

$$i = c_0 + c_1 u + c_2 u^2. \quad (21-15)$$



Если воздействовать на элемент с такой характеристикой управляющим напряжением, выражаемым уравнением (21-13), то выходной ток будет содержать частоты, расположенные в выражении (21-14) выше ломаной кривой, т. е. составляющие неискраженно модулированного колебания. Это — несущая и боковые колебания первого порядка, амплитуды которых пропорциональны модулирующему сигналу, и, кроме того, постоянная составляющая, сама модулирующая частота и ее вторая гармоника, а также вторая гармоника несущей частоты. Разделение неискраженно модулированного колебания и всех остальных осуществляется легко. Искажающие комбинационные частоты, т. е. боковые частоты высших порядков ( $\omega \pm 2\Omega$  и т. д.), отсутствуют.

Статическая модуляционная характеристика модулятора с идеальной характеристикой — прямая линия.

Отклонения от квадратичной характеристики модулятора за счет составляющих высших порядков ведут к отклонению модуляционной характеристики от прямой и к появлению в спектре боковых частот высших порядков, которые не отфильтровываются, если модуляция осуществляется полосой частот; в этом случае боковые полосы высших порядков частично перекрывают боковые полосы первого порядка.

Мера возникающих из-за этого искажений отгибающей модулированных колебаний — низкочастотный коэффициент нелинейных искажений — может быть определен прямо по нелинейности статической модуляционной характеристики и именно таким же методом, каким определяются искажения низкочастотного усилителя по его нелинейной рабочей характеристике (§ 14-34).

### 21-5. МНОГОКРАТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Если высокочастотную несущую ( $\omega$ ) неискраженно модулировать неискраженно модулированным колебанием, представляющим сумму несущей промежуточной частоты ( $\omega_n$ ) и двух боковых частот ( $\omega_n \pm \Omega$ ), то получается спектр, показанный на рис. 21-10, содержащий частоты:  $\omega - \omega_n \pm \Omega$  и  $\omega + \omega_n \pm \Omega$ .

Если, как указано на рисунке, выделить верхнюю боковую полосу фильтром верхних частот, то происходит такое же частотное перемещение, как на рис. 21-5, но только для модулированного колебания, а не для собственно сигнала.

Двойная и многократная модуляция часто применяются, когда необходимо увеличить

расстояние между полосой полезных частот и ненужными частотами, например в многократных системах телефонирования для уплотнения линий [Л. 7] и для подготовки частотного спектра в аппаратуре передачи на одной боковой полосе (§ 21-26).

Если рассматривать  $\omega_n$  на рис. 21-10 как несущую переданного (беспроволочно) колебания, модулированного частотой  $\Omega$ , а  $\omega$  — как вспомогательное колебание, добавленное в смесительном каскаде приемника, то становится ясно, что если  $\omega$  перемещается относительно  $\omega_n$  и в конце концов совпадает с ней, то «несущая»  $\omega - \omega_n$  возникающей при этом нижней боковой полосы достигает нуля и ее боковые частоты  $\omega - \omega_n - \Omega$  и  $\omega - \omega_n + \Omega$  занимают нормальное положение в естественном низкочастотном диапазоне, т. е. и в этом случае имеет место частотное перемещение (обратное) и именно прямо в естественный диапазон, что равнозначно демодуляции. Этот метод применяется в так называемых «синхронных» приемниках (§ 16-6, [Л. 11]).

### 21-6. ПЕРЕКРЕСТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Перекрестная модуляция — это мешающее явление, возникающее главным образом в широкополосных усилителях и смесительных каскадах, где действуют одновременно несколько модулированных колебаний. При этом возникает взаимная амплитудная модуляция (нелинейные переходные помехи).

Если, например, как в § 21-5, в схеме действуют одновременно немодулированная несущая  $\omega$  и модулированное колебание ( $\omega_n$  и  $\omega_n \pm \Omega$ ), то при не совсем линейной характеристике модулятора возникают комбинационные частоты; так, при наличии в характеристике квадратичного члена комбинационные частоты соответствуют показанным на рис. 21-10, причем несущая ( $\omega$ ) не будет прямо модулирована частотой сигнала ( $\Omega$ ), т. е. не будет иметь на расстоянии  $\pm \Omega$  боковых частот.

При наличии члена третьего порядка (нелинейная модуляционная характеристика) среди других многочисленных комбинационных частот возникнут также частоты  $\omega \pm \Omega$  [Л. 5]. Немодулированная несущая при этом перенимает модуляцию модулированного колебания (перекрестная модуляция).

Если обе несущие модулированы, то описанное явление взаимно, т. е. модуляции взаимно переходят на чужие несущие соразмерно величине их собственных несущих и коэффициенту модуляции. Это, однако, имеет место лишь при наличии в характеристике модулятора члена по крайней мере третьего порядка, который обуславливает нелинейность модуляционной характеристики.

Так называемый Люксембургский эффект объясняется, как разновидность перекрестной модуляции, нелинейностью ионосферы.

### 21-7. ИСКАЖЕНИЯ МОДУЛЯЦИИ

Кроме искажений в самом процессе модуляции, искажения сообщения могут произойти при передаче через схему, свойства которой «искажающе» зависят от частоты.

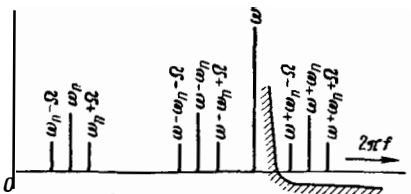


Рис. 21-10. Двойная модуляция (перемещение частот модулированного колебания).  $\Omega$  — низкая частота;  $\omega_n$  — промежуточная частота;  $\omega$  — несущая частота.

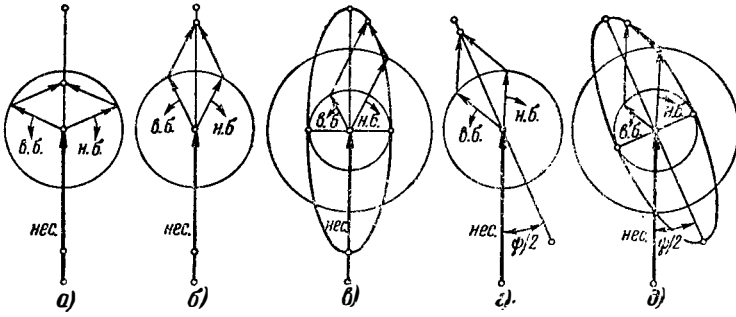


Рис. 21-11. Амплитудно-модулированное колебание. н.с. — несущая; в. б. — верхнее; н. б. — нижнее боковое колебание; а — на входе; б — на выходе четырехполосников, вносящих различные искажения; в — четырехполосник с некоторым временем пробега, но без искажений; г — четырехполосник с амплитудной несимметрией; д — четырехполосник с амплитудной и фазовой несимметрией.

Рисунок 21-11 поясняет различные варианты этого явления; рис. а соответствует рис. 21-5,б; боковые колебания имеют равную величину; векторы симметричны и их результирующая совпадает с вектором несущей.

Рисунок б соответствует случаю прохождения колебаниями неискажающей схемы: га-

кая схема характеризуется частотно-независимым затуханием и коэффициентом фазы, пропорциональным частоте; для всех частот время прохождения через схему одинаково; величины всех векторов изменились в равном отношении; фазы сместились относительно вектора несущей на равную величину (время пробега).

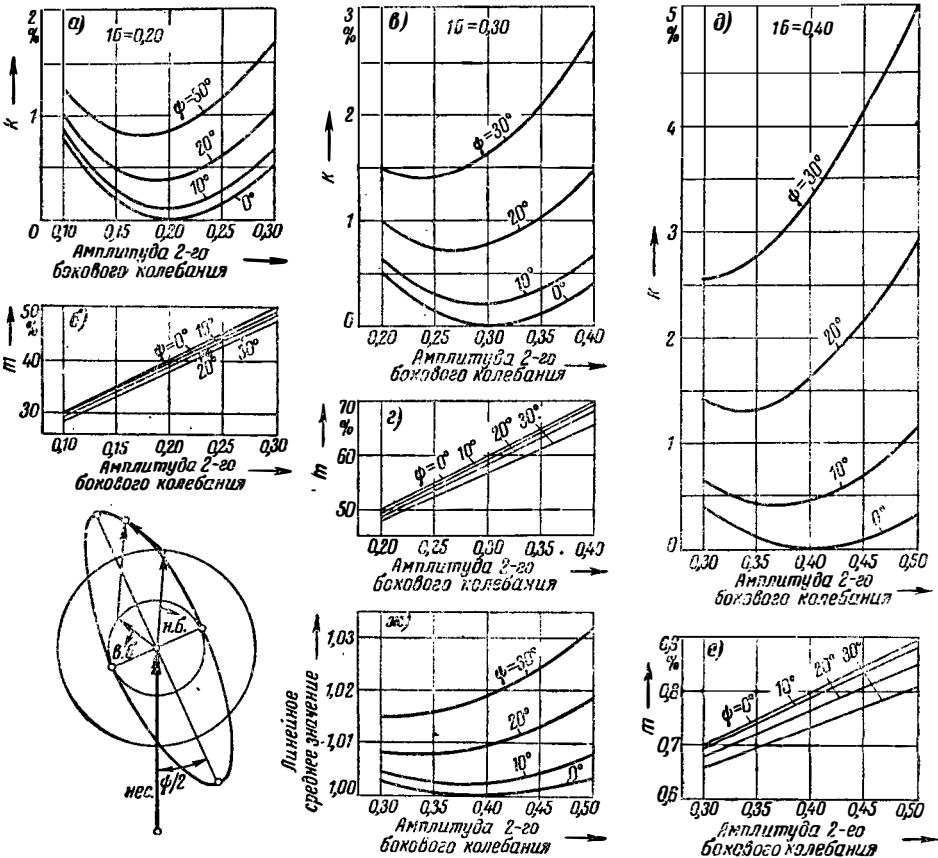


Рис. 21-12.

а — е — коэффициент нелинейных искажений  $k$  и действующий коэффициент модуляции  $m$  при амплитудной и фазовой несимметрии, при различных амплитудах первого бокового колебания, в зависимости от амплитуды второго бокового колебания; ж — линейное среднее значение для случаев  $\varphi$  и  $e$  [Л. 34].

На рис. в фазы остались симметричными, а амплитуды претерпели различное затухание; результирующая боковых колебаний описывает эллипс, большая ось которого совпадает с направлением несущей и определяется как сумма векторов боковых колебаний; малая ось равна их разности; имеет место фазовая модуляция.

В случае г хотя амплитуды и претерпели одинаковое затухание, однако верхнее боковое колебание опережает нижнее, вследствие этого результирующая имеет фазовый сдвиг относительно несущей (фазовая несимметрия вследствие нелинейности фазовой характеристики четырехполосника, т. е. зависимости времени пробега от частоты). Результирующая изменяется во времени синусоидально. Видно, что минимум при полной модуляции не достигает нуля (наличие нелинейных искажений) и что общее колебание сопровождается сильными качаниями фазы.

В самом общем случае амплитудная и фазовая несимметрии имеются одновременно; результирующий вектор описывает при этом наклонный эллипс (рис. д).

Предполагая, что вращения векторов боковых колебаний равномерны, можно построить, в отдельных случаях, огибающие кривые модулированных колебаний и определить по ним коэффициент нелинейных искажений [Л. 34, 161—163]; диаграммы рис. 21-12 показывают результаты [Л. 34].

Несущая во всех случаях имеет амплитуду, равную 1. Одно из боковых колебаний принимается постоянным, равным, например, 0,2; 0,3 или 0,4, а второе варьируется. Параметром вариаций является фазовая несимметрия. Как видно, с величиной второго бокового колебания изменяется также и результирующей коэффициент модуляции. В дальнейшем изменяется линейное среднее значение модулированного колебания, т. е. величина, которую измерительный линейный выпрямитель показывает как несущую (вследствие заполнения минимума). Это влияние, однако, невелико и на рис. 21-12, ж представлено только для случаев д и е ( $m=80\%$ ). Указанное значение с ростом несимметрии увеличивается.

## 21-8. МАНИПУЛЯЦИЯ

Амплитудная манипуляция передатчика, осуществляемая для телеграфии, в смысле ее воздействия на излучаемые колебания может рассматриваться как разновидность амплитудной модуляции.

Изменение энергии между нулем и максимальным значением может быть истолковано, как возникающее за счет модуляции несущей (среднее значение, телефонная точка) низкочастотным манипулирующим сигналом. Возникающий при этом спектр получается по теории боковых полос из сигнала манипуляции.

**Спектр манипулированного передатчика** [Л. 2, 4, 6]. Передатчик, амплитудно-манипулированный эквидистантной последовательностью импульсов постоянного тока, т. е. не тонально (режим класса А1), имеет такой же спектр, как телеграфные сигналы переменного тока, с той лишь разницей, что частота мани-

пулированного переменного тока заменена несущей частотой передатчика. Так как манипулирующий сигнал прямоуголен и имеет очень крутые фронты, этот тип манипуляции называют жесткой манипуляцией. Спектр при этой манипуляции относительно широк. Для уменьшения помех соседним каналам манипулирующие сигналы скругляют специальными фильтрами (рис. 21-13), причем высокие боковые частоты, приблизительно выше пятой гармоники частоты манипуляции, подавляются. В этом случае имеют дело с так называемой мягкой манипуляцией. Спектр передатчика, манипулированного полной телеграммой, является непрерывным, так как телеграмма состоит из отдельных импульсов постоянного тока, нерегулярно следующих друг за другом. Боковые полосы содержат в этом случае все колебания выше и ниже несущей с амплитудой, изменяющейся (при жесткой манипуляции) приблизительно обратно пропорционально расстоянию от несущей.

**При тональной манипуляции** (режим класса А2), т. е. при попеременном отпирании и запирании несущей ( $\omega$ ), модулированной звуковой частотой, например  $\Omega_{зв}=2\pi \cdot 800$  гц, спектр определяется в первую очередь тоном модуляции, который, если он чисто синусоидален, порождает боковые частоты первого порядка с обеих сторон несущей.

Точный расчет [Л. 5] дает следующее спектральное уравнение:

$$\begin{aligned}
 A(t) \sin \omega t &= A_1(t) (1 + m \Omega_{зв}) \sin \omega t = \\
 &= \frac{U}{2} \left[ \sin \omega t + \frac{m}{2} \cos(\omega - \Omega_{зв}) t - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{m}{2} \cos(\omega + \Omega_{зв}) t + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2}{\pi} \left( \cos(\omega - \Omega_M) t - \cos(\omega + \Omega_M) t + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{1}{3} \cos(\omega - 3\Omega_M) t - \frac{1}{3} \cos(\omega + 3\Omega_M) t + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{1}{5} \cos(\omega - 5\Omega_M) t - \frac{1}{5} \cos(\omega + 5\Omega_M) t + \dots + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{m}{2} \sin(\omega - \Omega_{зв} + \Omega_M) t - \frac{m}{2} \sin(\omega - \Omega_{зв} - \Omega_M) t - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \frac{m}{2} \sin(\omega + \Omega_{зв} + \Omega_M) t + \frac{m}{2} \sin(\omega + \Omega_{зв} - \Omega_M) t + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{m}{2 \cdot 3} \sin(\omega - \Omega_{зв} + 3\Omega_M) t - \frac{m}{2 \cdot 3} \sin(\omega - \Omega_{зв} - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - 3\Omega_M) t - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \frac{m}{2 \cdot 3} \sin(\omega + \Omega_{зв} + 3\Omega_M) t + \frac{m}{2 \cdot 3} \sin(\omega + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \Omega_{зв} - 3\Omega_M) t + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{m}{2 \cdot 5} \sin(\omega - \Omega_{зв} + 5\Omega_M) t - \frac{m}{2 \cdot 5} \sin(\omega - \Omega_{зв} - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - 5\Omega_M) t - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \frac{m}{2 \cdot 5} \sin(\omega + \Omega_{зв} + 5\Omega_M) t + \frac{m}{2 \cdot 5} \sin(\omega + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \Omega_{зв} + 5\Omega_M) t + \dots \right) \right]. \quad (21-16)
 \end{aligned}$$

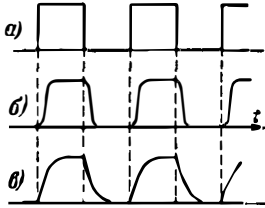


Рис. 21-13. Формы сигналов. а — сигналы при жесткой манипуляции; б — сигналы при мягкой манипуляции; в — экспоненциальное приближение к б, получаемое простым способом.

Здесь  $A(t)$  означает огибающую кривую высокочастотного колебания;  $A_1(t)$  — огибающую кривую тонально-модулированного высокочастотного колебания (эквидистантная длительная последовательность импульсов постоянного тока);  $m$  — коэффициент модуляции тональной модуляции и  $\Omega_M$  — частота манипуляции (частота повторения импульсов). Таким образом возникает линейчатый спектр с боковыми колебаниями, находящимися на расстоянии нечетных гармоник частоты манипуляции от несущей и двух сильнейших боковых частот, обусловленных тональной модуляцией. На рис. 21-14 показан такой спектр  $m=100\%$  и  $\Omega_{ЗВ}/\Omega_M=20$ . Амплитуды к напряжению несущего колебания, которого равна четверти наибольшей амплитуды высокой частоты. При манипуляции полной телеграммой и в этом случае непрерывный спектр, огибающая которого подобна огибающей линейчатого

Для двухтональной манипуляции, т. е. для тональной модуляции двумя частотами, также справедливо сказанное выше. С обеих сторон

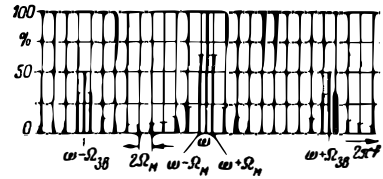


Рис. 21-14. Спектр тонально-манипулированного передатчика (передача эквидистантных точек) [Л. 5].  $\omega$  — частота несущей;  $\Omega_{ЗВ}$  — тональная частота;  $\Omega_M$  — частота посылок при манипуляции;  $m$  — коэффициент тональной модуляции; принято:  $m=100\%$  и  $\Omega_{ЗВ}/\Omega_M=20$ .

около несущей частоты на расстоянии тональных частот возникают соответственно их интенсивности два главных боковых колебания и вокруг них и несущей в результате манипуляции на расстоянии нечетных кратных частоты манипуляции группируются другие боковые колебания с убывающими амплитудами.

**Частотная манипуляция (манипуляция сдвигом частоты — режим класса  $F_1$ )** выполняется быстрым переключением несущей частоты передатчика от одного значения к другому близкому значению. Манипулированное колебание в этом случае — колебание двух передатчиков, манипулированных обычным образом по амплитуде, один из которых генерирует в паузах другого. Общий спектр является суммой спектров каждого из манипулированных таким образом передатчиков. Следует различать случай включения и выключения двух независимых генераторов и случай переключения частоты одного когерентно колеблющегося генератора (без скачка фазы), как это чаще всего бывает ( $F_1$  — дуплексный режим, см. § 23-14).

## Амплитудная модуляция с помощью ламп

### 21-9. ДИОДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Если на диод подать переменное напряжение высокой частоты с амплитудой  $U_{\text{упр}}$  последовательно с постоянным напряжением  $u_0$  (которое здесь для исследования статической модуляционной характеристики заменяет переменное напряжение низкой частоты), то пропускаемый этим диодом ток  $i_a$  соответствует отрезку синусоиды. Если идеализировать характеристику ломаной прямой, то при изменениях постоянного напряжения получается чистая модуляция угла отсечки тока (рис. 21-15).

Амплитуда содержащейся в  $i_a$  основной частоты, рассчитанная методами гармонического анализа, выражается как функция угла отсечки тока равенством

$$I_{a1} = \frac{SU_{\text{упр}}(\theta - 0,5 \sin 2\theta)}{\pi}; \quad (21-17)$$

постоянная составляющая модулированного тока при этом равна:

$$i_{a0} = \frac{SU_{\text{упр}}(\sin \theta - \theta \cos \theta)}{\pi}. \quad (21-18)$$

Если принять во внимание соотношение

$\cos \theta = \frac{u_0}{U_{\text{упр}}}$  и представить оба выражения

и их частное — коэффициент использования тока  $h_i = \frac{I_{a1}}{i_{a0}}$ , в зависимости от постоянного

напряжения  $u_0$ , то получим в качестве статической модуляционной характеристики симметричную, слегка S-образную кривую  $I_{a1}$ . Практически снятые кривые при правильных нагрузках диода имеют в области значений  $\theta = 0 \div 90^\circ$  хорошую линейность [Л. 3]; при этом анодное обратное действие и, по-видимому, отклонение характеристики диода от прямой улучшают линейность.

### 21-10. МОДУЛЯЦИЯ ВОЗБУЖДЕНИЕМ СЕТКИ (СЕТОЧНАЯ МОДУЛЯЦИЯ)

При модуляции возбуждением сетки высокочастотное модулируемое напряжение и напряжение модулирующего сигнала подаются последовательно со смещением на управляющую сетку (рис. 21-16). При этом сеточный

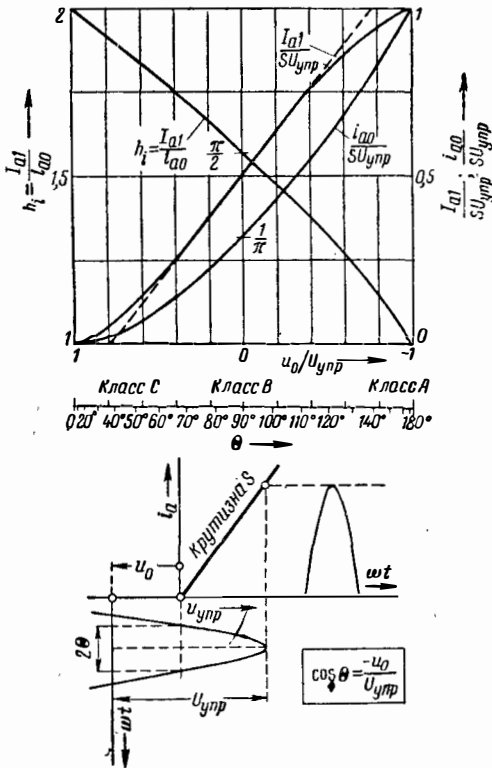


Рис. 21-15. Статическая модуляционная характеристика  $I_{a1}$  при диодной модуляции (без учета анодной реакции); среднее значение постоянного тока  $i_{a0}$  и коэффициент использования тока  $h_i$  [Л. 3].

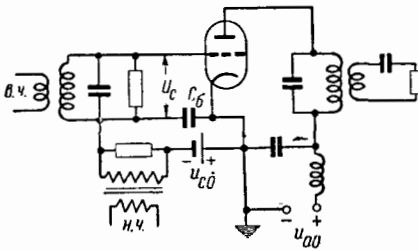


Рис. 21-16. Модуляция возбуждением сетки.  $C_b$  — сеточный блокировочный конденсатор.

блокировочный конденсатор  $C_b$ , необходимый для замыкания токов высокой частоты, включен параллельно модулирующему напряжению и создает для него емкостную нагрузку; этот недостаток присущ всем схемам, в которых высокочастотное и низкочастотное напряжения подаются или снимаются с одного и того же электрода. Если идеализировать характеристику ломаной прямой, то в результате воздействия низкой частоты получается чистая модуляция угла отсечки тока с теми же характеристиками, что и при диод-

ной модуляции (рис. 21-15). Поэтому представляется целесообразным выбрать рабочую точку в точке режима класса В ( $\theta = 90^\circ$ ). Однако обычно этого не делают, так как при модуляции вверх, т. е. в режим класса А, к. п. д. существенно снижается.

Практически поэтому ограничиваются нижней частью характеристики, тем более, что отклонение от идеализированной ломаной характеристики влияет неблагоприятно и в значительной степени, чем в диодах.

На рис. 21-17 показаны нагрузочные характеристики при неизменном переменном напряжении на сетке и различных сеточных смещениях, построенные на семействе анодных характеристик пентода, а на рис. 21-18 — соответствующая статическая модуляционная характеристика [Л. 8] (§ 15-12) и другие важные зависимости [Л. 1]. Выгоднее всего устанавливать несущую при  $u_{c10} = -60$  в. Модуляционная кривая S-образна и может быть использована только в средней части; неискаженная модуляция поэтому может осуществляться только приблизительно до 50%. Показанный вид модуляционной характеристики и особенно сравнительно длинная искривленная нижняя ее часть характерны для пентодов. Триоды, вследствие высокочастотной обратной связи, являющейся результатом проницаемости (анодное обратное действие), значительно более линейны; однако и в них неискаженная модуляция не превышает 70%.

Так как в рабочей точке (несущая, среднее значение) использование напряжения может быть только 40%, максимум 45%, то, чтобы оставить достаточную область для увеличения напряжения, к. п. д. при несущей невелик, а именно — не превышает 30—35%.

Преимуществом модуляции возбуждением сетки являются сравнительная простота схемы и малая модуляционная мощность. В рассматриваемом примере сеточный ток при несущей близок к нулю и остается небольшим даже при полной модуляции.

Вследствие низкого к. п. д. при несущей модуляция возбуждением сетки применяется в передатчиках большой мощности лишь в специальных случаях (телевидение, радиотелеграф). Необходимое количество ламп определяется тем, что пиковая мощность при полной модуляции должна быть равна учетверенной мощности несущей. Так как при

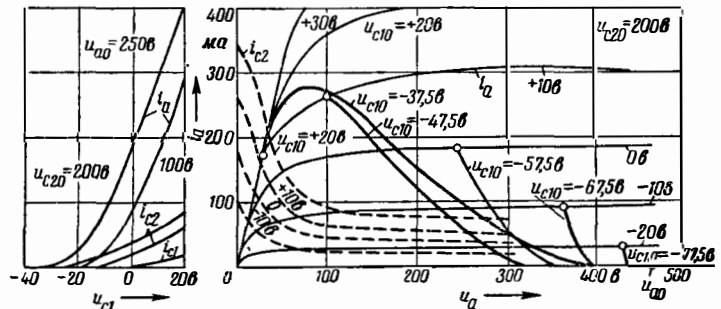


Рис. 21-17. Нагрузочные характеристики пентода при модуляции возбуждением сетки [Л. 8].  $u_{a0} = 450$  в;  $u_{c20} = 200$  в;  $U_c = 57,5$  в;  $R_a = 3400$  ом;  $R_{iL} = 160$  ом.

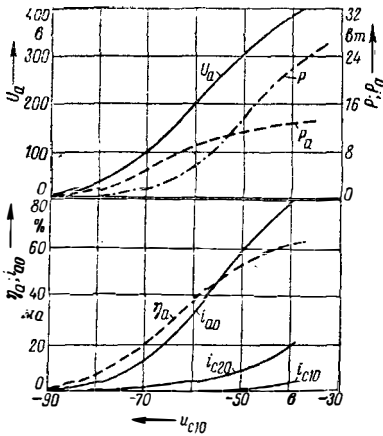


Рис. 21-18. Статическая модуляционная характеристика  $U_a = f(u_{c10})$ , отдаваемая мощность  $P$ , мощность рассеяния на аноде  $P_a$ , постоянная составляющая анодного тока  $i_{a0}$ , ток экранирующей сетки  $i_{c20}$ , сеточный ток  $i_{c10}$  в анодный к. п. д.  $\eta_a$  при модуляции возбуждением сетки. Измеренные значения [Л. 8] соответствуют рис. 21-17.

этом должна быть соблюдена линейность, лампы должны быть взяты с запасом и мощность установленных ламп на верхней отметке (в телеграфной точке) должна соответствовать утягивенной мощности при несущей.

**21-11. МОДУЛЯЦИЯ СМЕЩЕНИЕМ СЕТКИ**

Модуляция смещением сетки является видоизменением описанной выше модуляции возбуждением сетки и отличается от нее только тем, что модулирующее сеточное напряжение получается за счет включения в цепь постоянной составляющей сеточного тока лампы, управляемой низкой частотой (рис. 21-19). Отрицательное сеточное смещение лампы передатчика является анодным напряжением модуляторной лампы. Этот метод модуляции предполагает линейное, в широких пределах изменение постоянной составляющей сеточного тока. Однако практически это не имеет места, и, кроме того, в передатчике при полном запирании модуляторной лампы еще происходят колебания потому, что пик общего сеточного напряжения не может быть отрицательным (S-образная модуляционная характеристика сдви-

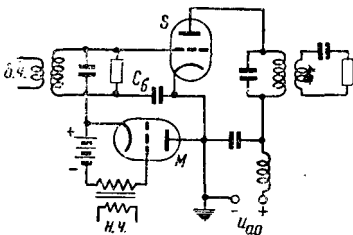


Рис. 21-19. Модуляция смещением сетки.  $C_b$  — сеточный блокировочный конденсатор; S — лампа передатчика; M — модуляционная лампа.

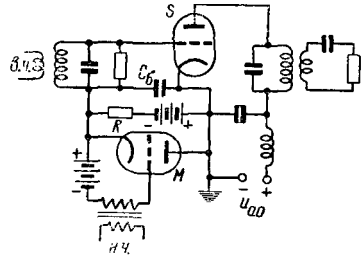


Рис. 21-20. Модуляция смещением сетки с дополнительным постоянным током.

гается за этот счет параллельно кверху); поэтому модуляционная характеристика схемы плохая и коэффициент модуляции достигается не более 50—60%.

Лампы с частично падающей вследствие вторичной эмиссии характеристикой сеточного тока непригодны для модуляции смещением сетки.

На рис. 21-20 показана подобная же схема с начальным сеточным смещением. Добавочный постоянный ток создаст отсечку и линеаризирует характеристику постоянной составляющей сеточного тока. Недостатком этих обеих схем является то, что низкочастотное переменное напряжение подается на лампу передатчика с катода последней лампы модуляционного усилителя.

**21-12. МОДУЛЯЦИЯ НА ЭКРАНИРУЮЩУЮ СЕТКУ**

При модуляции на экранирующую сетку несущее колебание подается на управляющую сетку, а модулирующее переменное напряжение — на экранирующую сетку. Изменения напряжения на экранирующей сетке вызывают соответствующее смещение анодно-сеточной характеристики параллельно самой себе в направлении оси  $u_c$  и за этот счет модуляцию угла отсечки тока, как показано на рис. 21-15.

Модуляционная характеристика вследствие малой крутизны пентодной характеристики в нижней части не более линейна, чем при модуляции возбуждением сетки. Кроме того, при этом методе требуется большая мощность модулирующей частоты, чем при модуляции возбуждением сетки; нелинейная зависимость тока экранирующей сетки от коэффициента модуляции приводит к искажениям в обоих случаях.

Поэтому модуляция на экранирующую сетку применяется лишь как вспомогательная, одновременно с анодной модуляцией или с модуляцией на защитную сетку.

**21-13. МОДУЛЯЦИЯ НА ЗАЩИТНУЮ СЕТКУ**

При модуляции на защитную сетку колебания высокой частоты подаются на управляющую сетку пентода, а на защитную сетку подается отрицательное смещение, равное при несущей половине значения напряжения, необходимого для полного запираения анодного тока. На это смещение накладывается низко-

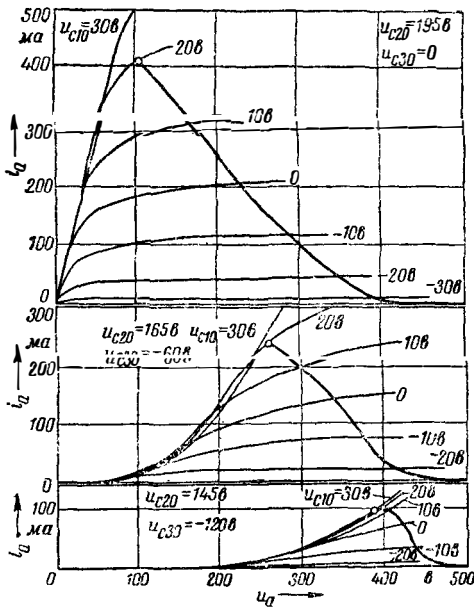


Рис. 21-21. Нагрузочные характеристики пентода при трех различных напряжениях на защитной сетке и при трех соответствующих автоматически устанавливающихся напряжениях на экранирующей сетке [Л. 8].  $u_{a0} = 500$  в;  $u_{c10} = -15$  в;  $U_c = 65$  в;  $R_a = 2\ 250$  ом;  $u_{c20} = 330$  в для  $R_{c2} = 5\ 000$  ом.

частотное переменное напряжение. Модуляция осуществляется без потребления мощности за счет перераспределения тока между экранирующей сеткой и анодом, причем сила тока эмиссии катода практически всегда остается равной необходимой силе тока в пике. Вследствие этого мощность рассеяния на экранирующей сетке очень высока и общий к. п. д. низок. Перегрузка экранирующей сетки устраняется одновременной сопутствующей модуляцией на нее; этим одновременно улучшается линейность. Простейшим образом это осуществляется включением перед экранирующей сеткой активного

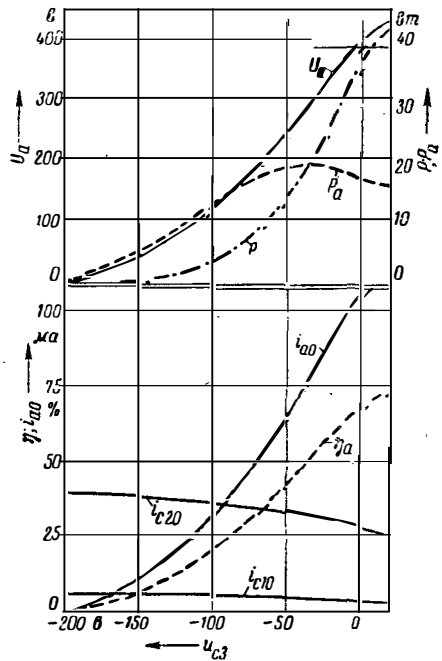


Рис. 21-23. Статическая модуляционная характеристика  $U_a = f(u_{c3})$ , отдаваемая мощность  $P_a$ , мощность рассеяния на аноде  $P_a$ , постоянная составляющая анодного тока  $i_{a0}$ , ток экранирующей сетки  $i_{c20}$ , сеточный ток  $i_{c10}$  и анодный к. п. д.  $\eta_a$  при модуляции на защитную сетку. Измеренные значения [Л. 8] соответствуют рис. 21-21 и 21-22.

сопротивления, закороченного для высокой частоты емкостью.

На рис. 21-21 показано семейство анодных характеристик пентода при трех различных напряжениях на защитной сетке [Л. 8]. Видно, что с увеличением отрицательного напряжения на защитной сетке все семейство характеристик сжимается. Граничная характеристика, до которой осуществляется возбуждение, опускается, причем  $R_{iL}$  (нагрузочное внутреннее сопротивление, § 15-8) увеличивается. На рис. 21-22 показаны эти граничные характеристики для  $u_{c1, \max} = +20$  в и для напряжений на защитной сетке от 20 до -160 в (параметр); на граничных характеристиках показаны конечные точки соответствующих нагрузочных характеристик; нанесены также три нагрузочные характеристики на рис. 21-21.

В первом приближении можно сказать, что конечные точки лежат на нагрузочной прямой, соответствующей 980 ом. Рисунок 21-23 показывает в заключение статическую модуляционную характеристику, соответствующую диаграммам рис. 21-21 и 21-22, а также ход изменения других величин. Модуляционная характеристика линейна только в небольшой области. Ее ход может быть улучшен специальным расчетом лампы для этой цели и более эффективной сопутствующей модуляцией на экранную сетку.

Анодный к. п. д. каскада с модуляцией на защитную сетку так же низок, как при се-

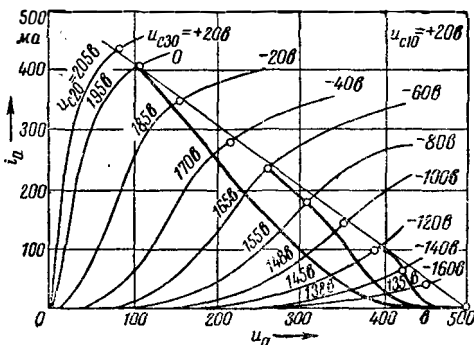


Рис. 21-22. Семейство характеристик пентода при различных напряжениях на защитной сетке и нагрузочные характеристики, соответствующие рис. 21-21 [Л. 8]; параметр: напряжение на защитной сетке и автоматически устанавливаемое напряжение на экранирующей сетке.

точной модуляции. Модуляция на защитную сетку очень похожа, по ее действию, на работу гексодных смесителей в приемниках.

#### 21-14. АНОДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ, ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

При анодной модуляции [Л. 12] низкочастотное модулирующее напряжение накладывается на анодное постоянное напряжение, в то время как сетка модулируемой лампы возбуждается колебаниями высокой частоты до граничной характеристики; при этом анодное постоянное напряжение полностью используется вплоть до остаточного напряжения, определяемого величиной  $R_{iL}$  (§ 15-8). Следовательно, модулируемая лампа практически работает, как оптимально возбуждаемый усилитель мощности с постоянным сопротивлением нагрузки. Это обеспечивает хороший анодный к. п. д. — порядка 75—90%, что сохраняется также во время процесса модуляции вверх или вниз. Так как при модуляции вверх отдаваемый ток удваивается, то этот ток на средней отметке (в телефонной точке) всегда должен быть не больше половины возможного пикового значения. Лампа всегда работает на границе перенапряженного режима и модуляционная характеристика почти точно линейна. Постоянная составляющая анодного тока также изменяется почти пропорционально напряжению, и потому модуляторная лампа представляет собой почти постоянную омическую нагрузку для модулятора; эта нагрузка, однако, создает при высоких частотах модуляции значительный фазовый сдвиг за счет анодного блокировочного конденсатора.

Различают два вида нелинейных искажений — искажения преобразования, вызванные нелинейностью модуляционной характеристики  $U_a = f(u_{a0})$ , и искажения за счет нелинейности двухполосника, являющегося нагрузкой для анодного тока. Искажения преобразования распознают по прогибанию сторон модуляционной трапеции (рис. 21-6а), вблизи верхней отметки (телеграфной точки). Причиной этого является слишком слабое возбуждение в телеграфной точке, иногда как следствие появления невыгодных модулирующих или противомодулирующих напряжений в сеточной цепи; причиной может быть и насыщение.

При наличии искажений из-за нагрузки модулируемая лампа может рассматриваться как генератор гармоник сигнала низкой частоты. Гармоники через внутреннее сопротивление модулятора искажают обратным воздействием анодное напряжение. Иметь внутреннее сопротивление модулятора малым не всегда возможно, а часто и нецелесообразно. Поэтому и искажения из-за нагрузки должны поддерживаться малыми путем выбора режима. Они обнаруживаются по увеличению или уменьшению среднего значения постоянной составляющей анодного тока при модулировании. Уменьшение по сравнению со значением его при подаче одной несущей указывает на недостаточное возбуждение, так что пиковые значения тока модулируются непол-

ностью; прирост может быть следствием слишком низкого отрицательного смещения, в результате чего на верхней отметке возбуждение слишком велико. Оба эффекта могут компенсироваться, причем искажения из-за нагрузки все-таки не исчезают.

В противоположность схемам сеточной модуляции анодная модуляция требует большой модуляционной мощности. Так как модулируемая лампа во время всего периода модуляции работает с оптимальным анодным к. п. д., то вся схема анодной модуляции может быть экономичной, если удастся получить низкочастотную мощность с хорошим к. п. д. Получаемая от модулятора низкочастотная мощность равна:

$$P_m = \frac{m^2}{2} u_{a0} i_{a0, \text{нес}} = \frac{m^2}{2} \cdot \frac{P_{\text{нес}}}{\eta_a}, \quad (21-19)$$

где индекс «нес» относится к несущей.

При 100%-ной модуляции низкочастотная мощность равна половине мощности постоянного тока выходного каскада. Передатчик с мощностью несущей 100 кВт, потребляющий при  $\eta_a = 75\%$  около 135 кВт, требует, таким образом, для модуляции около 70 кВт неискаженной низкочастотной мощности. Использование лампы является при анодной модуляции особенно хорошим, так как допустимое анодное постоянное напряжение (10—15 кв для 100-киловаттных ламп) обычно выше половины напряжения, допустимого в телеграфном режиме или при сеточной модуляции (12—20 кв).

Механизм модуляции проще всего рассмотреть на примере триодов с низкой проицаемостью. Эти лампы работают в средне- и длинноволновых передатчиках в оптимальных условиях, так как они, с одной стороны, вследствие малого обратного действия  $Du_a$  требуют низких сеточных напряжений, а с другой стороны, при не слишком высоких анодных напряжениях имеют малый ток покоя, т. е. могут работать без постоянного сеточного смещения. При несущих колебаниях они работают в среднем режиме класса С на двойном граничном сопротивлении (§ 15-3), т. е. с половинным использованием по току, однако при использовании напряжения порядка 1. Анодное переменное напряжение ограничивается постоянным напряжением; на кривой анодного тока имеется седловина, характерная для начинающегося перенапряженного режима. С повышением анодного напряжения в том же отношении повышается отбираемый ток  $I_{a1}$ , так как нагрузочное сопротивление остается постоянным. Следствием этого является повышение остаточного напряжения и уменьшение седловины кривой анодного тока, которая в конце концов при достижении верхней отметки совсем исчезает. Одновременно статическая анодно-сеточная характеристика  $i_a f(u_c)$  смещается в область отрицательных напряжений. Это приводит к модуляции угла отсечки при работе в режиме класса В. При модуляции вниз усиливается режим класса С и перенапряженный режим достигает крайней формы. Этому мешает в первую очередь сильный рост сеточного тока. Поэтому в цепь постоянной



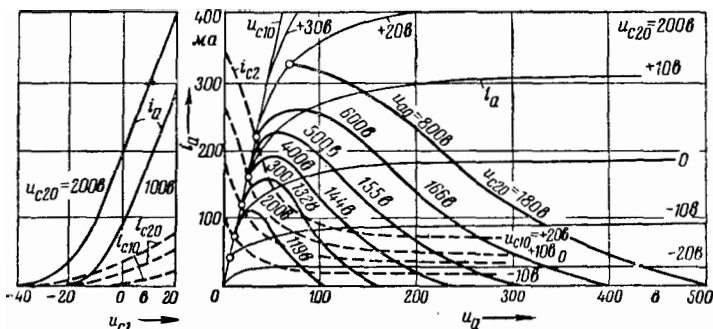


Рис. 21-24. Нагрузочные характеристики пентода при анодной модуляции [Л. 8].  $u_{c20} = 300$  в;  $R_{c2} = 7\ 250$  ом;  $u_{c10} = -40$  в;  $U_{c1} = 72$  в;  $R_{c1} = 5\ 000$  ом;  $R_a = 5\ 100$  ом; параметр: анодное напряжение и автоматически устанавливаемое напряжение на экранирующей сетке.

составляющей сеточного тока включают омическое сопротивление, на котором создается отрицательное смещение, которое при модуляции вниз растет с сеточным током и стабилизирует его. Падение напряжения действует, как небольшая сеточная низкочастотная сопутствующая модуляция, а при модуляции вверх благоприятствует работе в классе В.

В том же смысле, однако сильнее, действует большой низкочастотный дроссель, включаемый в цепь постоянного тока, иногда с параллельным сопротивлением, при помощи которого сеточный ток поддерживается постоянным независимо от модуляции.

В пентодах чистая анодная модуляция представляет трудности потому, что катодный ток, необходимый для максимальной модуляции, течет во время всего периода модуляции. Модуляция представляет собой в чистом виде модуляцию распределением тока, при которой ток, не поступающий на анод при модуляции вниз, переходит на экранирующую сетку, из-за чего она легко перегружается. Поэтому всегда применяется дополнительная вспомогательная модуляция на экранирующую сетку, которая устанавливается так, чтобы ток эмиссии изменялся приблизительно пропорционально анодному току. В простейших случаях эта сопутствующая модуляция на экранирующую сетку осуществляется включением перед ней сопротивления, которое одновременно устраняет перегрузку. Тот же результат

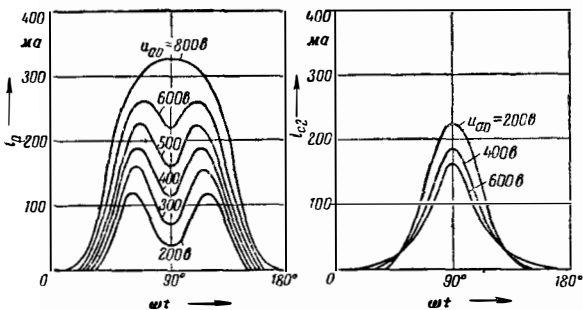


Рис. 21-25. Изменение анодного тока и тока экранирующей сетки за время одного полупериода колебания высокой частоты для различных нагрузочных характеристик рис. 21-24 [Л. 8].

дает сопутствующая модуляция в предварительном каскаде.

На рис. 21-24 представлены нагрузочные кривые на семействе характеристик пентода при анодной модуляции [Л. 8]. Значения напряжения на экранирующей сетке, указанные на кривых, справедливы при напряжении 200 в перед добавочным сопротивлением, а исходное семейство анодных характеристик  $i_a = f(u_a)$  снято при постоянном напряжении на экранирующей сетке 200 в.

С уменьшением анодного напряжения ток экранирующей сетки увеличивается, а вместе с ним увеличивается падение

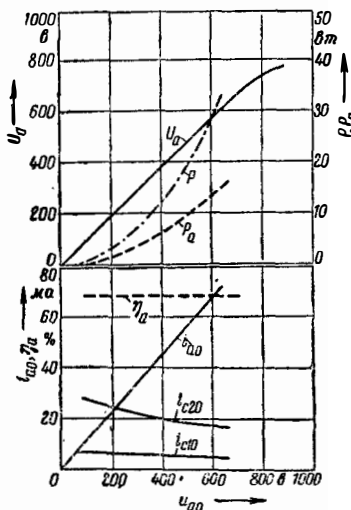


Рис. 21-26. Статическая модуляционная характеристика  $U_a = f(u_{a0})$ , отдаваемая мощность  $P_a$ , мощность рассеяния на аноде  $P_a$ , постоянная составляющая анодного тока  $i_{a0}$ , ток экранирующей сетки  $i_{c20}$ , ток управляющей сетки  $i_{c10}$  и анодный к. п. д.  $\eta_a$  при анодной модуляции; измеренные значения [Л. 8] соответствуют рис. 21-24 и 21-25.

напряжения на добавочном сопротивлении, что создает сопутствующую модуляцию на экранирующую сетку. На рис. 21-25 показаны изменения во времени анодного и экранного токов, соответствующие данным нагрузочным характеристикам. Слабо перенапряженный режим выражается седловинной анодного тока при напряжениях до  $u_{a0} = 600$  в. Ток экранирующей сетки изменяется вследствие примененных препятствующих мероприятий лишь незначительно. Наконец, на рис. 21-26 показаны экспериментальные модуляционные характеристики и зависимость других параметров от постоянного анодного напряжения. Модуляционная характеристика вполне линейна; анодный ток также увеличивается линейно.

## 21-15. СХЕМЫ АНОДНОЙ МОДУЛЯЦИИ

**Модуляция с анодным дросселем (по Хисингу).** В этой схеме анодной модуляции (рис. 21-27) модуляторная лампа включена параллельно генераторной лампе [Л. 13]. Обе лампы питаются одинаковым напряжением через большой низкочастотный дроссель *НД*. Таким образом, генераторная лампа представляет собой омическое нагрузочное сопротивление модулятора, который работает как усилитель класса *A*. В состоянии покоя (передается только несущая) потребление постоянного тока обеими лампами примерно одинаково; к. п. д. всей схемы при несущей

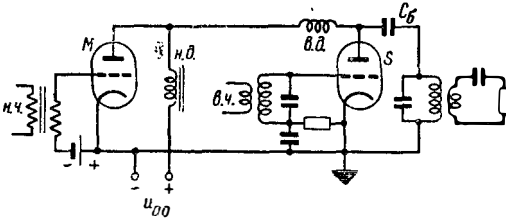


Рис. 21-27. Модуляция с анодным дросселем (по Хисингу).

*M* — модуляторная лампа (режим класса *A*); *S* — генераторная лампа; *НД* — низкочастотный дроссель; *ВД* — высокочастотный дроссель; *Сб* — блокировочный конденсатор.

вдвое меньше, чем у одной модулируемой лампы, и равен лишь 35—40%. Вследствие остаточного напряжения на лампе *M* при максимальном токе стопроцентная модуляция здесь недостижима. Этот недостаток может быть устранен тем, что модуляторную лампу подключают к отводу низкочастотного дросселя и устанавливают в ней больший ток покоя. Таким образом, дроссель становится автотрансформатором; к. п. д. уменьшается еще больше.

**Модуляция на предварительную лампу.** В схеме радиотелефонирования с предварительным каскадом (рис. 21-28) модуляторная и генераторная лампы включены последовательно [Л. 14]. Модуляция осуществляется возбуждением предварительной лампы, через которую протекает полный анодный ток генераторной лампы и на которой в режиме средней отметки (в телефонной точке) падает

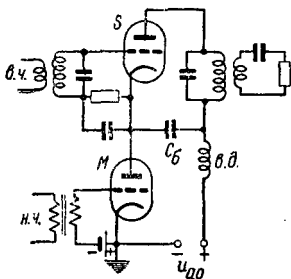


Рис. 21-28. Модуляция на предварительную лампу по Хисингу.

*M* — модуляторная лампа (режим класса *A*); *S* — генераторная лампа; *ВД* — высокочастотный дроссель; *Сб* — анодный блокировочный конденсатор.

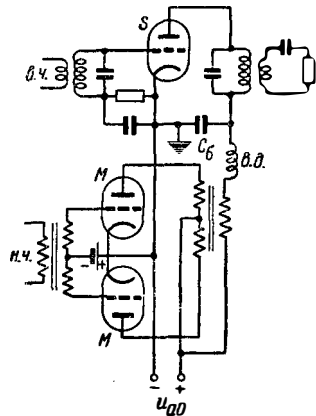


Рис. 21-29. Анодная модуляция класса *B*. *M* — модуляторная лампа (в режиме класса *B*); *S* — генераторная лампа; *ВД* — высокочастотный дроссель; *Сб* — анодный блокировочный конденсатор.

половина рабочего напряжения. И здесь общий к. п. д. при несущей не превышает 35—40%. Стопроцентную модуляцию получить нельзя из-за нижнего изгиба характеристики модуляторной лампы. За счет дополнительного постоянного тока, так же как при модуляции смещением сетки, работа схемы может быть улучшена, хотя при этом растет потребление тока и еще больше падает к. п. д. Преимуществом по сравнению со схемой параллельно включенных ламп является отсутствие в данной схеме большого низкочастотного дросселя. Недостатком является то, что катодная и сеточная цепи одной из двух ламп находятся под высоким постоянным напряжением и под низкочастотным потенциалом. По этой причине и из-за низкого к. п. д. схема применяется лишь для малых передатчиков.

**Анодная модуляция в классе *B*.** Схема анодной модуляции в классе *B* (рис. 21-29) экономна, имеет хороший к. п. д. и ряд других преимуществ, вследствие чего применяется в больших передатчиках чаще других схем [Л. 12, 15, 16]. Низкочастотные модулирующие колебания подаются на генераторную лампу через трансформатор от большого двухтактного усилителя, работающего в классе *B* (§ 14-25). Лампы двухтактного модулятора класса *B* работают с хорошим к. п. д. и хорошим использованием. Этот модулятор рассчитывается, как усилитель мощности с максимальным использованием напряжения при полной модуляции 80%, и в общем случае работает с сеточными токами. Часто применяются лампы того же типа, что и в генераторном каскаде. Недостатком схемы является большой модуляционный трансформатор. В одних конструкциях через этот трансформатор протекает постоянная составляющая тока оконечного каскада передатчика; в других конструкциях этот трансформатор работает без подмагничивания, причем в схеме появляются дополнительно большой дроссель и низкочастотный блокировочный конденсатор [Л. 17].

При этой схеме генераторная лампа должна выдерживать особенно высокое напряжение. Если обозначить через  $u_0$  постоянное напряжение на лампе в режиме несущей, то на него при модуляции накладывается низкочастотное пиковое напряжение, также равное  $u_0$ , и на эти оба напряжения, если даже пренебречь небольшим остаточным напряжением, еще высокочастотное пиковое напряжение  $2u_0$ . Таким образом, максимальное пиковое напряжение составляет  $4u_0$ , т. е., например, 48 кв при  $u_0 = 12$  кв. Анодный к. п. д. генераторной лампы, работающей в классе С на относительно длинных волнах, равен примерно 80% независимо от модуляции. При мощности несущей 100 квт с учетом пятипроцентных потерь в колебательном контуре потребление составит  $P_{\text{а.в.ес}} = 132$  квт. Для того чтобы полностью промодулировать эту мощность, лампы модулятора при к. п. д. трансформатора 95% должны отдавать колебательную мощность 70 квт. С двадцатипроцентным остаточным напряжением к. п. д. модулятора, работающего в классе В [см уравнение (15-17)],  $\eta_a = 63\%$  и его максимальное потребление будет 110 квт. По данным измерений, потребление модулятора в режиме покоя составляет около 20% указанного значения, т. е. около 22 квт. Таким образом, общее потребление в режиме несущей получается равным 154 квт, что соответствует к. п. д. в режиме несущей  $\eta_{\text{в.ес}} = 65\%$ , а при полной модуляции 242 квт, что соответствует  $\eta_{100\%} = 62\%$ . Кроме хорошего к. п. д., преимуществом анодной модуляции в классе В является хорошая внутренняя линейность схемы, которая делает излишними меры по снижению искажений. Коэффициент нелинейных искажений больших передатчиков с анодной модуляцией в классе В:  $k = 1\%$  при  $m = 30\%$ ;  $k = 1,5\%$  при  $m = 70\%$ ;  $k = 2\%$  при  $m = 90\%$ . Применением отрицательной обратной связи с анода модуляторного каскада на предварительный каскад удастся снизить и без того уже низкий коэффициент

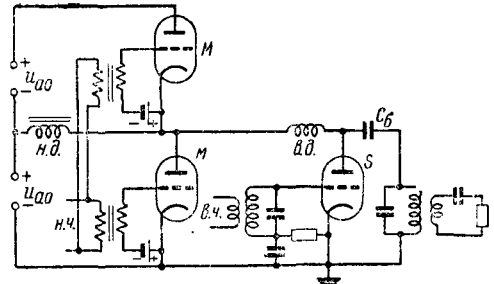


Рис. 21-30. Дроссельная модуляция класса В (по Дитхэму).

$M$  — модуляторная лампа (режим класса В);  $S$  — генераторная лампа;  $H.D.$  — низкочастотный дроссель;  $B.D.$  — высокочастотный дроссель;  $C.B.$  — анодный блокировочный конденсатор.

нелинейных искажений, или же снизить ток покоя оконечных ламп.

**Дроссельная модуляция в классе В.** Эту схему [Л. 18] (рис. 21-30) можно считать комбинацией двух первых схем. Обе модуляторные лампы могут работать в классе В, при этом работа ламп полностью соответствует схеме анодной модуляции в классе В. Преимуществом данной схемы является отсутствие трансформатора, который заменен дросселем; через дроссель протекает только постоянный ток оконечного каскада передатчика. Недостатком схемы является то, что при ней коэффициент модуляции не превышает 80%, так как модуляторные лампы не допускают возбуждения большим напряжением. Полная модуляция может быть и здесь достигнута за счет того, что модуляторные лампы подключают к отводу дросселя (автотрансформатор). Далее, схема требует двух источников анодного напряжения. Кроме того, сеточная цепь одной модуляторной лампы находится под анодным потенциалом другой, так что сеточные трансформаторы работают в разных условиях, что создает известные трудности.

## Амплитудная модуляция с помощью специальных схем

### 21-16. МОДУЛЯЦИЯ ПОГЛОЩЕНИЕМ

При модуляции поглощением или нагрузочной модуляции в антенный контур генератора незатухающих колебаний включается сопротивление, изменяющееся в такт с модулирующим сигналом. Оно поглощает часть мощности, отдаваемой генератором, и модулирует, таким образом, излучаемую часть мощности [Л. 3]. Этот метод использовался для модуляции дуговых передатчиков. При этом микрофон или, для больших мощностей, группа микрофонов включались прямо в антенный контур. Коэффициент полезного действия при этом методе низок. Подобным же образом работает «модулятор на железах»; в высокочастотный контур включается дроссель на железном сердечнике с постоянным подмагничиванием, полное сопротивление которого управляется низкочастотным

модулирующим сигналом; при применении его в качестве манипуляционного дросселя управление осуществляется постоянным током манипулирующего сигнала [Л. 1,5]. Этот модуляционный дроссель был в свое время единственным средством для модуляции или манипуляции дуговых и машинных передатчиков высокой мощности. Он позволяет получить неискаженную модуляцию до 50%. Для устранения мешающего обратного действия колебаний нагрузки на высокочастотный генератор были разработаны схемы выравнивания нагрузки [Л. 1,5], основанные на поддержании нагрузки высокочастотного генератора постоянной за счет подключения замещающего сопротивления во время малого потребления мощности основной нагрузкой; в этом сопротивлении поглощается излишняя мощность.

**21-17. ДВУХТАКТНЫЙ (БАЛАНСНЫЙ) МОДУЛЯТОР С ПОДАВЛЕННОЙ НЕСУЩЕЙ**

В некоторых случаях бывают нужны лишь боковые полосы без несущей. Так как несущую практически нельзя исключить из частотного спектра модулированного сигнала при помощи фильтров, необходимы схемы, которые бы решали эту задачу (§ 21-18). На сетки обеих ламп, показанных на рис. 21-31, как высокая частота  $\omega$ , так и модулирующая частота  $\Omega$  подаются в противофазе, а аноды этих ламп включены параллельно. Ток, отдаваемый первой лампой, если пренебречь незначительными составляющими, равен:

$$i_1 = A(1 + m \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (21-20)$$

Ток нижней (по схеме) лампы равен:

$$i_2 = -A(1 - m \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (21-21)$$

Сумма обоих токов возбуждает анодный контур; она равна:

$$i_1 + i_2 = 2m A \cos \Omega t \cos \omega t = m A \cos(\omega + \Omega)t + m A \cos(\omega - \Omega)t. \quad (21-22)$$

Это соответствует модулированному колебанию без несущей [уравнение (21-7)].

В режиме подачи на схему одной несущей токи ламп протекают в противофазе и поэтому компенсируются; при модуляции медленным колебанием «перевешивает» то одна, то другая сторона схемы, причем получают биения обоих боковых колебаний, как показано на рис. 21-3г. Частотный спектр колебаний на выходе схемы показан на рис. 21-37. Схема рис. 21-32 дает почти такой же результат, однако здесь обе сетки соединены по высокой частоте параллельно, а по низкой частоте двухтактно (в противофазе); в симметричном анодном колебательном контуре действует разность обоих анодных токов.

Особенно большой диапазон возбуждения дает режим так называемого высокочастотного класса В, при котором рабочие точки обеих ламп выбираются так, что их статические модуляционные характеристики складываются в результирующую прямую, как рабочие характеристики усилителя класса В. Возникающие при этом, за счет нижнего изгиба характеристик в состоянии покоя

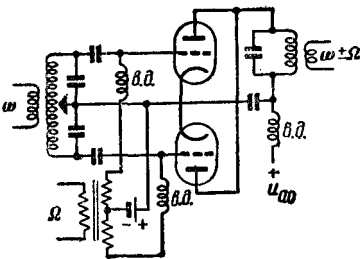


Рис. 21-31. Двухтактный модулятор для получения боковых полос без несущей; вход симметричный, выход несимметричный. ВД — высокочастотные дроссели;  $\omega$  — несущая частота (конверсионная частота);  $\Omega$  — частота сигнала; выходной спектр как на рис. 21-37.б.

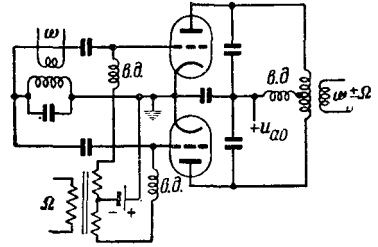


Рис. 21-32. Двухтактный модулятор такой же, как на рис. 21-31, но с несимметричным входом и симметричным выходом; выходной спектр, как на рис. 21-37.а.

(без модуляции) слабые токи несущей частоты взаимно компенсируются. Обе лампы при этом могут работать даже в классе С.

**21-18. КОЛЬЦЕВОЙ И ЗВЕЗДНЫЙ МОДУЛЯТОРЫ**

В технике в.ч. дальней связи широко применяются схемы кольцевых модуляторов с полупроводниковыми диодами [Л. 7]. На высоких частотах применяются германиевые и кремниевые диоды (§ 11-17—11-20). На верхней половине рис. 21-33,а показана схема двухтактного модулятора с синфазным высокочастотным и противофазным низкочастотным возбуждением обоих выпрямителей и с двухтактным выходом. Действие этой схемы полностью соответствует ламповой схеме рис. 21-32. Как легко доказать, на выходе схемы появляется, кроме боковых частот  $\omega \pm \Omega$ , также и частота сигнала  $\Omega$ , а конверсионная частота  $\omega$  подавляется. Так как при низких частотах конверсионная частота и частота сигнала часто настолько близки, что отфильтровать, например высокочастотным контуром (рис. 21-32), невозможно, то желательна схема, в которой, кроме несущей, подавляется также и колебание сигнала. Такую схему получают дополнением двухтактной схемы до двойной двухтактной схемы (рис. 21-33). Действие этой схемы поясняется рис. 21-34, на котором схематически представлено изменение тока на выходе. Оба верхних выпрямителя и оба нижних выпрямителя, включенных для  $\omega$  с обратной полярностью, действуют как переключатель и попеременно запираются и опираются в такт с несущим колебанием с периодом  $2\pi/\omega$ . Это

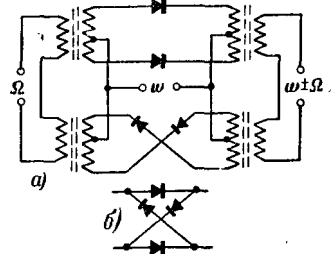


Рис. 21-33.

а — двойной двухтактный модулятор на полупроводниковых диодах; выходной спектр, как на рис. 21-37.г; б — схема соединения диодов в кольцевом модуляторе.

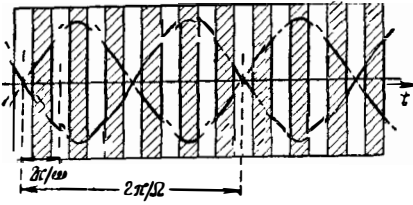


Рис. 21-34. Кривая выходного напряжения схемы рис. 21-33 и 21-35.

вызывает рассечение колебаний сигнала, подаваемых на оба входных трансформатора, и составление рассеченных отрезков в выходных трансформаторах, как показано сплошной кривой; видно, что колебаний сигнала в указанной кривой нет. Простая двухтактная схема соответствовала бы однополупериодно-

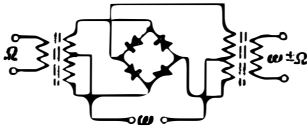


Рис. 21-35. Кольцевой модулятор.

му выпрямлению; кривая тока на выходе ее получилась бы из кривой, показанной на рис. 21-34, вырезанием отрицательных частей во время первого и положительных частей во время второго полупериода низкой частоты; эта кривая содержала бы в качестве составляющей колебание сигнала. Если наложить оба нижних трансформатора на оба верхних, что в отношении напряжений и токов возможно без изменения действия, то получится выпрямительная схема б между обоями сохраняющимися трансформаторами. Эта схема при ином начертании переходит в схему, известную под названием кольцевого модулятора (рис. 21-35), действие которой идентично действию двойной двухтактной схемы. Так же работает и так называемый звездный модулятор, показанный на рис. 21-36. Поскольку в этой схеме все выпрямители соединяются одним полюсом, она может быть выполнена на одном четверном диоде, но неудобна из-за сложности трансформатора.

Для наиболее высоких частот обе ламповые схемы (рис. 21-31 и 21-32) могут быть превращены в двойные двухтактные схемы введением двух дополнительных ламп, включенных так же, как и выпрямители на рис. 21-33.

Полупроводниковые выпрямители дают возможность получать разнообразные модуляторные схемы. На рис. 21-37 показаны спектры, возникающие на выходе четырех простых схем [Л. 7]. В случае а [(простой модулятор с характеристикой нелинейного элемента по урав-

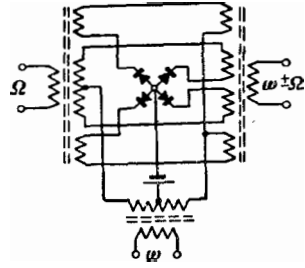


Рис. 21-36. Звездный модулятор.

нению (21-12)] на выходе появляются постоянная составляющая, колебание сигнала и его гармоники, а также и несущая и ее гармоники, из которых показана только вторая; несущая и гармоники сопровождаются боковыми частотами первого и высших порядков, коль скоро они расположены выше ломаной линии в выражении (21-14).

В случае б (двухтактный модулятор, соответствующий рис. 21-31) кроме постоянной составляющей появляются только лишь четные гармоники частоты сигнала, боковые частоты несущей первого порядка, как высокочастотные искажающие составляющие — следующие боковые частоты нечетного порядка и, наконец, боковые частоты гармоник несущей. В случае в (двухтактный модулятор, соответствующий рис. 21-32) имеются, кроме такой же группы частот вокруг несущей, еще частота сигнала и ее нечетные гармоники, а также боковые частоты гармоник несущей; в случае г (двойной двухтактный модулятор, кольцевой и звездный модулятор) все эти компоненты пропадают, за исключением слабых боковых частот нечетных гармоник несущей. Полная компенсация подавляемых коле-

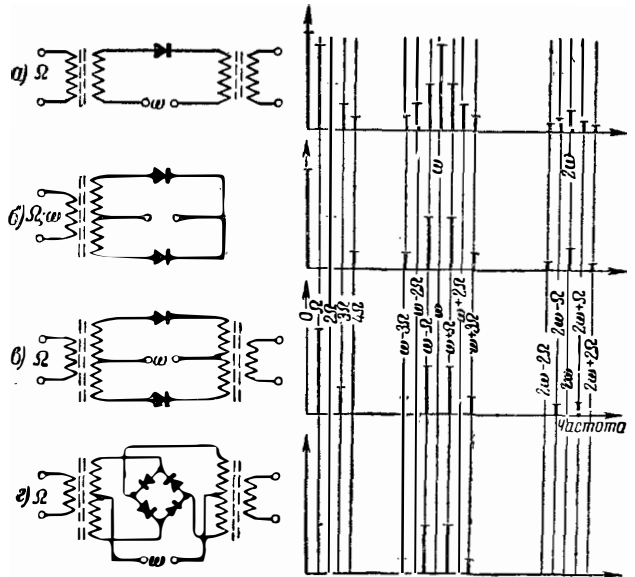


Рис. 21-37. Выходные спектры при различных схемах модуляции. а — простой модулятор; б и в — двухтактные модуляторы; г — кольцевой или двойной двухтактный модулятор [Л. 7].

баний, естественно, предполагает точную симметрию, которой в некоторых случаях можно добиться лишь специальными мероприятиями [Л. 7].

### 21-19. МОДУЛЯЦИЯ ДЕФАЗИРОВАНИЕМ (ПО ШИРЕКСУ)

Амплитудно-модулированное колебание может быть получено сложением двух неизменных по величине, но модулированных по фазе колебаний  $U_{a1}$  и  $U_{a2}$  (рис. 21-38, [Л. 19]).



Рис. 21-38. Векторная диаграмма модуляции дефазированием (по Ширексу).

Этот метод разработан Ширексом как метод модуляции с хорошим к. п. д. больших передатчиков (модуляция дефазированием) [Л. 20]. На рис. 21-39 показана принципиальная схема такого передатчика. Он состоит из двух одинаковых каналов, в оконечных каскадах которых колебания происходят с анодными напряжениями  $U_{a1}$  и  $U_{a2}$  почти в противофазе друг к другу. Эти колебания в общем антенном контуре дают суммарный эффект, зависящий от результата сложения векторов обоих колебаний. Перед обоими каналами включен каскад фазовой модуляции, который изменяет начальные фазовые углы напряжений оконечных каскадов на угол  $\pm\alpha$  с противоположными знаками; направление результирующего вектора остается при этом

неизменным и лишь изменяется его величина от нуля через значение при несущей до пикового значения при верхней отметке. Преимущество метода заключается в том, что лампы оконечного каскада могут работать независимо от модуляционного состояния постоянно на границе перенапряженного режима, что имеет большое значение для получения хорошего к. п. д.

Оба фазово-модулированных колебания образуются с помощью мостовой схемы (рис. 21-39), в диагонали которой подаются несущая и боковые частоты. Лампа  $T$  работает как нормальный усилитель несущей частоты и подает напряжение в горизонтальную диагональ моста. Лампы  $S$  образуют двухтактный модулятор с подавленной несущей (рис. 21-32). Сеточный контур лампы  $T$  настраивается емкостью  $C_c$ , сеточные же цепи ламп  $S$  не настроены, так что их сеточные напряжения сдвинуты на  $90^\circ$ . Вследствие этого и получаемые от ламп  $S$  боковые полосы имеют фазовый сдвиг  $90^\circ$  относительно положения при амплитудной модуляции. В мостовой схеме они складываются с колебанием несущей частоты, как указано на векторной диаграмме, в два фазово-модулированных колебания первого порядка (§ 21-47). Само собой разумеется, для получения фазово-модулированных колебаний может быть применена любая другая схема.

Необходимое для получения режима несущей отклонение обоих колебаний от противофазного положения на угол  $\beta$  устанавливается небольшой расстройкой последующих усилительных каскадов. Если принять, что нагрузочный контур передатчика настроен так, что он представляет собой активное сопротивление, то ток его будет в фазе с результирующим напряжением; фаза этого тока будет сильно опережать фазу тока одного из оконечных каскадов и отставать от фазы тока другого оконечного каскада. Если представить эти соотношения диаграммой для индуктивно нагруженного каскада, в которой направление анодного напряжения принято

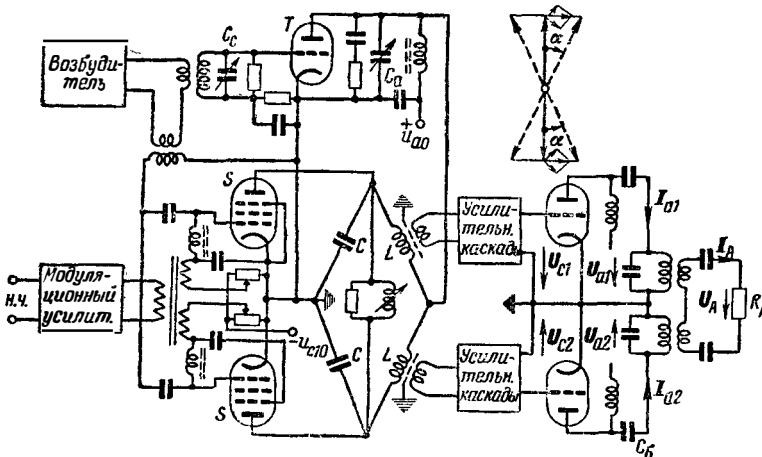


Рис. 21-39. Схема передатчика с модуляцией дефазированием.  $C_6$  — блокировочный конденсатор.

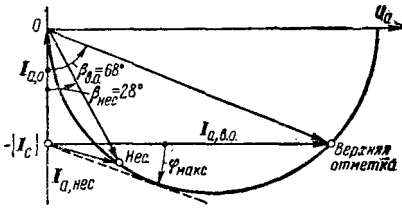


Рис. 21-40. Рабочая диаграмма оконечного каскада при модуляции дефазированием (каскад с индуктивной нагрузкой).

фиксированным, то ток этого оконечного каскада при изменении угла фазовой модуляции  $\beta$  будет описывать полуокружность (рис. 21-40). Так как анодное напряжение во время процесса анодной модуляции остается постоянным, то активная составляющая при верхней отметке в 4 раза больше, чем при несущей. Чтобы получить в обеих точках оптимальный к. п. д., колебательный контур расстраивают емкостно так, чтобы реактивный ток при несущей был компенсирован. Практически эту компенсацию осуществляют не полностью, а компенсируют, например при  $\beta=22^\circ$ , в то время как установка несущей соответствует  $\beta_{нес}=28^\circ$ . Тогда ток через лампу имеет направление  $I_{a,нес}$  и качается соответственно модуляции между  $I_{a,0}$  (чисто реактивный ток, в 1,6 раза больший значения тока в положении несущей) и  $I_{a,лик}$ , причем конец вектора перемещается по окружности.

Из диаграммы видно, что при этом в области между положениями, соответствующими несущей и верхней отметке, происходит сравнительно небольшой фазовый сдвиг  $\phi$ , который незначительно влияет на анодный к. п. д.  $\eta_a = 0,5 h_{a,лик} \cos \phi$ , в то время как при модуляции вниз происходит очень сильный фазовый сдвиг в противоположном направлении, достигающий в конце концов  $90^\circ$ , причем к. п. д. очень сильно снижается, а анодный ток растет несмотря на падение мощности. Для емкостно нагруженного каскада справедливо то же самое. На рис. 21-41 показана зависимость коэффициента мощности ( $\phi$  обозначает фазовый сдвиг между анод-

ным напряжением и током), анодного к. п. д. и потребляемого постоянного тока  $i_{a,0}$  от  $\beta$  для случая омической компенсации при  $22^\circ$  и при верхней отметке (рис. 21-40). Кроме того, на этом рисунке нанесена модуляционная характеристика  $|I_A| = f(\beta)$ , являющаяся началом синусоиды. Эта кривая показывает, что при линейной модуляции угла  $\beta$  между нулем и  $56^\circ$  (как удвоенном значении несущей на верхней отметке) ток антенного контура равен лишь 1,8-кратному значению тока при несущей, так что для уменьшения искажений  $\beta$  должен в одну сторону изменяться больше.

При модуляции вверх нагрузка остается практически омической, и опыт показывает, что модуляция мощности возрастающим  $\beta$  не составляет трудности. При модуляции же вниз некоторые побочные эффекты становятся столь заметными, что высокий коэффициент модуляции не достигается и метод не оправдывает себя. Ток, протекающий через катушку анодного колебательного контура на средней отметке (вектор  $0 - H_{ес}$  на рис. 21-40), может быть разложен относительно напряжения на катушке  $U_a$  на активную и реактивную составляющие. Активная составляющая нагружает лампу так же, как в обычном оконечном каскаде, т. е. она вносит активное сопротивление в ветвь катушки, в которой отдается мощность. Ее влияние на настройку мало, так как вносимое сопротивление складывается с реактивным сопротивлением катушки под прямым углом и мало влияет на полное сопротивление, которое при постоянном  $|U_a|$  определяет протекающий ток. Реактивная же составляющая вносит в ветвь катушки реактивное сопротивление, которое складывается синфазно с индуктивным сопротивлением. Это влияние значительно, так как реактивная составляющая больше, чем активная. Оно вызывает возрастание тока в катушке одного контура и уменьшение его в катушке другого контура. В результате оба контура передатчика при одинаковой связи с антенным контуром индуктируют в нем напряжения различной величины и отдают различную мощность.

Компенсация расстройки из-за реактивной нагрузки ламп осуществляется в описываемой схеме с индуктивной связью тем, что индуктивность одной катушки увеличивается, а другой уменьшается до тех пор, пока протекающие через них токи не станут одинаковыми и равными токам в конденсаторах.

Поэтому модуляция вниз вызывает в первую очередь (рис. 21-40) сильные изменения реактивной составляющей, которая в режиме полного запаривания совсем пропадает, так же как и активная составляющая. Расстройка обоих анодных контуров влияет при этом сильнее и обуславливает, во-первых, уже упомянутое сильное снижение к. п. д. и, во-вторых, возрастание неравномерности распределения нагрузки, так как с исчезновением реактивного обратного действия возбуждающие антенный контур токи становятся различными, соответственно различной индуктивности.

Следствием этого является то, что воздействия обоих оконечных каскадов на антенный

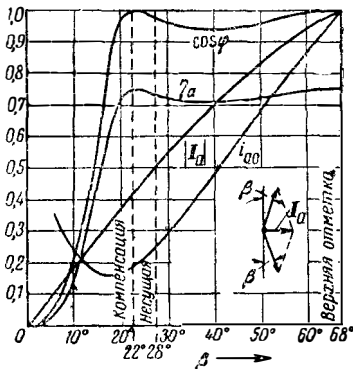


Рис. 21-41. Коэффициент мощности,  $\cos \phi$ , анодный к. п. д.  $\eta_a$ , статическая модуляционная характеристика  $|I_A|$  и постоянная составляющая анодного тока  $i_{a,0}$  в зависимости от угла фазовой модуляции  $\beta$  при модуляции дефазированием.



Рис. 21-42. Изменение тока в антенне в зависимости от модуляционного состояния при дефазированном.

(около  $60^\circ$ ), что позволяет уменьшить расстройку анодных контуров, а также другими коррекциями; однако все эти мероприятия не дают возможности добиться коэффициента модуляции выше 80%.

Другим следствием возрастающей реактивной нагрузки является то, что анодное напряжение каждой оконечной ступени получает фазовый сдвиг относительно сеточного напряжения; сдвиг тем больше, чем больше внутреннее сопротивление лампы и чем сильнее расстроен анодный контур. Поэтому во время отрицательных пиков модуляции надо изменять угол фазовой модуляции на сетке значительно сильнее, чем на аноде. При этом одновременно компенсируется изгиб верхней части модуляционной характеристики, но эффект так силен, что обычно применяемая однокаскадная схема фазовой модуляции не обеспечивает противофазности на анодах.

Для устранения этих трудностей Фаго [Л. 21] предложил метод модуляции, заключающийся в том, что для модуляции вниз применена амплитудная модуляция в одном из предварительных каскадов; во время этой части периода модуляции фаза лишь незначительно отклоняется от ее значения, соответствующего несущей, что достигается односторонним ограничением в фазово-модуляционной части схемы. При этом величина  $i_{a0}$  в точках ниже несущей уменьшается и к. п. д. снижается лишь нелинейно.

Описанный выше метод модуляции дефазированием требует специальных предварительных каскадов, в которых фазовая и амплитудная модуляции применяются одновременно, но лорознь; вариант этого метода, предложенный Фаго [Л. 173], пригоден для использования в качестве усилителя модулированной высокой частоты, работающего с хорошим к. п. д. (подобно оконечному каскаду по схеме Догерти, § 21-20). Принцип этого метода показан на рис. 21-43. Модуляция осуществляется по любому методу как чисто амплитудная в одном из предварительных каскадов. Модулированные колебания подаются на сетки ламп обоих оконечных каскадов таким образом, что обе сетки одновременно возбуждаются несимметричной (синфазной) составляющей  $U_{н1}$  и, кроме того, каждая сетка отдельно возбуждается симметричными со-

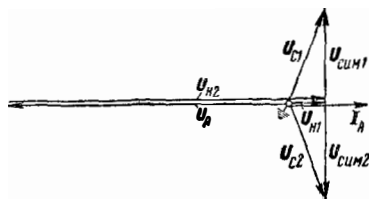


Рис. 21-43. Векторная диаграмма модуляции по Фаго—Ширексу с отрицательной обратной связью по антенному напряжению [Л. 173].

ставляющими  $U_{сн1}$  и  $U_{сн2}$ ; действующие сеточные напряжения  $U_{с1}$  и  $U_{с2}$  образуются как суммы указанных составляющих; угол между ними немного отличается от  $180^\circ$ . Этот режим соответствует значению при несущей. Анодная цепь оконечных каскадов остается неизменной, и ток в антенне  $I_a$  имеет то же направление, что и сумма обоих сеточных напряжений. При несущей лампы обоих оконечных каскадов работают на границе перенапряженного режима, т. е. с хорошим к. п. д., которым отличается метод Ширекса. В нижний полупериод модуляции  $U_{н1}$ ,  $U_{сн1}$  и  $U_{сн2}$  уменьшаются пропорционально; фазовый угол между  $U_{с1}$  и  $U_{с2}$  сохраняется.

При модуляции вверх должно осуществляться управление фазой, так как одного возрастания напряжения недостаточно (из-за ограничения). С этой целью напряжение  $U_{н1}$  получается как разность между много большим, но получаемым от того же источника (предварительный каскад) напряжением  $U_{н2}$  и напряжением  $U_A$ , получаемым из антенного контура. Последнее имеет при настройке антенного контура, обеспечивающей его активное сопротивление, то же направление, что и  $I_A$ . В результате возрастание  $U_{н2}$  при модуляции вверх действовало бы так же, как и возрастание  $U_{н1}$ , и возникла бы сильная фазовая модуляция на верхней отметке, если бы одновременно, как следствие этой фазовой модуляции не увеличивалось  $U_A$  и не происходила компенсация, при которой изменение фазы сохраняется в пределах нормального и сохраняется приблизительная пропорциональность между  $U_A$  и  $U_{н2}$ . Таким образом, фазовая модуляция возникает здесь автоматически, как следствие отставания противофазного антенного напряжения относительно его номинального значения. Отставание тем меньше, чем больше обратная связь. Оно может быть определено на основании модуляционной характеристики  $I_A = f(\beta)$  рис. 21-41 и компенсировано в широких пределах за счет предискажения (модуляции или других мероприятий) [Л. 173].

Само собой разумеется, обратная связь антенного напряжения может осуществляться и в одном из предварительных каскадов; следует, однако, учитывать, что чем больше число охватываемых ею каскадов, тем больше опасность самовозбуждения.

Описанный метод разработан детально, особенно в части предварительных каскадов, и известен в последнее время под названием амплитудно-фазовой модуляции.



Преимуществом модуляции дефазированием являются хороший к. п. д. и малая модуляционная мощность, в то время как номинальная мощность ламп остается такой же, как при сеточной модуляции (номинальная мощность ламп обоих оконечных каскадов вместе равна пятикратной мощности несущей). Линейность модуляционной характеристики также сравнительно хороша. Коэффициент нелинейных искажений при правильной установке фазовой и вспомогательной амплитудной модуляции без обратной связи не превышает 6% при полной модуляции.

В качестве недостатков описанного метода следует назвать сложность высоко-частотной части схемы, а также трудности при настройке и эксплуатации передатчика. Регулировка невозможна без хорошего измерителя фазы; по той же причине схема мало пригодна для быстрой перестройки частоты.

21-20. МОДУЛЯЦИЯ ПО ДОГЕРТИ

Схема модуляции с хорошим к. п. д. описана в [Л. 3, 22, 23] и в последнее время разработана еще дальше [Л. 164] (рис. 21-44).

Оконечный каскад содержит две одинаковые лампы или группы ламп, которые могут быть включены и по двухтактной схеме. Эти лампы на верхней отметке принимают на себя половину мощности каждая при наилучшем использовании напряжения. В режиме средней отметки (телефонном) одна из этих ламп (лампа несущей или «несущая а

л а м п а») работает также с хорошим использованием напряжения; по току же она использована наполовину; другая лампа (дополнительная лампа) при этом заперта. Работа схемы основана на действии включенного между лампами 90-градусного фазосдвигающего звена («четвертьволнового звена», т. е. звена, обращаящего полное сопротивление). Для этого звена справедливы, при обозначениях, указанных на рис. 21-44, уравнения:

$$U_1 = jI_2 Z_w; \tag{21-23}$$

$$I_1 = jU_2 / Z_w \tag{21-24}$$

и при делении первого на второе:

$$Z_1 = \frac{U_1}{I_1} = Z_w^2 I_2 / U_2 = \frac{Z_w^2}{Z_2}, \tag{21-25}$$

где  $Z_1$  и  $Z_2$  обозначают входное и нагрузочное сопротивления соответственно;  $Z_w$  обозначает волновое сопротивление звена на рабочей частоте. Это звено при омической нагрузке сдвигает входное напряжение  $U_1$  и ток  $I_1$  на  $90^\circ$ , вследствие чего возбуждение сеток ламп осуществляется «о сдвигом фаз  $90^\circ$ . Важно то, что входное напряжение  $U_1$  зависит только от выходного тока  $I_2$  и, наоборот, входной ток  $I_1$  зависит только от выходного напряжения  $U_2$ . При несущей на антенном сопротивлении  $R_A$  падает только половина максимально возможного напряжения. Так как при этом несущая лампа должна работать при полном анодном напряжении, то волновое сопротивление 90-градусного фазосдвигающего звена рассчитывается равным  $Z_w = 2R_A$ , чтобы обеспечить трансформацию напряжения в отношении 2:1.

При этом, как показано на левой диаграмме на рис. 21-44,б, «несущая лампа» используется по напряжению полностью, а по току только наполовину, в то время как дополнительная лампа, как показано на правой диаграмме, заперта по току, по напряжению же, будучи включенной параллельно  $R_A$ , она возбуждается несущей лампой наполовину.

Для модуляции вниз «несущая лампа» в соответствующей мере запирается, причем все токи и напряжения пропорционально снижаются. При модуляции вверх возбуждение дополнительной лампы увеличивается и ее анодный ток  $I_{A2}$  дополнительно поступает в  $R_A$ ; анодное напряжение ее соответственно возрастает. При этом ток  $I_2$ , поступающий от «несущей лампы» в  $R_A$  через 90-градусное звено, остается неизменным, так как  $I_2$  зависит только от  $U_1$ , а «несущая лампа» неизменно максимально использована по напряжению. Так как, однако, напряжение на  $R_A$ , являющееся выходным напряжением звена  $U_2$ , возрастает во время этой фазы модуляции за счет тока, даваемого дополнительной

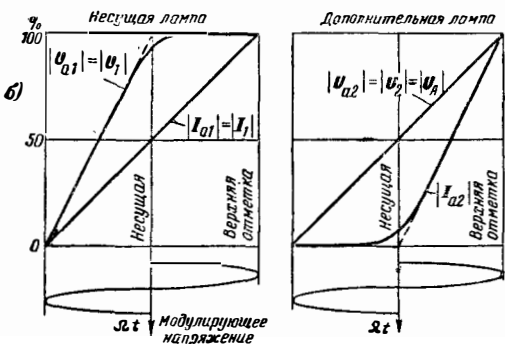
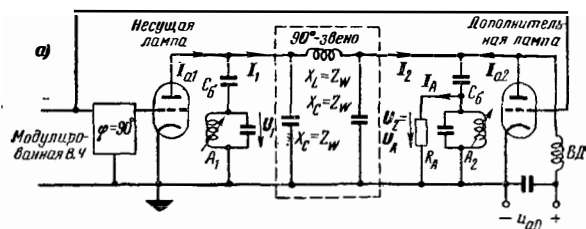


Рис. 21-44.

а — схема оконечного каскада передатчика с модуляцией по Догерти;  $R_A$  — сопротивление нагрузки (антенна);  $A_1, A_2$  — анодные колебательные контуры, настроенные на рабочую частоту;  $C_6$  — блокировочные конденсаторы;  $ВД$  — высокочастотный дроссель; б — рабочие характеристики ламп оконечных каскадов при модуляции по Догерти.

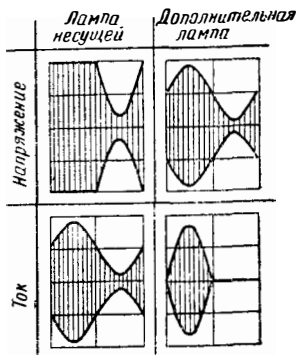


Рис. 21-45. Работа ламп в схеме Догерти (рис. 21-44) за один период модулирующего колебания;

лампой, то растет [по уравнению (21-24)] в том же отношении и входной ток  $|I_1| = |I_{a1}|$ , а следовательно, и мощность, отдаваемая «несущей лампой».

На верхней отметке  $|U_A|$  вдвое больше, чем при несущей; это вызывает возрастание анодного тока «несущей лампы» вдвое, в то время как она при неизменном анодном напряжении отдает в  $R_A$  через 90-градусное звено неизменный ток  $I_2$ . Дополнительная лампа в этом состоянии дает тот же ток, так что обе лампы отдают полную мощность, соответствующую верхней отметке. Изменение во времени напряжений и токов обеих ламп за один период модуляции показано на рис. 21-45.

Модуляция оконечного каскада может осуществляться в обеих сеточных цепях как модуляция возбуждением сетки. Из рис. 21-44,б видно, что высокочастотные и модулирующие напряжения обеих ламп для обеспечения линейности модуляционной характеристики [Л. 24] должны быть различными. Целесообразно модулировать специальный предварительный каскад по одному из известных методов и возбуждать оконечный каскад уже модулированными колебаниями. Но и в этом случае сеточные напряжения должны быть различны — на дополнительной лампе больше, чем на несущей. Это дает возможность упростить схему 90-градусного фазо-

сдвигающего звена перед несущей лампой, например свести ее к индуктивно расстроенному сеточному колебательному контуру, который демпфирован активным сопротивлением и питается через емкость от более высокого напряжения.

Кривые на рис. 21-44,б идеализированы, так как модуляционные характеристики отдельных ламп нелинейны в выбранном масштабе. Если предположить, что модуляционная характеристика «несущей лампы», работающей в режиме обычного усилителя класса  $B$  с постоянной нагрузкой для модулированной высокой частоты, линейна, то в схеме Догерти на средней отметке она имеет излом за счет того, что напряжение не может возрастать дальше; обратное анодное действие  $DU_A$  относительно понижается с ростом сеточного напряжения, а управляющее напряжение возрастает быстрее, чем пропорционально. Поэтому выгодны лампы с малым  $D$ . Модуляционная характеристика дополнительной лампы при работе в классе  $C$  начинается медленным подъемом [Л. 24]. Но, как показывает диаграмма, колебательная характеристика именно этой лампы должна быть вдвое круче, чем у несущей лампы. Поэтому, чтобы использовать более крутую часть, лампа при несущей не должна быть полностью заперта, а должна уже давать известную часть мощности, а несущая лампа — соответственно меньшую мощность. Дополнительная лампа вследствие лишь половинного использования по напряжению работает при этом с плохим к. п. д., и к. п. д. всей схемы при несущей не превышает 65% [Л. 24]. Качество модуляции определяется тем обстоятельством, что общая модуляционная характеристика выше и ниже возбуждения, соответствующего несущей, составляется из двух отдельных характеристик, в основе которых лежат различные механизмы модуляции. Вследствие этого коэффициент нелинейных искажений может достигать 15%. Введением сильной отрицательной обратной связи (1:30) удается снизить его до 2%. Преимуществом схемы Догерти является хороший к. п. д. и малая модуляционная мощность; номинальная мощность ламп та же, что и при сеточной модуляции (номинальная мощность приблизительно равна пятикратной мощности на несущей).

Недостатками схемы являются сложность высокочастотной части схемы и значительная «внутренняя нелинейность» модуляционной характеристики, делающая отрицательную обратную связь безусловно необходимой. Кроме того, трудно и едва ли осуществима без специальных измерительных приборов настройка передатчика.

Для улучшения линейности схемы Догерти была предложена схема, оконечный каскад которой выполнен как в схеме Догерти, но отличающаяся по режиму работы [Л. 24]. При этой схеме «несущая лампа» работает (рис. 21-46) с постоянным напряжением во время всего периода модуляции, а ее ток соответственно изменяющемуся входному сопротивлению 90-градусного звена полностью промодулирован. Сетка ее возбуждается высокочастотным напряжением, которое для улучшения постоянства анодного напряжения имеет

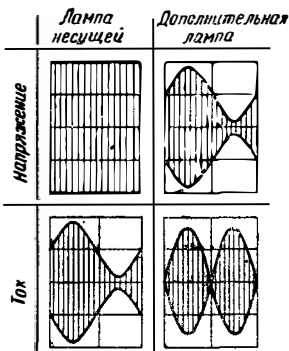


Рис. 21-46. Работа ламп в схеме Догерти (рис. 21-44) за один период модулирующего колебания в режиме (по Хоферу) использования дополнительной лампы для усиления боковой полосы.

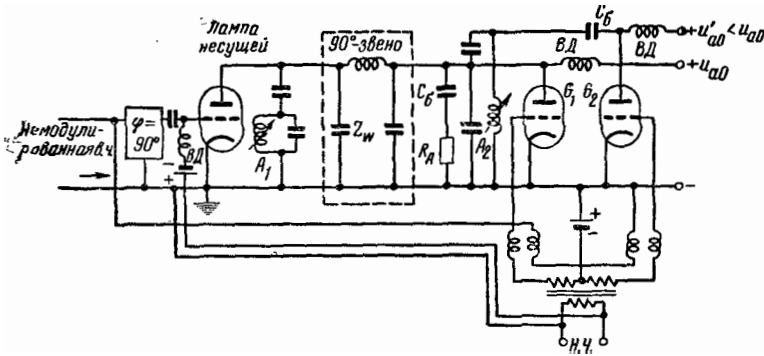


Рис. 21-47. Видоизмененная схема Догерти с двухтактным модулятором большой мощности (по Хоферу).  $R_A$  — сопротивление нагрузки (антенна);  $A_1$ ,  $A_2$  — анодные коллагательные контуры, настроенные на рабочую частоту;  $G_1$ ,  $G_2$  — двухтактный модулятор;  $C_6$  — блокировочный конденсатор;  $ВД$  — высокочастотные дроссели.

слабую сопутствующую модуляцию. Дополнительная лампа работает теперь как чистый усилитель боковой полосы частот в классе  $B$  в течение обоих полупериодов модуляции. Ее сетка возбуждается двухтактным модулятором с подавленной несущей, модуляционная характеристика которого вполне линейна. Так как ее собственная модуляционная характеристика, как характеристика усилителя класса  $B$  для модулированной высокой частоты, также линейна — если не принимать во внимание противоположно направленное во время обоих полупериодов модуляции анодное обратное действие, которое, однако, можно выровнять, применяя возбуждение разной интенсивности — и вследствие постоянства напряжения «несущей лампы», излом модуляционной характеристики последней не возникает; следовательно, в отношении линейности эта схема имеет значительные преимущества.

К. п. д. оконечного каскада без модуляции тот же, что и в схеме Догерти; при модуляции, вследствие того что через дополнительную лампу протекает ток и во время второго полупериода, к. п. д. меньше [Л. 24], а именно, он падает с 63% в режиме немодулированной несущей до 44% при полной модуляции.

В другом варианте схемы Догерти [Л. 24] вместо дополнительной лампы предусмотрен мощный двухтактный модулятор (рис. 21-47), лампы которого работают попеременно во время обоих полупериодов модуляции и функция которого в принципе та же, что и у описанной выше схемы. В этом случае становится возможным снизить постоянное напряжение на аноде работающей лампы настолько, что при минимальном высокочастотном напряжении от лампы может отбираться как раз требуемый ток.

Преимуществом этой схемы является хороший к. п. д., который выше, чем у исходной схемы Догерти. К. п. д. при несущей равен 65%, т. е. несколько меньше, чем анодный к. п. д. «несущей лампы». При более глубокой модуляции к. п. д. в отличие от предыдущих схем остается практически неизменным и поэтому во всем диапазоне глубины модуляции на несколько процентов выше, чем в схеме Догерти.

## 21-21. МОДУЛЯЦИЯ ПО ТВАТТУ

Эта схема модуляции [Л. 25] (рис. 21-48) приблизительно соответствует комбинации дроссельной модуляции в классе  $B$  с принципом Догерти. При несущей модуляторная лампа  $M$  заперта, а лампа  $T$  дает мощность на несущей при высоком использовании напряжения, полным использованием тока и с хорошим к. п. д. Дополнительная лампа  $Z$  при несущей также заперта, но при модуляции вверх, как в схеме Догерти, дает дополнительную мощность. На верхней отметке она полностью нагружена и дает двойную мощность несущей при анодном напряжении  $u_{a0}$ . С этой целью на нее подается половина напряжения возбуждения лампы  $T$ , что ведет к разгрузке «несущей лампы», и ее потребление снижалось бы, если бы низкочастотный дроссель не поддерживал постоянного тока неизменным. В результате анодное напряжение «несущей лампы» возрастает с низкой частотой до удвоенного значения; то же происходит с высокочастотным напряжением и при постоянном токе с мощностью. При модуляции вниз лампа  $Z$  заперта, лампа  $M$  возбуждается, и за счет этого с «несущей лампы» снимается постоянное напряжение.

Требуемая мощность ламп: для  $T$  — мощность несущей; для  $Z$  — больше, чем удвоенная мощность несущей, так как это значение должно быть получено при линейном изменении  $u_{a0}$ ; для  $M$  — половина мощности

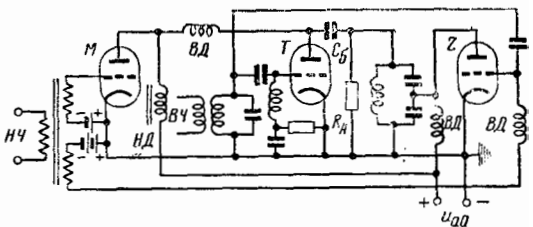


Рис. 21-48. Схема модуляция по Тватту.  $M$  — модуляторная лампа;  $T$  — лампа несущей;  $Z$  — дополнительная лампа;  $R_A$  — сопротивление антенны;  $ВД$  — высокочастотные дроссели;  $НД$  — низкочастотный дроссель;  $C_6$  — блокировочный конденсатор.

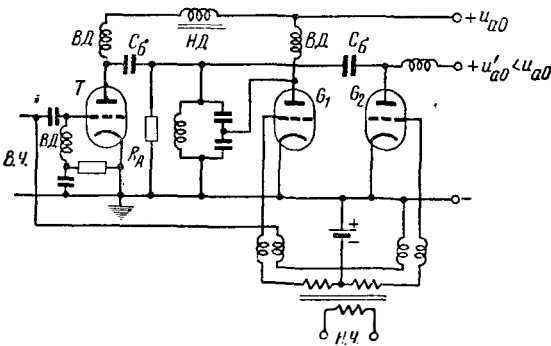


Рис. 21-49. Видоизмененная схема Тватта с двухтактным модулятором большой мощности (по Хофферу). Т — лампа несущей;  $G_1, G_2$  — двухтактный модулятор;  $R_A$  — сопротивление антенны; ВД — высокочастотные дроссели; НД — низкочастотные дроссели;  $C_B$  — блокировочные конденсаторы.

несущей. Таким образом, для всех ламп вместе нужна почти учетверенная мощность несущей. К. п. д. при несущей около 60%, так как лампа Z из-за нижнего загиба уже должна отдавать некоторую мощность. При полной модуляции к. п. д. возрастает до 63%. Преимуществом схемы является хороший к. п. д. и значительно меньшая сложность по сравнению со схемой Догерти; вследствие этого — и более простое обслуживание.

Недостатком схемы является недостаточность стопроцентной модуляции из-за недостаточного напряжения модуляторной лампы. Наконец, механизмы модуляции в оба полуцикла ее различны, так что внутренняя линейность схемы недостаточна, а коэффициент нелинейных искажений велик.

Схему рис. 21-49 можно рассматривать как вариант схемы Тватта, если заменить модулирующую вниз низкочастотную лампу M высокочастотной лампой  $G_2$ , возбуждаемой в противофазе; эта лампа поглощает мощность и совместно с дополнительной лампой Z схемы Тватта образует двухтактный модулятор  $G_1 - G_2$ , работающий со сниженным постоянным анодным напряжением на одной из ламп, как двухтактный модулятор на рис. 21-47. Так как дроссель НД и здесь предотвращает изменение постоянного тока, анодное напряжение лампы T изменяется в такт с низкой частотой.

Мощность ламп почти такая же, как в схеме Тватта, а к. п. д. независимо от модуляции равен примерно 60%. Преимуществом этой схемы по сравнению со схемой Тватта является стопроцентная модулируемость при условии достаточной мощности двухтактного модулятора. Также значительно лучше и «внутренняя линейность» этой схемы.

## 21-22. СХЕМЫ С ОБРАТНОЙ ПОДАЧЕЙ МОЩНОСТИ

**Схема модуляции по Дому.** Эта схема (рис. 21-50) [Л. 26] работает также при помощи 90-градусного фазосдвигающего звена, для которого справедливы уравнения (21-23) — (21-25). Она обеспечивает получение повышенного к. п. д. за счет того, что часть высоко-

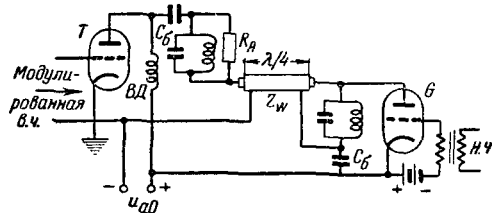


Рис. 21-50. Схема модуляции по Дому. Т — оконечный каскад; G — управляемый выпрямитель;  $R_A$  — сопротивление антенны;  $Z_w$  — 90-градусное фазосдвигающее звено.

частотной мощности отбирается, выпрямляется и возвращается в источник тока. На сетку лампы T подается модулированная высокая частота. Анодный контур работает на несущей с максимальным использованием напряжения, но лишь с половинным использованием тока. Нагрузочное сопротивление составляет из сопротивления антенны  $R_A$  и равно ему входного сопротивления 90-градусного звена. Выход этого звена нагружен выпрямительной лампой G и притом так, что ее входное сопротивление на несущей имеет величину  $R_A$ . В этом режиме оконечная лампа отдает свою высокочастотную мощность, равную удвоенной мощности несущей, равными частями сопротивлению  $R_A$  и через четвертьволновое звено, после выпрямления, обратно источнику анодного напряжения. Во время положительного полуцикла модуляции лампа G постепенно запирается. Вследствие инверсий полного сопротивления входное сопротивление 90-градусного звена также постепенно уменьшается и обращается в нуль при полностью запертом триоде. В этом случае  $R_A$  находится под полным рабочим напряжением лампы T и при полной модуляции получает мощность, соответствующую верхней отметке. Во время отрицательного полуцикла T работает как нормальный усилитель класса B для модулированной высокой частоты. Так как при этом высокочастотное напряжение на G вскоре становится ниже  $u_{a0}$ , которое действует как обратное напряжение, то возврат тока в источник прекращается скачком; это очень ухудшает качество модуляции.

**Схема модуляции по Бушбеку.** В этой схеме (рис. 21-51) лампа T дает удвоенную мощность несущей независимо от модуляционного состояния и с лучшим к. п. д. Двухтакт-

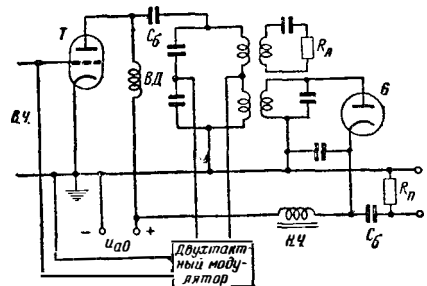


Рис. 21-51. Схема модуляции по Бушбеку. Т — лампа несущей; G — выпрямитель колебаний в. ч.; НД — низкочастотный дроссель; ВД — высокочастотный дроссель;  $R_A$  — сопротивление антенны.

ный модулятор с подавленной несущей питает мощностью боковых полос анодный контур, включенный по мостовой схеме, так что от обеих катушек могут быть отобраны колебания полной мощности, модулированные в противофазе. Одно из них питает антенну (сопротивление  $R_A$ ), а другое выпрямляется диодом  $G$  и подпитывает источник тока. Этот выпрямитель снабжен низкочастотным сглаживающим фильтром, который поддерживает постоянный ток при модуляции неизменным, в то время как сильная низкочастотная составляющая замыкается на  $R_A$ . Таким образом, выпрямитель работает как бы на постоянное омическое сопротивление, с хорошим к. п. д.; внутренняя линейность схемы вполне хороша; к. п. д. при несущей около 53%.

### 21-23. МОДУЛЯЦИЯ ПИТАЮЩИХ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ

Этот метод Хофера и Гюртлера [Л. 27] основан на том, что к. п. д. лампы, работающей при анодной модуляции на границе перенапряженного режима, оптимален независимо от фазы модуляции и что он может быть снижен лишь за счет плохого к. п. д. схемы подачи низкочастотной мощности. Поэтому данный метод (рис. 21-52) предусма-

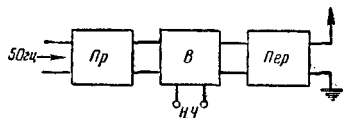


Рис. 21-52. Модуляция питающего выпрямителя по Хоферу и Гюртлеру.

*Пр* — преобразователь частоты 50 гц в ультразвуковую частоту; *В* — выпрямитель с сеточным управлением в такт модуляции; *Пер* — оконечный каскад передатчика с анодной модуляцией.

тривает низкочастотное управление выпрямителем передатчика, что осуществимо без потерь при сеточном управлении. Естественно, что отдаваемое напряжение должно достаточно быстро следовать за этими изменениями, что предполагает работу выпрямителя на ультразвуковых частотах и, как следствие этого, предварительное преобразование всей мощности в ультразвуковую мощность. Применение этого метода затруднено в первую очередь тем, что еще не удалось создать выпрямители большой мощности для высоких напряжений, имеющие достаточно малое время деионизации, что необходимо при работе на ультразвуковых частотах. Дальнейшим улучшением этого метода могло бы быть применение преобразователя постоянного тока вместо ультразвукового генератора. Общий к. п. д. равен произведению отдельных к. п. д.; при  $\eta_{пр} = 85\%$ ,  $\eta_в = 98\%$  и  $\eta_{пер} = 78\%$  он равен 65%; при применении преобразователя постоянного тока ( $\eta_{пр} = 95\%$ ) он был бы около 72%.

### 21-24. МОДУЛЯЦИЯ С ПЛАВАЮЩЕЙ НЕСУЩЕЙ

Метод плавающей несущей (называемый иногда «метод Хапуг» по имени его изо-

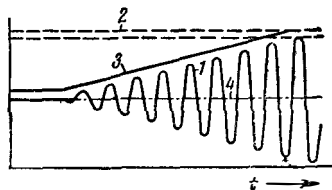


Рис. 21-53. Диаграмма колебаний оконечного каскада передатчика с модуляцией в предварительном каскаде при неизменном значении несущей и изменяемом анодном напряжении [Л. 167]. Кривая 1 — огибающая колебаний высокой частоты при модуляции, возрастающей со временем; кривая 2 — неизменное (максимальное) анодное постоянное напряжение; кривая 3 — изменяемое анодное постоянное напряжение; кривая 4 — потребляемые ток оконечным каскадом (постоянно).

бретателей Хабриха, Пунгса и Герта) заключается в снижении потребления мощности передающим каскадом за счет согласования величины несущей с мгновенным значением коэффициента модуляции; при слабой модуляции величина несущей снижается и средний коэффициент модуляции повышается [Л. 3, 5, 165, 166, 167]. Для этого в дополнительном управляющем блоке выпрямлением модулирующего напряжения и последующим отфильтровыванием получается постоянное напряжение, следящее за динамикой передачи, которое, например, накладывается на смешение сетки лампы, обуславливающей величину несущей; с увеличением модуляции это напряжение смещает рабочую точку от некоторого фиксированного положения, соответствующего остатку несущей в отсутствие модуляции, вверх, таким образом, что несущая при полной модуляции получает свое полное значение. Если остаток несущей установить на нуль, то результирующий коэффициент модуляции всегда будет равен 100%. Однако это недопустимо с точки зрения условий приема, так как исчезли бы различия в динамике передачи и в моменты передачи слабого звучания со значительной силой проявились бы шумы. Опыты показали, что можно работать без заметного ухудшения динамики при коэффициенте остатка несущей  $\rho$  в 60%. Экономия мощности в оконечном каскаде передатчика с модуляцией в предварительном каскаде составляет при этом около 30%. Эта экономия является не следствием улучшения к. п. д., а следствием снижения ненужной самой по себе несущей при неизменной мощности боковых полос.

Так же как для регулирования несущей, описываемый метод может быть применен в передатчиках с модуляцией в предварительном каскаде для управления анодным напряжением оконечной ступени. В этом случае без управления несущей в немодулированном состоянии анодное напряжение может снижаться почти до половины (рис. 21-53), причем использование напряжения возрастает вдвое, а к. п. д. по несущей — до 70%. Управляющее напряжение действует при этом на сетки ламп выпрямителя анодного напряжения. При комбинации этого метода с управлением несущей получается дальнейшая экономия мощности (рис. 21-54 и 21-55).

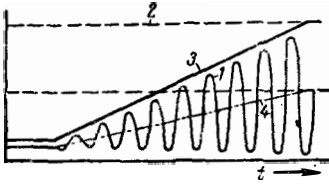


Рис. 21-54. Диаграмма колебаний оконечного каскада передатчика с модуляцией несущей в предварительном каскаде и изменяемым анодным напряжением [Л. 167]. Кривая 1 — огибающая колебаний в ч. при модуляции, возрастающей со временем; кривая 2 — неизменное (максимальное) анодное постоянное напряжение; кривая 3 — изменяемое анодное постоянное напряжение; кривая 4 — потребление тока оконечным каскадом (пропорционально модулированной несущей).

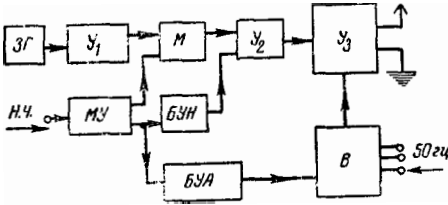


Рис. 21-55. Принципиальная схема передатчика с модуляцией по методу плавающей несущей и с модуляцией анодного постоянного напряжения.

ЗГ — задающий генератор; У<sub>1</sub> — усилительный каскад; М — модулятор; У<sub>2</sub> — усилительный каскад с модуляцией несущей; У<sub>3</sub> — оконечный мощный усилитель модулированных колебаний в ч.; МУ — модуляционный усилитель; БУН — блок управления несущей; БУА — блок управления анодным напряжением оконечного усилителя; В — выпрямитель анодного напряжения оконечного усилителя, сетка которого управляется от БУА.

Принципиально указанный метод пригоден для всех видов модуляции.

При **анодной модуляции в классе В** (§ 21-15) управление анодным постоянным напряжением в такт динамике позволяет снижать несущую при сохранении хорошего к. л. д. высокочастотного оконечного каскада и обеспечивает, таким образом, уменьшение потребления мощности, пропорциональное квадрату коэффициента остатка несущей

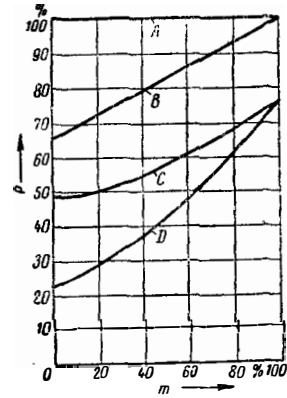


Рис. 21-56. Потребление мощности различными оконечными каскадами передатчиков в зависимости от коэффициента модуляции и сравнительно с потреблением мощности оконечным каскадом передатчика с модуляцией в предварительном каскаде [Л. 3].

Кривая А — модуляция в предварительном каскаде без управления несущей; кривая В — модуляция в предварительном каскаде с управлением несущей изменением смещения сетки ( $\rho = 65\%$ ); кривая С — анодная модуляция класса В с постоянной несущей; кривая Д — анодная модуляция класса В с управлением несущей изменением анодного напряжения ( $\rho = 65\%$ ).

[Л. 168]. В этом случае для питания модулятора в классе В обычно применяется отдельный выпрямитель анодного напряжения, чтобы устранить обратное действие качающегося напряжения на модулятор. На рис. 21-56 показано (в процентах) потребление мощности различными схемами в зависимости от потребления мощности оконечным каскадом передатчика с модуляцией в предварительном каскаде.

При модуляции по схеме Догерти (§ 21-20) экономия мощности, достигаемая регулированием несущей в предварительном каскаде, приблизительно равна экономии при модуляции в предварительном каскаде, так как выгода хорошего использования напряжения в «несущей лампе» теряется при снижении величины несущей.

## Однополосная модуляция

### 21-25. ОДНОПОЛОСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Каждая боковая полоса модулированного колебания полностью содержит сообщение, поэтому кажется естественным использовать для передачи только одну боковую полосу для того, чтобы сэкономить половину полосы пропускания и, кроме того, чтобы при беспроводной передаче сэкономить мощность передатчика за счет исключения второй боковой полосы и несущей. Этот метод весьма широко применяется в дальней телефонной связи [Л. 28] и в профессиональной беспроводной телефонной связи [Л. 29, 30].

Так как из всех видов модуляции амплитудная требует наименьшей полосы пропускания и так как при этой модуляции имеет место однозначная взаимозависимость между отдельными боковыми колебаниями и колебаниями модулирующего сигнала, сохраняющаяся при

частотных преобразованиях, то при рассмотрении однополосной модуляции исходят из амплитудно-модулированных колебаний.

Однополосный модулятор состоит из амплитудного модулятора и дополнительного устройства, в котором подавляется вторая боковая полоса и в некоторых случаях несущая. Неискаженное амплитудно-модулированное колебание определяется уравнением (21-6); однополосное колебание с несущей можно представить в форме

$$s = A \cos \omega t + \frac{m}{2} A \cos (\omega_{\pm} \pm \Omega) t; \quad (21-26)$$

однополосное колебание без несущей выражается лишь одним вторым слагаемым указанного выражения. Оба боковых колебания при двухполосной системе образуют (рис.

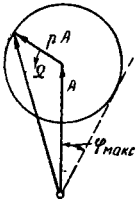


Рис. 21-57. Векторная диаграмма колебания с несущей и одной боковой частотой.

21-5,б) результирующий вектор, направление которого всегда совпадает с направлением вектора несущей. При исключении одного из векторов боковых колебаний получается диаграмма, представленная на рис. 21-57. Из этой диаграммы видно, что одновременно с амплитудной модуляцией возникает и фазовая модуляция. Хотя  $m$  и ограничено значениями меньше единицы, но несущую можно подавлять

и при желании вновь добавлять; первоначальный коэффициент модуляции здесь не имеет значения. Поэтому в уравнении (21-26) целесообразно заменить  $\frac{m}{2}$  на  $\rho$ , причем  $\rho$  может

принимать любое значение. Тогда при  $\rho=1$  вектор бокового колебания, вращающийся относительно несущей с разностной частотой, т. е. с частотой модуляции  $\Omega$ , имеет ту же величину, что и несущая. Для малых  $\rho$  фазовая модуляция невелика и огибающая однополосного колебания вместе с несущей имеет почти синусоидальную форму. С возрастанием  $\rho$  фазовая модуляция усиливается, причем скорость изменения фазы, особенно в минимуме результирующего вектора, возрастает. При  $\rho=1$  оба колебания имеют равную величину и создают друг с другом колебания с частотой модуляции (рис. 21-3,з). При этом фаза результирующего колебания равномерно возрастает при вращении вектора боковой частоты и при прохождении результирующего вектора через нуль претерпевает скачок на  $180^\circ$ . Так как оба колебания в этом случае имеют одинаковую величину, то на векторной диаграмме можно считать вектор боковой частоты неподвижным, а вектор несущей — вращающимся вокруг конца указанного вектора в противоположном направлении. Тогда получается колебание боковой частоты, угол фазовой модуляции которого изменяется в противоположном направлении и при прохождении результирующего вектора через нуль делает скачок на  $180^\circ$  в противоположном направлении. В случае  $\rho=1$  амплитудная кривая уже не является даже приближенно синусоидальной.

В случае  $\rho>1$  (подавленная несущая) целесообразно применять вид диаграммы, упомянутый последним. Огибающая при  $\rho>1$  имеет ту же форму, что и для обратной величины. Лишь «частота» колебания является другой.  $\rho=\infty$  означает полное подавление несущей, так что остается только синусоидальное колебание боковой частоты. Таким образом, однополосное колебание без несущей весьма сходно с модулирующим сигналом и лишь сдвинуто относитель-

но его по частоте на известную величину.

Для демодуляции однополосного колебания на месте приема к нему добавляется местная несущая такой величины, что возникающее суммарное колебание лишь слабо модулировано ( $\rho \ll 1$ ). Тогда огибающая кривая тем лучше воспроизводит первоначальное модулирующее колебание, чем меньше  $\rho$ . Это колебание выпрямляется. При этом несущая может добавляться с любой фазой относительно первоначальной несущей, так как выражение для однополосного колебания не содержит фазового угла. При передаче обеих боковых полос без несущей местная добавляемая несущая должна совпадать по фазе с результирующим вектором обоих боковых колебаний, так как в противном случае отдельные компоненты огибающей будут искажены ( $m \approx 1$ , рис. 21-11,з) или результирующий коэффициент модуляции будет изменяться с косинусом разности фаз ( $m \ll 1$ ). По этой причине передача двух боковых полос с подавленной несущей применяется редко.

### 21-26. ПОЛУЧЕНИЕ ОДНОЙ ПОЛОСЫ ЧАСТОТ ФИЛЬТРАЦИЕЙ

Этот метод заключается в получении двухполосных колебаний и выделении из них нужной боковой полосы. Так как фильтрация тем труднее, чем меньше относительная ширина полосы, т. е. чем больше должна быть относительная крутизна боковых сторон кривой фильтра, то прежде всего применяется несущая возможно более низкой частоты, которую модулируют сигналом [Л. 28]. После подавления, например, верхней боковой полосы несущая, имеющая более высокую частоту, модулируется оставшейся нижней боковой полосой. Возникающие при этом боковые полосы, расположенные симметрично относительно второй вспомогательной несущей, точно воспроизводят исходные, но расположены уже так далеко от второй вспомогательной несущей, что их разделение не представляет трудностей. Этот метод повторяется многократно до тех пор, пока наконец не будет получена частота, пригодная для излучения. Примером

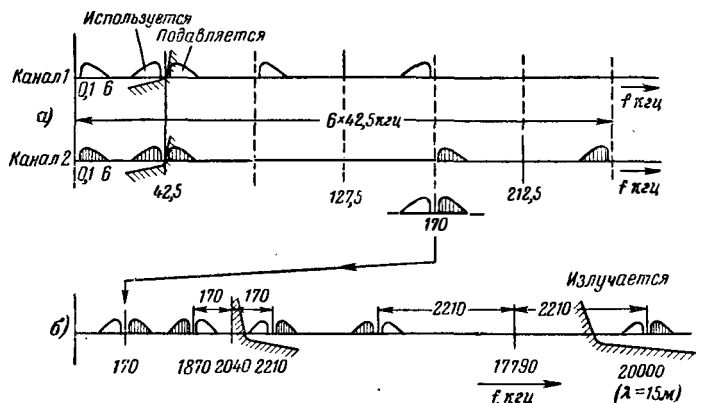


Рис. 21-58. Схема конверсии частоты для подготовки двух разговорных каналов беспроволочной однополосной передачи. а — в среднечастотной части и б — в высокочастотной части передатчика.

этому служит схема, осуществленная практически (рис. 21-58) [Л. 30] (вид работы А 3б). Передача ведется в двух каналах, занимающих диапазон от 0,1 до 6 кГц. На схеме показаны огибающие спектров колебаний в этом диапазоне. Необходимые конверсионные частоты (127,5; 170 и 212,5 кГц) получаются умножением высокостабильного колебания 42,5 кГц. Они делают удвоенными и шестикратными частотами диапазон до 250 кГц на шесть одинаковых частей. Предварительно оба канала подготавливаются раздельно. Для этого оба разговора раздельно модулируют частоту 42,5 кГц и фильтрами подавляются верхняя полоса спектра этой модуляции. Остающаяся нижняя полоса модулирует в первом канале частоту 127,5 кГц и во втором канале частоту 212,5 кГц; при этом в канале 1 возникает верхняя, а в канале 2 нижняя боковые полосы, имеющие друг относительно друга то же положение, что и обе боковые полосы при нормальной амплитудной модуляции частоты 170 кГц, но содержащие, однако, различную информацию. Они соединяются и дополняются вспомогательной несущей 170 кГц регулируемой (небольшой) интенсивности. Описанная подготовка осуществляется в так называемой среднечастотной части устройства [Л. 31] обычно с кольцевым модулятором. В высокочастотной части [Л. 32] осуществляются два дальнейших преобразования; первое из них выполняется с вспомогательной несущей 2040 кГц, причем дальше используется верхняя боковая полоса, «несущая» которой оказывается на частоте 2210 кГц. Отфильтрование теперь уже не представляет трудностей и выполняется с помощью колебательного контура, настроенного на 2210 кГц. Чтобы перейти к частоте излучения, в данном примере 20000 кГц, применяется еще одна вспомогательная несущая частота 17790 кГц, верхняя боковая полоса которой занимает нужное положение; относительно отфильтрования здесь справедливо то же, что было сказано выше.

### 21-27. ПОЛУЧЕНИЕ ОДНОЙ ПОЛОСЫ ЧАСТОТ ПОДАВЛЕНИЕМ ДРУГОЙ БОКОВОЙ ПОЛОСЫ

На выходе схемы, подобной схеме двухтактного модулятора, удается при помощи питания ее низкой и высокой частотой с определенным следованием фаз подавить одну боковую полосу. Модуляторы  $M1$  и  $M3$  (рис. 21-59) дают оба несущих колебания  $U_{н1}$  и  $U_{н2}$ , показанных на рис. 21-60, и их боковые колебания  $V_{61}$ ,  $U_{61}$  и  $V_{62}$ ,  $U_{62}$ , которые вследствие питания модуляторов со сдвигом фаз  $90^\circ$  также сдвинуты на  $90^\circ$ . Оба колебания складываются в выходной цепи; при этом верхние боковые колебания взаимно уничтожаются. Результирующими являются  $U_{н3}$  и  $U_{63}$ . Таким же образом работают модуляторы  $M2$  и  $M4$  и дают результирующие  $U_{н4}$  и  $U_{64}$ , которые складываются с  $U_{н3}$  и  $U_{63}$  и дают в итоге только нижнее боковое колебание  $U_{65}$ . С помощью удвоенного числа модуляторов (два кольцевых модулятора) удается также одновременно подавить сигнал модуляции. При этом, конечно, предполагается точная

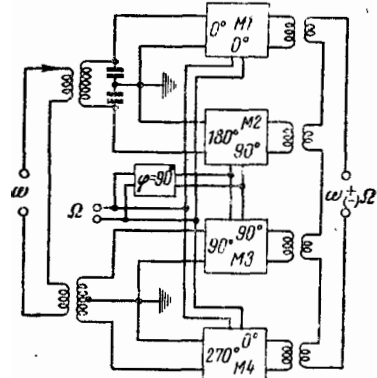


Рис. 21-59. Однополосный модулятор с подавлением несущей и одной боковой полосы.  $M_1$  до  $M_4$  — амплитудные модуляторы;  $\omega$  — несущая частота (конверсионная частота);  $\omega_s$  — частота сигнала.

симметрия, которая в некоторых случаях должна быть достигнута регулировкой. Переплюсованием можно получить лишь одно верхнее боковое колебание.

Трудность применения этого метода для передачи низкочастотного спектра заключается в том, что при помощи простой схемы невозможно все отдельные колебания спектра сдвинуть по фазе на  $90^\circ$  без амплитудных изменений, как этого требует схема. Один метод, интересный лишь теоретически из-за сложности, приведен в [Л. 5]. Новая система многократной телефонии с однополосной передачей применяет схему, которая делит весь низкочастотный спектр на две сдвинутые друг относительно друга составляющие, причем амплитуды их приблизительно равны [Л. 33]. Теория показывает, что оба требования одновременно не могут быть точно выполнены, так что в первую очередь обращается внимание на фазовые соотношения. На схеме рис. 21-61  $A$  обозначает фазовый фильтр для модулирующего спектра  $\Omega$ ;  $B$  — подобным же образом работающий фазовый фильтр для диапазона несущих частот  $\omega$ ;  $C$  и  $D$  — два кольцевых модулятора, которые по высокой и низкой частоте питаются со сдвигом фаз  $90^\circ$ ;  $E$  — оконечный усилитель. Фазовый фильтр  $B$  для несущей частоты состоит из сопротивления, емкости и взаимной индуктивности, вклю-

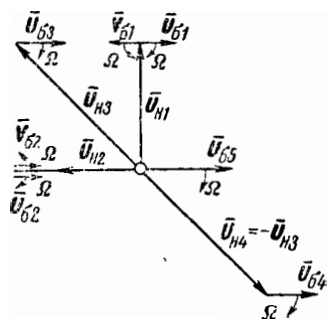


Рис. 21-60. Векторная диаграмма к рис. 21-59.  $U_n$  — вектор несущей;  $V_6$ ,  $U_6$  — векторы верхнего и нижнего боковых колебаний.



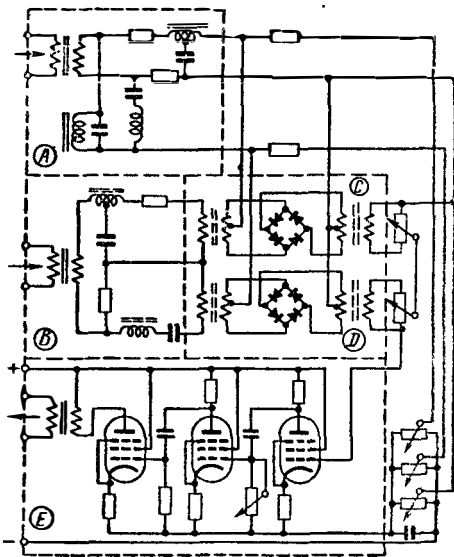


Рис. 21-61. Однополосный модулятор для большого частотного диапазона несущего колебания  $\omega$  и широкой полосы низких частот  $\Omega$  по Ленехану [Л. 33].

ченных последовательно. Напряжение на сопротивлении попадает на один из выходов и питает модулятор *D*, а напряжение на емкости вместе с напряжением на взаимной индуктивной — на второй выход и питает модулятор *C*. При изменении несущей частоты напряжения на емкости и взаимной индуктивности изменяются в противоположных направлениях, так что результирующая вариация составляет только 25%, если несущая частота изменяется в отношении 4:1. Чтобы сделать внутренние сопротивления выходов одинако-

выми для всех частот, в выходную цепь плеча сопротивления включен дополнительный последовательный резонансный контур, а в цепь реактивного плеча включено дополнительное сопротивление. Таким способом удается добиться того, что для частот от 50 до 150 кГц токи в первичных обмотках обоих выходных трансформаторов при взаимном 90-градусном фазовом сдвиге отличаются не более чем на 15%. Фазовый фильтр *A* для низкочастотного спектра построен по подобной же схеме и содержит добавочный параллельный резонансный контур, который на границах диапазона поднимает напряжение на плече сопротивления, благодаря чему улучшается частотная характеристика.

Дальнейшие возможности выделения одной боковой полосы без фильтров указаны в [Л. 169, 170, 171].

**Однополосные передатчики.** Задачей передатчиков является усиление подготовленного однополосного сигнала до нужной мощности в антенне. Требования к линейности всех каскадов передатчика высоки, и устройства получаются сложными. По [Л. 172] требования к линейности кривой усиления могут быть значительно снижены и достигнута экономия в предварительных каскадах передатчика за счет того, что подготовленный сигнал на одной боковой полосе подводит к сетке оконечного каскада через ограничитель, частично устраняющий амплитудную модуляцию, и через предварительные каскады передатчика (при этом лишь фаза изменяется во времени правильно); кроме того, подготовленный сигнал на одной боковой полосе может быть выпрямлен линейно и огибающая (низкочастотная) линейно усилена и использована для коррекции колебаний высокой частоты путем анодной модуляции оконечного каскада.

## Общие сведения об импульсной модуляции

### 21-28. ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Принятые обозначения:

$f_n, \omega_n$  — тактовая частота (частота следования импульсов, частота повторения).

$T_n = 1/f_n$  — период повторения, длительность такта.

$\tau_0$  — средняя длительность импульса.

$\tau_\phi$  — длительность фронта импульса.

$\Delta t_n, \Delta \bar{t}$  — пиковое и эффективное значения сдвига времени.

$F, \Omega$  — низкая частота (сообщения).

$F_0, \Omega_0$  — максимальная частота сообщения.

$S, \bar{S}$  — пиковое и эффективное значения высокочастотного сигнала.

$s(t)$  — низкочастотный сигнал, функция сообщения, сообщение.

$s, \bar{s}$  — пиковое и эффективное значения низкочастотного сигнала.

$\bar{r} \sqrt{df}$  — эффективное напряжение шумов в полосе  $df$ .

$\bar{\sigma}$  — эффективное значение помехи в тракте низкой частоты.

$s_{\perp}(t)$  — переходный процесс в фильтре при бесконечно коротком входном импульсе (огнибающая).

$D(\Delta f)$  — затухание фильтра при отклонении от несущей частоты на  $\Delta f$ .

$n$  — число каналов в многоканальных системах.

$m$  — число следующих друг за другом участков передачи.

$B$  — высокочастотная ширина полосы.

$L = B/2nF_0$  — избыточность ширины полосы по сравнению с двумя боковыми полосами при амплитудной модуляции.

$d_{\text{перех}}$  — переходное затухание.

$k_i$  — коэффициент нелинейных искажений  $i$ -го порядка.

$b_n$  — коэффициент Хольбрук-Диксона при  $n$  телефонных каналах (§ 21-46).

Под и м п у л с о м понимаем короткий толчок напряжения или тока любой формы, в предельном случае — прямоугольной. Ряд импульсов одинаковой формы образует последовательность импульсов (§ 19-10). Период повторения импульса или группы импульсов называется тактом. Импульсы модулированы, если одна из определяющих их

величин изменяется в соответствии с сообщением (сигналом), например их амплитуда. Такая модуляция называется амплитудно-импульсной модуляцией (АИМ). Если передача сообщения осуществляется модуляцией параметра, определяемого временем, например длительности импульса, положения его во времени в пределах такта или числа импульсов во время одного такта, то процесс называют в общем случае временной модуляцией, а конкретно — модуляцией ширины импульсов (ШИМ), модуляцией фазы импульсов (ФИМ), модуляцией частоты импульсов (ЧИМ) и кодово-импульсной модуляцией (КИМ).

Последовательность низкочастотных импульсов занимает частотный спектр от 0 до граничной частоты, зависящей от длительности импульсов и их формы. При помощи таких последовательностей можно осуществить передачу сообщений в низкочастотном канале, например по кабелю. Если передача ведется с высокочастотной несущей, то последовательность импульсов должна ее промодулировать, что можно сделать при помощи амплитудной или частотной модуляции. Таким образом, при передаче высокочастотных импульсов применяются уже две модуляционные операции — модуляция импульсов сообщением и модуляция несущей импульсами. В этом случае, например, АИМ — ЧИМ означает амплитудно-импульсную модуляцию с частотной модуляцией высокочастотной несущей, КИМ — АМ — кодово-импульсную модуляцию с амплитудной модуляцией высокочастотной несущей.

Периодическая последовательность импульсов имеет линейчатый спектр, соответствующий гармоникам тактовой частоты  $1/T_k$  и с тем большим их количеством, чем меньше длительность импульса по сравнению с продолжительностью такта. Если последовательность импульсов амплитудно модулирована сообщением, например, низкой частотой  $F$ , то каждая спектральная линия получает, так же как при обычной амплитудной модуляции высокочастотной несущей, две боковые полосы, каждая из которых относительно соответствующей ей гармонике тактовой частоты вдвое меньше коэффициента модуляции. Для передачи сообщения было бы вполне достаточно передать одну из боковых полос, например диапазон одной боковой полосы  $i$ -гармоники тактовой частоты. В этом случае имела бы место однопольсная передача, для которой нужна та же ширина полосы, что и у исходного сообщения. Если передают всю модулированную последовательность импульсов, то сигнал переносит сообщение многократно, т. е. допускается избыток ширины полосы. Передаваемый сигнал имеет в этом случае большую избыточность (редунданс). Однако уменьшать избыток полосы есть смысл лишь тогда, когда за этот счет может быть достигнут выигрыш в отношении сигнала к помехе (§ 22-17). Не за счет каждого избытка в передаваемом сигнале может быть получен выигрыш в отношении сигнала к помехе, но имеются методы импульсной модуляции, при которых это достижимо и которые в этом смысле сравнимы с частотной модуляцией.

## 21-29. ТЕОРЕМА ОТСЧЕТОВ

В общем случае функция сообщения имеет постоянный характер и при модуляции осуществляется непрерывное воздействие на носитель сообщения. При импульсной модуляции это невозможно. Если передача осуществляется одним импульсом за такт, то этот импульс не может передать больше, чем одно дискретное мгновенное значение сообщения за такт.

На рис. 21-62 изображено сообщение, у которого в моменты времени, следующие на расстоянии  $T_k$ , фиксируются мгновенные его значения  $a_1, a_2, \dots, a_n$ . Это можно представить как амплитудную модуляцию сообщением периодической последовательности очень коротких импульсов. Модулированная последовательность передается после этого либо непосредственно, либо с удлинненными импульсами. Можно также преобразовать амплитудную модуляцию в модуляцию длительности импульсов или их фазы. Все это решается специальными методами. В любых случаях при демодуляции воспроизводится исходная амплитудно-модулированная последовательность импульсов (рис. 21-62, б) или последовательность, эквивалентно преобразованная так, что в демодуляторе снова могут быть получены дискретные значения сообщения  $a_1 \dots a_n$  через каждый такт. Для неискаженной демодуляции необходимо далее так соединить между собой конечные точки  $a_1 \dots a_n$ , чтобы результирующая кривая была идентична кривой сообщения. Этот метод реализуем и очень прост. Нужно лишь подавить в спектре последовательности импульсов (рис. 21-62, б) при помощи фильтра низких частот все частоты выше встречающейся в сообщении максимальной частоты  $F_0$ , и тогда снова получится исходное сообщение.

Условиями полного отсутствия искажений [Л. 114, 115] являются: сообщение должно иметь верхнюю границу спектра  $F_0$  и тактовая частота должна быть  $f_k = \frac{1}{T_k} \geq 2F_0$ . Эти

условия, при которых возможна неискаженная передача функций сообщения при помощи дискретных отсчетов, и представляют собой содержание теоремы отсчетов (теоремы Котельникова — Ред.). Теорема отсчетов доказывается спектрами амплитудно модулированной последовательности импульсов (рис. 21-68).

Около каждой гармоники  $\rho\omega_k$  тактовой частоты при частоте модуляции  $\Omega$  имеются боковые частоты  $\rho\omega_k \pm \Omega$ . При  $\omega_k \geq 2\Omega_0$  спектры боковых полос различных поряд-

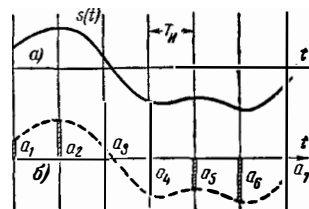


Рис. 21-62. Отсчет сообщения в эквидистантные моменты времени.

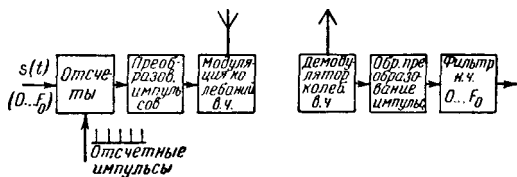


Рис. 21-63. Блок-схема системы передачи сообщений с применением импульсной модуляции.

ков  $p$  не перекрываются и фильтр нижних частот от 0 до  $\Omega_0$  фильтрует лишь составляющие порядка  $p=0$ , т. е. частоты неискаженного исходного сообщения.

На рис. 21-63 приведена блок-схема импульсной передачи. Прежде всего сообщение отсчитывается, — например, при телефонной передаче и  $F_0=3,5$  кГц — с тактовой частотой  $f_H=8$  кГц. Затем идет преобразование мгновенных величин функции сообщения соответственно выбранному специальному виду импульсной модуляции, например ФИМ, КИМ, и в заключение амплитудная или частотная модуляция высокочастотной несущей. На приемной стороне после демодуляции колебаний в. ч. последовательность отсчетных импульсов восстанавливается и фильтром нижних частот из нее выделяется сообщение.

## 21-30. МНОГОКАНАЛЬНАЯ ПЕРЕДАЧА

### С ВРЕМЕННЫМ УПЛОТНЕНИЕМ

Последовательности импульсов различных сообщений с одинаковой тактовой частотой могут передаваться по одному тракту, располагаясь во времени так, чтобы не мешать друг другу. На рис. 21-64 показана такая схема для трех сообщений. Отсчеты осуществляются электронным коммутатором, обегаящим  $n$  коммутационных позиций с тактовой частотой  $f_H$ . На выходе коммутатора имеются сигналы отсчета  $n$  каналов в форме коротких импульсов, представляющие собой систему передачи с временным уплотнением (временной мультиплекс). Каждому каналу в течение такта (периода)

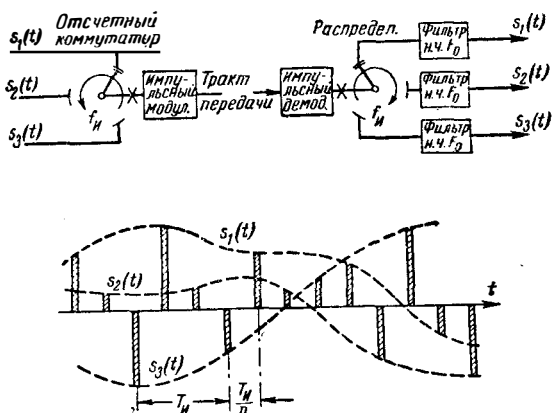


Рис. 21-64. Схема одновременной передачи трех сообщений в системе временного уплотнения (временной мультиплекс).

предоставляется время  $T_H/n = \frac{1}{2nF_0}$ . Следующий за коммутатором импульсный модулятор преобразует указанные импульсы в специальный вид импульсной модуляции, а импульсный демодулятор на приемной стороне формирует их в исходные отсчетные импульсы. Распределительный коммутатор, синхронный с отсчитывающим коммутатором, снова направляет сигналы в  $n$  каналов; за фильтрами нижних частот появляются на  $n$  выходах  $n$  сообщений. Отсчитывающий и распределительный коммутаторы должны работать строго синхронно и синфазно. Для синхронизации обычно в одном из интервалов  $T_H/n$  передают синхронизирующий импульс. Коммутаторы выполняются либо как электронно-лучевые коммутаторы, либо как  $n$  одинаковых ламповых или полупроводниковых схем, открываемых импульсами поочередно на время  $\ll T_H/n$ . Указанные  $n$  схем на стороне передачи соединены вместе выходами, а на стороне приема — входами. Для открытия схем требуется  $n$  последовательностей — открывающих импульсов тактовой частоты, сдвинутых во времени на  $T_H/n$ . Процесс этот называется временной селекцией. При помощи временной селекции в системе с временным уплотнением могут быть отфильтрованы и подавлены или добавлены каналы передачи сообщений; могут быть также сделаны разветвления каналов [Л. 116].

Системы с временным уплотнением каналов (временной мультиплекс) сравнительно не чувствительны к нелинейности трактов передачи, так как последняя не создает здесь, как в системах с частотным уплотнением, переходных помех, а лишь искажения в отдельных каналах; переходные помехи возникают лишь тогда, когда из-за переходных процессов в селективных системах от импульса одного канала в следующем канале действуют остаточные напряжения.

## 21-31. ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛА К ПОМЕХЕ ПРИ СЖАТИИ И РАСШИРЕНИИ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

Литература: [Л. 117—121]. Отношение сигнала к помехе в системах с временным уплотнением может быть значительно улучшено введением системы компрессора, т. е. амплитудного сжимателя (компрессора) на стороне передачи и обратного ему расширителя (экспандера) на приемной стороне (рис. 21-65); эти устрой-

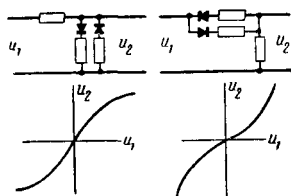


Рис. 21-65. Компрессор и экспандер для улучшения отношения сигнала к помехе в системах с временным уплотнением.

ства вводятся в местах, указанных на рис. 21-64 знаком  $\times$ . Так как сжиматель и расширитель никогда точно не соответствуют друг другу, остаются остаточные искажения, которые, однако, в системах с временным уплотнением допустимы.

Если напряжения шумов при расширении должны иметь одну составляющую постоянную, а другую составляющую — пропорциональную выходному сигналу, то сжатие должно быть логарифмическим:

$$\frac{u_2}{u_0} = \frac{\ln\left(1 + \mu \frac{u_1}{u_0}\right)}{\ln(1 + \mu)}, \quad (21-27)$$

где  $u_0$  — пиковое напряжение;  $u_1$  — входное напряжение;  $u_2$  — выходное напряжение и  $\mu$  — постоянная. Если без схемы сжатия — расширения отношение сигнала к шуму в тракте равно  $(s/\sigma)$ , то при этой схеме отношение сигнала к шуму, отнесенное к постоянной составляющей шума на выходе, будет равно:

$$\left(\frac{\bar{s}}{\bar{\sigma}}\right)_{\mu} = \left(\frac{\bar{s}}{\bar{\sigma}}\right) \frac{\mu}{\ln(1 + \mu)}. \quad (21-28)$$

Составляющая шума, пропорциональная выходному сигналу, рассматривается как искажение, дающее коэффициент нелинейных искажений

$$k = \left(\frac{\bar{\sigma}}{\bar{s}}\right) \frac{\ln(1 + \mu)}{\sqrt{2}}. \quad (21-29)$$

Выигрыш в динамике (§ 21-50) получается за счет коэффициента нелинейных искажений. Значение  $\mu=20$  вполне осуществимо; при этом динамика улучшается со 100 до 650 при коэффициенте нелинейных искажений 2%.

### 21-32. ПРОХОЖДЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ЧЕРЕЗ СЕЛЕКТИВНЫЕ СИСТЕМЫ

При всех методах передачи импульсов они отделены во времени друг от друга. Однако при передаче через селективные системы отдельные импульсы могут быть так изменены по форме и длительности, что процесс затухания одного импульса достигает следующего импульса (§ 22-9—22-14); если последний относится в системе с временным уплотнением к другому каналу передачи, то в этом канале возникают переходные помехи. Такие помехи возникают из-за ограниченности ширины полосы пропускания в приемниках и поддаются расчету, если известно протекание переходных процессов в приемниках.

Если на вход селективного приемника подается сколь угодно короткий импульс, то отгибающаяся импульса на выходе  $s_{\perp}(t)$  является монотонной в случае усилителей с одинаково настроенными не связанными контурами и колебательной при полосовых фильтрах или при расстроенных относительно средней частоты контурах. Так же, как каждый входной импульс может быть представлен суммой бесконечно коротких импульсов, выходной импульс может быть представлен суммой

импульсов формы  $s_{\perp}(t)$ . Теоретически выгоднейший переходный процесс дает колоколообразная кривая избирательности, при которой и переходный процесс представляет собой колоколообразную кривую. Затухание такой цели и форма отгибающейся выходного импульса имеют вид:

$$D(\Delta f) = \exp(z\Delta f^2);$$

$$s_{\perp}(t) = \exp(-\pi^2 t^2 / z^2);$$

$$z = \frac{2}{B} \sqrt{\ln 2}. \quad (21-30)$$

Такие соотношения осуществимы в усилителе с многими одинаковыми контурами, разделенными лампами. В случае колебательных контуров, у которых затухание в полосе пропускания по возможности выравнено, процесс приближается к предельному случаю идеальной прямоугольной избирательности, выражаемому условиями:

$$D(\Delta f) = \begin{cases} 1 & \text{при } |\Delta f| \leq B/2; \\ \infty & \text{при } |\Delta f| \geq B/2; \end{cases}$$

$$s_{\perp}(t) = \frac{\sin(\pi Bt)}{(\pi Bt)}. \quad (21-31)$$

Чаще всего применяются приемники с  $z$  двухконтурными полосовыми фильтрами с критической связью в каждом ламповом каскаде (§ 14-16). Если  $B$  — общая ширина полосы, а  $B_2$  — ширина полосы одного из полосовых фильтров, то

$$B = B_2 \sqrt[4]{\sqrt{2} - 1};$$

$$D(\Delta f) = \left[1 + \left(\frac{2\Delta f}{B_2}\right)^2\right]^{z/2}, \quad (21-32)$$

$$s_{\perp}(t) = \frac{\sqrt{\pi} B_2}{2B} \cdot \frac{x^{z-0,5}}{(z-1)!} J_{z-0,5}(x) \exp(-x);$$

$$x = \frac{\pi B_2 t}{\sqrt{2}} \quad (21-33)$$

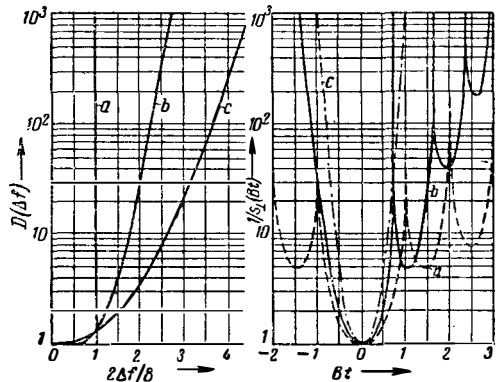


Рис. 21-66. Избирательность и переходный процесс усилителей с одинаковой шириной полосы пропускания.

$a$  — усилитель с идеальной прямоугольной кривой избирательности;  $b$  — усилитель с 8 полосовыми фильтрами с критической связью;  $c$  — усилитель с колоколообразной кривой избирательности.

$D(\Delta f)$  и  $s_{\perp}(t)$  представлены на рис. 21-66.

При заданной ширине полосы длительность  $\tau_0$  импульсов, манипулирующих передатчик, должна быть выбрана такой, чтобы отношение сигнала к помехе в приемнике было максимальным; при АИМ это достигается при максимуме импульса, т. е. при максимуме величины  $s_{\perp}(t)$ , полученной интегрированием  $s_{\perp}(t)$  в интервале времени  $\tau_0$ ; при ФИМ — при максимуме крутизны фронта импульса  $d s_{\perp} / d(Bt)$ .

На рис. 21-67 показаны значения для идеальной прямоугольной и колоколообразной избирательности. Все практически получаемые значения находятся между этими предельными случаями, в большинстве случаев, однако, ближе к прямоугольной избирательности. Повышение  $\tau_0$  при заданной ширине полосы происходит за счет мощности передатчика.  $\tau_0 \approx 1/B$  может считаться, в общем, оптимальным значением. При расчетах всегда принимают идеализированные значения  $\tau_0 =$

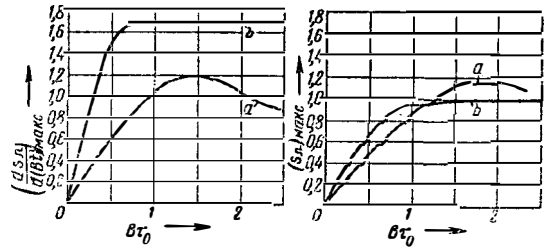


Рис. 21-67. Максимальная амплитуда и крутизна фронта выходных импульсов при прямоугольных входных импульсах длительности  $\tau_0$ .  $a$  — усилитель с идеальной прямоугольной кривой избирательности;  $b$  — усилитель с колоколообразной кривой избирательности;

$$\lim_{B \rightarrow \infty} (\Sigma \Pi)_{\text{макс}} = 1.$$

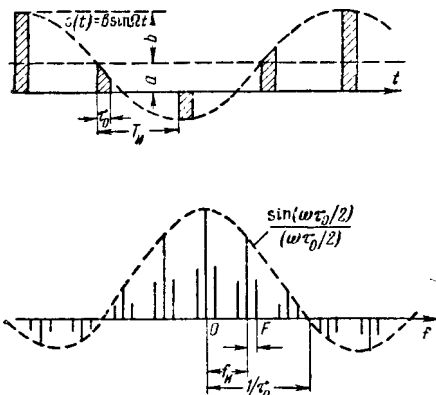
$= 1/B$  с  $(\Sigma \Pi)_{\text{макс}} = 1$  и  $d s_{\perp} / d(Bt)_{\text{макс}} = 1$ . При этом приемный импульс близок к треугольному с длительностью фронта  $\tau_{\Phi} = \tau_0$ ; амплитуда его равна амплитуде в приемнике с бесконечно широкой полосой пропускания.

### Амплитудно-импульсная и широтно-импульсная модуляции

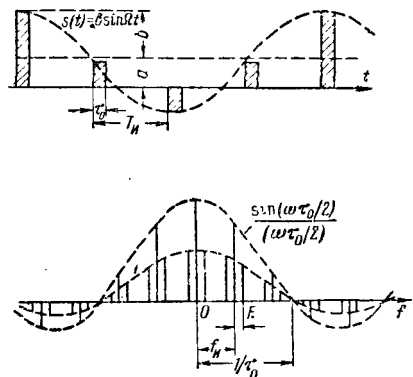
#### 21-33. СПЕКТРЫ ПРИ АМПЛИТУДНО-ИМПУЛЬСНОЙ МОДУЛЯЦИИ (АИМ) (ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ В § 21-28)

Если модулировать последовательность прямоугольных импульсов модулирующей частотой  $F$ , то получается картина, показанная на рис. 21-68. Отдельные импульсы имеют при этом «потолок», соответствующий кривой сигнала  $F$ . Другая возможность представлена на рис. 21-69; в этом случае «потолки» импульсов плоские, а высота их соответствует значениям сигнала в тактовые моменты времени. Разница в спектрах, соответствующих обоим методам, заключается в том, что в пер-

вом случае обе боковые полосы, относящиеся к несущей  $\rho\omega_n$  и отстоящие от нее на расстоянии  $F$ , равны друг другу и относятся к несущей, как  $b/2a$ ; во втором же случае боковые полосы имеют огибающую  $\text{sin}(\omega\tau_0/2)/(\omega\tau_0/2)$  ( $\omega$  — текущая частота), так что в зависимости от частоты обе боковые полосы, относящиеся к одной несущей, имеют разную величину. Если отделить сообщение фильтром нижних частот, удовлетворяющим условию  $T_n \ll \frac{1}{2} F_0$ , т. е. выделить из разложения Фурье члены, соответствующие  $\rho=0$ , то в первом случае получают неиска-



$$f(t) = \frac{\tau_0}{T_n} (a + b \sin \omega t) \times \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(p \omega_n \tau_0/2)}{(p \omega_n \tau_0/2)} \exp(j p \omega_n t).$$



$$f(t) = \frac{\tau_0}{T_n} \cdot \frac{(\sin \omega \tau_0/2)}{(\omega \tau_0/2)} (a + b \sin \omega t) \times \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \exp(j p \omega_n t).$$

Рис. 21-68. Амплитудная модуляция прямоугольных импульсов синусоидальным сообщением; временная диаграмма, спектр и разложение по Фурье.

Рис. 21-69. Амплитудная модуляция прямоугольных импульсов значениями сообщения, соответствующими тактовым моментам времени; временная диаграмма, спектр и разложение по Фурье.

женное сообщение, а во втором, однако, небольшие линейные искажения с завалом на высоких частотах модуляции. В предельном случае  $\tau_0 \rightarrow 0$  оба метода переходят друг в друга.

Случай, показанный на рис. 21-69, возникает в практике почти всегда при демодуляции импульсных сигналов. Чтобы повысить мощность демодулированного сигнала, зачастую, пользуясь схемой накопления, длину импульса  $\tau_0$  делают равной  $T_{и}$ ; при этом сообщение получает вид ступенчатой кривой с переходами в тактовые моменты времени. Частотная характеристика в этом случае выражается отношением  $\sin\left(\frac{\pi\Omega}{\omega_{и}}\right) / \left(\frac{\pi\Omega}{\omega_{и}}\right)$ ; на верхней граничной частоте завал достигает 64%. Все линии спектра (рис. 21-69) имеют огибающую  $\sin\left(\frac{\omega\tau_0}{2}\right) / \left(\frac{\omega\tau_0}{2}\right)$ ; это формфактор прямоугольного импульса. При импульсе другой формы изменяется лишь этот формфактор.

#### 21-34. ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛА К ПОМЕХЕ ПРИ АИМ—ЧМ

Передача многоканальной системы АИМ при помощи амплитудной модуляции высокочастотной несущей не приносит выигрыша в отношении сигнала к помехе за счет избыточности ширины полосы. При АИМ—ЧМ выигрыш этот основан исключительно на ЧМ и растет с девиацией частоты. Чтобы при заданной ширине полосы сделать девиацию возможно большей, ширина полосы системы с временным уплотнением должна быть по возможности меньшей. Поэтому перед каскадом высокочастотной модуляции ширина полосы ограничивается фильтром нижних частот (рис. 21-70). После частотного демодулятора в схеме приемника имеется фильтр нижних частот с такой же частотой среза  $\alpha n F_0$ , а вслед за ним идет разделение на  $n$  каналов.

Вследствие малой чувствительности системы с временным уплотнением к нелинейностям допустима девиация частоты  $\Delta f_{н} = B/2 - 2\alpha n F_0$ . При идеальных фильтрах нижних частот, которые резко подавляют частоты выше  $\alpha n F_0$ , отношение сигнала к помехе в каждом канале равно:

$$\frac{\bar{s}}{\bar{\sigma}} = \frac{\bar{s}}{r \sqrt{2nF_0}} \sqrt{3} \frac{L-2\alpha}{\alpha^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{m}}. \quad (21-34)$$

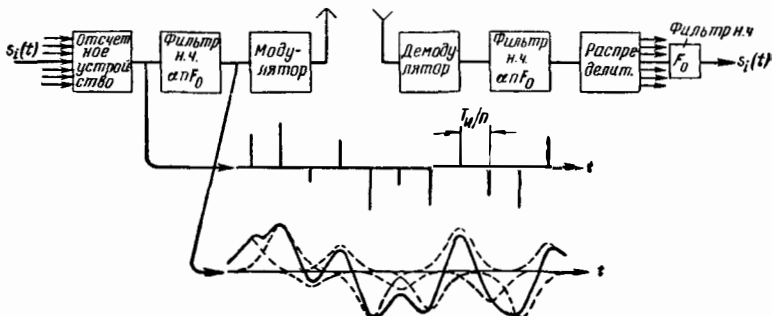


Рис. 21-70. Блок-схема системы передачи сообщений с применением АИМ—ЧМ.

Другим предельным случаем является применение фильтров нижних частот с колоколообразной кривой избирательности, описываемых уравнением (21-30). В этом случае отношение сигнала к помехе при том же  $\alpha$  меньше, так как приемный фильтр пропускает принятый импульс лишь до 0,7 его полной высоты, а составляющие помех проходят через него и на частотах выше  $\alpha n F_0$ . В этом случае

$$\frac{\bar{s}}{\bar{\sigma}} = \frac{\bar{s}}{r \sqrt{2nF_0}} 0,8 \frac{L-2\alpha}{\alpha^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{m}}. \quad (21-35)$$

При помощи схемы сжатия—расширения, в соответствии с уравнением (21-28), отношение сигнала к помехе может быть улучшено за счет коэффициента нелинейных искажений.

Выбор  $\alpha$  является всегда компромиссом между отношением сигнала к помехе и переходными помехами. Переходные помехи появляются из-за переходных процессов  $s_{\perp}(t)$  в фильтрах нижних частот и определяются остаточной амплитудой, которую имеет предыдущий импульс в момент появления следующего [Л. 122, 123]. Переходные процессы в селективных усилителях показаны на рис. 21-66; графики пригодны и для соответствующих фильтров нижних частот с частотой среза  $B/2$ . Если частота среза  $\alpha n F_0$ , а промежуток времени до импульса следующего отсчета  $t = 1/2nF_0$ , то  $s_{\perp}(\alpha)$  является относительной величиной переходной помехи в следующем канале. При идеальных фильтрах нижних частот  $\alpha = 1, 2, 3, \dots$ , определяет нулевые точки для переходной помехи. Для допустимой переходной помехи лучше всего выбрать значения  $\alpha = 2$  или  $\alpha = 3$ , так как задание  $\alpha = 1$  ставит слишком высокие требования к точности длительности импульсов, тактовой частоте и граничной частоте [Л. 121]. При теоретически возможном значении  $\alpha = 1$  ширина полосы системы с временным уплотнением равна ширине полосы системы с частотным уплотнением. При колоколообразных фильтрах за счет включения двух фильтров нижних частот друг за другом действующая частота среза равна лишь  $\alpha n F_0 / \sqrt{2}$  и соответственно этому переходная помеха —  $s_{\perp}(\alpha/\sqrt{2})$ ; переходное затухание равно  $30,5\alpha^2 \text{ дБ}$ , т. е. 60 дБ при  $\alpha = 1,4$ . Переходные помехи могут быть значительно снижены с помощью компенсирующего напряжения, отводимого через линию задержки

от предыдущих импульсов [Л. 124, 125]; при этом  $\alpha=1$  является достаточным при приближенно колоколообразных фильтрах.

### 21-35. СХЕМЫ АМПЛИТУДНО-ИМПУЛЬСНОЙ МОДУЛЯЦИИ

Имеется большое число схем для отсчета и распределения импульсов, работающих на лампах [Л. 114, 124, 126—132] или с электронно-лучевыми коммутаторами [Л. 133, 134]. Более изящные решения предложены в последнее время с применением высоковольтных полупроводниковых диодов, имеющих малые собственные емкости [Л. 132, 135, 136]. На рис. 21-71 показан амплитудно-импульсный модулятор. Из отсчетных импульсов частоты  $n f_n$  тактовая частота  $f_n$  выделяет в зависимости от ее фазы один из импульсов, который отделяется через диод; этот импульс отпирает через импульсный трансформатор два следующих диода, запертых смещением, и открывает тракт передачи на время своей длительности. На  $R$  появляется отсчет сообщения. Блок отсчетов передатчика (рис. 21-72) имеет  $n$  таких модуляторов; их выходы соединены вместе. Для того чтобы в каждый канал попадал свой импульс, тактовая частота берется с  $n$  выходов фазосдвигающего устройства, причем соседние выходы должны иметь разность фаз  $2\pi/n$ . Приемный распределитель имеет схему, совпадающую со схемой рис. 21-72, если модуляторы заменить  $n$  демодуляторами, на общий вход которых поступают все импульсы и каждый из которых пропускает импульсы в должный канал. В демодуляторе, показанном на рис. 21-73,

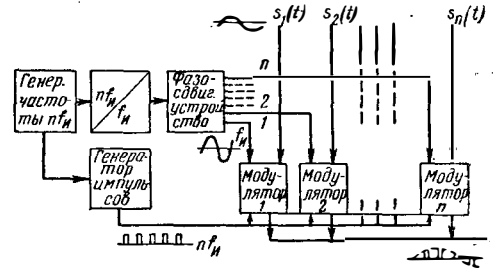


Рис. 21-72. Схема отсчетного устройства для амплитудно-импульсной модуляции.

$i$ -я фаза тактовой частоты выделяет  $i$ -й импульс распределителя; он открывает на короткое время своей длительности тракт передачи, по которому  $i$ -й приемный импульс заряжает конденсатор  $C$  до своего мгновенного значения; для всех других приемных импульсов тракт заперт. Демодулированный таким образом  $i$ -й сигнал усиливается и поступает на фильтр нижних частот. Описанная схема хорошо работает до значений  $n=8$ .

Для большего числа каналов наряду с тактовой частотой можно использовать ее гармонику (рис. 21-74). Выбор канала определенного номера требует установки двух фаз частоты  $f_n$  и частоты  $6f_n$ . Другой метод заключается в том, что системы, выполненные по рис. 21-72, включаются параллельно. Если соединить параллельно  $i$  групп, то импульсы  $n f_n$  этих групп должны быть сдвинуты по фазе на  $2\pi/i$  друг относительно друга. Имеется также возможность использовать в качестве распределителя импульсов линию задержки (§ 19-16) с  $n$  отводами, которая питается последовательно импульсом с тактовым периодом  $T_n$  и выдает на  $i$ -м отводе последовательность импульсов, задержанную на  $i T_n/n$ ; эта последовательность модулируется  $i$ -м сообщением.

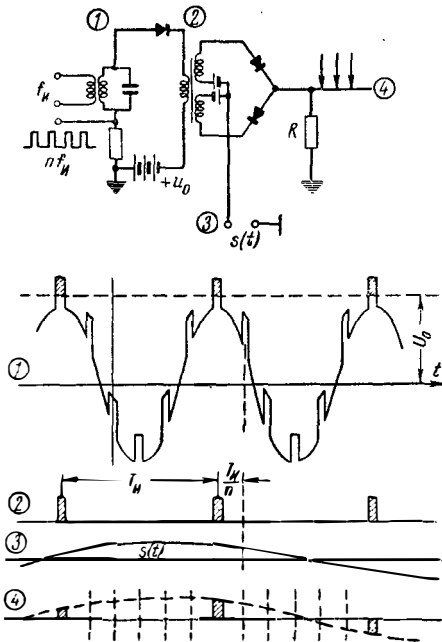


Рис. 21-71. Схема и временные диаграммы амплитудно-импульсного модулятора.

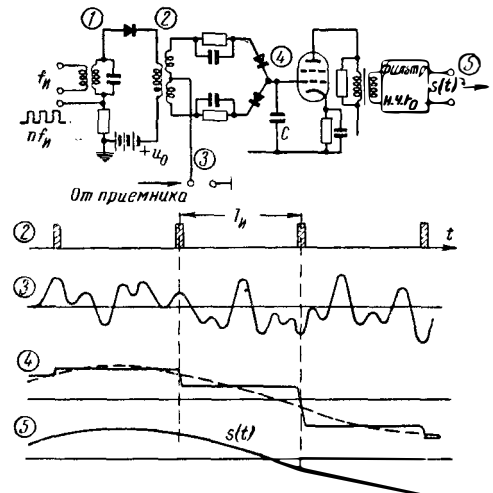


Рис. 21-73. Схема и временные диаграммы амплитудно-импульсного демодулятора.

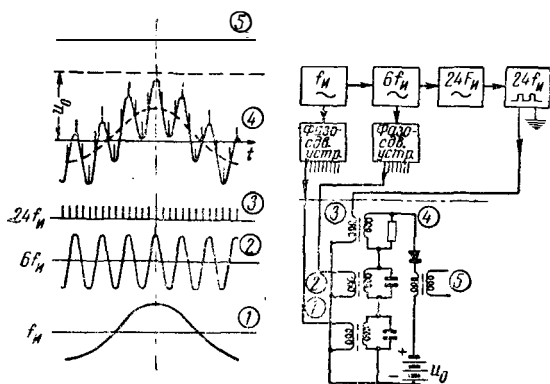


Рис. 21-74. Схема и временные диаграммы распределения импульсов на 24 канала.

### 21-36. ШИРОТНО-ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ (ШИМ)

При широтно-импульсной модуляции переносчиком сообщения является длительность импульса. На рис. 21-75 показаны модулированные импульсы в двух каналах, причем в первом применена несимметричная, а во втором симметричная модуляция; несколько тактов показаны друг под другом. Каждому из  $n$  каналов предоставляется за такт время  $T_H/n$ ;  $\tau_0 = T_H/2n$  — средняя длительность импульсов;  $\pm \eta T_H/2n$  — допустимая девиация ширины импульса ( $\eta \leq 1$ ). Для осуществления ШИМ применяется эквидистантный метод и метод пилообразных колебаний. Первый (рис. 21-76) начинается отсчета сообщения и преобразованием отсчетных импульсов в импульсы пропорциональной длительности при помощи пилообразно нарастающего напряжения, как пояснено на рисунке. При методе пилообразных колебаний (рис. 21-77) сообщение сравнивается с импульсами тактовой частоты, имеющими вид симметричных или несимметричных зубьев пилы. Импульс длится до тех пор, пока зуб пилы превышает сигнал [Л. 137]. Демодуляция осуществляется воспроизведением эквидистантных отсчетных импульсов или выделением сообщения фильтром нижних частот непосредственно из широтно-модулированных импульсов (§ 21-38).

При передаче колебаний в. ч. по тракту с шириной полосы  $B$  длительность фронта им-

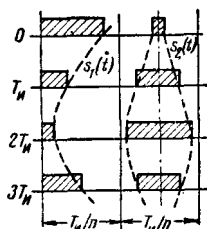


Рис. 21-75. Широтно-импульсная модуляция (ШИМ) с симметрично и несимметрично модулированными импульсами.

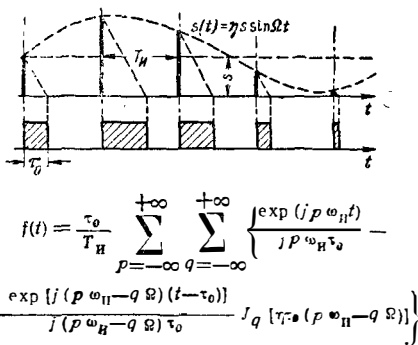
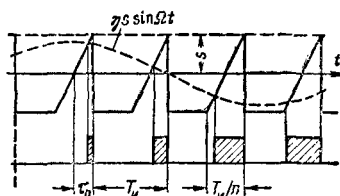
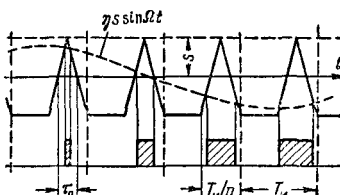


Рис. 21-76. ШИМ по эквидистантному методу; временная диаграмма и разложение по Фурье.

пульса равна  $\tau_0 = 1/B$ . Если длительность появляющегося при модуляции кратчайшего импульса как раз равна длительности фронта, эффективное значение девиации ширины импульса равно:  $\Delta f = (T_H/2n - 1/B) \sqrt{2}$ . Вырабатываемая демодулятором длительность импульсов зависит от момента времени, в который в приемнике после АМ-демодулятора появляется запирающее напряжение, равное половине амплитуды импульса. Накладывающиеся шумы сдвиги



$$f(t) = \frac{\tau_0}{T_H} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{\exp(j p \omega_H t)}{j p \omega_H \tau_0} - \frac{\exp[j(p \omega_H - q \Omega)(t - \tau_0)]}{j p \omega_H \tau_0} J_q(\tau_0(p \omega_H - q \Omega)) \right\}$$



$$f(t) = \frac{\tau_0}{T_H} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(q \Omega t + p \omega_H \tau_0 / 2)}{(p \omega_H - q \Omega / 2)} \times J_q(\tau_0(p \omega_H - q \Omega / 2)) \exp[j(p \omega_H t - q \Omega \tau_0 / 2)].$$

Рис. 21-77. ШИМ по методу несимметричных и симметричных пилообразных колебаний ( $n=2$ ); временная диаграмма и разложение по Фурье.



гают этот момент времени; паразитная девиация так относится к длительности фронта импульса, как напряжение шума  $\bar{r} \sqrt{B_s/2}$ , синфазное несущей импульсов, к амплитуде импульса  $\sqrt{2} \bar{S}$ . При  $m$  одинаковых участках передачи в одном канале получаются:

$$\left(\frac{\bar{s}}{\sigma}\right) = \frac{\bar{s}}{r \sqrt{2nF_0}} \cdot \frac{L-2}{\sqrt{2L}} \cdot \frac{1}{\sqrt{m}} \quad (21-36)$$

Выигрыш, который дает этот метод, при больших  $L$  пропорционален лишь корню из избыточности ширины полосы пропускания.

## Фазово-импульсная и частотно-импульсная модуляции

### 21-37. ФАЗОВО-ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ (ФИМ)

Литература: [Л. 128, 129, 138, 139, 141]. При ФИМ передаются импульсы одинаковой формы и величины, а положение данного импульса в каждом такте соответствует величине сигнала. На рис. 21-78 этот процесс показан для трехканальной системы с временным уплотнением. Такты, отстоящие на расстояние  $T_n$ , представлены один под другим. Каждый такт разделен на четыре одинаковых отрезка времени. В первом отрезке расположены сигналы, необходимые для синхронизации устройства, — в данном случае двойные импульсы, повторяемые в каждом такте. Во втором, третьем и четвертом отрезках расположены импульсы первого, второго и третьего сообщений. Фазовое положение импульса в пределах отведенного для него отрезка времени пропорционально сообщению в моменты начала тактов. Если каждый такт разделить на  $n$  отрезков, то, кроме синхронизирующих сигналов, могут быть переданы  $n-1$  сообщений и для каждого канала в течение такта отводится время  $T_n/n$ . Максимальная девиация длительности импульса составляет тогда  $\Delta t_n = \pm \eta T_n/2n$ . Здесь  $\eta$  — постоянная, мень-

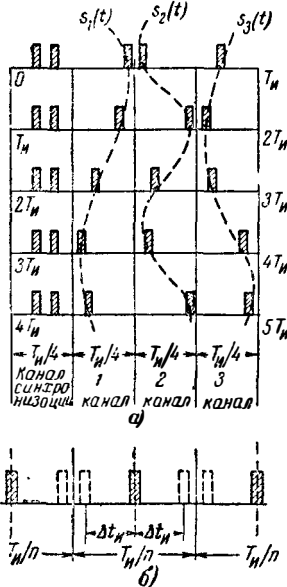
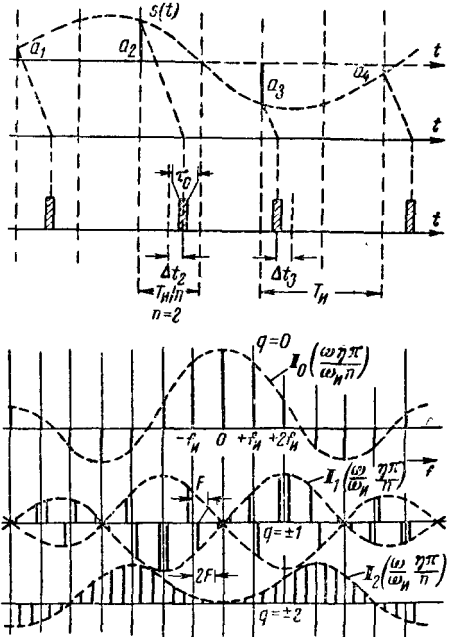


Рис. 21-78. Фазово-импульсная модуляция (ФИМ) в системах с временным уплотнением.

шая 1, например, 0,75, так как даже в предельном случае между импульсами соседних каналов следует оставлять некоторый промежуток времени для учета переходных помех, временных погрешностей и длительности фронта открывающих импульсов.

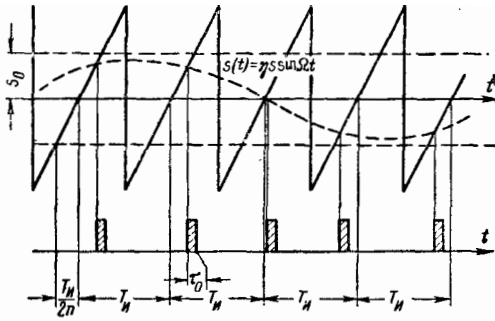
Из ШИМ получается ФИМ, если вместо широко-модулированных импульсов при помощи очень коротких импульсов передавать лишь положение фронта модулированных импульсов. Так как требуемая мощность передатчика при этом получается меньше, то ФИМ всегда предпочтительнее ШИМ.

Для осуществления ФИМ имеется два основных метода: эквидистантный (рис. 21-79) и метод пилообразных колебаний (рис. 21-80). При эквидистантном методе сообщение отсчитывается короткими импульсами в моменты



$$f(t) = \frac{\tau_0}{T_n} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(p\omega_n - q\Omega)\tau_0/2}{(p\omega_n - q\Omega)\tau_0/2} \times J_q\left(\frac{p\omega_n - q\Omega}{\omega_n}\right) \exp [j(p\omega_n - q\Omega)t].$$

Рис. 21-79. ФИМ по эквидистантному методу; временная диаграмма, спектр для  $\tau_0 \rightarrow 0$  и разложение по Фурье.



$$f(t) = \frac{\tau_0}{T_n} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(p\omega_n - q\Omega) \tau_0/2}{(p\omega_n \mp q\Omega)} \times J_q\left(\eta \pi \frac{p}{n}\right) \exp[j(p\omega_n - q\Omega)t].$$

Рис. 21-80. ФИМ по методу пилообразных колебаний; временная диаграмма, спектр для  $\tau_0 \rightarrow 0$  и разложение по Фурье.

начала тактов, так что сначала получается АИМ. Для преобразования в ФИМ каждый импульс удлиняется, причем удлинение пропорционально величине амплитудно-модулированного импульса. Это может осуществляться преобразованием импульса АИМ в зуб пилы, причем после его окончания выдается новый импульс. В то время как при АИМ  $i$ -й импульс начинается в момент времени  $t_i = iT_n$ , импульсы ФИМ выдаются в моменты времени  $t_i = \text{const} + iT_n + (\eta T_n/2n) \sin(\Omega iT_n)$ . В спектре фазово-модулированных импульсов по обе стороны несущих частот  $p\omega_n$  возникают, как при фазовой модуляции высокочастотной несущей, многочисленные боковые полосы, расстояния которых от несущей  $p\omega_n$  равны гармоникам частоты модуляции; амплитуда боковой полосы  $q$ -го порядка определяется функцией Бесселя того же порядка. Так как при каждой несущей  $p\omega_n$  существует больше чем одна пара боковых полос, диапазоны боковых полос соседних несущих частот перекрываются. Поэтому выделение сообщения фильтром нижних частот в этом случае невозможно.

Метод пилообразных колебаний представлен на рис. 21-80. Зуб пилы сравнивается с сообщением, и в тот момент, когда сообщение равно амплитуде зуба пилы или когда сумма напряжений сообщения и зуба пилы проходит через нуль, выдается фазово-модулированный импульс. При  $n$  каналах сообще-

ние должно быть при этом так ограничено, чтобы его амплитуда была в  $n$  раз меньше, чем амплитуда зуба пилы. При методе пилообразных колебаний крутизна функции сообщения не должна быть больше, чем крутизна зуба пилы. При одноканальном методе передачи следствием этого является то, что максимальная девиация ширины импульса при тактовой частоте  $f_n = 2F_c$  должна удовлетворять условию  $\Delta f_n \leq T_n/\pi$  по сравнению с  $T_n/2$  при эквидистантном методе; или же при девиации  $T_n/2$  при методе пилообразных колебаний тактовая частота должна быть  $f_n \geq \pi F_c$ .

### 21-38. СИСТЕМНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ПРИ ФИМ И ШИМ

На рис. 21-81 показаны примеры последовательностей импульсов при ФИМ (б) и при ШИМ (в). Так как при помощи фильтра нижних частот сообщение может быть получено с малыми искажениями лишь при ШИМ или АИМ, то и при ФИМ в приемниках при помощи бистабильных релаксационных схем вырабатывается последовательность импульсов  $\delta$ ; импульсы  $i$ -го канала начинаются с началом  $i$ -го такта и прекращаются с  $i$ -м приемным импульсом; из  $\delta$  при помощи фильтра нижних частот может быть выделен сигнал. Используя процесс заряда до тактовых моментов времени  $g$ , восстанавливают отсчетную функцию и ее накоплением получают ступенчатую кривую  $d$ , из которой также может быть выделен сигнал. Так как модуляция может осуществляться как эквидистантным методом, так и методом пилообразных колебаний, то, учитывая рис. 21-81, получаем всего четыре модуляционно-демодуляционных системы.

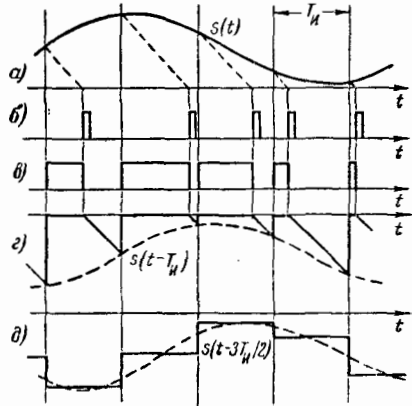


Рис. 21-81. Последовательность импульсов в модуляционно-демодуляционной системе при ФИМ и ШИМ, эквидистантный метод ( $n = 1$ ).

Возможны и другие методы, но они не нашли применения. Системные искажения выясняются из рассмотрения спектров последовательностей импульсов; они одинаковы для ФИМ и ШИМ.

**Эквидистантная модуляция; демодуляция из ШИМ.** Искажения видны из рис. 21-76. До тех пор пока  $\Omega \leq \frac{\omega_n}{4}$  или

Таблица 21-1

Модуляция	Демодуляция	$n$	1	2	3	6	12	24
Эквидистантная	ШИМ	$k_2, \%$	34	19	13	6,5	3,2	1,6
		$k_3, \%$	7,5	2,3	1,1	0,3	—	—
Эквидистантная	АИМ	$k_2, \%$	0	0	0	0	0	0
		$k_3, \%$	0	0	0	0	0	0
Пилообразная	ШИМ	$k_2, \%$	31	31	24	13	6,6	3,3
		$k_3, \%$	16	8,2	4,2	1,1	0,3	—
Пилообразная	АИМ	$k_2, \%$	57	37	26	13	6,6	3,3
		$k_3, \%$	56	20	10	1,6	0,6	—

$\Omega \ll \frac{\omega_n}{6}$ , появляющиеся гармоники  $2\Omega$  или  $3\Omega$  расположены в полосе функции сообщения. При более высоких частотах модуляции они являются зеркальными по отношению к тактовой частоте, и теперь  $\omega_n - 2\Omega$  или  $\omega_n - 3\Omega$  представляют собой помехи. При девиации  $\Delta f_n = \pm \eta T_n/2n$  на канал коэффициенты нелинейных искажений равны:

$$(k_i)_{i\Omega \leq \omega_n/2} = \frac{1}{i} \cdot \frac{J_i\left(\frac{\eta i \pi \Omega}{n \omega_n}\right)}{J_1\left(\frac{\eta \pi \Omega}{n \omega_n}\right)}; \quad (21-37)$$

$$(k_i)_{|\omega_n - i\Omega| \leq \omega_n/2} = \frac{\Omega}{\omega_n - i\Omega} \cdot \frac{J_i\left(\frac{\eta \pi (\omega_n - i\Omega)}{n \omega_n}\right)}{J_1\left(\frac{\eta \pi \Omega}{n \omega_n}\right)}. \quad (21-38)$$

$i = 2, 3, \dots$

Обе величины имеют максимум при  $\Omega = \omega_n/2i$ .

**Эквидистантная модуляция; демодуляция из АИМ.** Принципиально не возникнет никаких нелинейных искажений. Только при этом методе в многоканальных системах возможно улучшение отношения сигнала к помехе за счет сжатия — расширения в общем тракте.

**Модуляция по методу пилообразных колебаний; демодуляция из ШИМ.** В спектре (рис. 21-77) гармоники частоты модуляции возникают не прямо, а являются зеркальными по отношению к тактовой частоте с видом  $\omega_n - i\Omega$ . Если  $|\omega_n - i\Omega| \leq \omega_n/2$ , то эти частоты расположены в полосе функции сообщения и дают не зависящий от  $\Omega$  коэффициент нелинейных искажений

$$k_i = 2 \frac{J_i\left(\frac{\eta \pi}{n}\right)}{\left(\frac{\eta \pi}{n}\right)}, \quad i = 2, 3, \dots \quad (21-39)$$

**Модуляция по методу пилообразных колебаний; демодуляция при помощи АИМ.** Искажения возникают из-за того, что величины функции сообщения на стороне приема в так-

товые моменты времени идентичны величинам исходной функции сообщения в моменты пересечения ее зубьями пины. Искажения возникают в виде гармоник  $i\Omega$  или, если они расположены выше  $\omega_n/2$ , в виде боковых полос  $\omega_n - i\Omega$ . Коэффициенты нелинейных искажений равны:

$$k_2 \approx J_1\left(\frac{\eta \pi \Omega}{n \omega_n}\right);$$

$$k_3 \approx k_2^2 + J_2\left(\frac{\eta \pi \Omega}{n \omega_n}\right). \quad (21-40)$$

В табл. 21-1 приведены численные значения максимальных коэффициентов нелинейных искажений при  $\eta = 1$ .

**21-39. ШУМОВЫЕ ПОМЕХИ ПРИ ФИМ — АМ**

В системе ФИМ — АМ импульсы длительностью  $\tau_0$  манипулируют передатчик, принимаются приемником с полосой  $B$  и демодулируются при помощи линейного выпрямления. На демодулятор подано запирающее напряжение, равное половине высоты импульса, и тот момент времени, в который приемный импульс превысит запирающее напряжение, определяет передний фронт заново возникающего импульса, имеющего крутые спады и нормализованную длительность (рис. 21-82). Это важно для обеспечения максимального отношения сигнала к помехе, так как нужно, чтобы включенный далее импульсный демодулятор реагировал лишь на временную девиацию [Л. 142]. Если регенерированные импульсы манипулируют передатчик следующего участка тракта, они должны иметь начальную длительность  $\tau_0$ .

**Отношение сигнала к помехе при малом уровне шумов** [Л. 121, 140, 143, 144]. Длительность фронта импульса на демодуляторе колебаний в ч. составляет  $\tau_\phi$ , а амплитуда импульсов равна  $\bar{s} \sqrt{T_n/n\tau_0}$ , если  $\tau_0 \geq 1/B$ . Напряжение шумов  $\bar{r} \sqrt{B}$ , малое по сравнению с амплитудой импульса, накладывается и изменяет амплитуду импульса своей составляющей  $\bar{r} \sqrt{B/2}$ , синфазной с несущей импульса; при этом изменяется и момент времени, в который сигнал достигает величины запирающего напряжения. Смещение этого момента во времени относится к длительности фронта импульса как

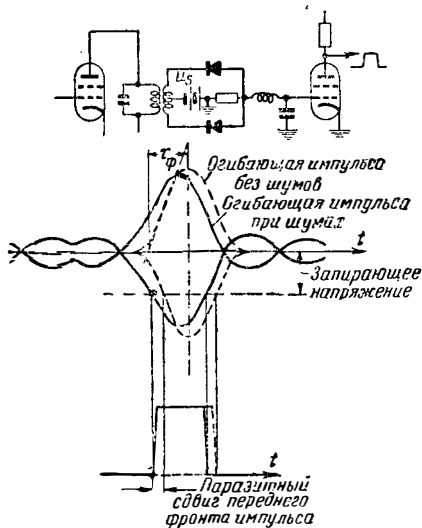


Рис. 21-82. Возникновение паразитного сдвига импульса за счет наложения шумов при демодуляции колебаний в. ч. в системе ФИМ-АМ.

напряжение помехи к амплитуде импульса. Если, принимая во внимание переходные помехи, между соседними импульсами при пиковой модуляции оставлен промежуток времени, равный, как минимум, длительности импульса, то используемая временная девиация равна  $\Delta t = (T_n/2n - \tau_0)/\sqrt{2}$ . Отношение сигнала к помехе в канале н. ч. при  $m$  одинаковых участках передачи равно:

$$\left(\frac{\bar{s}}{\sigma}\right) = \frac{\bar{S}}{r\sqrt{B}} \sqrt{\frac{T_n}{n\tau_0} \cdot \frac{T_n - \tau_0}{\tau_\phi} \cdot \frac{1}{\sqrt{m}}} \quad (21-41)$$

Если при заданной ширине полосы выбрать оптимальную длительность импульса  $\tau_0 = 1/B$ , то получается  $\tau_\phi = \tau_0$ , и отношение сигнала к помехе равно:

$$\left(\frac{\bar{s}}{\sigma}\right) = \frac{\bar{S}}{r\sqrt{2nF_0}} \cdot \frac{L-2}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{m}} \quad (21-42)$$

Кроме шумов приемника, нестабильность положения импульсов во времени может быть вызвана при передатчиках с самовозбуждением и тем обстоятельством, что каждый новый импульс возникает на уровне шумов контура передатчика. Устраняется это применением передатчика с посторонним возбуждением или увлекаемого генератора [Л. 135, 146].

**Отношение сигнала к помехе при высоком уровне шумов.** Выражение (21-42) справедливо для отношения сигнала к помехе лишь тогда, когда отношение напряжения сигнала в. ч. к напряжению помех больше некоторой определенной величины. При высоком уровне шумов пики напряжения помех, возникающие в тактовых интервалах канала перед канальными импульсами, могут вызвать появление ложных импульсов. Белый шум при ширине полосы  $B$  имеет  $B$  различных амплитуд в се-

кунду и вероятность  $W$  того, что одна из них достигнет запирающего напряжения. Тогда, в среднем, в интервале перед немодулированным импульсом имеется  $LW/2$  ложных импульсов. Каждое положение импульса помехи равновероятно, и поэтому при не больше чем одном импульсе помехи за такт в одном канале помеха равна  $\Delta t_{\text{пом}} \approx (T_n/2n) \sqrt{LW/6}$ . Относя ее к максимальному сигналу, получим для  $m$  одинаковых, расположенных друг за другом участков:

$$\left(\frac{\bar{s}}{\sigma}\right)_{\text{пор}} \approx \sqrt{\frac{3}{LW}} \cdot \frac{1}{\sqrt{m}} \quad (21-43)$$

При белом шуме  $W$  получается интегрированием вероятности равенства значения шума и запирающего напряжения  $\bar{S} \sqrt{L/2}$ ; она равна:

$$W = \int_{\bar{S} \sqrt{L/2}}^{\infty} \frac{x}{r^2 B} \exp\left(-\frac{x^2}{2r^2 B}\right) dx = \exp\left(-\frac{\bar{s}^2 L}{4r^2 B}\right); \quad (21-44)$$

$$\left(\frac{\bar{s}}{\sigma}\right)_{\text{пор}} \approx \sqrt{\frac{3}{L}} \cdot \frac{1}{\sqrt{m}} \exp\left(\frac{\bar{s}^2}{16r^2 n F_0}\right). \quad (21-45)$$

На рис. 21-83 показан крутой подъем порогового значения; кривая справедлива на участках, лежащих выше пересечения значения даваемого уравнением (21-42). В противоположность ЧМ и КИМ пороговая величина отношения сигнала к помехе (порог, выше которого полностью выявляется выигрыш в отношении сигнала к помехе) при ФИМ практически не зависит от  $L$ . При помощи сжатия — расширения отношения сигнала к помехе может быть еще улучшено.

**Переходные помехи при ФИМ — АМ.** Точно так же, как уровень шумов, остаточная величина  $s_{\text{П}}(B)$  переходного процесса, создаваемого импульсом, смещает фронт следующего

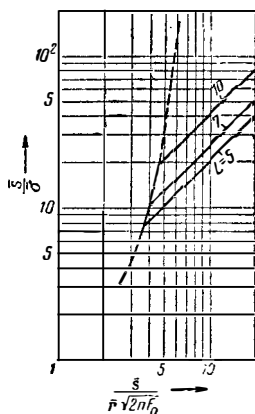


Рис. 21-83. Отношение сигнала к помехе при ФИМ-АМ ( $\mu = 0, m = 1$ ).

импульса. Паразитная девиация равна  $\Delta t_{\text{пом}} = s_{\Pi}(Bt)B$ , а переходное затухание, отнесенное к временной девиации  $\Delta t (T_{\text{н}}/2n - \tau_0)/\sqrt{2}$ , равно:

$$d_{\text{перех}}(Bt) = \frac{1}{s_{\Pi}(Bt)} \cdot \frac{L-2}{\sqrt{8}} \quad (21-46)$$

Это мгновенное значение при мгновенном расстоянии между импульсами  $(Bt)$ . Если подвергающийся воздействию помех импульс не модулирован, а мешающий импульс максимально сдвинут, то  $(Bt) = 1 + L/2$ . Значения  $L$  меньше, чем 5, не представляют интереса с точки зрения переходных помех. Идеальные кривые избирательности с бесконечно крутыми склонами были бы при ФИМ совершенно непригодны (рис. 21-66) [Л. 146].

### 21-40. ПРИМЕРЫ СХЕМ ФАЗОВО-ИМПУЛЬСНОЙ МОДУЛЯЦИИ

В отношении модуляционных искажений эквидистантный метод следует предпочесть. При этом методе ФИМ осуществляется преобразованием из АИМ, а демодуляция — обратным преобразованием в АИМ. АИМ выполняется, например, по схеме отсчитывания, показанной на рис. 21-72, причем модуляторы соответствуют схеме рис. 21-71 с исключением одного диода; при этом несущая импульса не подавляется и возникают односторонне-модулированные импульсы, показанные на рис. 21-84. Выходы модуляторов четных и

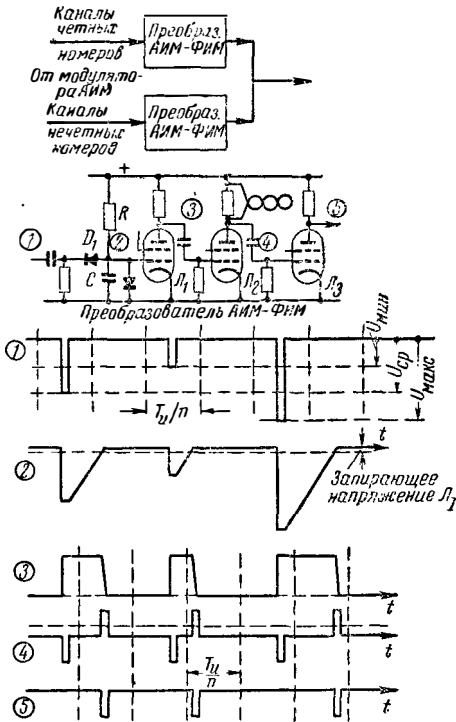


Рис. 21-84. Преобразование АИМ в ФИМ (эквидистантный метод).

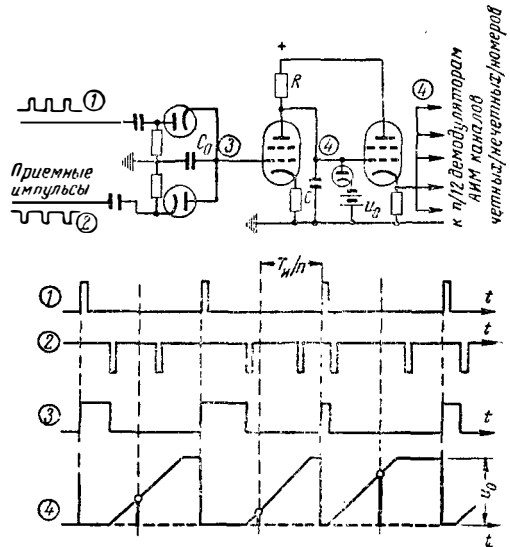


Рис. 21-85. Демодуляция ФИМ обратным преобразованием в АИМ.

нечетных номеров отдельно подаются на преобразователи АИМ — ФИМ. Импульсы заряжают конденсатор  $C$ , который после этого разряжается через  $R$  до установленной диодным ограничением величины, в данном случае до нуля. Возникающий таким образом «зуб пилы» при большом по сравнению с ним рабочем напряжении достаточно линеен или может быть линеаризован известными методами, например заменой  $R$  пентодом. Основание зубьев пилы пропорционально высоте импульсов, т. е. функции сообщения Лампа  $L_1$  формирует широтно-модулированный импульс, соответствующий основанию зуба пилы, а лампа  $L_2$  при помощи закороченной на конце искусственной линии формирует короткие импульсы на фронтах указанного импульса. Выдаваемые последней лампой импульсы сдвинуты относительно эквидистантных отсчетных импульсов на постоянную величину плюс время, пропорциональное функции сообщения. Для получения максимальной временной девиации  $\pm \eta T_{\text{н}}/2n$  максимальные и минимальные значения входного импульса и постоянная времени  $RC$  должны быть установлены точно.

На рис. 21-85 показан инверсный описанной схеме демодулятор. При заряде  $C_0$  короткими импульсами частоты  $n f_{\text{н}}/2$  и его разряде фазово-модулированными приемными импульсами возникают широтно-модулированные импульсы, которые при правильных фазах заряжающих импульсов соответствуют четным (или нечетным) номерам каналов. Эти импульсы разряжают  $C$ ; заряд через  $R$  или через зарядный пентод создает пилообразное напряжение, которое в конце отрезка такта, занятого широтно-модулированным импульсом, имеет величину, пропорциональную функции сообщения в этом канале. Дальнейшая демодуляция и распределение многократной системы осуществляются отсчетом пилообразного напряжения в указанные моменты времени; с этой целью оно подается на общие

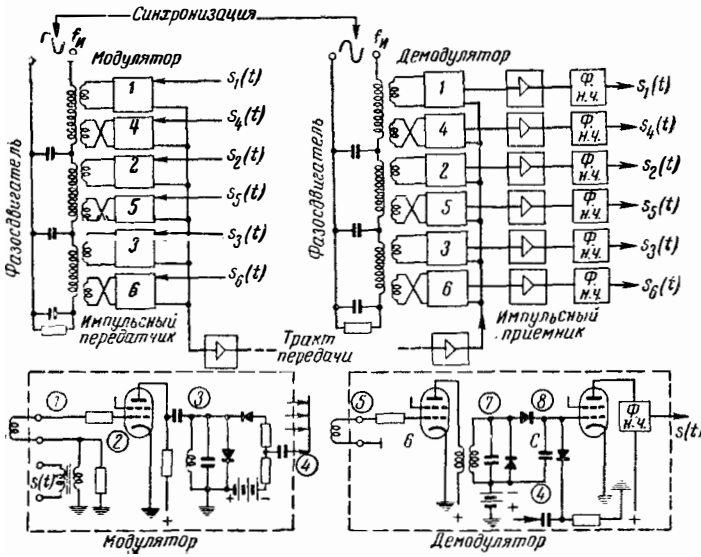


Рис. 21-86. Модулятор и демодулятор для ФИМ по методу пилообразных колебаний ( $n = 6$ ).

входы  $n/2$  АИМ-демодуляторов (рис. 21-73) каналов четных (нечетных) номеров.

При небольшом числе каналов чаще предпочтительнее метод пилообразного напряжения. В примере, приведенном на рис. 21-86 и 21-87, функция сообщения накладывается не на пилообразное, а на синусоидальное напряжение, которое в области прохождения через нуль изменяется достаточно линейно.

При переходе через нуль возрастающего суммарного напряжения возникает импульс в форме полупериода колебания настроенного контура, который оказывается модулированным по фазе. Номер канала определяется фа-

зой одного из  $n$  напряжений, снимаемых с фазосдвигаателя. В приведенном в качестве примера демодуляторе синусоидальное напряжение тактовой частоты  $f_n$  при открытии первой лампы возбуждает колебательный контур и создает полукосинусоидальное колебание короткой длительности. Последнее заряжает конденсатор  $C$ , который снова разряжается следующим приемным импульсом. Все остальные приемные импульсы недействительны, так как застают  $C$  уже разряженным. При правильной фазе синусоидального напряжения, таким образом, во время каждого такта выделяется фазово-модулированный импульс канала определенного номера и преобразуется в широтно-модулированный импульс, который после усиления дает за фильтром нижних частот функцию сообщения данного канала.

Указанный метод проще, чем преобразование из АИМ,

так как образование и разделение многоканальной системы не требуют импульсов, а обходятся лишь тактовой частотой. Однако временное положение импульсов не так точно, и этот метод применим лишь при малом числе каналов.

Известны также методы, использующие электронно-лучевые коммутаторы, которые, кроме образования и разделения многоканальных систем, осуществляют одновременно и фазовую модуляцию импульсов [Л. 132].

### 21-41. ЧАСТОТНО-ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ (ЧИМ) И ОПТИМАЛЬНО-ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ (ОИМ)

Максимальная временная девиация в системе, в которой функция сообщения должна передаваться одним единственным импульсом за такт, уже не ограничена величиной  $\pm T_n/2$ , как при ФИМ. При временной модуляции появляются колебания плотности импульсов, и оптимальную временную девиацию получают тогда, когда в точках уплотнения импульсы касаются друг друга (рис. 21-88). Вычисление определенной таким образом девиации дает для бесконечно короткого импульса при ОИМ

$$\Delta t_{\text{ОИМ}} = \frac{T_n}{2 \sin(\pi/2)} \cdot \quad (21-47)$$

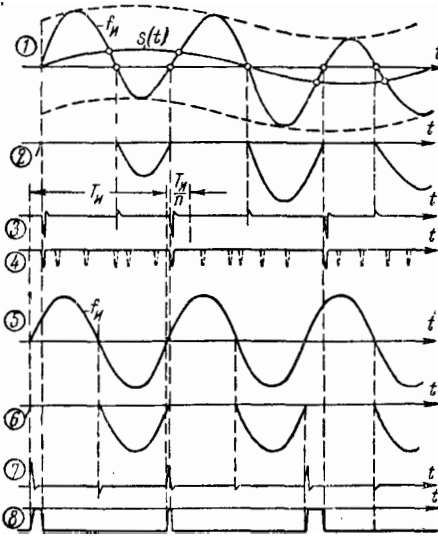


Рис. 21-87. Временные диаграммы к рис. 21-86.

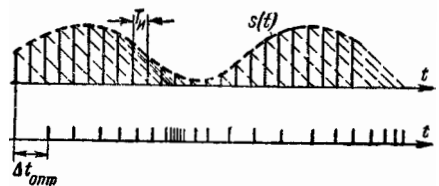


Рис. 21-88. Получение последовательности импульсов при оптимально-импульсной модуляции (ОИМ).

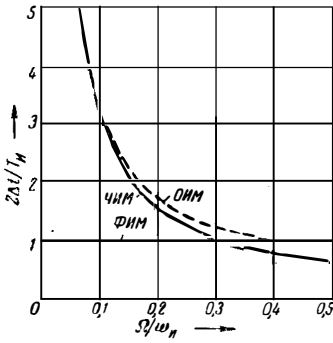


Рис. 21-89. Максимальная временная deviation в зависимости от частоты модуляции при ФИМ, ЧИМ, ОИМ.

Таким образом, оптимальная временная deviation возрастает при низких частотах и имеет минимум при максимальной частоте, как раз равный допустимому при ФИМ значению  $\pm T_m/2$  (рис. 21-89). Для достижения этой оптимальной deviation функция сообщения должна быть предварительно искажена соответственно частотной характеристике  $1/\sin(\Omega T_m/2)$ .

Частотную модуляцию получают при помощи фазовой модуляции в соединении с предусаждением  $1/\Omega$ , в результате чего фазовый сдвиг обратно пропорционален частоте модуляции. Так как deviation никогда не может быть больше оптимальной, то при ЧИМ

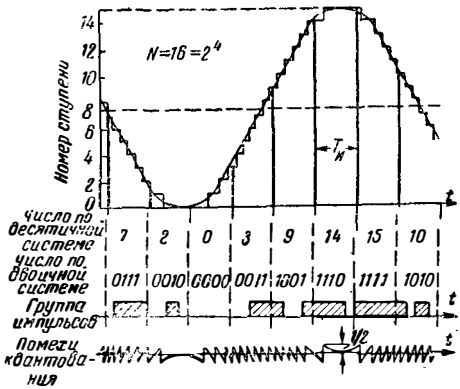


Рис. 21-90. Схема кодирования квантованных отсчетов импульсов.

возможная временная deviation равна:

$$\Delta t_{\text{ЧИМ}} = \frac{1}{\Omega}.$$

При максимальной частоте модуляции она равна  $\pm T_m/\pi$ , а при низких частотах переходит в  $\Delta t_{\text{ОИМ}}$ . Следствием большей по сравнению с ФИМ deviation при оптимальной модуляции и ЧИМ является лучшее в  $\sqrt{2}$  или в  $\sqrt{12/\pi}$  раз отношение сигнала к помехе, чем даваемое уравнением (21-42). Все же эти методы не разработаны, так как они не дают возможности осуществить многоканальные системы с временным уплотнением.

## Кодово-импульсная модуляция

### 21-42. КОДОВО-ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ (КИМ)

При КИМ [Л. 147] найденные отсчетами функции сообщения значения амплитуд передаются не прямо, не посредством других, пропорциональных им величин, а при помощи предусмотренного для каждого значения амплитуды знака (кода). Запас знаков ограничен цифрой  $N$ , так что лишь это число дискретных амплитуд может быть передано. Вместо появляющегося при отсчетах непрерывной функции сообщения бесконечно большого числа различных амплитуд в этом случае передают всегда лишь предусмотренное дискретное значение амплитуды, ближайшее к истинной амплитуде. Этот процесс называется квантованием, а замена диапазона амплитуд обусловленным знаком — кодированием. Как и в телеграфии, кодирование осуществляется при помощи групп из  $L$  элементарных знаков. Элементарный знак может быть либо занят импульсом, либо свободен, и поэтому группа имеет  $2^L = N$  возможных комбинаций. При  $n$  каналах каждому из них за такт предоставляется время  $1/2nF_0$ , тогда длительность отдельного импульса (элементарной посылки)  $\tau_0 = 1/2nF_0L$ . Ширина полосы должна быть  $B = 1/\tau_0 = 2nF_0L$ , так что  $L$  является из-

быточностью ширины полосы по сравнению с АМ ДБП [Л. 152, 158], т. е. с передачей с двумя боковыми полосами при амплитудной модуляции.

**Квантование.** При передаче непрерывной функции сообщения по тракту с помехами величина амплитуды неточна на величину напряжения помех. При квантовании передают приближенные значения сообщения, даваемые ступенчатой кривой, показанной на рис. 21-90; разница между этими значениями и истинными значениями функции сообщения представляют собой шум квантования. Зато теперь имеются установленные дискретные значения амплитуд, и если помехи при передаче не превышают половины ступени, то на стороне приема переданная ступенчатая кривая может быть точно реконструирована. И для сколь угодно большого количества включенных друг за другом участков передачи шум квантования является единственной помехой, если напряжение сигнала превышает некоторое пороговое значение. Этот метод освобождения от помех при помощи квантования применим не только с КИМ, но до сих пор используется только при этом виде модуляции.

**Помехи при линейном квантовании.** При линейном квантовании при помощи  $N$  ступеней одинаковой высоты эффективная величина

максимального сигнала равна  $N/2\sqrt{2}$  и шум квантования равен пилообразному (в основном) напряжению (рис. 21-90) с эффективным значением  $1/2\sqrt{3}$ . Отношение сигнала к помехе равно [Л. 148, 149]:

$$\left(\frac{s}{\sigma}\right) \approx \sqrt{\frac{3}{2}} N. \quad (21-48)$$

Анализ по Фурье функции сообщения  $A \sin \Omega t$ , приближенно выраженной  $N$  ступенями, дает [Л. 148]

$$f(t) = \sum_{K=1}^{N/2} \sum_{v=0}^{\infty} \frac{8A}{\pi N(2v+1)} \times \\ \times \cos \left[ (2v+1) \arcsin \left( \frac{2K-1}{N} \right) \right] \sin(2v+1) \Omega t. \quad (21-49)$$

При  $N \geq 10$  уравнение (21-48) и рассчитываемое из уравнения (21-49) отношение сигнала к помехе хорошо совпадают численно.

**Помехи при логарифмическом квантовании.** Если перед квантованием применен логарифмический сжиматель (§ 21-31), то на стороне приема после расширителя будет квантованный сигнал с возрастающей высотой ступеней. Поэтому возрастающее с модуляцией напряжение помех имеет постоянную составляющую и составляющую, пропорциональную Модуляции, которая носит характер искажений и может быть оценена коэффициентом нелинейных искажений. Уравнение (21-48) для отношения сигнала к помехе при линейном квантовании, при логарифмическом квантовании переходит в уравнения для отношения сигнала к помехе и для коэффициента нелинейных искажений:

$$\left(\frac{s}{\sigma}\right)_{\mu} \approx \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot \frac{\mu N}{\ln(1+\mu)}; \\ k \approx \frac{\ln(1+\mu)}{\sqrt{3}N}. \quad (21-50)$$

В [Л. 119, 120] относительная общая помеха называется коэффициентом нелинейных искажений, и для максимальной модуляции одним тоном приводятся значения, хорошо совпадающие друг с другом:

$$k \approx \frac{\sqrt{1+\mu}}{1,25N} \\ k = \frac{\sqrt{2+\mu^2}}{\mu} \cdot \frac{\ln(1+\mu)}{\sqrt{3}N}. \quad (21-51)$$

Для хорошей телефонной связи избыточность ширины полосы  $L=7$  считается достаточной [Л. 118, 151]. При предварительном искажении (сжатии) с  $\mu=20$  получают динамику, равную 1000, и коэффициент нелинейных искажений, равный 1,4%.

## 21-43. КОДИРОВАНИЕ

При КИМ  $N$  квантованных значений амплитуды должны быть переданы однозначно. При этом можно было бы прямо передавать квантованные отсчетные импульсы, причем в приемнике должны быть различимы  $N$  ступеней. Этот один импульс передатчи на один отсчетный импульс можно характеризовать одним однозначным числом системы чисел с  $N$  знаками. В десятичной системе с ее десятью знаками от 0 до 9 число  $N > 10$  может быть выражено лишь многозначным числом и передано лишь посредством многозначной группы импульсов на каждый отсчетный импульс, если приемник в состоянии различить только 10 значений амплитуд. При  $L$  знаках наибольшее представляемое в десятичной системе число  $N=10^L$ ; таким образом, при трех импульсах и при десяти амплитудных ступенях может быть передано 1000 квантованных сигналов. Для приемников самыми удобными являются бинарные или двоичные числа, состоящие только из знаков 0 и 1. При этом приемник должен различить лишь, существует импульс или отсутствует. При  $L$ -значном числе или группе с  $L$  элементарными знаками максимальное число  $N=2^L$ . Так же как в десятичной системе, где разряд  $i$ -го знака равен  $10^{i-1}$ , при двоичной системе он равен  $2^{i-1}$ . Отсюда следует порядок пересчета в десятичную систему:

$$101101 = 1 \cdot 2^5 + 0 \cdot 2^4 + 1 \cdot 2^3 + 1 \cdot 2^2 + 0 \cdot 2^1 + 1 \cdot 2^0 = 45 \\ \text{число двоичное} \qquad \qquad \qquad \text{число десятичное} \quad (21-52)$$

На рис. 21-90 показаны высота ступеней, формы импульсных групп, двоичные числа и десятичные числа для некоторых отсчетных импульсов при  $L=4$ . Этот вид кодирования построен по принципу, применяемому в телеграфной технике, где при помощи пятнадцатичной импульсной группы передается алфавит из  $2^5=32$  знакам.

## 21-44. ПОРОГОВОЕ ЗНАЧЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛА К ПОМЕХЕ ПРИ КИМ—АМ

При передаче КИМ посредством амплитудной модуляции колебаний в. ч. с двухполосным излучением имеется  $B$  положений импульсов в секунду и равное число статистически независимых величин напряжения помехи. Искажение передаваемой группы импульсов происходит тогда, когда шумами заполняется не занятое импульсом место или когда за счет интерференции с шумами гасится существующий импульс на занятом им месте. Импульсное место считается занятым или свободным, если приемное напряжение превосходит или не превосходит, соответственно, напряжение запирания. Оптимальная величина напряжения запирания соответствует случаю, когда вероятность  $W/2$  появления импульса равна вероятности погашения существующего импульса. Тогда число импульсов, вызывающих помеху за такт и на канал, равно  $LW$ .



В зависимости от положения мешающего импульса в интервале такта он создает сигнал с амплитудой 1, 2, 4 до  $2^{L-1}$ . При столь малых помехах, что за интервал такта не ожидается больше, чем один мешающий импульс, низкочастотное напряжение помех равно [Л. 150]:

$$\sigma = \sqrt{W \sum_0^{L-1} 2^{2i}} \approx \sqrt{\frac{W}{3}} N. \quad (21-53)$$

При модуляции одним тоном на полупериод его приходится  $2^{L-1}$  ступеней; максимальный низкочастотный сигнал равен  $\bar{s} = N/2 \sqrt{2}$ , и, таким образом, отношение сигнала к помехе

$$\left(\frac{\bar{s}}{\sigma}\right)_{\text{пор}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2W}}. \quad (21-54)$$

$W$  и оптимальная величина напряжения запирания рассмотрены в [Л. 149]; последняя величина несколько превышает половину пикового значения импульса, так как на появление ложного импульса влияет весь шум, а на гашение настоящего импульса — только в  $\sqrt{2}$  раз меньшая синфазная несущая импульса составляющая шума. Разница, однако, невелика, и с достаточным приближением можно всегда ориентироваться на синфазную составляющую и считать напряжение запирания  $U_0 = S/2$ , где  $S$  — пиковое напряжение импульса. Тогда результат точно справедлив для видеоканала. Если в среднем половина импульсных мест занята, то  $\bar{S} = S/2$ , и для белого шума вероятность при  $m$  следующих друг за другом участках передачи равна:

$$W = m \int_{\frac{\bar{S}}{r}}^{\infty} \frac{1}{r \sqrt{2\pi B}} \exp\left(-\frac{x^2}{2rB}\right) dx = \frac{m}{2} \left[1 - \Phi\left(\frac{\bar{S}}{r \sqrt{2B}}\right)\right]; \quad (21-55)$$

$$\left(\frac{\bar{s}}{\sigma}\right)_{\text{пор}} = \sqrt{\frac{3}{4m}} \frac{1}{\sqrt{1 - \Phi\left(\frac{\bar{S}}{r \sqrt{2B}}\right)}}, \quad (21-56)$$

где  $\Phi$  — интеграл ошибки; в [Л. 152] приведена формула, дающая совпадающий результат, которая, однако, справедлива и для сколь угодно большого количества импульсов за такт, т. е. для сильных помех. Величина отношения сигнала к помехе видна из рис. 21-91. Бросается в глаза резко выраженный порог и малая зависимость от  $m$ . Максимальное значение отношения сигнала к помехе определяется шумом квантования [уравнение (21-48)] и не зависит от уровня шума и числа участков передачи  $m$ . Как и при ЧМ, и в противоположность ФИМ, пороговое значение отношения сигнала к помехе зависит от  $L$ . При  $m$  следующих друг за другом

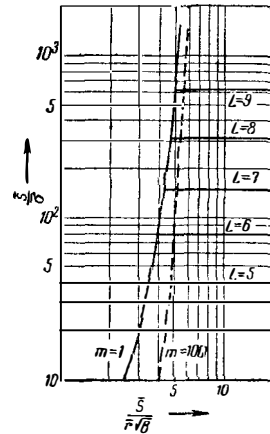


Рис. 21-91. Отношение сигнала к помехе при КИМ-АМ ( $\rho = 0$ ).

участках передачи для достижения приведенного выше значения отношения сигнала к помехе группы импульсов должны быть регенерированы в каждом приемнике. Применение сжатия — расширения и в этом случае повышает отношение сигнала к помехе.

### 21-45. МЕТОДЫ КОДИРОВАНИЯ

При кодировании с помощью электронолучевой трубки по методу Шретера [Л. 153, 157, 134] и Сирса [Л. 155] отклонение луча в одном направлении осуществляется при помощи линейно нарастающего пилообразного напряжения с периодом  $T_u/n$ , а в другом направлении — сигналом отсчета функции сообщения, накапливаемым за время отклонения луча (рис. 21-92). Перед анодом трубки расположена диафрагма (рис. 21-94,а) с прямоугольными вырезами, которая для каждой квантованной амплитуды отклонения дает последовательно знаки двоичного числа данной ступени функции сообщения, если отверстие диафрагмы, т. е. протекающему анодному току, соответствует знак 1, а отсутствию анодного тока — знак 0. Квантование осуществляется по [Л. 155] при помощи расположенной перед диафрагмой «сетки квантования» из параллельных проволок,  $N$  щелей между которыми соответствуют  $N$  квантованным отклонениям. При отклонении луча сигналом проволоочки сетки да-

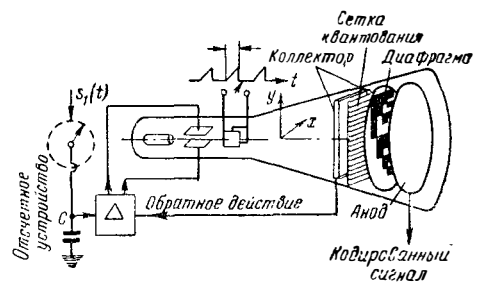


Рис. 21-92. Кодирование при помощи электронолучевой трубки.

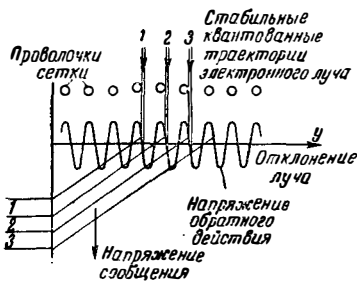


Рис. 21-93. Квантование траекторий электронных лучей по Сирсу.

ют за счет вторичной эмиссии ток, показанный на рис. 21-93; этот ток подается обратно на усилитель отклонения и обеспечивает стабильность лишь  $N$  определенных отклонений. В [Л. 156] описана диафрагма с другим кодом, показанная на рис. 21-94,б, при которой не нужно специальное добавочное квантование, так как малые ошибки отклонения дают в худшем случае ошибку передачи в одну высоту ступени, по сравнению с  $N/2$  ступенями при вышеописанной кодовой диафрагме; перед выдачей импульса на передатчик осуществляется преобразование в код рис. 21-94,а. В схеме всегда необходимы две кодирующие трубки: одна для каналов четных номеров, а другая для каналов нечетных номеров (рис. 21-95). Отклонение по оси сигналов осуществляется при помощи накопленных в  $C$  отсчетных импульсов. На выходе кодирующего устройства происходит нормализация импульсов. Подобные системы описаны в [Л. 117, 118].

В другой системе отсчетные и накопленные значения функции сообщения последовательно сравниваются с напряжениями, соответствующими ступеням  $N/2, N/4$  до 1 [Л. 151]. Если функция сообщения (сигнал) превосходит ступень  $N/2$ , то посылается импульс и напряжение, соответствующее ступени  $N/2$ , вычитается из значения сигнала. Если значение сигнала меньше  $N/2$ , то импульс не посылается; оставшийся сигнал сравнивается с  $N/4$  и определяется, содержится ли эта ступень в нем или нет. Так, в течение одного тактового интервала выполняется последовательное сравнение с  $L$  опорными значениями и каждый раз, когда одно из них

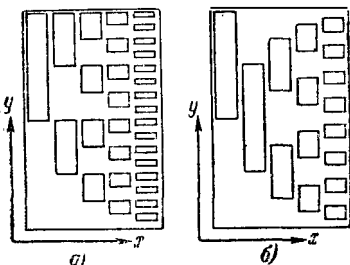


Рис. 21-94. Диафрагмы кодирующих электронно-лучевых трубок для  $L = 5$ . а — устройство по Шрегеру и Сирсу; б — устройство по Гудоллу.

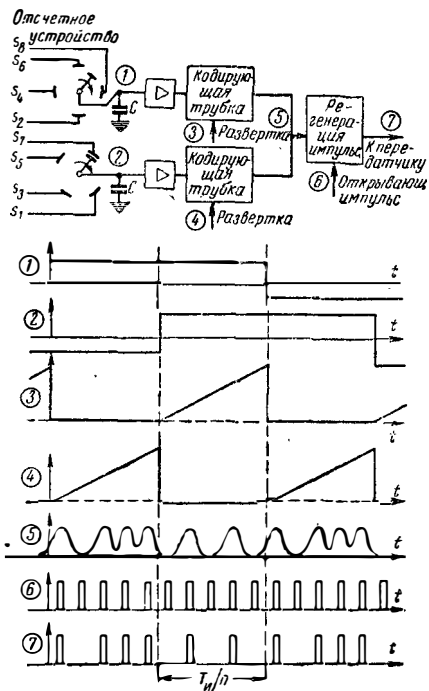


Рис. 21-95. Блок-схема устройства и временные диаграммы кодово-импульсной модуляции (КИМ) при помощи электронно-лучевых кодирующих трубок ( $n = 8, L = 5$ ).

превыдено, происходит вычитание и посылка импульса. В [Л. 157] описано осуществление этого метода при помощи электронно-лучевой трубки.

По предложению, описанному в [Л. 154], отсчетные импульсы прежде всего преобразуются в ШИМ. Модуляцией широтно-модулированных импульсов последовательностью импульсов с частотой  $f_{ин}N$  каждый из широтно-модулированных импульсов разлагается на  $0 \rightarrow N$  коротких импульсов в зависимости от его длительности. Для преобразования в КИМ эти импульсы считаются  $L$ -ячеечной двоничной счетной цепочкой; отсчет  $L$  ячеек счетчика в конце тактового интервала дает двоничное число, соответствующее функции сообщения этого интервала, т. е. группу импульсов для передачи.

При декодировании на приемной стороне каждый импульс группы умножается на разряд его знака; потом производится интегрирование по занятым импульсам группы.

Очень простой метод показан на рис. 21-96. Импульсы каждой группы заряжают конденсатор  $C$ , который так разряжается через  $R$ , что за время, равное расстоянию между импульсами, его напряжение снижается вдвое. В момент времени, отстоящий на интервал между импульсами от последнего импульса данной группы, на  $C$  имеется напряжение, из которого импульс занятого  $i$ -го положения, при общем числе импульсов  $L$ , может быть определен с помощью коэффициента  $1/2 \cdot 2^{L-i}$ . Отсчитанное в этот момент напряжение на  $C$  дает значение функции сообщения, если кодо-

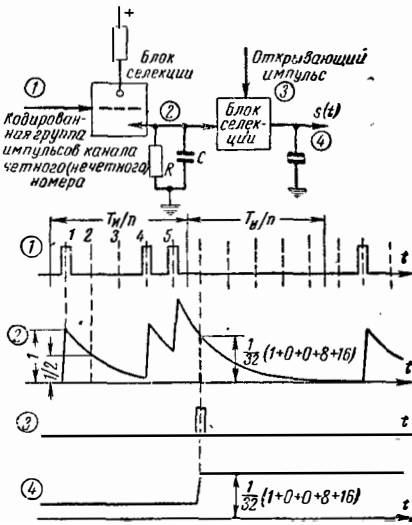


Рис. 21-96. Метод декодирования КИМ по Шэннону ( $L=5$ ).

вую группу передавать обратно тому, как обычно ведется запись числа, т. е. сначала знаки меньших, а затем знаки больших разрядов. Полученные такими отсчетами амплитудно-модулированные импульсы распределяются обычным образом по каналам.

**21-46. СРАВНЕНИЕ ВАЖНЕЙШИХ МЕТОДОВ МОДУЛЯЦИИ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В МНОГОКАНАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ**

Литература: [Л. 121, 140, 143, 144, 159]. В телефонии зачастую характеризуют добротность связи при помощи напряжения помех  $\bar{U}_{пом}$  на 600 ом при уровне 0. Если при уровне 0 напряжение помех в общем канале при системе частотного уплотнения равно  $\sigma$ , то в данном канале оно в  $\sqrt{n}$  раз меньше. Максимальное значение напряжения сигнала в общем канале при уровне 0 равно  $s=0,775 \exp b_n$  в, где  $b_n$  — коэффициент (называемый иногда коэффициентом Хольбрука — Диксона), учитывающий уровни шумов, уровни передачи и затухания и другие условия работы в  $n$  каналах, в перерах [Л. 160]. При временном уплотнении ка-

налов в приведенных формулах для  $\left(\frac{s}{\sigma}\right)$  напряжение помех при уровне 0 равно  $\bar{\sigma}$ , а  $\bar{s}=0,775 \exp b_1$  в. Для сравнения с импульсными методами приводится еще метод частотной модуляции при однополосной передаче с частотным уплотнением; отношение сигнала к помехе для этого метода получается из § 21-49, если вместо  $F_0$  подставить высшую частоту модуляции  $nF_0$ . В принципе все приведенные импульсные методы модуляции могут быть использованы как с временным, так и с частотным уплотнением каналов. Приведенные значения  $(\bar{s}/\bar{\sigma})$  представляют в первом

случае отношение сигнала к помехе для одного канала, а во втором случае — для общего канала. Поэтому в системах с частотным уплотнением, при прочих равных условиях, напряжение помех в одном канале меньше, чем в системах с временным уплотнением в  $\exp(b_n - b_1)\sqrt{n}$  раз. При большом числе каналов этот выигрыш значителен (4 при  $n=100$ ). Это получается потому, что в системах с временным уплотнением каналов каждому каналу предоставляется время  $T_n/n$  без учета того, занят он все это время или нет, мала модуляция в нем или велика. В системах же с частотным уплотнением все имеющие значение параметры, как-то время холостого хода, разговорные паузы, количество одновременных разговоров и т. д., учтены коэффициентом Хольбрука — Диксона и поэтому приходящаяся на один канал доля общей модуляции выше. При малом и среднем числе каналов указанный недостаток систем с временным уплотнением может быть, однако, устранен применением сжатия — расширения.

Для главнейших методов модуляции при  $A = \frac{\bar{s}}{\bar{\sigma}} \sqrt{n} \sqrt{2nF_0}$ , имеем:

АИМ—ЧМ [ $\alpha=1$  в уравнении (21-35)]

$$\bar{u}_{пом} = \frac{0,97}{A(L-2)} \sqrt{m} \frac{\ln(1+\mu)}{\mu} \exp b_1 \text{ в}$$

при уровне 0 на 600 ом.

Порог при  $A \approx 3 \sqrt{L}$ .

ФИМ—АМ

$$\bar{u}_{пом} = \frac{1,55}{A(L-2)} \sqrt{m} \frac{\ln(1+\mu)}{\mu} \exp b_1 \text{ в}$$

при уровне 0 на 600 ом.

Порог при  $A \approx 4$ .

КИМ—АМ

$$\bar{u}_{пом} = \frac{0,63}{2L} \frac{\ln(1+\mu)}{\mu} \exp b_1 \text{ в}$$

при уровне 0 на 600 ом.

Порог при  $A \approx 4 \sqrt{L}$ .

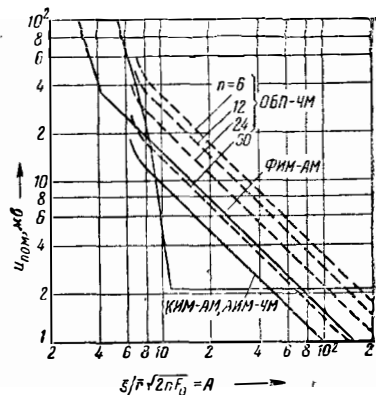


Рис. 21-97. Напряжение помех при важнейших методах модуляции в многоканальной телефонии при уровне 0 на 600 омах ( $m=1, \mu=20, L=7$ ).

## ОБП—ЧМ

$$\bar{u}_{\text{пом}} = \frac{0,56}{A(L-2,5)} \sqrt{\frac{m}{n}} \exp b_n \text{ в}$$

при уровне 0 на 600 ом.

Порог при  $A \approx 3 \sqrt{L}$ .

На рис. 21-97 показаны величины напряжения помех при  $m=1$ ;  $\mu=20$ ;  $L=7$ . Как видно, только при ОБП—ЧМ напряжение помех зависит от числа каналов  $n$ . При  $m \neq 1$  все напряжения, кроме случая КИМ, будут в  $\sqrt{m}$  раз больше.

## Общие сведения о частотной модуляции

## 21-47. ТЕОРИЯ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ

Обозначение в формулах:

$f_0, \omega_0$  — несущая частота (высокая частота).  
 $f(t), \omega(t)$  — изменяющаяся высокая частота.  
 $\Delta f, \Delta \omega$  — разность частот двух несущих.

$\Delta f(t), \Delta \omega(t)$  — мгновенная девиация (отклонение частоты) от  $f_0, \omega_0$ .

$\Delta f_0, \Delta \omega_0$  — максимальная девиация (отклонение частоты).

$F, \Omega$  — низкая частота.

$F_0, \Omega_0$  — максимальное значение низкой частоты.

$\varphi, \psi$  — фазы.

$\Delta \varphi_0 = \frac{\Delta \omega_0}{\Omega}$  — фазовый сдвиг, индекс модуляции.

$M = \frac{\Delta \omega_0}{\Omega_0}$  — индекс модуляции, отнесенный к  $\Omega_0$ .

$S(t)$  — изменяющийся высокочастотный сигнал.

$S$  — пиковое значение  $S(t)$ .

$S_{\text{эф}}$  — действующее (эффективное) значение  $S(t)$ .

$\bar{r} \sqrt{dF}$  — действующее (эффективное) напряжение шумов в полосе  $dF$ .

$s(t)$  — низкочастотный сигнал, функция сообщения, сообщение.

$\bar{s}$  — пиковое значение  $s(t)$ .

$\bar{s}$  — действующее (эффективное) значение  $s(t)$ .

$\bar{\sigma}$  — действующее (эффективное) значение помех в тракте низкой частоты.

$B$  — ширина полосы контура или приемника.

$L = B/2F_0$  — избыточность полосы ЧМ-приемника по сравнению с приемником АМ—ДБГ при приеме двух боковых полос.

$d$  — затухание контура.

$Q$  — добротность контура, равная  $1/d$ .

$K$  — коэффициент связи.

$R_p$  — резонансное сопротивление.

$\nu = \omega/\omega_0 - \omega_0/\omega$  — расстройка.

$\tau$  — время пробега.

$k_n$  — коэффициент нелинейных искажений  $n$ -го порядка.

Высокочастотную несущую называют частотно-модулированной, если мгновенное значение ее частоты изменяется во

При  $\mu=0$  напряжения помех у всех импульсных методов возрастают в 6,6 раза, и в этом случае ОБП—ЧМ из-за преимуществ систем с частотным уплотнением при большом числе каналов становится наиболее выгодной в отношении шумовых помех. При одинаковом значении  $L$  все методы требуют одинаковой полосы приема, и  $A^2$  означает отношение мощности передатчика, приходящейся на один разговорный канал, к мощности шумов в полосе шириной  $2F_0$ . Полный обзор всех методов модуляции приведен в [Л. 159].

времени в такт с передаваемым сообщением. Математически:

$$S(t) = S \exp [j\varphi(t)] = S \exp \left[ j \left( \omega_0 t + \int_0^t \Delta \omega(t) dt \right) \right]. \quad (21-57)$$

Мгновенное значение частоты равно производной фазы по времени

$$\omega(t) = \frac{d\varphi(t)}{dt} = \omega_0 + \Delta \omega(t), \quad (21-58)$$

где  $\omega_0$  — несущая частота, а  $\Delta \omega(t)$  — изменение частоты, пропорциональное сигналу. При модуляции одной частотой сигнала  $\Omega$  получается:

$$S(t) = S \exp \left[ j \left( \omega_0 t + \frac{\Delta \omega_0}{\Omega} \sin \Omega t \right) \right];$$

$$\omega(t) = \omega_0 + \Delta \omega_0 \cos \Omega t, \quad (21-59)$$

где  $\Delta \omega_0$  — девиация частоты и  $\frac{\Delta \omega_0}{\Omega}$  — индекс модуляции или фазовый сдвиг.

На рис. 21-98 показан принцип частотной модуляции. В колебательном контуре без затухания или с компенсированным затуханием осуществляется изменение емкости или индуктивности, например, по закону

$$C(t) = \frac{C_0}{1 + \alpha \cos \Omega t};$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC_0}. \quad (21-60)$$

Для заряда  $Q$  конденсатора тогда справедливо дифференциальное уравнение

$$Q'' + \omega_0^2 (1 + \alpha \cos \Omega t) Q = 0. \quad (21-61)$$

Решение этого нелинейного дифференциального уравнения дает в зависимости от значения  $\alpha$  и  $\omega_0/\Omega$  стабильные и нестабильные решения. Нестабильные области расположены вблизи значений  $\Omega$ , которые являются субгармониками  $\omega_0$ ; они тем шире, чем больше  $\alpha$ . В этих областях может происходить затухание или компенсация затухания амплитуды колебаний и захватывание средней ча-

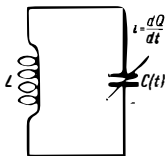


Рис. 21-93. Принцип частотной модуляции управлением элементом настройки возбужденного контура.

стоты и ее приравнивание значению, кратному  $\Omega$ .

В стабильных областях происходит нормальная частотная модуляция.

Для малых значений  $\alpha$  и  $\Omega/\omega_0$  области нестабильных решений исчезают и решение имеет вид:

$$Q = Q_0 \exp \left[ j \left( \omega_0 t + \frac{\alpha \omega_0}{2\Omega} \sin \Omega t \right) \right];$$

$$\omega(t) = \omega_0 \left( 1 + \frac{\alpha}{2} \cos \Omega t \right). \quad (21-62)$$

Таким образом, мгновенная частота идентична с частотой, которая может быть вычислена из  $L$  и  $C(t)$  по уравнению Томсона. Для встречающихся в технике связи малых значений  $\alpha$  и  $\Omega/\omega_0$  это вычисление всегда пригодно.

Частотная модуляция в узком смысле слова имеет место тогда, когда при передаче полосы частот от 0 до  $F_0$  девиация частоты не зависит от частоты сигнала  $F$ , а фазовый сдвиг [уравнение (21-59)] обратно пропорционален частоте сигнала. Ее получают непосредственно модуляцией мгновенной частоты генератора сообщением или модуляцией фазы несущей частоты  $\omega_0$  интегральной функцией сообщения, так что фазовый сдвиг обратно пропорционален частоте сигнала. Если при модуляции фазовый сдвиг не зависит от частоты модуляции, то девиация частоты пропорциональна частоте модуляции. Такой способ модуляции в узком смысле слова называется фазовой модуляцией. Она получается путем модуляции фазы несущей непосредственно функцией сообщения или модуляцией мгновенной частоты генератора производной функции сообщения. (Иногда применяется термин «угловая модуляция», относящийся к обоим видам модуляции: частотной и фазовой.)

Теоретически можно обеспечить любую зависимость между фазовым сдвигом и частотой модуляции; можно, например, иметь  $\Delta\phi = k\Omega^n$ , где  $n$  — любое положительное или отрицательное число [Л. 40]. Тогда при  $n=0$  будет собственно фазовая модуляция и при  $n=1$  частотная модуляция в узком смысле слова. Особенности преимущества ЧМ в отношении помех при приеме получают полностью, однако, лишь при ЧМ в узком смысле слова и при условии равномерного распределения амплитуд функции сообщения в полосе частот до  $F_0$ ; если последнее условие не имеет места, то пытаются посредством предвари-

тельного искажения полосы частот на стороне передачи (прэ-эмфазис) приблизиться к этому идеальному случаю; на стороне приема при этом вводится соответствующая коррекция (дэ-эмфазис).

### 21-48. СПЕКТР ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННОГО КОЛЕБАНИЯ

В выражении (21-59) мгновенная частота изменяется с частотой функции сообщения  $\Omega$ . Таким образом,  $\omega(t)$  не представляет собой частоту в математическом смысле, а является целым спектром. Уравнение (21-59) может быть представлено в функциях Бесселя и принимает при этом вид [Л. 35—36, 41]:

$$S(t) = S \exp \left[ j \left( \omega_0 t + \frac{\Delta\omega_0}{\Omega} \sin \Omega t \right) \right] =$$

$$= S \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n \left( \frac{\Delta\omega_0}{\Omega} \right) \exp [j\omega_0 t + n\Omega t]. \quad (21-63)$$

Колебание, модулированное частотой  $\Omega$ , имеет спектр, распространяющийся бесконечно по обе стороны от несущей частоты  $\omega_0$  и в котором спектральные линии расположены на расстоянии  $n\Omega$  от несущей. На рис. 21-99

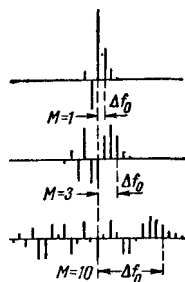


Рис. 21-99. Спектр ЧМ-сигнала при  $M = 1, 3, 10$ .

показаны спектры для нескольких значений фазового сдвига. Такой спектр обладает амплитудной симметрией. Боковые полосы четных порядков расположены выше и ниже несущей с одинаковыми знаками, а боковые полосы нечетных порядков — с разными знаками. За пределами частот, отстоящих на расстояние, равное девиации частоты, амплитуды боковых полос быстро спадают и тем резче, чем больше индекс модуляции.

Необходимой шириной полосы можно считать, в зависимости от допустимых искажений, такую ширину спектра, для которой все расположенные вне ее линии имеют амплитуды, меньшие некоторого граничного значения, например 1% от амплитуды несущей; на рис. 21-100 приведена эта ширина полосы в зависимости от девиации частоты. Лишь при большом индексе модуляции мерой ширины полосы является только девиация.

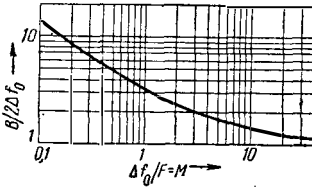


Рис. 21-100. Ширина полосы ЧМ-сигнала, охватывающая все спектральные линии, амплитуда которых  $\geq 1\%$  амплитуды несущей.

Если функция сообщения содержит сумму частот модуляции, то спектральное разложение имеет вид [Л. 42, 84]:

$$S(t) = S \exp \left[ j \left( \omega_0 t + \sum_{i=1}^i \frac{\Delta \omega_i}{\Omega_i} \sin \Omega_i t \right) \right] = S \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[ \prod_{i=1}^i J_n \left( \frac{\Delta \omega_i}{\Omega_i} \right) \exp \left[ j \left( \omega_0 t + \sum_{i=1}^i n \Omega_i t \right) \right] \right]. \quad (21-64)$$

В этом случае возникают все комбинационные составляющие между отдельными частотами. Если функция сообщения несимметрична, то несимметричен и спектр.

### 21-49. ШУМОВЫЕ ПОМЕХИ ПРИ ИДЕАЛЬНОМ ОГРАНИЧЕНИИ АМПЛИТУДЫ

Литература: [Л. 39, 43—47]. Рассмотрим систему, представленную на рис. 21-101. Передатчик с идеальным частотным модулятором

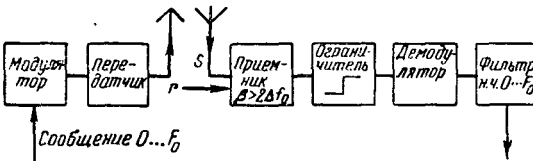


Рис. 21-101. Блок-схема системы передачи сообщений с применением ЧМ.

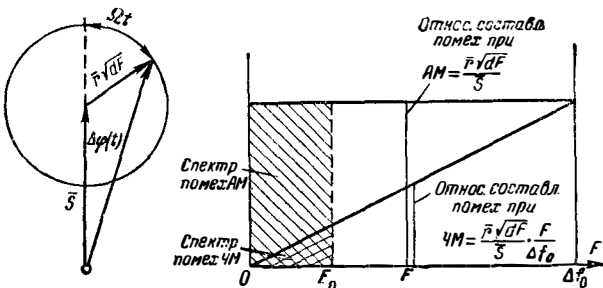


Рис. 21-102. Векторная диаграмма наложения составляющей шума на несущую и сравнение спектров помех при АМ и ЧМ после идеальной демодуляции.

излучает высокочастотный сигнал, который поступает на приемник со значением  $S_{эф}$ . В приемнике происходят линейное усиление, амплитудное ограничение и демодуляция. Демодулятор дает выходное напряжение, пропорциональное мгновенной частоте. За фильтром нижних частот, пропускающим полосу сигнала лишь до  $F_0$ , получают принятое сообщение. Одновременно с  $S_{эф}$  в приемник поступает напряжение помех, равное  $\bar{r}$  на  $\sqrt{2L}$  ширины полосы. Важно лишь отношение  $S_{эф}/\bar{r}$ , и оно на входе имеет ту же величину, что и на ограничителе. Пусть будет там  $\bar{r} \sqrt{B} < S_{эф}$ . При модуляции с максимальной девиацией  $\Delta f_0$  на выходе приемника действующее значение сигнала будет  $s_{эф} = \Delta f_0 / \sqrt{2}$ .

Напряжение помех  $\bar{r} \sqrt{dF}$ , действующих в полосе частот  $dF$  на расстоянии  $F$  от несущей, создает (рис. 21-102) фазовую модуляцию несущей  $\Delta \varphi = \bar{r} \sqrt{dF} \exp(j\Omega t) / S_{эф}$ , если напряжение помех мало по сравнению с  $S_{эф}$ ; при этом девиация частоты  $\bar{r} F \sqrt{dF} / S_{эф}$ . Одновременная амплитудная модуляция несущей подавляется ограничителем. За демодулятором появляется, таким образом, помеха на частоте  $F$  с действующим значением  $\bar{r} F \sqrt{dF} / S_{эф}$ , которая при  $F \leq F_0$  попадает в принимаемую полосу функции сообщения; величина этой помехи пропорциональна ее частоте. Так как на всех частотах высокочастотной полосы плотность шумов  $\bar{r}$  одинакова, то за демодулятором получается показанный на рис. 21-102 треугольный спектр помех. Общее напряжение помех получается интегрированием по всем составляющим, пропускаемым фильтром нижних частот от 0 до  $F_0$ ; тогда отношение сигнала к помехе для принимаемой функции сообщения

$$\left( \frac{\bar{s}}{\bar{\sigma}} \right)_{ЧМ} = \frac{S_{эф}}{\bar{r} \sqrt{2F_0}} \sqrt{3} M. \quad (21-65)$$

При высоких требованиях к линейности передачи при ЧМ ширина полосы приема должна быть около  $B = 2,5(\Delta f_0 + 2F_0)$ . Тогда отношение сигнала к помехе выражается через избыточность  $L$  ширины полосы:

$$\left( \frac{\bar{s}}{\bar{\sigma}} \right)_{ЧМ} = \frac{S_{эф}}{\bar{r} \sqrt{2F_0}} \cdot \frac{\sqrt{3}}{1,25} (L - 2,5). \quad (21-66)$$

При фазовой модуляции фазовый сдвиг не зависит от  $F$ , а девиация частоты пропорциональна  $F$  и достигает своего максимума при  $F_0$ . Вследствие этого при фазовой модуляции отношение сигнала к помехе меньше, чем при ЧМ; для этого случая справедливо уравнение (21-65), однако без коэффициента  $\sqrt{3}$ . При фазовой модуляции демодуляция осуществляется образованием напряжения, пропорционального мгновенному значению частоты, и интегрированием этого напряжения. Шумовая помеха распределена при этом равномерно в полосе спектра функции сообщения.

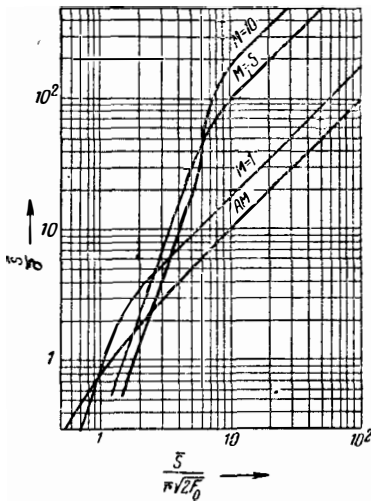


Рис. 21-103. Отношение сигнала к помехе в тракте низкой частоты как функция этого отношения в тракте высокой частоты при ЧМ—ДБП и АМ—ДБП.

**Пороговое значение отношения сигнала к помехе** [Л. 43, 46, 47]. При каждом методе модуляции, при котором за счет ширины полосы достигается выигрыш в отношении сигнала к помехе на выходе, имеется более или менее резко выраженное пороговое значение отношения сигнала к шумам, которое должно быть достигнуто или превзойдено для того, чтобы полностью выявились указанное преимущество метода. Лишь система АМ—ОБП не имеет такого порога. На рис. 21-103 приведены указанные отношения для систем ЧМ—ДБП и АМ—ДБП. По оси абсцисс отложена несущая, отношение к шуму в канале шириной  $2F_0$ . Шум в канале промежуточной частоты в  $\sqrt{L}$  раз больше. У каждой кривой имеется пороговое значение, ниже которого отношение сигнала к помехе в тракте низкой частоты быстро падает. Лишь выше этого порога для величины отношения сигнала к помехе справедливо уравнение (21-65). При ЧМ это пороговое значение приблизительно соответствует таким помехам, лики которых в канале промежуточной частоты достигают амплитуды несущей, т. е. условно  $S_{эф} \approx 3r\sqrt{V}$ . Если  $L$  возрастает, а значит, возрастает и ширина полосы, то шум в канале промежуточной частоты увеличиваются с корнем из этого возрастания и  $S_{эф}$  должно быть соответственно повышено, чтобы отношение сигнала к помехе не оказалось ниже порогового значения.

**Получение выигрыша в отношении сигнала к помехе за счет предварительных искажений.** Полный выигрыш в отношении сигнала к помехе при ЧМ достигается лишь при оптимальном использовании девиации частоты; к тому же спектр функции сообщения должен быть заполнен приблизительно равномерно. В спектре средней радиовещательной программы это не имеет места, и для выравнивания на стороне передачи поднимают амплитуды частот выше некоторой граничной  $F_{гр}$  пропорционально частоте. В приемнике осуществляется со-

ответствующая коррекция. Постоянная времени используемых для этого схем принята в ФРГ равной 50 мксек при  $F_{гр} = 3,2$  кГц, а в США и Англии 75 мксек при  $F_{гр} = 2,1$  кГц.

Снижение входного напряжения в приемнике снижает шумовые помехи; при ЧМ за счет треугольного спектра шумов снижение значительно больше, чем при АМ. Вместо уравнения (21-66) теперь получается:

$$\left(\frac{\bar{s}}{\bar{\sigma}}\right)_{AM}^* = \frac{S_{эф}}{r\sqrt{2F_0}} \sqrt{\frac{F_0}{F_{гр} \arctg(F_0/F_{гр})}};$$

$$\left(\frac{\bar{s}}{\bar{\sigma}}\right)_{ЧМ}^* = \left(\frac{\bar{s}}{\bar{\sigma}}\right)_{AM}^* \frac{MF_0/F_{гр}}{\sqrt{\frac{F_0/F_{гр}}{\arctg(F_0/F_{гр})} - 1}} \quad (21-67)$$

При  $F_0 = 15$  кГц и  $F_{гр} = 3,2$  кГц выигрыш за счет коррекции в приемнике приблизительно равен при АМ 5,2 дБ, а при ЧМ — 10,2 дБ.

### 21-50. НЕИДЕАЛЬНЫЙ АМПЛИТУДНЫЙ ОГРАНИЧИТЕЛЬ

Литература: [Л. 48, 49]. Как видно из рис. 21-102, амплитуда несущей тоже модулируется помехами шумов. Все составляющие шумов, попадающие в канал связи от 0 до  $F_0$ , дают коэффициент модуляции амплитуды равный  $r\sqrt{2F_0}/S_{эф}$ , который уменьшается неидеальным ограничителем в  $z$  раз. Если демодулятор выполнен так, что возникающее при несущей частоте  $\omega_0$  выходное напряжение преобразуется при девиации частоты  $\Delta\omega$  в 100%-но амплитудномодулированное напряжение, то дополнительное напряжение шума за счет неидеального ограничителя будет в  $z$  раз меньше, чем напряжение шума при АМ. При отсутствии ограничителя преимущество ЧМ исчезает полностью.

Двухтактный модулятор при  $\omega_0$  имеет нулевое выходное напряжение и дает без полезной модуляции, следовательно также и без ограничителя, в канал связи не большее напряжение помех, чем при идеальном ограничителе. Однако если несущая частотно модулирована, то выходное напряжение становится отличным от нуля и модулировано остаточной амплитудной модуляцией.

Поэтому при девиации частоты  $\Delta\omega$  и максимальном отклонении  $\Delta\omega_0$  напряжение помех на выходе приемника, отнесенное к максимальному сигналу, равно:

$$\left(\frac{\bar{\sigma}}{\bar{s}}\right)_{ЧМ} = \left(\frac{\bar{\sigma}}{\bar{s}}\right)_{AM} \left[ \frac{1}{\sqrt{3M}} + \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{2Z}} \right]. \quad (21-68)$$

Второй член в скобке исчезает при появлении полезной модуляции. Поэтому двухтактный модулятор при ЧМ и без ограничителя имеет тот же динамический диапазон, что и любой демодулятор с идеальным ограничителем. Второй член в уравнении (21-68) растет пропорционально модуляции и, таким образом, больше имеет характер искажений, чем по-

мехи. Его влияние исчезает, как только ограничитель подавляет амплитудную модуляцию больше чем в  $z = MV\sqrt{3/2}$  раз.

## 21-51. ИМПУЛЬСНЫЕ ПОМЕХИ ПРИ ЧМ

Источником импульсных помех являются искровые разряды в атмосфере или в электрических устройствах, длительность которых и особенно длительность фронта которых коротки по сравнению со временем нарастания колебаний в широкополосном приемнике. По этой причине импульс на входе приемника можно рассматривать как бесконечно короткий, но имеющий конечную энергию. Спектр такого импульса бесконечно широк и при единичном импульсе так равномерно заполнен, что в частотных полосах одинаковой ширины, вырезанных около любой частоты, плотность энергии одинакова. Однако в отличие от шумов все спектральные составляющие имеют одинаковые фазы и амплитуды. Из этого импульса, поступающего на вход, приемник с шириной полосы  $B$  отфильтровывает импульс, высота которого пропорциональна ширине полосы  $B$ . Средняя длительность импульса равна  $\tau = 1/B$ . Огибающая импульса в общем случае представляет собой затухающий колебательный процесс, длительность которого тем больше, чем круче спады кривой избирательности. В граничном случае бесконечно крутых спадов кривой избирательности форма импульса дается

выражением  $\frac{\sin(\pi Bt)}{(\pi Bt)}$ . Принципиальной

разницы с шумовыми помехами в рассматриваемом случае нет, так как в конечном итоге шум состоит из скопления подобных импульсных помех любой плотности. Понятно, что импульсные помехи, малые по сравнению с несущей, оказывают такое же мешающее воздействие, как и шумы, рассмотренные в § 21-49, если заменить действующее значение шумов действующим значением импульсной помехи [Л. 43].

Ниже рассматриваются импульсные помехи, которые велики по сравнению с несущей, но которые следуют так редко, что они могут рассматриваться как единичные.

При полосе приема, симметричной относительно несущей частоты, несущая импульса имеет эту среднюю частоту и форма напряжения на выходе линейной части приемника, т. е. на ограничителе, зависит в значительной степени от сдвига фазы несущей импульса от-

носительно фазы несущей ЧМ-колебания [Л. 50].

Предположим, что несущая ЧМ равна средней частоте полосы приемника. На рис. 21-104 показаны формы выходного напряжения при различных соотношениях фаз, если импульс в 3 раза больше несущей ЧМ колебания. Импульс будем считать колоколообразным. При идеальном, динамически полностью действующем ограничителе, получающаяся помеха зависит лишь от фазового импульса суммарного напряжения, показанного на рис. 21-104, в. Этот фазовый импульс имеет равномерно заполненный спектр, соответствующий кривой избирательности приемника. Идеальный дискриминатор дает выходное напряжение, пропорциональное  $d\phi/dt$ , форма которого показана на рис. 21-104, д; спектр  $d\phi/dt$  возрастает пропорционально отстоянию частоты от несущей и, таким образом, точно соответствует спектру шумовой помехи; как видно, и в этом случае помеха в тракте низкой частоты создается лишь небольшой энергией, содержащейся между частотами 0 и  $F_0$ .

Так как возможная амплитуда фазового импульса ограничена значениями  $\pm\pi$ , мешающее действие импульсов, амплитуды которых больше несущей, не зависит от их амплитуды, если только процесс затухания колебаний в приемнике не длителен настолько, что основание импульса сильно расширяется.

На рис. 21-105 показаны измеренные значения «динамики» системы ЧМ в зависимости от отношения импульса к несущей при помехе 1 300 импульсов в секунду; под термином «динамика» здесь понимается отношение полезного сигнала низкой частоты при полной девиации и без помех к действующему значению напряжения помех без девиации. Для сравнения приведена динамика при АМ и равных помехах, причем кривая с относится к приемнику АМ, имеющему ту же ширину полосы в. ч., что и при ЧМ, у которого ограничивалась амплитуда полностью модулированной высокочастотной несущей. Показанная на рис. 21-105 измеренная высокая динамика при ЧМ может быть достигнута лишь при помощи двухтактного демодулятора, выходное напряжение которого исчезает при несущей частоте и характеристика которого имеет достаточную симметрию. Простой демодулятор дал бы значительно меньшие значения, так как действие ограничителя никогда не бывает идеальным, да никогда и не может быть идеальным, так как интерференция между несущей и импульсом иногда дает нулевое суммарное напряжение.

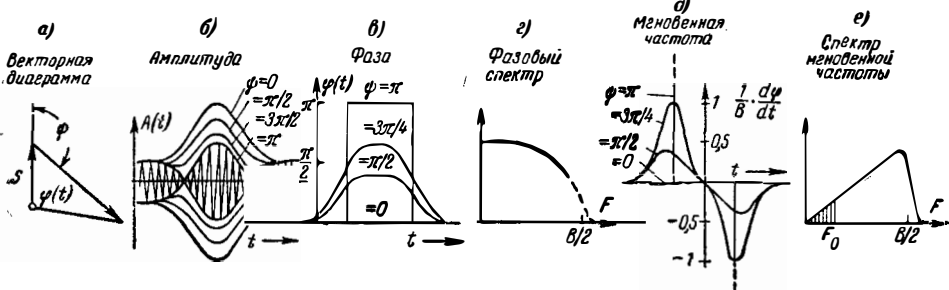


Рис. 21-104. Мешающее действие сильных импульсных помех при ЧМ.



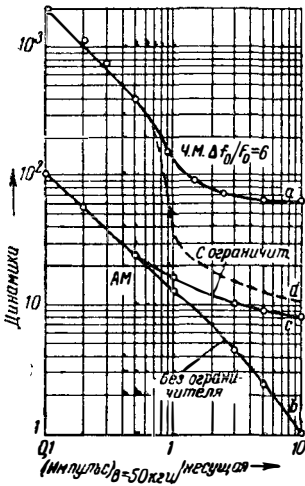


Рис. 21-105. Динамика низкочастотного канала при импульсных помехах как функция относительной амплитуды импульсов при 300 имп/сек. а—ЧМ с ограничителем и двухтактным демодулятором; б—АМ без ограничителя; в—АМ с ограничителем; г—отношение сигнала к помехе такое же, как для случая а при расстройке несущей на половину ширины полосы.

Импульсные помехи значительно возрастают, как только несущая получает частотную модуляцию. На рис. 21-106 показан ход мгновенной частоты при импульсной помехе в случае смещения несущей частоты на половину ширины полосы. В основном мешающее действие очень больших импульсов состоит в том, что на время длительности импульса помехи вместо мгновенного значения частоты ЧМ-несущей появляется средняя частота полосы приемника. Этот односторонний импульс в мгновенной частоте имеет спектр с приблизительно равномерным заполнением, по крайней мере в пределах низкочастотной ширины полосы, а отнюдь не треугольную форму. Таким образом, при модуляции отношение сигнала к помехе значительно меньше, чем динамика ЧМ-системы, подверженной воздействию импульсных помех. Измеренные значения показаны на рис. 21-107. При смещении частоты на половину ширины полосы отношения сигнала к помехе практически такие же, как при АМ с ограничением на уровне пиковых значений модуляции, если импульсы больше, чем несущая. Отношение сигнала к помехе при ЧМ и сдвиге несущей частоты на половину ширины полосы представлено пунктир-

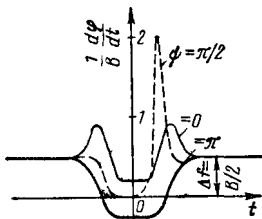


Рис. 21-106. Мгновенная частота при импульсной помехе и смещения несущей на половину ширины полосы.

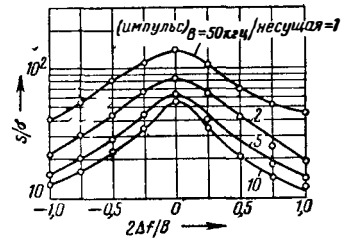


Рис. 21-107. Отношение сигнала к помехе в тракте низкой частоты ЧМ-приемника при импульсных помехах как функция расстройки несущей частоты относительно середины полосы при 1 300 имп/сек.

ной кривой *d* на рис. 21-105; на этой кривой хорошо выражен порог, характерный для ЧМ системы при импульсных помехах.

Если девиация частоты пропорциональна ширине высокочастотной полосы *B*, то *B* дважды входит в выражение динамики. Один раз — поскольку максимальный полезный сигнал пропорционален *B*, и второй раз — поскольку длительность фазового импульса, а с нею и низкочастотные помехи обратно пропорциональны *B*. Таким образом, динамика ЧМ канала, подверженного действию сильных импульсных помех, пропорциональна квадрату избыточности полосы. Однако при полной модуляции, т. е. при максимальной девиации, получается импульс помехи, амплитуда которого пропорциональна *B/2*, а длительность обратно пропорциональна *B*, и тогда отношение сигнала к помехе лишь прямо пропорционально избыточности полосы.

## 21-52. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ПОМЕХИ ПРИ ЧМ

**Интерференция двух передатчиков** [Л. 51—54]. Две высокочастотные несущие  $S_1, S_2$  с фазами  $\psi_1(t), \psi_2(t)$  дают суммарное напряжение:

$$S(t) = S_1 \exp[j\psi_1(t)] \{1 + \beta \exp[j\Delta\psi(t)]\};$$

$$\beta = \frac{S_2}{S_1}; \Delta\psi(t) = \psi_2(t) - \psi_1(t). \quad (21-69)$$

$S_1$  имеет фазовую модуляцию с  $\Delta\psi(t)$ . Если обе несущие не модулированы, то  $\Delta\psi(t) = \Delta\omega t = (\omega_2 - \omega_1)t$ . Возникает фазовая модуляция с  $\Delta\omega$  (рис. 21-108). Фазовый сдвиг равен:

$$\varphi = \arctg \frac{\beta \sin \Delta\omega t}{1 + \beta \cos \Delta\omega t}. \quad (21-70)$$

Таким образом, мгновенная частота суммарного напряжения

$$\omega(t) = \omega_1 + \frac{d\varphi}{dt} = \omega_1 + \Delta\omega \frac{\beta^2 + \beta \cos(\Delta\omega t)}{1 + \beta^2 + 2\beta \cos(\Delta\omega t)}. \quad (21-71)$$

Возникающая одновременно амплитудная модуляция подавляется ограничителем.

$\beta \ll 1$ . В этом случае  $\varphi \ll 90^\circ$  (рис. 21-108, а и 21-109) и является гармонической функцией

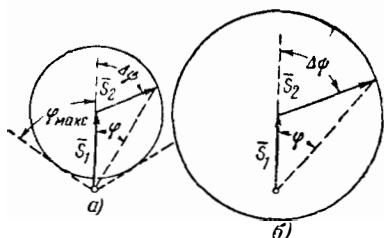


Рис. 21-108. Векторная диаграмма двух несущих различной частоты.

без независимой от времени части. Анализируя уравнение (21-71) по Фурье, получаем:

$$\Delta\omega(t) = \omega_1 - \Delta\omega \sum_{l=1}^{\infty} (-\beta)^l \cos(l\Delta\omega t). \quad (21-72)$$

Средняя частота равна частоте  $S_1$ . К этому добавляется пропорциональный  $\Delta\omega$  мешающий сдвиг частоты  $\Delta\omega$  и ее гармоник. При приеме ЧМ наиболее неприятна помеха разностной частоты, создаваемой мешающим передатчиком, если эта разностная частота лежит в пределах слышимого диапазона.

$\beta \geq 1$ . Из векторной диаграммы рис. 21-108,б видно, что изменения знака разности фаз двух несущих не происходит; фаза наряду с гармоническими составляющими имеет еще составляющую, пропорциональную времени  $\varphi = \Delta\omega t$  (рис. 21-109). Таким образом, средняя частота равна  $\omega_1 + \Delta\omega = \omega_2$ , т. е. амплитуда сильнейшей несущей определяет среднюю частоту суммарного напряжения.

**Эффект подавления.** Если  $S_1$ , или  $S_2$ , или обе несущие частотно модулированы частотами  $\Omega_1$  или  $\Omega_2$ , то вектор  $S_2$  вращается относительно  $S_1$  с изменяющейся разностной частотой. Пока  $\beta < 1$ , демодулятор дает сообщение  $\Omega_1$ , ибо частота  $S_1$  представляет собой

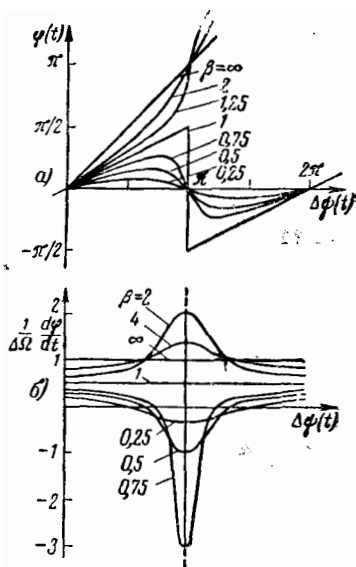


Рис. 21-109. Изменение во времени фазового сдвига и мгновенной частоты суммы двух несущих,  $\beta = S_2/S_1$ .

среднюю частоту суммы. К этому добавляются, однако, обусловленные  $S_2$  мешающие частоты формы  $l\Delta\omega \pm m\Omega_1 \pm n\Omega_2$  с  $l=1, 2, \dots; m, n=0, 1, 2, \dots$ . Число значений  $l$ , которые нужно принимать во внимание, зависит от  $\beta$ , а значений  $m$  и  $n$  — от девиаций частоты. Эта помеха при большой средней разности частот несущих  $\Delta\omega$ , при которой все значительные составляющие помехи лежат вне слышимого диапазона, полностью подавляется. Если теперь  $\beta$  возрастает до значения, большего 1, то частоту определяет  $S_2$  и появляется сообщение  $\Omega_2$ , а  $\Omega_1$  оказывается подавленным.

**Перекрестная модуляция.** Под этим термином понимают перенос модуляции мешающего передатчика на принимаемую несущую. При АМ она возникает за счет нелинейностей, обусловленных членами нечетных степеней, так как при этом амплитуда одной несущей зависит от амплитуды другой несущей. На ЧМ-ограничителе не возникает перекрестной модуляции; в противном случае средняя частота в уравнении (21-72) должна была бы зависеть от частоты или амплитуды  $S_2$ , что не имеет места, так как не появляется член с  $l=0$ .

При ЧМ перекрестная модуляция от соседних передатчиков возникает лишь при таких нелинейностях демодуляционной характеристики, которые выражаются четными степенями.

При  $\beta \ll 1$  линейный демодулятор дает [уравнение (21-72)] напряжение, пропорциональное  $\omega_1 + \beta\Delta\omega \cos(\Delta\omega t)$ , причем при достаточно большом  $\Delta\omega$  вторая составляющая не принимается. Квадратичная кривизна дает, однако, дополнительно к сообщению  $\omega_1$  еще составляющую, пропорциональную  $1/2(\beta\Delta\omega)^2$ , т. е. перекрестную модуляцию, если мешающая несущая модулирована по частоте ( $\Delta\omega$ ) или амплитуде ( $\beta$ ). Помощь в этом случае оказывает демодуляционная характеристика, настолько широкая, что соседние мешающие передатчики еще расположены в ее линейной части [Л. 55].

**Интерференция с составляющей сигнала, сдвинутой по времени.** Допустим, что ЧМ-сигнал  $S_1$  модулирован частотой  $\Omega$  с девиацией  $\Delta\omega_0$ . На него наложен сигнал  $S_2 = \beta S_1$ , причем  $S_2$  имеет ту же частоту, что и  $S_1$ , но этот сигнал сдвинут на время  $\tau$ . Помехи такого вида возникают при работе передатчиков на одинаковых волнах, главным образом же при отражении от ионосферы или при рассогласованных длинных кабелях, например в антенных фидерах передатчиков и приемников. Сумма таких двух сигналов

$$S(t) = S_1 \exp \left[ j \left( \omega_0 t + \int_0^t \Delta\omega_0 \cos \Omega t dt \right) \right] \times \left\{ 1 + \beta \exp \left[ -j \left( \omega_0 \tau + \int_0^t \Delta\omega_0 \cos \left( \Omega t - \frac{\Omega \tau}{2} \right) dt \right) \right] \right\}. \quad (21-73)$$

После ограничения, срезающего амплитудную модуляцию, остается лишь дополнительно

Фазово-модулированный сигнал с результирующей фазой  $\omega_0 t + \int_0^t \Delta\omega_0 \cos \Omega t dt + \varphi_{\text{пом}} t$ , отку-

$\beta \ll 1$ , что практически всегда имеет место для участков с малыми искажениями [Л. 59—62]. В этом случае из уравнения (21-75) получаются коэффициенты нелинейных искажений  $n$ -го порядка для мгновенной частоты:

$$\omega(t) = \omega_0 + \Delta\omega_0 \cos \Omega t + \frac{\beta^2 + \beta \cos \left[ \omega_0 \tau + \frac{2\Delta\omega_0}{\Omega} \sin \left( \frac{\Omega \tau}{2} \right) \cos \left( \Omega t - \frac{\Omega \tau}{2} \right) \right]}{1 + \beta^2 + 2\beta \cos \left[ \omega_0 \tau + \frac{2\Delta\omega_0}{\Omega} \sin \left( \frac{\Omega \tau}{2} \right) \cos \left( \Omega t - \frac{\Omega \tau}{2} \right) \right]} 2\Delta\omega_0 \sin \left( \frac{\Omega \tau}{2} \right) \sin \left( \Omega t - \frac{\Omega \tau}{2} \right). \quad (21-74)$$

да дифференцированием по времени определяется мгновенная частота

Последним слагаемым выражается помеха  $\omega_{\text{пом}}$ , возникающая вследствие интерференции; разложение его по Фурье дает спектр [Л. 56, 57]:

$$\omega_{\text{пом}} = -2\Omega \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-\beta)^{\frac{n}{p}} \times \times J_n \left[ 2p \frac{\Delta\omega_0}{\Omega} \sin \left( \frac{\Omega \tau}{2} \right) \right] \times \times \cos \left( n\Omega t - n\Omega \frac{\tau}{2} - p\omega_0 \tau \right). \quad (21-75)$$

Переменная часть уравнения (21-74) представлена для некоторых случаев на рис. 21-110. Когда, при не очень малых значениях  $\beta$ , оба налагаемые напряжения имеют противоположные фазы, то возникают сильные пики помех, ведущие к значительным искажениям. Число пиков помех растет с индексом модуляции и  $\Omega \tau$ , а их амплитуда с  $\beta$ . По этой причине ЧМ в общем случае не пригодна для тех диапазонов частот, на которых происходят заметные отражения от ионосферы [Л. 58]; поэтому также исключается при ЧМ параллельная работа передатчиков на одной волне.

При длинных кабелях интерференционные помехи возникают тогда, когда из-за расогласования на обоих концах кабеля на первичный сигнал накладывается отраженная составляющая, смещенная на время, равное времени двойного пробега длины кабеля  $l$ . Величина  $\beta$  определяется в этом случае произведением коэффициентов отражения  $r_1, r_2$  на концах кабеля с учетом дополнительного затухания отраженной составляющей с коэффициентом затухания  $\alpha$ . Тогда  $\beta = r_1 r_2 \times \exp(-2\alpha l)$ . Точно говоря, в кабеле возникает, кроме того, бесконечный ряд дальнейших отражений с относительными амплитудами  $\beta^2, \beta^3, \dots$  и временами пробега  $2\tau, 3\tau, \dots$ , так что приведенные формулы справедливы лишь при условии

$$k_n = \frac{2n\Omega}{\Delta\omega_0} \times \times \beta J_n \left[ 2 \frac{\Delta\omega_0}{\Omega} \sin \left( \frac{\Omega \tau}{2} \right) \right] \begin{cases} \sin \omega_0 \tau & \text{— для четных } n; \\ \cos \omega_0 \tau & \text{— для нечетных } n. \end{cases} \quad (21-76)$$

Эти искажения заставляют в системах передачи с ЧМ особенно тщательно выполнять согласование кабельных соединений.

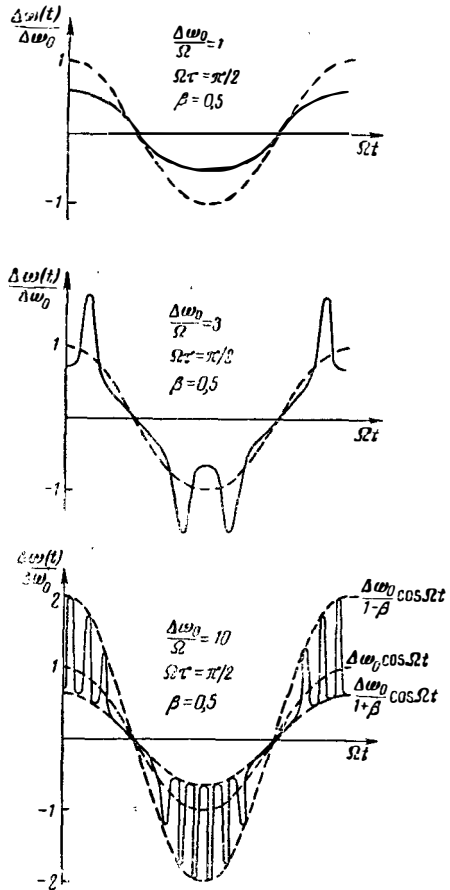


Рис. 21-110. Мгновенная частота суммы двух ЧМ-сигналов одинаковой частоты, смещенных друг относительно друга во времени на  $\tau$ .

## Прохождение частотно-модулированных колебаний через селективные системы

### 21-53. ДИНАМИЧЕСКИЙ КОЭФФИЦИЕНТ ПЕРЕДАЧИ

Пусть сигнал, описываемый уравнением (21-59), передается через селективную систему, например передатчик или приемник, причем комплексный коэффициент передачи (§ 22-9) имеет вид:

$$A(\omega) = A(\omega) \exp \{j[\omega\tau_0 + \varphi(\omega)]\}. \quad (21-77)$$

При этом общая фаза разлагается на часть, пропорциональную частоте  $\omega\tau_0$ , и остаток  $\varphi(\omega)$ . Производная фазы по частоте дает время пробега  $\tau_0 + \Delta\tau(\omega)$ , где  $\tau_0$  — постоянная, а  $\Delta\tau$  — зависящая от частоты величина.  $\tau_0$  — время пробега, не создающее искажений; оно в большинстве случаев не представляет интереса, и при определении искажений передачи целесообразно вначале  $\tau_0$  отделить. Соответственно коэффициенту передачи в спектре ЧМ-сигнала изменяются амплитудные и фазовые соотношения; возникают АМ и изменения мгновенной частоты: АМ необходимо знать для расчета демодуляционных преобразователей; изменения мгновенной частоты ведут к искажениям сообщения.

Для точного расчета сигнала на выходе системы необходимо умножить каждую спектральную линию входного сигнала на соответствующий ее частоте коэффициент передачи, после чего сложением всех измененных таким образом линий получается выходной сигнал. Практически это удается осуществить лишь при малых индексах модуляции, т. е. при небольшом количестве спектральных линий [Л. 41, 63, 64].

Другой метод основан на том, что за время, равное времени установления системы передачи, изменение мгновенной частоты обычно очень мало, так что, несмотря на изменение частоты, можно считать режим установившимся и в уравнение (21-77) для статического коэффициента передачи вместо  $\omega$  подставлять мгновенную частоту. Это квазистатическое рассмотрение справедливо в большинстве случаев при больших индексах модуляции и малых искажениях; при нем выходной сигнал разворачивается в ряд, первый член которого является этим квазистатическим приближением, а остальные члены дают динамические коррекции [Л. 44, 65—68].

Таким образом, при помощи уравнений (21-57) и (21-77) получаем, что если входной сигнал обозначен через  $S_1(t)$ , то выходной сигнал

$$S_2(t) = S_1(t) \left( A[\omega(t)] + \frac{j}{2} \cdot \frac{d\Delta\omega(t)}{dt} \times \right. \\ \left. \times \frac{d^2 A[\omega(t)]}{d[\omega(t)]^2} + \dots \right). \quad (21-78)$$

Если подставить сюда уравнение (21-77), причем теперь  $A$  и  $\varphi$  являются функциями мгновенной частоты, и обозначить штрихами

производные по мгновенной частоте, то выходная амплитуда будет.

$$\frac{|S_2|}{S_1} \approx A(t) + \frac{1}{2} \cdot \frac{d\Delta\omega(t)}{dt} [2A'(t)\varphi'(t) + A(t)\varphi''(t)], \quad (21-79)$$

а мгновенная частота на выходе

$$\Delta\Omega_2(t) \approx \left( \Delta\omega(t) + \frac{d\varphi(t)}{dt} \right) + \\ + \frac{d}{dt} \left[ \frac{1}{2} \cdot \frac{d\Delta\omega(t)}{dt} (\varphi'(t)^2 + \frac{A''(t)}{A(t)}) \right]. \quad (21-80)$$

Первые слагаемые дают квазистатическое приближение, а вторые — динамическую коррекцию

### 21-54. ФАЗОВЫЕ ИСКАЖЕНИЯ МГНОВЕННОЙ ЧАСТОТЫ

Квазистатические искажения мгновенной частоты определяются первым слагаемым уравнения (21-80). Изменение относительно входного сигнала является производной по времени статической фазовой кривой как функции мгновенной частоты. Таким образом, статические частотные искажения зависят только от фазовой кривой (или кривой времени пробега) и называются поэтому фазовыми искажениями или искажениями времени пробега. Если учесть изменение  $\varphi$  в зависимости от мгновенной частоты, то окажется, что в общем случае возникают гармоники и комбинационные тоны модуляционной частоты. За счет дифференцирования по времени девиация каждой новой, возникающей из-за искажений, частоты пропорциональна этой частоте.

На рис. 21-111 наглядно показано возникновение квазистатических искажений. К синусоидальной мгновенной частоте выходного сигнала добавляется фазовый сдвиг  $\Omega\Delta\tau$ , причем  $\Delta\tau$  зависит от мгновенной частоты. Таким образом, на выходе системы возникает искаженный сигнал. При этом сразу же выясняется:

а) Симметричная кривая времени пробега приводит к коэффициентам нелинейных иска-

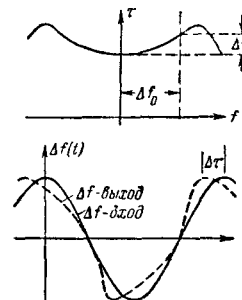


Рис. 21-111. Возникновение искажений времени пробега при ЧМ из-за частотной зависимости времени пробега

жений нечетных порядков, а несимметричная дает также эти коэффициенты четных порядков.

б) Искажения возрастают с  $\Omega \Delta t$ , т. е. с модулирующей частотой, что выше объяснялось дифференцированием по времени.

в) Это квазистатическое построение на рис. 21-111 с дальнейшим увеличением  $\Omega$  привело бы к кривой искажений мгновенной частоты, движущейся вдоль оси времени в обратном направлении, что физически невозможно, а это значит, что квазистатическое приближение неприменимо при сколь угодно больших искажениях

При нескольких включенных одна за другой селективных системах фазы, а вместе с ними и фазовые искажения складываются.  $n$  одинаковых систем имеют  $n$ -кратный коэффициент нелинейных искажений одной системы. Если фазовая кривая имеет вид:

$$\varphi(\Delta\omega) = \varphi'(0)\Delta\omega + \varphi''(0)\frac{\Delta\omega^2}{2!} + \varphi'''(0)\frac{\Delta\omega^3}{3!} + \dots \quad (21-81)$$

$$k_i = \frac{i}{x} \sqrt{\left\{ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \epsilon_{rn} J_n(x) [J_{n-i}(x) - J_{n+i}(x)] \right\}^2 + \left\{ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \epsilon_{in} J_n(x) [J_{n-i}(x) + J_{n+i}(x)] \right\}^2},$$

где  $x = \frac{\Delta\omega_0}{\Omega}$ ;  $i = 2, 3, \dots$  (21-86)

то при модуляции  $\Delta\omega = \Delta\omega_0 \cos \Omega t$  статический, коэффициент нелинейных искажений  $i$ -го порядка равен [Л. 69]:

$$k_i = \frac{F \Delta f_0^{i-1}}{(i-1)! 2^{i-1}} \varphi^{(i)}(0). \quad (21-82)$$

Для системы с  $n$  одинаковыми колебательными контурами, имеющими ширину полосы  $B$ , настроенными на  $\omega_0$  и разделенными лампами, эти коэффициенты равны [Л. 65]:

$$k_3 = 2n \frac{F \Delta f_0^2}{B^3};$$

$$k_5 = 2n \frac{F \Delta f_0^4}{B^5} \quad (21-83)$$

При  $n$  двухконтурных полосовых фильтрах, если  $z$  — отношение коэффициента связи к затуханию контура, имеем:

$$k_3 = 4n \frac{3z^2 - 1}{(1 + z^2)^3} \frac{F \Delta f_0^2}{B^3};$$

$$k_5 = 4n \frac{1 - 10z^2 + 5z^4}{(1 + z^2)^5} \cdot \frac{F \Delta f_0^4}{B^5} \quad (21-84)$$

Квазистатические искажения представляют собой общие искажения системы, если в уравнении (21-78) можно пренебречь вторым слагаемым; они исчезают при уплощении кривой времени пробега.

## 21-55. ИСКАЖЕНИЯ ПРИ МАЛОМ ИНДЕКСЕ МОДУЛЯЦИИ

При малом индексе модуляции применим упомянутый выше метод сложения спектральных линий, измененных соответственно коэффициенту передачи. Если в уравнении (21-77) ввести нормирование  $A(\omega_0) = 1$  и ввести комплексную величину  $\epsilon_n = 1 - A(\omega_n)$ , где индекс  $n$  относится к  $n$ -й боковой полосе, то действительная и мнимая части примут вид:

$$\epsilon_{rn} = 1 - A_n \cos \varphi_n; \quad \epsilon_{r0} = 0;$$

$$\epsilon_{in} = -A_n \sin \varphi_n; \quad \epsilon_{i0} = 0. \quad (21-85)$$

Представление в такой форме дает то преимущество при расчетах, что при малых искажениях для всех рассматриваемых спектральных линий  $|\epsilon_n|$  мало по сравнению с 1. При помощи коэффициента передачи, определяемого уравнением (21-85), коэффициент нелинейных искажений  $i$ -го порядка на выходе системы передачи выражается следующим образом:

Формула эта справедлива во всех случаях, но удобна для применения лишь при малых индексах. При  $x \leq 3$  можно, кроме того, пренебречь  $J_{n+i}$  по сравнению с  $J_{n-1}$ .

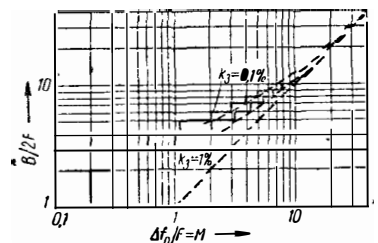
**Искажения при идеальной кривой избирательности** [Л. 70, 71]. Пусть избирательная система пропускает без затухания и без фазовых искажений  $m$  линий боковых полос по обе стороны несущей, а все остальные полностью подавляет. Тогда в уравнении (21-86)  $\epsilon_{in} = 0$  и  $\epsilon_{rn} = 0$  при  $n \leq m$ , но обе равны единице при  $n > m$ . Тогда получается:

$$k_i = \frac{2i}{x} \sum_{n=1+m}^{\infty} J_n(x) [J_{n-1}(x) - J_{n+i}(x)];$$

$x = \frac{\Delta\omega_0}{\Omega}$ ;  $i = 3, 5. \quad (21-87)$

По этой формуле рассчитаны представленные на рис. 21-112 кривые для кубического коэффициента нелинейных искажений, равного 1% и 0,1%; по кривым можно определить необходимую минимальную ширину полосы при идеальных соотношениях.

Рис. 21-112. Ширина полосы при ЧМ-передаче, необходимая при идеальной кривой избирательности для кубических искажений 1 и 0,1% как функция индекса модуляции.



## Частотные и фазовые модуляторы

### 21-56. ЧАСТОТНАЯ И ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИИ

При частотной модуляции в узком смысле слова модуляция осуществляется прямо управлением собственной частотой генератора (рис. 21-113,а). Этот метод почти не ограничен величиной частоты и ее девиации. Важнейшим схемным элементом является реактивная лампа, представляющая собой часть реактивного сопротивления колебательного контура, которое поэтому делается управляемым. Кроме того, в ограниченной степени применяется механическое, электрическое или магнитное управление собственной частотой генератора; используется иногда для модуляции управление комбинацией активного и реактивного сопротивлений. Принципиальным недостатком метода является непостоянство средней частоты такого передатчика вследствие непостоянства модуляторов; часто поэтому необходимо автоматическое регулирование частоты.

Второй, введенный Армстронгом [Л. 39] метод фазовой модуляции (рис. 21-113,б) основан на использовании генератора постоянной частоты, причем могут быть применены все средства для получения высокой стабильности частоты. Модулятор создает модуляцию фазы и тем самым, по уравнению (21-58) девиацию частоты, равную производной фазе по времени. Если девиация частоты должна быть пропорциональна сообщению, то управление фазой необходимо осуществлять интегральной функцией сообщения. При частоте модуляции  $\Omega$  фазовый сдвиг обратно пропорционален этой частоте:  $\Delta\varphi_0 = \frac{\Delta\omega_0}{\Omega}$ , так что полный фазовый сдвиг используется только при низших частотах модуляции. Интегрирование осуществляется при помощи звена RC или LR, граничная частота которого меньше, чем самая низкая частота модуляции. Достижимое частотное отклонение очень мало; так, например, в современных фазовых модуляторах достигается без искажений  $\Delta\varphi = \pm 2,5$ , т. е. девиация частоты  $\pm 100$  гц при низшей частоте модуляции 40 гц. Радиовещательные передатчики ЧМ имеют девиацию  $\pm 75$  кГц, так что для достижения этой величины необходимо умножение частоты в 750 раз. Чтобы получить выходную частоту 100 Мгц, модуляцию частоты выполняют на 133 кГц, а далее применяют 10 каскадов удвоения частоты. В ранних модуляторах с малым линей-

ным фазовым сдвигом устройства были еще сложнее, и все же отношения сигнала к помехе получались плохие. При современных фазовых модуляторах с их большим фазовым сдвигом эту проблему можно считать решенной. Принципиальным недостатком этого метода является появление побочных частот около несущей на расстояниях, кратных первоначальной частоте; подавление этих частот полностью невозможно, а применение многочисленных селекционных средств между умножителями создает опасность искажения модуляции и затрудняет изменение частот.

В ранних модуляторах с малым линей-

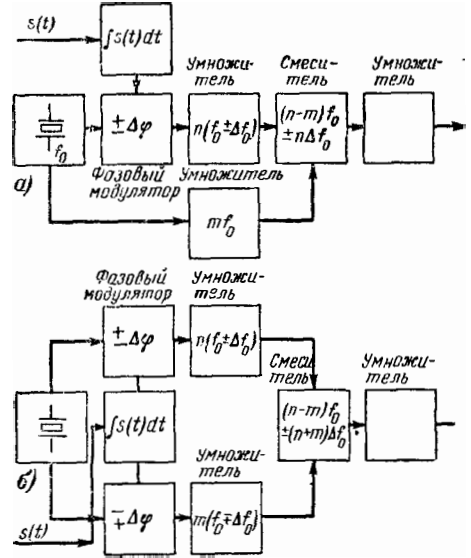


Рис. 21-114. Повышение девиации частоты при фазовой модуляции умножением, конверсией вниз и новым умножением.

Первоначальная частота при фазовой модуляции должна быть всегда велика по сравнению с максимальной частотой модуляции, если желательно отфильтровать нужную гармонику без искажения сигнала. Если из-за этого отношение выходной частоты к первоначальной частоте становится меньше необходимого коэффициента умножения, то применяют частотное преобразование, показанное на рис. 21-114; преобразование осуществляется при помощи кварцовой частоты или немодулированной, кратной  $f_0$ , или же при помощи получаемой в параллельном умножителе противотактно модулированной частоты [Л. 72, 73].

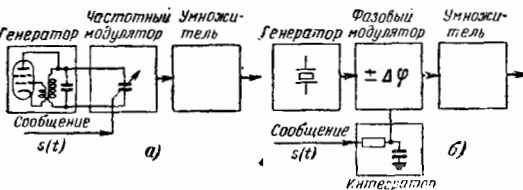


Рис. 21-113. Основные методы ЧМ. а — модуляция частоты генератора; б — фазовая модуляция интегралом сообщения.

### 21-57. РЕАКТИВНЫЕ ЛАМПЫ ПРИ МАЛЫХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ СЕТКИ

Индуктивные и емкостные реактивные лампы. На рис. 21-115 показаны четыре основные схемы включения реактивных ламп [Л. 74—76]; анод и катод лампы присоединяются параллельно колебательному контуру

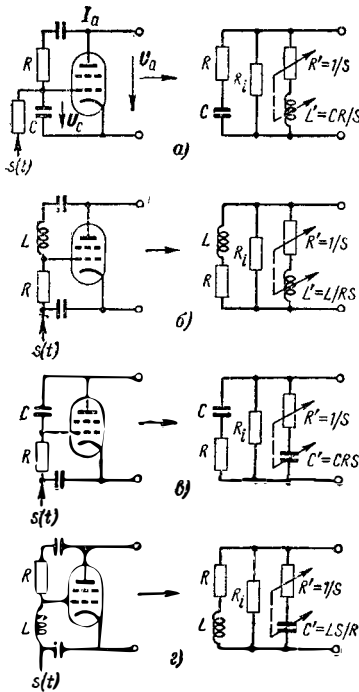


Рис. 21-115. Основные схемы включения реактивных ламп и соответствующие эквивалентные схемы.

генератора. Анодное переменное напряжение подается на сетку через делитель напряжения с фазовым сдвигом почти  $\pm 90^\circ$ . Возбуждение сетки таково, что переменный ток основной частоты зависит от нее еще линейно. Тогда переменная составляющая анодного тока является реактивным током, расстраивающим контур; этим током можно управлять при помощи рабочего напряжения одного из электродов. В зависимости от знака указанного фазового сдвига лампа представляет собой управляемую индуктивность или емкость. Так, например, при крутизне характеристики лампы  $S$  для схемы *a* применимы равенства:

$$U_c = \frac{U_a}{1 + j\Omega CR}; \quad I_a = U_c S;$$

$$Z_i = \frac{U_a}{I_a} = \frac{1}{S} + j \frac{\Omega CR}{R} = R' + j\omega L'. \quad (21-88)$$

Лампа действует как последовательное соединение индуктивности  $L'$  с сопротивлением  $R'$ ; аналогичные выражения могут быть составлены и для трех других схем. В случаях *a* и *b* лампы ведут себя как индуктивности, так как переменное сеточное напряжение и анодный ток отстают по фазе, в случаях *v* и *z* — как емкости, так как ток опережает напряжение. Всегда  $U_a/U_c = SZ_i$ , и  $Z_i$  лишь тогда является чистым реактивным сопротивлением, когда сеточное и анодное переменные напряжения сдвинуты друг относительно друга точно на  $90^\circ$ . В примерах рис. 21-115, где делитель напряжения состоит из двух сопротивлений, это приблизительно достигается

лишь при  $|U_c| \ll |U_a|$ , так что последовательно с действующим  $L'$  или  $C'$  оказывается включенным сопротивление потерь  $R' = 1/S$ . Угол потерь  $Z_i$  равен отклонению фазы делителя от  $90^\circ$ .

Для одной частоты фазовый угол делителя может быть сделан точно равным  $90^\circ$ ; при этом  $R'$  исчезает. Это может быть выполнено различным образом при помощи дополнительных сеточных элементов. Если, как в схемах *a* и *z*, реактивное сопротивление включено между сеткой и катодом, оказывается достаточным ввести другое реактивное сопротивление последовательно с  $R$ , чтобы превратить делитель в настроенный последовательный контур. В случае *b* сдвиг  $90^\circ$  достигается при помощи емкости  $C_v = L/R^2$ , а в случае *v* — при помощи индуктивности  $L_v = L/R^2$ , включаемых последовательно с сеточным сопротивлением  $R$ . Для еще более точной подгонки фазового сдвига следует принять во внимание междуэлектродные емкости.

Кроме управляемого сопротивления  $Z_i$ , параллельно колебательному контуру включены сопротивление делителя напряжения и внутреннее сопротивление лампы  $R_i$ ; их влияние на частоту и затухание колебательного контура следует принимать во внимание.

**Модуляционная характеристика при малой девиации частоты.** Для узкой полосы частот фазовый сдвиг делителя напряжения может быть всегда сделан очень близким к  $90^\circ$ . Если  $C_0$  и  $L_0$  являются элементами колебательного контура, то изменение частоты за счет емкостной или индуктивной реактивной лампы при относительно малой расстройке контура равно:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{C'}{C_0}; \quad \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{L_0}{L'}. \quad (21-89)$$

Реактивные проводимости на схемах рис. 21-115 пропорциональны крутизне лампы; поэтому

$$\left| \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right| = kS. \quad (21-90)$$

Для линейной зависимости расстройки  $\Delta\omega$  от модулирующего напряжения  $s(t)$  необходимо, таким образом, чтобы крутизна реактивной лампы линейно зависела от смещения сетки, т. е. необходима лампа с квадратичной характеристикой анодного тока; при этом модуляция осуществляется либо на управляющую сетку, либо на экранирующую сетку.

Обычно характеристика анодного тока лампы подчиняется закону  $i^{3/2}$ , причем, однако, при приближении к нижнему сгибу характеристики появляются сильные отклонения от этого закона и ток возрастает значительно менее круто. Вследствие этого зависимость крутизны от смещения управляющей сетки соответствует приближенно закону  $i^{3/2}$  лишь при малых смещениях. При больших смещениях, однако, всегда имеется точка перегиба, вблизи которой крутизна зависит линейно от смещения управляющей сетки или от напряжения на экранирующей сетке; у некоторых пентодов этот диапазон поразительно велик.

Многосеточные лампы, например гексоды, также годятся в качестве модуляторов с реак-

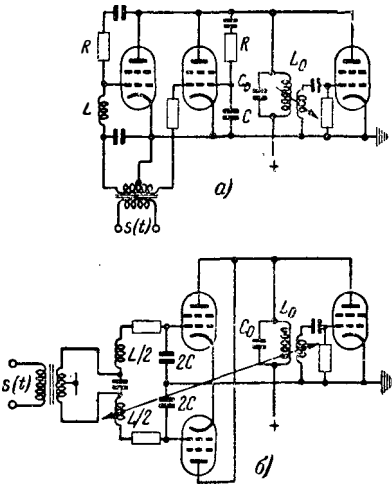


Рис. 21-116. Схемы двухтактной частотной модуляции с реактивными лампами.

тивным током. Модуляция осуществляется на третью сетку, высокочастотное напряжение подается на первую сетку. При этой модуляции распределением тока также получается модуляционная характеристика с точкой перегиба.

**Двухтактные схемы.** В двухтактных модуляторах, показанных на рис. 21-116, параллельно колебательному контуру подключены индуктивная и емкостная реактивные лампы, которые модулируются противотактно. В варианте б) имеется дополнительно реактивная обратная связь, при которой сильно демпфированный второй колебательный контур слабо связан с генератором и дает сеточные напряжения, повернутые на  $\pm 90^\circ$ . Общая расстройка частоты генератора равна  $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{2} \left( \frac{L_0}{L'} - \frac{C'}{C_0} \right)$ .

Особенные преимущества двухтактных схем проявляются тогда, когда реактивные сопротивления обеих ламп делают равными, т. е. при

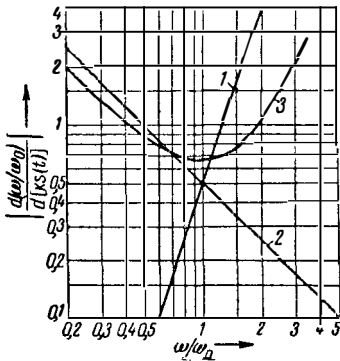


Рис. 21-117. Производная модуляционной характеристики по напряжению сигнала при больших девиациях и идеальных реактивных лампах. 1 — для реактивной лампы, действующей как емкость; 2 — для реактивной лампы, действующей как индуктивность; 3 — для двухтактных реактивных ламп, причем индуктивная управляется в 3 раза сильнее, чем емкостная.

равной крутизне получают  $L'C' = L_0C_0$ . При этом при одинаковых характеристиках ламп исчезает в отличие от однотактного модулятора средняя расстройка частоты колебания и частота генератора делается значительно более независимой от колебаний напряжения питания [Л. 77]. Кроме того, как и в двухтактных усилителях, исчезают искажения четных порядков; достигается значительная линейризация модуляционной характеристики.

**Модуляционная характеристика при относительно большой девиации частоты.** Уравнение (21-89) дает правильные значения относительного изменения частоты лишь при очень малых девиациях. При больших девиациях нужно применять уравнение Томсона. Предположим, что средняя емкость или индуктивность реактивной лампы уже входит в  $C_0$  или  $L_0$ , так что нужно учитывать лишь изменения крутизны при пропорциональных модуляции изменениях  $\Delta C'$  или  $\Delta(1/L')$ . Тогда

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \Delta C'/C_0}}; \quad \frac{\omega}{\omega_0} = \sqrt{1 + L_0 \Delta(1/L')} \quad (21-91)$$

И при линейной зависимости  $\Delta C'$  и  $\Delta(1/L')$  от модулирующего напряжения модуляционная характеристика искривлена; если ввести обозначения  $\Delta C'/C_0 = ks(t)$  или  $L_0 \Delta(1/L') = ks(t)$ , то производные модуляционные характеристики по напряжению модулирующего сигнала примут вид:

при емкостной модуляции

$$\frac{d(\omega/\omega_0)}{d[ks(t)]} = -0,5 \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^3;$$

при индуктивной модуляции

$$\frac{d(\omega/\omega_0)}{d[ks(t)]} = 0,5 \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-1}. \quad (21-92)$$

Это представлено на рис. 21-117. При линейной модуляционной характеристике производная должна быть постоянной. Квадратичный коэффициент нелинейных искажений в 1% возникает, если относительная девиация равна 1,33% при емкостной модуляции и 4% при индуктивной модуляции.

Взаимообратный ход обеих производных дает возможность ввести компенсацию при помощи двухтактной схемы, причем девиации, создаваемые индуктивной и емкостной реактивными лампами, делают разными [Л. 78]; они должны относиться, как 1:α. Тогда получится:

$$\frac{d(\omega/\omega_0)}{d[ks(t)]} = \frac{1}{2} \cdot \frac{[1 + \alpha(\omega/\omega_0)^2]^2}{(1 + \alpha)\omega/\omega_0}. \quad (21-93)$$

При  $\omega = \omega_0$  точка перегиба получается при  $\alpha = 1/3$ , т. е. при одинаковых лампах напряжение высокой частоты на сетке емкостной лампы равно лишь трети напряжения на индуктивной лампе при одинаковых модулирующих напряжениях или, наоборот, при одинаковых высокочастотных напряжениях емкостная лампа получает лишь треть модулирующего напряжения индуктивной лампы. Уравнение (21-93) нанесено в виде кривой на рис. 21-117. Кубический коэффициент нелинейных иска-



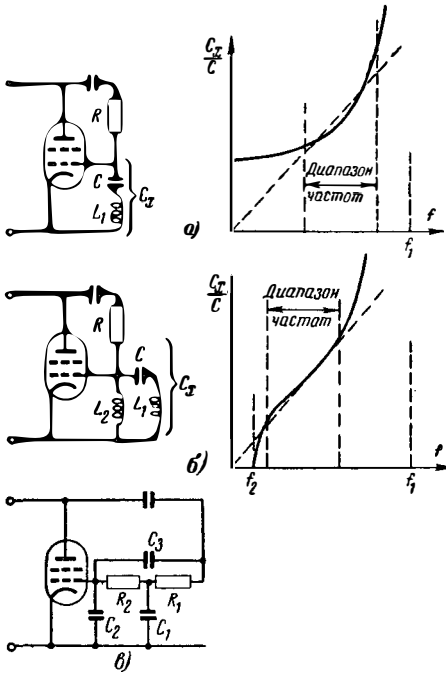


Рис. 21-118. Схемы включения реактивных ламп для постоянной девиации частоты при изменяемой несущей частоте (при емкостной расстройке колебательного контура).

жений в 1% возникает лишь при  $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \pm 0,4$ .

Расчет модуляционной характеристики может быть еще далее уточнен [Л. 79] учетом зависимости угла потерь реактивных ламп от частоты.

Схемы, поддерживающие постоянство девиации частоты при изменении несущей частоты. Если колебательный контур настраивается в пределах некоторого диапазона при помощи переменного конденсатора, то относительно малая  $C'$  или  $(1/L')$  дают расстройки:

$$\Delta\omega = \frac{C'L_0\omega_0^3}{2}; \quad \Delta\omega = \frac{L_0\omega_0}{2L'}. \quad (21-94)$$

Емкостная реактивная лампа дает изменение девиации, пропорциональное третьей степени частоты генератора, а индуктивная лампа — лишь линейное изменение девиации в зависимости от частоты генератора. Это изменение может быть еще выравнено тем, что  $L'$  индуктивной реактивной лампы заставляют увеличиваться с  $f_0$ . На рис. 21-118, а и б показаны два подобных примера, которые в принципе соответствуют реактивной лампе рис. 21-115, а. Точно постоянная девиация получилась бы, если бы действующая емкость  $C_x$  между сеткой и катодом возрастала линейно с частотой. В первом примере к этому грубо приближаются при помощи последовательной индуктивности  $L_1$ , резонирующей с  $C$  на частоте выше рабочего диапазона. В случае б при помощи другой индуктивности  $L_2$  создается,

кроме того, параллельный резонанс ниже диапазона. Такая схема обеспечивает постоянную девиацию в диапазоне частот 1:3 с погрешностью  $\leq 6\%$ . Подобное же приближение дает схема, показанная в примере в [Л. 80].

### 21-58. РЕАКТИВНЫЕ ЛАМПЫ ПРИ БОЛЬШИХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ СЕТКИ

**Величина девиации.** Пусть колебания в. ч., возбуждающие сетку реактивной лампы, будут так велики, что переменный ток основной частоты этой лампы больше не пропорционален переменному напряжению на сетке. При помощи схемы автоматического смещения сетки можно в значительной мере обеспечить независимость анодного тока основной частоты от напряжения на колебательном контуре. На рис. 21-119 приведен пример: реактивная лампа имеет катодное ограничение и модулируется на сетку. Здесь не имеет больше смысла говорить об управляемом реактивном сопротивлении, так как оно нелинейно относительно напряжения, а лучше рассматривать лишь управляемый реактивный ток  $I_p$  и его отношение к активному току  $I_a$  лампы обратной связи. Тогда при коэффициенте модуляции реактивной лампы  $m(t)$  общий ток оказывается равным:  $I = I_a + jI_p[1 + m(t)]$ . В двухтактной схеме (рис. 21-119, б) реактивный ток

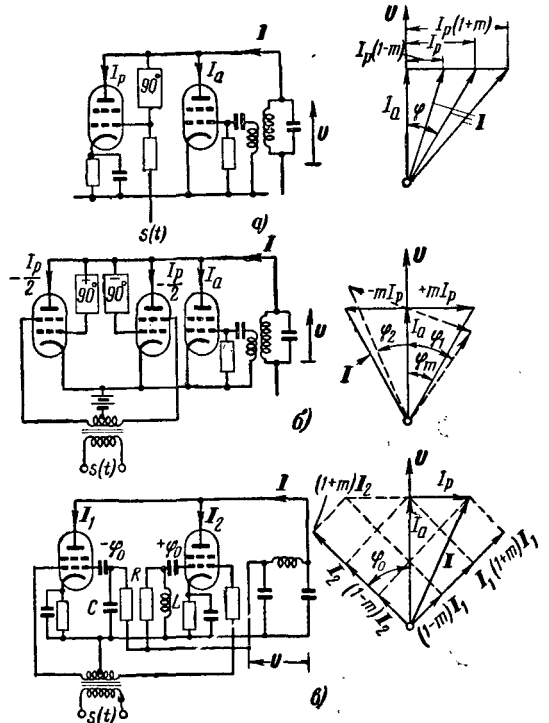


Рис. 21-119. Схемы частотной модуляции с генераторами реактивного тока и соответствующие векторные диаграммы. а — однотактный модулятор; б — двухтактный модулятор; в — двухтактный модулятор, в котором каждая лампа одновременно дает активный и реактивный токи.

исчезает с модуляцией и суммарный ток равен:

$$I = I_a + jI_p m(t) = I_a \left( 1 + j \frac{I_p}{I_a} m(t) \right). \quad (21-95)$$

На рис. 21-119,б показан третий пример, в котором сдвиг фаз на сетках обеих ламп равен  $\pm\varphi_0$ , так что они дают одновременно активный и реактивный токи [Л. 81]. Тогда, при среднем токе основной частоты  $I_0$ ,

$$I_1 = I_0 [1 + m(t)] \exp(-j\varphi_0);$$

$$I_2 = I_0 [1 - m(t)] \exp(j\varphi_0); \quad (21-96)$$

$$I = I_1 + I_2 = 2I_0 \cos \varphi_0 [1 + j \operatorname{tg} \varphi_0 m(t)]. \quad (21-97)$$

Статическая модуляционная характеристика такой системы получается при помощи фазовых условий для обратных связей. Частота колебаний должна установиться такой, чтобы

фазы тока  $\operatorname{tg} \varphi_m = \operatorname{tg} \varphi_0 m(t) = m(t) \frac{I_p}{I_a}$  был

обратным сдвигу фазы в колебательном контуре  $\operatorname{tg} \varphi_k = -Q(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)$  при расстройке. Таким образом,

$$v = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{I_p m(t)}{I_a Q} = \operatorname{tg} \varphi_0 \frac{m(t)}{Q}. \quad (21-98)$$

Нужную девиацию частоты устанавливают выбором добротности контура и фазового угла  $\varphi_m$ . Если получаемые при модуляции реактивный и активный токи одинаковы, то девиация частоты равна половине ширины полосы пропускания колебательного контура.

**Линейность генераторов реактивного тока.** Схемы модуляторных ламп на рис. 21-119 не отличаются от модуляторных схем амплитудно-модулированных передатчиков; здесь могут быть, в принципе, использованы все применяемые в АМ-передатчиках методы и получают такие же коэффициенты модуляции и искажения.

Если модуляция лампы доводится до сильного режима работы в классе С, то это дает возможность линеаризовать модуляционную характеристику лампы при помощи отрицательной обратной связи. При угле отсечки тока  $\leq 30^\circ$  между высокочастотным током основной частоты и постоянным током лампы существует постоянное соотношение и линеаризация постоянного тока лампы отрицательной обратной связью автоматически приводит к линеаризации переменного тока. Такую простую отрицательную обратную связь получают, например, в примере в при помощи больших катодных сопротивлений, причем катодная блокировка должна быть действенна лишь для высокой частоты [Л. 82].

**Влияние фазовых погрешностей.** Если реактивный ток (рис. 21-119) имеет фазовую погрешность  $\Delta\varphi$  или в примере в векторы тока повернуты на  $\Delta\varphi$  относительно напряжения на колебательном контуре, то активный ток содержит составляющую, изменяющуюся с модуляцией, и напряжение на колебательном

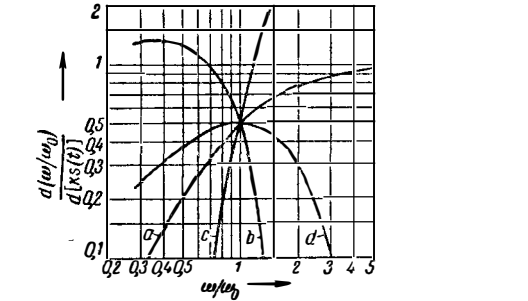
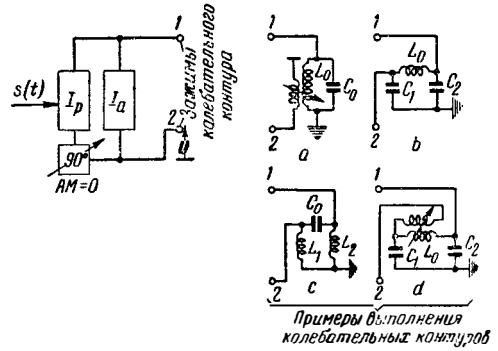


Рис. 21-120. Принципиальная схема ЧМ-генератора с модулированным идеальным генератором реактивного тока для различных схем колебательного контура и производная модуляционная характеристика для  $AM = 0$ .

a — при схеме Мейснера; b — при емкостной трехточечной схеме; c — при индуктивной трехточечной схеме; d — при смешанной обратной связи с 25%-ной емкостной составляющей.

контуре оказывается амплитудно-модулированным с коэффициентом:

$$AM = \frac{I_p}{I_a} m(t) \Delta\varphi. \quad (21-99)$$

Из векторной диаграммы примера б видно, кроме того, что фазовые выбросы суммарного тока при модуляции становятся несимметричными. Вследствие этого фазовая погрешность  $\Delta\varphi$  приводит при малой относительной девиации частоты к нелинейности характеристики частотной модуляции с коэффициентом нелинейных искажений

$$k_2 = \frac{1}{2} \Delta\varphi \frac{I_p}{I_a} m = \frac{1}{2} AM. \quad (21-100)$$

Хорошую линейность получают лишь тогда, когда контролируют амплитудную модуляцию напряжения колебательного контура (рис. 21-119) и фазовый сдвиг реактивных ламп устанавливают так, чтобы амплитудная модуляция была исчезающе мала.

**Модуляционная характеристика при большой девиации.** В генераторах реактивного тока, несмотря на абсолютную линейность модуляционной характеристики токов лампы, вследствие несимметрии колебательных контуров возникает нелинейное искажение девиации частоты при относительно больших ее значениях. Если к тому же регулируют сдвиг фаз модулированных ламп так, чтобы исчезла

амплитудная модуляция, то возникает еще и усиление искажений, зависящее от схемы колебательного контура. На рис. 21-120 показана производная мгновенной частоты по модулирующему напряжению при предположении линейности модуляционной характеристики лампы и такого фазового сдвига реактивного тока, который делает амплитудную модуляцию равной нулю для схемы Мейснера, индуктивной трехточечной и емкостной трехточечной схемы (§ 18-12); две последние схемы дают особенно большие искажения при большой девиации.

Однако имеется возможность достигнуть линейаризации при помощи смешанной обратной связи. Если напряжение обратной связи создается на 25% емкостной и на 75% индуктивной обратной связью и фазы отрегулированы на исчезновение амплитудной модуляции этого напряжения обратной связи, то при  $\omega = \omega_0$  имеется точка перегиба модуляционной характеристики и неискаженная модуляция может быть обеспечена при относительно больших девиациях.

### 21-59. РАЗЛИЧНЫЕ ЧАСТОТНЫЕ МОДУЛЯТОРЫ

**Генераторы с фазовращателем.** В генераторах этого типа (§ 18-13) обратная связь осуществляется с помощью цепной схемы, показанной на рис. 21-121, причем фазовый сдвиг для частоты колебаний должен быть равен  $180^\circ$ . В середине цепной схемы имеется точка с фазовым сдвигом  $90^\circ$ , которая таким образом пригодна для подключения сетки реактивной лампы. Анод реактивной лампы может

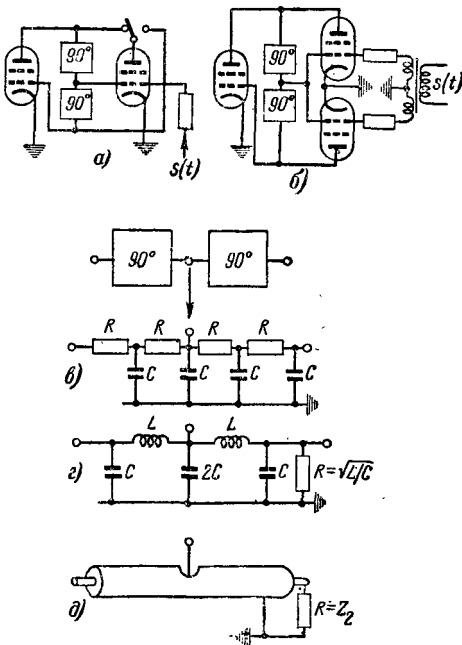


Рис 21-121. Частотная модуляция генераторов с фазовращателями. а, б, в, г и д — возможные схемы фазовращателей.

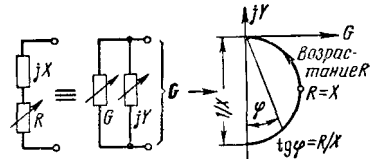


Рис. 21-122. Управление реактивной проводимостью изменением последовательного сопротивления.

быть подключен или к аноду, или к сетке генератора; в первом случае лампа действует как индуктивность, а во втором — как емкость. На схеме б показан двухтактный модулятор. На рис. 21-121, в, г, д, показаны примеры схем фазовращателей [Л. 83]; в первом случае фазовращатель состоит из четырех звеньев RC — схема, целесообразная на низких частотах; во втором примере цепочка из двух П-образных звеньев LC нагружена на R. При очень высоких частотах, например  $\geq 100$  Мгц, применяют схему из двух четвертьволновых линий, согласованную с R. Схемы этого вида изящно решают проблему фазовращения на сетках реактивных ламп и особенно пригодны вследствие получаемой за счет согласования с R малой крутизны фазовой характеристики для получения относительно больших девиаций частоты.

**Частотные модуляторы с управляемыми сопротивлениями.** На рис. 21-122 показана принципиальная схема устройства. Последовательно с индуктивностью L или емкостью C включено регулируемое омическое сопротивление. Если его изменять от значений, которые малы по сравнению с реактивными сопротивлением, до больших значений, то полукруг диаграммы проводимостей дает реактивную проводимость, зависящую от R. Для модуляции более всего пригодна 45-градусная точка, в которой  $X=R$ , так как в этой точке исчезает изменение активной проводимости. Правда, выбирая эту точку, приходится мириться с подключением параллельно колебательному контуру активного сопротивления, равного  $2X$ . Метод этот применялся, причем управляемое сопротивление было образовано триодом, модулированным на сетку [Л. 58].

На рис. 21-123, а показан вариант этого метода с емкостью, включенной последовательно с диодом или малоемкостным полупроводниковым выпрямителем. При этом при достаточно больших напряжениях на колебательном контуре возникает модуляция угла отсечки.

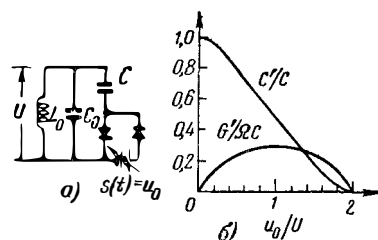


Рис. 21-123. Модуляция частоты колебательного контура изменением угла отсечки.

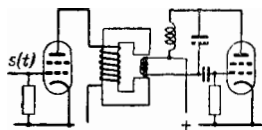


Рис. 21-124. Частотная модуляция изменением магнитного поля, в котором помещена катушка с железным сердечником.

На рис. 21-123,б показан ход изменения управляемой емкости и дополнительной активной проводимости; последняя кривая несколько благоприятнее, чем при управлении сопротивлением [Л. 85].

**Механическая модуляция при помощи конденсаторного микрофона.** Давно известен метод, при котором емкость конденсаторного микрофона составляет часть емкости колебательного контура и при поступлении на микрофон звуковых колебаний модулирует частоту. Этот метод применялся и в малых переносных передатчиках у. к. в. Значительный недостаток метода заключается в непостоянстве среднего значения емкости микрофона.

**Диэлектрические модуляторы.** Диэлектрические модуляторы основаны на применении в колебательном контуре конденсаторов, диэлектрическая проницаемость которых зависит от напряженности поля в диэлектрике [Л. 86, 87]. Пригодными для этого материалами являются сегнетова соль и титанат бария.

**Магнитные модуляторы.** В магнитных модуляторах используется зависимость дифференциальной магнитной проницаемости катушек с железным сердечником от наложенного магнитного поля. На рис. 21-124 показано устройство, в котором часть индуктивности колебательного контура генератора, собранного по трехточечной схеме, выполнена как катушка с сердечником из железного порошка, расположенная между полюсными наконечниками сильного электромагнита. Намагничивающий ток дает лампа, на сетку которой подано модулирующее напряжение, так что на среднее магнитное поле накладывается поле модуляции [Л. 88].

**Частотная модуляция при помощи управления рабочим напряжением генератора.** На очень высоких частотах при изменении частоты генератора за счет изменения рабочего напряжения основную роль играет изменение времени пробега электронов. Изменение времени пробега  $\Delta t$  создает сдвиг фазы тока  $\Delta\varphi = \omega\Delta t$ , что, точно так же как в модуляторах, описанных в § 21-58, при относительно малой девиации и при добротности контура  $Q$  приводит к расстройке  $\omega\Delta/\omega_0 = \Delta\varphi/2Q$ .

В некоторых дециметровых радиорелейных линиях с частотной модуляцией ранней постройки модуляция осуществлялась именно таким образом, причем модулирующее напряжение накладывалось на анодное напряжение однокаскадного триодного передатчика [Л. 89]. Для генераторов, работающих на лампах с динамическим управлением электронным потоком, например на клистронах (раздел 13), этот принцип выполнения частотной модуляции подходит лучшего всего.

## 21-60. ФАЗОВЫЕ МОДУЛЯТОРЫ

**Фазовая модуляция при помощи амплитудной модуляции.** На рис. 21-125 показаны три метода, при которых амплитудно-модулированная несущая складывается со второй модулированной или немодулированной несущей, повернутой по фазе, и подается на ограничитель. В случае *a* этот поворот фазы составляет  $90^\circ$  и только одна несущая модулирована с коэффициентом модуляции  $m$ , так что фаза суммарного напряжения определяется выражением  $\text{tg } \varphi = (1+m)U_1/U_2$ . В случае *б* модуляция осуществляется с подавленной несущей [Л. 39]. В третьем случае два напряжения, сдвинутых на  $\varphi_0$ , модулируются противотактно и максимальный фазовый сдвиг равен  $\pm\varphi_0/2$ . Эти методы дают лишь относительно малый фазовый сдвиг; в двух последних случаях он составляет  $\pm 20^\circ$ , если модуляцию доводят до кубического коэффициента нелинейных искажений в 1%.

**Серрасонидная схема** (§ 19-11) применяется для получения фазово-импульсной модуляции [Л. 90]. Из первоначальной частоты  $f_0$  создается линейное пилообразное напряжение, и в те моменты, когда оно равно интегральной функции сообщения, выдается короткий импульс, причем импульсы должны отличаться лишь их фазовым положением, но не формой (рис. 21-126). Максимальный фазовый угол, на который при этом может быть сдвинут импульс за счет модуляции, равен  $\pm m\pi$ , причем коэффициент модуляции  $m \leq 1$  определяется отношением амплитуды модуляции к амплитуде пилообразного напряжения. На рис. 21-127 показана схема модулятора.

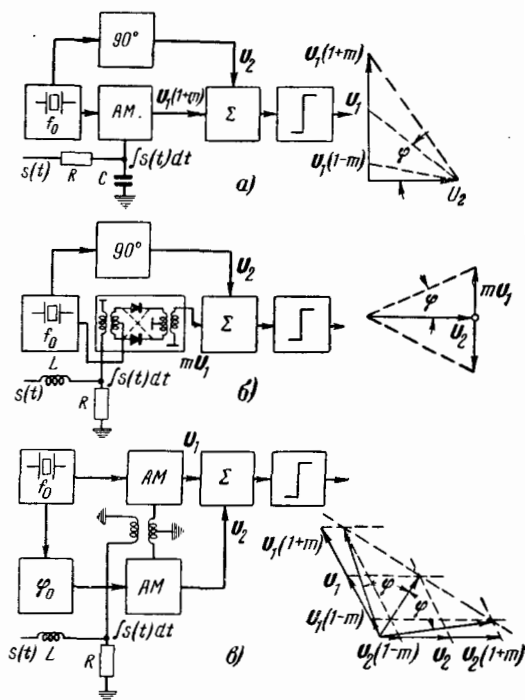


Рис. 21-125. Схемы фазовой модуляции с помощью амплитудной модуляции.

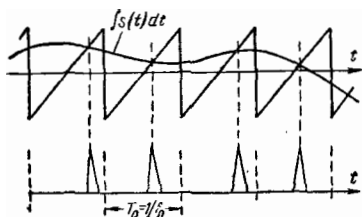


Рис. 21-126. Принцип сerratной модуляции.

Путем перевозбуждения напряжением кварцованного генератора и дифференцирования фронтов возникающих при этом импульсов на  $R_1$  подается короткий положительный импульс, открывающий лампу  $L_4$  и периодически разряжающий  $C_2$ . По окончании каждого разряда происходит заряд через  $R_2$  до появления сеточного тока лампы  $L_6$ . Так как модулирующее напряжение подано на катод  $L_6$ , то при линейном нарастании пилообразного напряжения начало появления сеточного тока  $L_6$  сдвигается во времени пропорционально модулирующему напряжению. Задний фронт импульса с анода  $L_6$  передается через  $C_4 R_4$  с дифференцированием на последнюю лампу, и на выходе появляются короткие фазово-модулированные импульсы; из их спектра отфильтровывается гармоника, умножаемая до конечной частоты. Интегрирование сообщения происходит на  $R_5, R_6, C_6$ . Для модуляции без искажений необходимо линейное возрастание напряжения на  $C_2$ , для чего применимы различные методы линеаризации. На рис. 21-127 линеаризация осуществляется сложением напряжения пилы с заряжающим напряжением при помощи катодного повторителя  $L_5$ , так что на  $R_2$  поддерживается постоянное напряжение и через  $C_2$  протекает постоянный ток заряда (§ 19-13). При этой схеме могут быть достигнуты фазовые сдвиги  $\Delta\varphi = \pm 2,5$  и  $m = 80\%$  при коэффициенте нелинейных искажений в несколько десятых долей процента; с обычным в радиовещательных приемниках

предысказанием отношение сигнала к шуму может достигать 80 дБ.

Если выходной импульс является исчезающе коротким, «иглообразным» импульсом, но с конечным содержанием энергии (так называемая импульсная функция — § 22-2), то его спектр может быть представлен выражением [Л. 91—93]:

$$S(t) = \left(1 + \frac{m\pi\Omega}{\omega_0} \cos \Omega t\right) \times \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \exp [jp (\omega_0 t + m\pi \sin \Omega t)]. \quad (21-101)$$

Каждая гармоника  $p$ -го порядка имеет модуляцию с фазовым сдвигом  $\Delta\varphi_0 = m\pi p$  и с коэффициентом амплитудной модуляции  $\frac{\Delta\varphi_0 \Omega}{p\omega_0} = \frac{\Delta\omega_0}{p\omega_0}$ , т. е. равным очень малой относительной девиации частоты.

Спектр каждой гармоники содержит, кроме несущей  $p\omega_0$ , боковые полосы модуляции, и только в том случае, когда спектры отдельных гармоник взаимно не перекрываются, возможно отфильтрование одной гармоники без дополнительных искажений модуляции. Для этого необходимо, чтобы высшая частота модуляции была мала по сравнению с  $f_0$  и чтобы отфильтровывались лишь гармоники низких порядков. Это обусловлено тем, что вместе с ростом девиации растет и ширина модуляционного спектра и спектры последовательных гармоник очень высоких порядков перекрываются навстречу. Схемы селекции создают линейные и нелинейные искажения модуляции, и их расчет всегда является компромиссом между искажениями и подавлениями нежелательных гармоник, приводящих к излучению паразитных волн.

**Фазитрон.** На рис. 21-128 показан принцип действия фазитрона [Л. 94—96]. Осевой катод создает под влиянием фокусирующего устройства поток электронов к аноду в форме диска. Вокруг катода радиально расположены  $3 \times 12$  пар электростатически отклоняющих стерженьков; каждые 12 стерженьков соединены вместе и образуют три входящие одна в другую отклоняющие системы, питаемые вращающимся полем модулируемой частоты  $f_0$ . За счет осевого отклонения луча край диска изгибается волнообразно и 12 расположенных по окружности изгибов обегает его вследствие вращения вращающимся полем  $f_0/12$  раз в секунду. Анод образован двумя расположенными друг за другом кольцами, переднее из которых имеет, как показано, смещенные вырезы длиной в половину волны ( $15^\circ$ ); в результате в течение половины периода  $f_0$  анодный ток поступает на передний анод, а в течение второй половины периода — на задний анод и двухтактный контур, включенный между анодами, возбуждается. Модулирующий ток проходит по катушке, окружающей лампу, создает осевое магнитное поле и поворачивает в соответствии с направлением магнитного потока весь электронный диск вперед или назад, что и приводит к фазовой модуляции. Источник

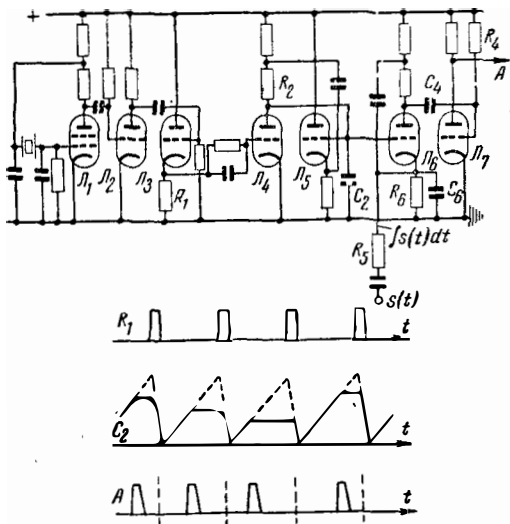


Рис. 21-127. Схема сerratной модулятора.

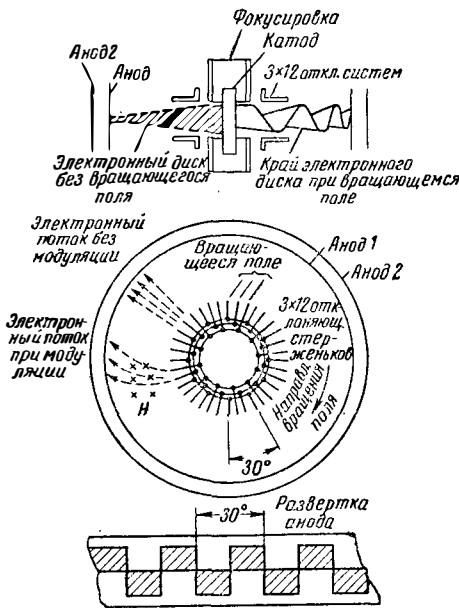


Рис. 21-128. Конструкция фазитрона.

модулирующего напряжения, имеющий низкое внутреннее сопротивление, подключается к отклоняющей катушке; тогда модулирующий ток пропорционален интегральному напряжению сообщения. Фазитрон, выпускаемый фирмой Дженерал Электрик, имеет диаметр около 4 см и высоту около 10 см. При напряженности поля  $\pm 25$  гс достигается фазовый сдвиг  $\pm 8,4$  рад. Модуляция с  $\Delta\varphi = \pm 3,5$  дает коэффициент нелинейных искажений  $k_3 = 1\%$ .

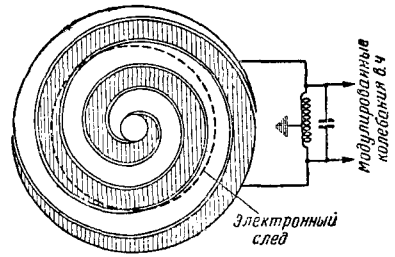


Рис. 21-129. Электронно-лучевой фазовый модулятор.

**Электронно-лучевой фазовый модулятор.** На рис. 20-129 показан метод фазовой модуляции при помощи электронно-лучевой трубки. На обе пары отклоняющих пластин трубки подается напряжение вращающегося поля модулируемой частоты  $f_0$  с амплитудой, пропорциональной интегралу сообщения. Таким образом, возникает электронный след в форме окружности, огибаемой с частотой  $f_0$ , причем диаметр ее пропорционален интегралу сообщения. Вместо флуоресцирующего экрана трубка имеет два проводящих покрытия, линии раздела которых образуют две смещенные друг относительно друга на  $180^\circ$  архимедовы спирали, между которыми включен двухтактный колебательный контур. Так как у архимедовой спирали радиус пропорционален углу, то происходит сдвиг фазы, пропорциональный диаметру окружности. Максимальный фазовый угол зависит от числа витков спирали. Были опробованы устройства с пятью витками, причем максимальный фазовый сдвиг принимал значение до  $\pm 2,5\pi$  [Л. 97].

### Частотные демодуляторы

#### 21-61. ДЕМОДУЛЯТОРЫ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЯ

Задачей ЧМ демодуляторов является преобразование изменений мгновенной частоты, переносящей сообщение в низкочастотное напряжение. При этом должно быть обеспечено линейное соотношение между выходным напряжением  $U_{дем}$  и  $\Delta\omega(t)$ .

В принципе эта задача может быть решена различными методами. Прежде всего можно преобразовать ЧМ на спаде частотной характеристики схемы в дополнительную АМ. Если изменение амплитуды в диапазоне девиации частоты пропорционально частоте, то простое выпрямление дает демодулированное сообщение. При другом методе используют фазовые соотношения между двумя напряжениями одной схемы и демодулируют эти напряжения совместно. Фазовые демодуляторы либо дают низкочастотный сигнал, пропорциональный сдвигу фазы, как это имеет место в «ф-детекторе» (фазовом детекторе), либо они вырабатывают более или менее искаженное скалярное произведение векторов напряжений, как в дискримина-

таторах и в схемах с затягиваемым генератором.

Как уже указывалось при рассмотрении шумовых и импульсных помех, существует заметная разница между однотактными и двухтактными демодуляторами; эта разница показана на рис. 21-130 и 21-131 на примере демодулятора, использующего спад резонансной кривой. В однотактном демодуляторе на частоте несущей  $\omega_0$  имеется выходное постоянное напряжение, и остаточная амплитудная модуляция несущей дает и при фиксированной частоте  $\omega_0$  низкочастотное напряжение помехи. Нужно иметь в виду, что при сильных помехах лучший амплитудный ограничи-

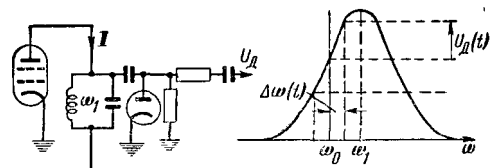


Рис. 21-130. Однотактный демодулятор, работающий на спаде резонансной кривой.

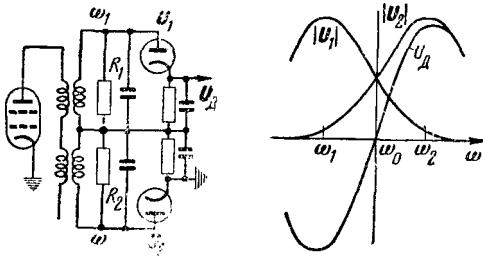


Рис. 21-131. Двухтактный демодулятор, работающий на спадах резонансных кривых.

тель не действует и сигнал и помеха кратковременно гасят друг друга. Из-за этого одноктактный демодулятор тем хуже, чем меньше промодулировано за счет девиации частоты напряжение в точке  $\omega_0$ . У двухтактных демодуляторов этого недостатка нет, так как при  $\omega_0$  выходное напряжение отсутствует; при этом к ограничителю могут быть предъявлены меньшие требования в отношении остаточных амплитудных помех. Кроме того, исчезновение выходного напряжения на средней частоте может служить удобным индикатором правильности настройки приемника или может быть использовано для автоматической настройки. Одновременно при двухтактном демодуляторе имеется, как всегда, возможность компенсации искажений четных порядков.

Почти во всех демодуляторах используются колебательные контуры, т. е. линейно искажающие схемы. Для напряжений, возникающих на выпрямительных диодах при изменяющейся частоте, должны быть приняты во внимание динамические свойства этой схемы. Если статические амплитудные и фазовые характеристики даны, то напряжение может быть рассчитано по уравнению (21-79). При достаточно низких частотах модуляции можно пренебречь вторым слагаемым в уравнении (21-79) и получить квазистатическое приближение, при котором в уравнение статической амплитудной характеристики подставляют изменяющуюся мгновенную частоту. Предел, до которого частота модуляции может удовлетворять этому приближению, различен в зависимости от решаемой задачи и может быть определен расчетом второго слагаемого в уравнении (21-79).

Искажения при демодуляции связаны с нелинейностью амплитудных или фазовых характеристик используемой схемы, и остается задача правильным выбором элементов схемы достигнуть оптимальных результатов. При относительно больших девиациях частоты причиной искажений может явиться частотная несимметрия контуров; при высоких требованиях к линейности тракта передачи это обстоятельство может создать значительные трудности.

**21-62. ДЕМОДУЛЯТОР, РАБОТАЮЩИЙ НА СПАДЕ РЕЗОНАНСНОЙ КРИВОЙ**

На рис. 20-130 показан простейший способ демодуляции ЧМ колебаний. Колебательный контур с шириной полосы  $B$  настроен относительно средней частоты  $\omega_0$ , и на спаде его ха-

рактеристики изменяющаяся мгновенная частота преобразуется в изменяющуюся амплитуду. После выпрямления получают, таким образом, демодулированное сообщение. Обозначим обобщенную расстройку через  $\xi = Qv$ , где  $Q$  — добротность контура, а  $v = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}$  — относительная расстройка (при малых ее значениях). Если несущая соответствует обобщенной расстройке  $\xi_0$  и после контура идет линейное выпрямление, то для умеренного использования ширины полосы амплитуда основной частоты равна:

$$u_{дем}(\Omega) = \frac{I^2 \xi_0 R_p}{(1 + \xi_0^2)^{3/2}} \cdot \frac{\Delta f_0}{B}. \quad (21-102)$$

Статические коэффициенты нелинейных искажений равны [Л. 65, 69]:

$$k_2 = \frac{1}{2\xi_0} \cdot \frac{2\xi_0^2 - 1}{(1 + \xi_0^2)} \cdot \frac{\Delta f_0}{B};$$

$$k_3 = \frac{1}{2} \cdot \frac{2\xi_0^2 - 3}{(1 + \xi_0^2)^2} \cdot \left(\frac{\Delta f_0}{B}\right)^2. \quad (21-103)$$

Дополнительные динамические искажения в первом приближении равны:

$$k_2 \approx 4 \frac{4\xi_0^2 - 1}{\xi_0 (1 + \xi_0^2)^2} \cdot \frac{F \Delta f_0}{B^2};$$

$$k_3 \approx 8 \frac{\xi_0^2 - 9/4}{(1 + \xi_0^2)^3} \cdot \frac{F \Delta f_0^2}{B^3}. \quad (21-104)$$

При  $\xi_0 = \sqrt{1/2}$  статические искажения второго порядка исчезают.

Большим недостатком этого простого демодулятора является его высокая чувствительность к остаточным отклонениям амплитуды от  $I_0$ , которые имеют тем большее значение, чем меньше коэффициенты амплитудной модуляции, возникающей на спаде резонансной кривой за счет изменений частоты. В двухтактной схеме, представленной на рис. 21-131, этого недостатка нет. Для относительно узкополосных контуров исчезают, кроме того, независимо от  $\xi_0$  квадратичные искажения, если контуры имеют одинаковые добротности, одинаковые резонансные сопротивления и одинаковые по величине, но противоположные по знаку обобщенные расстройки  $\pm \xi_0$ ; остаются кубические искажения [уравнение (21-103)], причем выбором  $\xi_0 = \sqrt{3/2}$  можно свести к нулю статические искажения третьего порядка. Правда, это достаточно точно и справедливо лишь при относительных девиациях частоты, не больших 1%.

При не очень малых относительных девиациях частоты сказанное уже не совсем справедливо. Однако правильным выбором параметров контура удается и в этом случае получить при несущей частоте  $\omega_0$  нулевое выходное напряжение и уплощенную кривую производной демодуляционной характеристики. При аппроксимации рядом Тэйлора достаточно

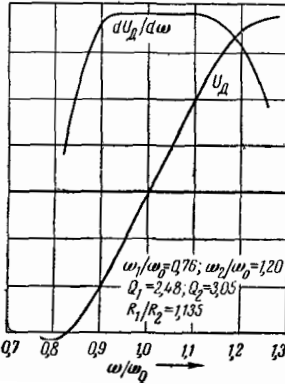


Рис. 21-132. Демодуляционная характеристика двухтактного демодулятора, работающего на спаде резонансных кривых при относительно больших девиациях, и ее производная.

такое число свободно выбираемых параметров, чтобы исчезли  $k_2$  и  $k_3$  и чтобы выходное напряжение демодулятора при  $\omega_0$  было равно нулю. На рис. 21-132 показан ход изменения выходного напряжения и его производной для демодулятора, рассчитанного таким образом [Л. 98].

21-63. ДИСКРИМИНАТОР

Схема частотного дискриминатора, показанная на рис. 21-133, состоит из двухконтурного полосового фильтра с емкостной или индуктивной связью и двухтактного выпрямителя, которым разделять выпрямляются сумма и разность напряжения на первичном контуре и половины напряжения на вторичном контуре, т. е.  $U_1 \pm U_2/2$ ; эти выпрямленные напряжения включаются навстречу друг другу. Обозначая проводимость связи  $jG_{св}$  и резонансное сопротивление вторичного контура  $Z_2$ , получим  $U_2/U_1 = jG_{св}Z_2$ .

На рис. 21-134 представлена векторная диаграмма напряжений при неизменном  $U_1$ . При  $U_2 \ll U_1$  выходной эффект схемы двухтактного выпрямления является скалярным произведением векторов  $U_1$  и  $U_2$ , т. е. выходное напряжение  $U_d$  изменяется с частотой пропорционально мнимой части  $Z_2$ . При значениях  $U_2$ , не малых по сравнению с  $U_1$ , и при зависимости  $U_1$  от частоты возникает деформация кривой выпрямленного напряжения.

Эта схема уже давно применяется для измерения частоты [Л. 99]. Вторичный контур является измерительным контуром, и скалярное произведение измеряется динамометрическим прибором или дифференциальным воз-

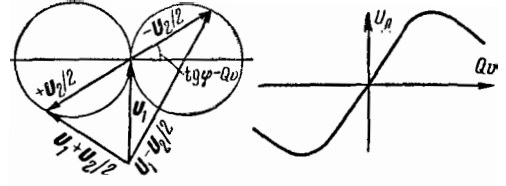


Рис. 21-134. Векторная диаграмма дискриминатора и кривая изменения его выходного напряжения.

душным термометром [Л. 100], показания которых имеют ход кривой рис. 21-134, т. е. крутой, очень удобный при измерениях переход через нуль. Позже вместо этого устройства было применено двухтактное выпрямление [Л. 101] и устройство для автоматической регулировки частоты машинных передатчиков, а еще позже — для контроля настройки радиовещательных приемников [Л. 75].

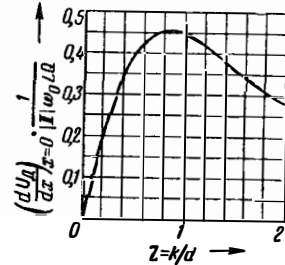


Рис. 21-135. Крутизна демодуляционной характеристики дискриминатора как функция связи колебательных контуров.

В большинстве случаев в дискриминаторной схеме применяются два контура с приблизительно одинаковыми отношениями  $L/C$  и затуханиями; это выгодно в отношении величины демодулированного напряжения и отсутствия его искажений. При вполне одинаковых контурах, относительно малой девиации частоты и идеальной симметрии статический коэффициент нелинейных искажений равен [Л. 65, 69]:

$$k_3 = \left( \frac{z^2 - 1}{(1 + z^2)^2} - \frac{8}{(4 + z^2)^2} \right) \frac{\Delta f_0^2}{B^2};$$

$$k_2 = 0. \tag{21-105}$$

$k_3$  обращается в нуль при  $z = k/d = 2.05$ , где  $k$  — коэффициент связи, а  $d$  — затухание контура; но при этом крутизна демодуляции уже переходит через максимум (рис. 21-135). Линейный диапазон равен ширине полосы контура (рис. 21-136). Даже при отступлении от указанных предположений, например при нарушении симметрии, немалой относительной девиации, неодинаковых контурах и т. д., всегда имеется такая настройка первичного контура, при которой  $k_2$  обращается в нуль, и такая связь, при которой  $k_3$  обращается в нуль.

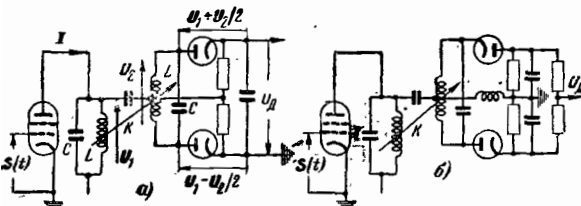


Рис. 21-133. Дискриминатор-демодулятор ЧМ-колебаний.



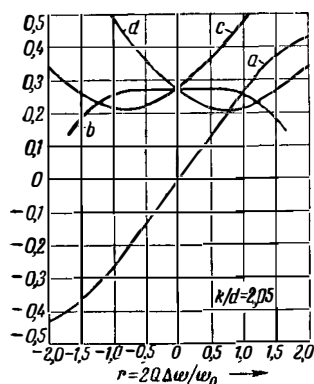


Рис. 21-136. Характеристики дискриминатора при относительно узких контурах и оптимальной связи.

$$a: \frac{U_d}{|1| \omega_0 L Q}; \quad b: \frac{dU_d}{dx} \cdot \frac{1}{|1| \omega_0 L Q};$$

$$c: \frac{|U_1 + U_2/2|}{|1| \omega_0 L Q}; \quad d: \frac{|U_1 - U_2/2|}{|1| \omega_0 L Q}.$$

Динамические искажения, дополнительно возникающие при высоких частотах модуляции, дают коэффициент нелинейных искажений

$$k_3 \approx \frac{1}{8} \cdot \frac{13z^6 + 59z^4 + 52z^2 - 120}{(1+z^2)^3(1+z^2/4)^2} \cdot \frac{F \Delta f_0^2}{B^3}. \quad (21-106)$$

Если этой величиной можно пренебречь, то статическую характеристику можно считать действительной.

И в линейном диапазоне частотные напряжения  $|U_1 \pm U_2/2|$  (рис. 21-136) сильно искажены, но в противоположных направлениях; поэтому в несимметричных устройствах вследствие различных нагрузок диодов по переменному току при высоких частотах модуляции легко возникают квадратичные искажения, которых нет в полностью симметричных схемах, какова, например, схема, показанная на рис. 21-133,б.

### 21-64. ДЕТЕКТОР ОТНОШЕНИЯ

Детектор отношения (дробный детектор, детектор сравнения) [Л. 102], показанный на рис. 21-137, является в принципе дискриминатором с диодами, включенными с различной полярностью, которые имеют одну общую цепь постоянного тока; при этом постоянные токи диодов и переменные составляющие равны друг другу. Кроме малых конденсаторов  $C$  для блокировки токов в. ч., диоды заряжают большой конденсатор  $C_0$ , который дает с  $R$  постоянную времени в несколько десятых долей секунды, так что при амплитудной модуляции даже низкими частотами напряжение на  $C_0$  остается постоянным. Схема обладает замечательным свойством в широких пределах уничтожать имеющуюся АМ. Ограничивающее действие осуществляется за счет того, что при превышении амплитудой среднего значения несущей

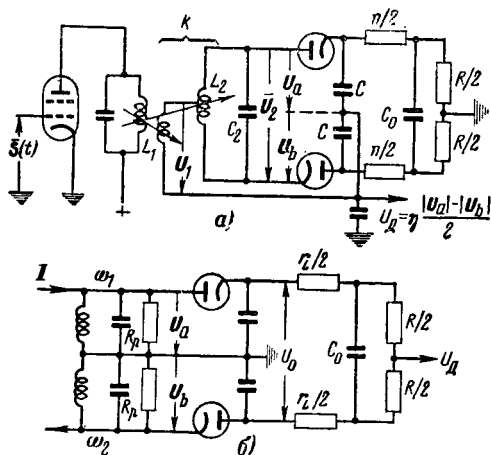


Рис. 21-137. Примеры схем детектора отношения.

в  $C_0$  текут сильные токи заряда, которые значительно нагружают контуры и этим противодействуют повышению амплитуды; уменьшение амплитуды разгружает контуры. Разгрузка происходит лишь до значения, определяемого вносимым в контур при средней несущей дополнительным затуханием за счет  $R$ ; это дополнительное затухание обычно выбирают равным учетверенному собственному затуханию контура. Так как первичный контур нагружен в 4 раза сильнее, чем вторичный контур, его сопротивление трансформируется с понижением, чтобы усиление лампы оставалось высоким. Связь вторичного контура так велика, что  $|U_1| \approx \left| \frac{U_2}{2} \right|$ .

Детектор отношения может применяться не только в схеме дискриминатора; его можно применять в схеме расстроенных контуров (рис. 21-137,б). Если контуры не имеют собственного затухания ( $R_p = \infty$ ), то получаются особенно простые соотношения. Токи диодов находятся в фазе с контурными напряжениями  $U_a$  и  $U_b$  и создают параллельные контурам сопротивления  $R_1$  и  $R_2$ . Так как токи в обоих диодах равны, то  $|U_a| / |U_b| = R_1 / R_2$ , причем  $R_1$  и  $R_2$  зависят от величины тока  $I$ . Если  $X_1$  и  $X_2$  реактивные сопротивления контуров, то, кроме того, выводится соотношение  $|U_a| / |U_b| = |X_1| / |X_2|$ . Это значит, что отношение  $U_a$  к  $U_b$  зависит лишь от частоты, но не от  $I$ ; данное отношение получается только для контуров без потерь и дает свое название. Далее, при  $r_L = 0$  и идеальных диодах с ничтожно малым внутренним сопротивлением

$$U_0 = |U_a| + |U_b|;$$

$$2U_d = |U_a| - |U_b|, \quad (21-107)$$

откуда при приведенном выше отношении  $U_a$  к  $U_b$  получается:

$$\frac{2U_d}{U_0} = \frac{|X_1| - |X_2|}{|X_1| + |X_2|}. \quad (21-108)$$

Итак, напряжение сигнала на выходе, как и реактивные сопротивления, зависит лишь от частоты, но не от колебаний тока  $I$ ; происходит идеальное ограничение амплитуд. При конечном же затухании обоих контуров  $U_a/U_b$  зависит от  $I$ . Для получения хорошего амплитудного ограничения необходимо тогда некоторое возрастание  $U_0$  с током  $I$ , и такая характеристика может быть получена при нормальных диодах в пределах достаточного диапазона амплитуд за счет выбора малого сопротивления  $r_L$ ; при этом  $C_0$  стабилизирует лишь часть выпрямленного напряжения. Сопротивление потерь диодов может быть частью или всем сопротивлением  $r_L$  [Л. 103—105].

Детектор отношения широко применяется в радиовещательных приемниках. По сравнению с другими демодуляторами он имеет прежде всего то преимущество, что для него достаточны много меньшие входные напряжения.

### 21-65. ФАЗОВЫЙ ДЕТЕКТОР

В фазовом детекторе (Ф-детекторе) [Л. 106], показанном на рис. 21-138, происходит двухсеточное (мультипликативное) смещение (§ 17-2) двух напряжений, сдвинутых по фазе одно относительно другого на  $\varphi(t)$ . Лампа имеет две сетки и работает с управлением распределением тока и очень малым сеточным током. При больших сеточных напряжениях в лампе происходит амплитудное ограничение. Анодный ток течет лишь

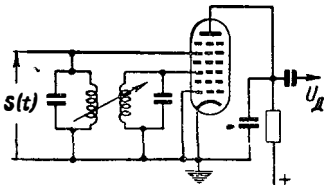


Рис. 21-138. Схема фазового детектора.

тогда, когда оба сеточных напряжения положительны. Средний выпрямленный ток пропорционален фазе между обоими сеточными напряжениями. Сеточные напряжения снимаются с первичного и вторичного контуров двухконтурного полосового фильтра; поэтому для несущей частоты  $\varphi=90^\circ$  и при отклонении частоты от несущей на  $\Delta f$  возникает дополнительный сдвиг фаз, соответствующий фазовой характеристике вторичного контура. Таким образом, в анодной цепи течет переменный ток, который в предельном статическом случае пропорционален значению фазовой характеристики вторичного контура, соответствующему мгновенной частоте. Вследствие ее нелинейности при сдвиге фазы  $\pm 20^\circ$  возникает  $k_3=1\%$  и  $k_2=0,25\%$  на каждый процент относительной девиации частоты вследствие несимметрии контура.

### 21-66. ЗАТЯГИВАЕМАЯ ГЕНЕРАТОР КАК ДЕТЕКТОР ЧМ-КОЛЕБАНИЙ

Напряжение ЧМ-сигнала  $S$  (рис. 21-139) затягивает частоту генератора [Л. 107, 108]. Генератор и сигнал связаны с контуром вы-

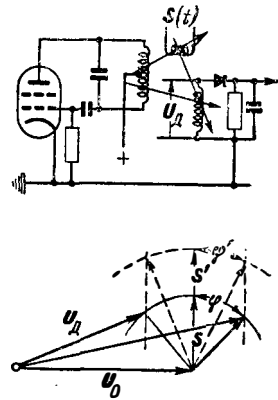


Рис. 21-139. Демодуляция ЧМ-колебаний выпрямлением суммы принимаемого напряжения  $S$  и напряжения  $U_0$  генератора, частота которого затянута сигналом.

прямителя, и напряжения в нем сдвинуты по сравнению с их фазами в контуре генератора еще на  $90^\circ$ . При затягивании в контуре генератора между напряжениями сигнала и генератора устанавливается такая фаза  $\varphi$ , при которой реактивная составляющая  $jS \sin \varphi$  дает реактивную мощность, как раз достаточную для затягивания; затягивающее реактивное напряжение при расстройке  $\nu$  относится к напряжению генератора, как  $Q\nu : 1$ . Тогда в контуре диода векторы напряжений генератора и сигнала взаимно расположены так, что составляющая  $jS \sin \varphi$  находится в фазе с напряжением генератора  $U_0$ ; эта составляющая создает АМ с коэффициентом модуляции, пропорциональным  $Q\nu$ . Следовательно, при относительной малой девиации частоты амплитудная модуляция  $U_d$  пропорциональна мгновенной частоте. Она может быть демодулирована без искажений при помощи линейного диодного выпрямления, если амплитуда напряжения генератора  $U_0$  очень велика по сравнению с напряжением сигнала.

Выходное напряжение в широких пределах независимо от АМ сигнала. Если  $S$  увеличивается до  $S'$ , то  $\varphi$  уменьшается таким образом, что затягивающая реактивная составляющая  $S'$ , которая попадает на диод в фазе с  $U_0$ , остается постоянной.

Иногда затягиваемый генератор используется только для ограничения амплитуды и его постоянная амплитуда подается на демодулятор, например на дискриминатор. При этом в генераторе одновременно может происходить деление частоты [Л. 109, 110].

В демодуляторе по Брэдли [Л. 111], представленном на рис. 21-140, достигается хорошая линейность за счет особого способа затягивания. В затягиваемом генераторе колебания между сеткой и катодом имеют столь большое напряжение, что ток лампы состоит из коротких импульсов. В анодную цепь включен очень широкополосный колебательный контур, так что напряжения, подводимые от него к генератору, во всем частотном диапазоне, используемом для модуляции, повернуты на  $90^\circ$ . Таким образом, к генератору подводится реактивная мощность и измененная за

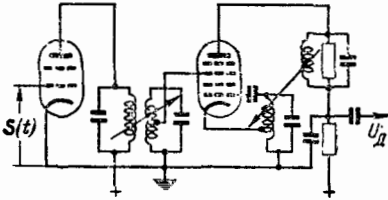


Рис. 21-140. Демодулятор ЧМ-колебаний с управляемым затягиванием частоты по Бредли.

этот счет частота совпадает с частотой демодулируемого сигнала, который подается на третью сетку. Вследствие краткости импульса тока лампы это затягивающее напряжение изменяет лишь амплитуду тока, но не его фазу. В зависимости от сдвига фазы между затягивающим напряжением и напряжением генератора изменяется амплитуда тока лампы и вместе с ней амплитуда реактивного напряжения, подводимого к генератору. Так как напряжение, подводимое к генератору для поддержания затягивания, пропорционально мгновенной девиации частоты, то фаза между затягивающим напряжением и напряжением генератора должна установиться как раз такой, при которой амплитудная модуляция импульсов тока пропорциональна мгновенной девиации частоты. Вследствие того, что импульсы тока коротки, переменный ток лампы пропорционален ее постоянному току и с сопротивлением, введенного в анодную цепь, может быть снято демодулированное сообщение. Искажения могут вноситься фазовой кривой анодного контура или за счет того, что импульсы тока лампы не очень коротки. Очень опасна паразитная связь между генератором и третьей сеткой; в связи с этим применяются специальные лампы [Л. 112] или же обеспечивают очень низкое внутреннее сопротивление источника входного напряжения. Как только входное напряжение достигает амплитуды, необходимой для затягивания при максимальной девиации частоты, АМ полностью исчезает и специальный ограничитель не требуется.

**21-67. ЛИНИЯ КАК ДЕМОДУЛЯТОР**

На очень высоких частотах как демодулятор может быть использован отрезок короткозамкнутой линии длиной  $\frac{3}{4}\lambda$ , включаемый, как показано на рис. 21-141. Два диода, присоединенных по обе стороны от узла напряжения, выпрямляют снимаемые напряжения и выдают разность постоянных напряжений. Если расстояние точек подключения диодов от узла, отнесенное к длине волны несущей,  $\pm\Delta = \pm 2\Delta l/\lambda_0$ , то выходное напряжение равно:

$$\frac{U_d}{|U_0|} = \sin \frac{\omega l}{v_0} (1 + \Delta) + \sin \frac{\omega l}{v_0} (1 - \Delta). \tag{21-109}$$

Отсюда при относительной девиации частоты  $\frac{\Delta f_0}{f_0}$  основная частота определяется выражением

$$U_d(\Omega) = |U_0| 2\pi \cos(\pi\Delta) \frac{\Delta f_0}{f_0}, \tag{21-110}$$

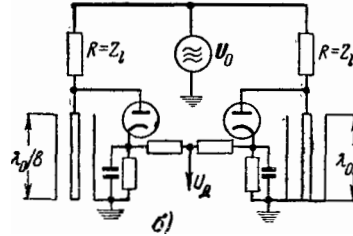
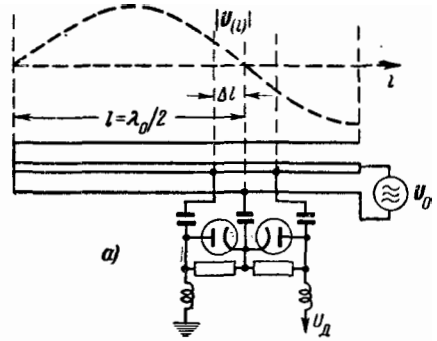


Рис. 21-141. Примеры демодуляторов ЧМ-колебаний с отрезками линий.

и статические коэффициенты нелинейных искажений

$$k_2 = -\frac{1}{2} \pi \Delta \operatorname{tg}(\pi\Delta) \frac{\Delta f_0}{f_0};$$

$$k_3 = \frac{\pi^2}{24} (1 + 3\Delta^2) \left(\frac{\Delta f_0}{f_0}\right)^2. \tag{21-111}$$

На диоды подаются средние напряжения  $U_0 \sin(\pi\Delta)$  и коэффициент модуляции этих напряжений основной частотой

$$m = \pi \left(\frac{\Delta f_0}{f_0}\right) / \operatorname{tg}(\pi\Delta).$$

$\Delta$  нужно выбирать так, чтобы  $m$  не был слишком большим и выпрямление оставалось линейным.

При втором варианте использования линии как демодулятора применяются два отрезка линии длиной в восьмую часть длины волны несущей, один из которых разомкнут, а другой замкнут на конце [Л. 113, 67]. Оба эти отрезка включены последовательно с омическим сопротивлением, равным волновому сопротивлению  $Z_1$  (рис. 21-141, б). Напряжения на отрезках линии выпрямляются линейно или квадратично и их разность дает выходное напряжение демодулятора. Так как

$$Z_1 = -jZ_l \operatorname{ctg}(2\pi l/\lambda)$$

$$\text{и } Z_2 = jZ_l \operatorname{tg}(2\pi l/\lambda),$$

то при линейном выпрямлении

$$U_d = |U_0| \sqrt{2} \cos(2\pi l/\lambda + \pi/4). \tag{21-112}$$

Если  $1/\lambda = [1 + \Delta\omega(t)/\omega_0]/\lambda_0$  и  $l = \lambda_0/8$ , то получается:

$$U_d = |U_0| \sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi}{4} \cdot \frac{\Delta\omega(t)}{\omega_0}\right). \quad (21-113)$$

Этот демодулятор дает  $k_d = 10^{-3}$ , когда относительная девиация частоты равна 0,2.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Prokott E., Modulation in der elektrischen Nachrichtentechnik, Leipzig, 1943.
2. Wallot J., Einführung in die Theorie der Schwachstromtechnik, 5. Aufl., Berlin, 1948.
3. Lambertz K., Modulation, ч. 1 в: Fortschritte der Hochfrequenztechnik, 2, Leipzig, 1943.
4. Küpfmüller K., Einführung in die theoretische Elektrotechnik, 3. Aufl., Berlin, 1941, см. [Л. 186].
5. Vilbig F., Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, 2, 4. Aufl., Leipzig, 1945.
6. То же, Leipzig, 1945, 1, 4 Aufl.
7. Henkler O., Anwendung der Modulation beim Trägerfrequenz-Fernsprechen auf Leitungen, Leipzig, 1948.
8. Rothe H., Kleen W., Elektronenröhren als End- und Senderverstärker, Leipzig, 1940.
9. Rothe H., Kleen W., Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter, Leipzig, 1941.
10. Zinke O., Hochfrequenz-Messtechnik, 2. Aufl., Leipzig, 1946.
11. Electr. Engng., 1947, № 8, 241.
- 11a. То же 1947, № 10, 276.
- 11b. Short Wave Mag., Dez. 1947, 598.
12. Hofer R., Telefunkenztg, 1934, 15, № 68, 34—42; 1935, 16, 70, 22—30.
13. Heising R. H., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1921, 9, 305—352.
14. Culver C. A., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1935, 23, 481—495.
15. Hofer R., Telefunkenztg, 1935, 16, № 70, 30—35.
16. Hutcheson J. A., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1933, 21, 944—957.
17. Teunissen H. A., Philips' Comm. News, 1949, 10, 41—51.
18. DRP. 138715 (21/VII 1937); Ditcham (Marconi).
19. DRP. 353644, DRP. 359995; Vogt H., Engl., J. Massollej.
20. Chireix H., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1935, 23, 1370—1392.
21. Chireix H., Bull. Soc. franç. Radio-Electr., 1941, 6, 309—342.
22. Doherty W. H., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1936, 24, 1163—1182; Bell Syst. Techn. J., 1936, 15, 469—475.
23. Doherty W. H., Towner W. O., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1939, 27, 531—534.
24. Hofer R., Telefunkenztg, 1939, 20, № 80, 85—100.
25. DRP. 141943 (14/VI 1938).
26. Dome R. B., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1938, 26, 963—982.
27. DRP. 704077 (24. 1936); Gürtler R., Hofer R., Telefunken.
28. Piloty H., Hochfrequente Trägertromtelephonie und Breitbandkabel, в: Fortschritte der Hochfrequenztechnik, Leipzig, 1941, 1.
29. Kotowski P., Sobotka J., Vogt G., Drahtloser Überseeverkehr, в: Fortschritte der Hochfrequenztechnik, Leipzig, 1943, 2, 143—182.
30. Hahn W., Telefunken-Hausmitt., 1941, 22, № 86, 11—22.
31. Hölzler E., Leypold D., Telefunken-Hausmitt., 1941, 22, № 86, 50—58.
32. Buschbeck W. E., Rothe P. G., Telefunken-Hausmitt., 1941, 22, № 86, 23—35.
33. Lenehan B. E., Electr Engng, 1947, 66, 549—552.
34. Böttcher F., Hochfrequenztechn., 1943, 61, 12—19.
35. Carson, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1922, 10, 57—64.
36. Roder, Telefunkenztg, 1929, 10, 48—54.
37. V. D. Pol, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1920, 18, 1194—1205.
38. Barrow, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1933, 21, 1182.
39. Armstrong, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1936, 24, 689—740.
40. Hölzler, Elektr. Nachr.-Techn., 1941, 18, 106—117.
41. Kulp, Elektr. Nachr.-Techn., 1942, 19, 72, 96, 126.
42. Corrington, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1947, 35, 1013—1020.
43. Crosby, Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y., 1937, 25, 473.
44. Carson, Fry, Bell. Syst. Techn. J., 1937, 16, 513.
45. Runge, Arch. elektr. Übertrag, 1949, 3, 155—159.
46. Stumpers, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1948, 36, 1081—1092.
47. Callendar, Wireless Engr., 1950, 27, 96—100.
48. Zuhrt H. E., 1939, 54, 117—123.
49. Boers, FTZ, 1950, 3, 296—300, 458—465.
50. Landon, Electronics, N. Y., 1941, 13, 26, 73.
51. Corrington, RCA-Rev., 1946, 7, 522—560.
52. Kulp, Arch. elektr. Übertrag, 1952, 6, 17—28.
53. То же, 143—148.
54. То же, 388—389.
55. Plusc, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1947, 35, 1054—1059.
56. Corrington, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1945, 33, 878.
57. Fricke, Pungs, Schnitter, Frequenz, 1949, 3, 277—289.
58. Crosby, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1936, 24, 898—913.
59. Levine, Maller, Basard, Wireless Engr., 1950, 27, 143—145.
60. Fagot, Ann. Radio élect., 1950, 5, 179.
61. Büne mann, Techn. Hausmitt., NWDR, 1951, 3, 199, 225—227.

62. Kettel, Telefunkenztg, 1952, 25, 41—50.
63. Frantz, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1946, 34, 114—125.
64. Giacolletto, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1947, 35, 680—693.
65. Vellat, Telefunkenztg, 1940, 24, 72—88; Elektr. Nachr.-Techn., 1941, 18, 61, 149.
66. V. D. Pol, J. Instn. Electr. Engrs, 1946, III, 93, 153.
67. Clavier, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1949, 39, 1287—1290.
68. Bosse, Arch. elektr. Übertrag, 1951, 5, 237—240.
69. Kettel, Telefunkenztg, 1950, 23, 167—174.
70. Kүpfmüller, Systemtheorie, Stuttgart, 1949.
71. Häsler, FTZ, 1950, 3, 445—454.
72. Seeley, Kimball, Barco, RCA-Rev., 1942, 5, 269.
73. Oman, RCA-Rev., 1946, 7, 118—130.
74. DRP. 627754 (Telef.), Heegener.
75. Kettel, Telefunkenröhre, 1937, 3, 213—229.
76. Feldtkeller, Telegr.- u. Fernspr.-Techn., 1938, 27, 205.
77. Crosby, RCA-Rev., 1940, 4, 89.
78. Satas, Arch. elektr. Übertrag, 1950, 4, 255—258.
79. Mansfeld, Frequenz, 1951, 5, 317—323.
80. Hill, Crosby, Electronics, N. Y., 1947, 20, 96.
81. DRP. 717698. Wilhelm, Franke, Telefunken.
82. Dt. Anm. T4917. VIIIa/21a 4. Kettel.
83. Dennis, Felch, Bell. Syst. Techn. J., 1949, 28, 601—607.
84. Vellat, Elektr. Nachr. Techn, 1941, 18, 149.
85. Otto, Frequenz, 1951, 5, 323—327.
86. Dt. Anm. C2729/21a 4. Schröter.
87. Reddish, Wireless Engr., 1948, 25, 331—337.
88. Bouke, Fernmeldetechn. Z., 1951, 4, 201—206.
89. Dietrich, Barkow, Fernmelde-techn., Z., 1950, 3, 145—154.
90. Day, Electronics, N. Y., 1948, 21, 72.
91. Gundlach, Fernmeldetechn. Z., 1952, 5, 256—262.
92. Bünemann, Pethke, Fernmelde-techn. Z., 1952, 5, 226—231.
93. Paulsen, Frequenz, 1953, 7, 14—18.
94. Adler, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1947, 35, 25—31.
95. Bailey, Thomas, Electronics, N. Y., 1947, 20, 108.
96. Kautter, Funk u. Ton, 1949, 3, 384—387.
97. Shelby, Electronics, N. Y., 1940, 13, 14.
98. Barkow, Fernmeldetechn. Z., 1952, 5, 67—75.
99. Mandelstamm, Papalexii, Jb. drahtl. Telegr., 1911, 4, 605.
100. Kamm, Isakow, Phys. Z., 1911, 12, 1224.
101. DRP. 428643, Riegger.
102. Seeley, Avins, RCA-Rev., 1947, 8, 201.
103. Nowak, Telefunkenztg, 1950, 23, 139—153.
104. Behling, Frequenz, 1951, 5, 89—97.
105. Marko, Frequenz, 1952, 6, 1—10.
106. Jonker, Overbeck, Philips techn. Rdsch., 1949, 11, 1—12.
107. Zeeneck-Rukop, 1925, 5. Aufl., 710.
108. Woodyard, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1937, 25, 612.
109. Beers, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1944, 32, 730.
110. Corrington, Electronics, N. Y., 1951, 24, 120—125.
111. Bradley, Electronics, N. Y., 1946, 19, 89.
112. Giacolletto, Electronics, N. Y., 1949, 22, 87—89.
113. Magne, Ann. Radio élect., 1950, 5, 89—93.
114. Raabe, Elektr. Nachr.-Techn, 1939, 16, 213—228.
115. Shannon, Proc. Inst. Radio Engrs. N. Y., 1949, 37, 10—21, см. [Jl. 113], разд. 22.
116. Steinbusch, Frequenz, 1952, 5, 535—538.
117. N. N., Electronics, N. Y., 1947, № 12, 126—131.
118. Meacham, Peterson, Bell Syst. Techn. J., 1948, 27, 1—43.
119. Holzwarth, Arch. elektr. Übertrag., 1949, 3, 277—285.
120. Panter, Dite, Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y., 1951, 39, 44—48.
121. Holzwarth, Arch. elektr. Über-  
trag, 1953, 7, 213—222.
122. Moskowitz, Diven, Feit, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1950, 38, 1330—1336.
123. Flood, Tilmann, Proc. Instn. Electr. Engrs, 1951, 98, 111, 279—293.
124. Dow, RCA-Rev., 1952, 13, 275—290.
125. Bothroyd, Cremer, Electr. Engng., 1949, 68, 583—588.
126. DRP. 603298. Feldtkeller.
127. DRP. 605543.
128. Bayer, Brown-Boveri Mitt., 1949, 26, 379.
129. Trevor, Dow, Houghton, RCA-Rev., 1946, 7, 561—575.
130. Chrisholm, Farnell, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1951, 39, 36—43.
131. Staal, Philips techn. Rdsch., 1949, 11, 133—146.
132. Oberbeck, Telefunkenztg, 1953, 26, 23—32.
133. DRP. 398389 (4.3.23), Kramolin.
134. Schröter, Telefunkenztg, 1951, 24, 171—186.
135. Ulbricht, Telefunkenztg, 1951, 24, 143—162.
136. Holzwarth, Arens, FTZ, 1952, 5, 398—405.
137. N. N., Wireless Wld., 1946, 52, 187—192.
138. Deloraine, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1949, 37, 702—705.
139. Prokott, Arch. elektr. Übertrag., 1950, 4, 1—10.

140. Holzwarth, Frequenz, 1950, 4, 33—40, 64—71, 97—101.
141. Franz. Pat. 833929 (18. 6. 37), Reeves.
142. Moskowitz, Grieg, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1948, 36, 446—450.
143. Kluge, Elektrotechn, 1948, 2, 65—69.
144. Runge, Arch. elektr. Übertrag., 1949, 33, 155—159.
145. Roessler, FTZ, 1952, 5, 97—100, 146. Flood, Proc. Instn. Electr. Engrs., 1952, P.IV, 64—73.
147. Franz. Pat. 852183 (23. 10. 39), Reeves.
148. Clavier, Panter, Grieg, Electr. Engng, 1947, 66, 1110—1122.
149. Kettel, Arch. elektr. Übertrag., 1949, 3, 161—164.
150. Clavier, Panter, Dite, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1949, 37, 355—359.
151. Goodall, Bell Syst. Techn. J., 1947, 26, 395—409.
152. Mayer, Siemens & Halske Druckschr., 1952.
153. Schröter, Arch. elektr. Übertrag., 1947, 1, 2—13.
154. Black, Edson, Electr. Engng, 1947, 66, 895—899.
155. Sears, Bell Syst. Techn. J., 1948, 27, 44—57.
156. Goodall, Bell Syst. Techn. J., 1951, 30, 33—49.
157. Schröter, Telefunkenztg, 1952, 25, 115—127.
158. Oliver, Pierce, Shannon, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1949, 37, 10—21.
159. Landon, RCA-Rev., 1948, 9, 287—351, 433—482.
160. Holbrook B. D., Dixon J. T., Bell Syst. Techn. J., 1939, 18, 624—644.
161. Neidhardt, Elektr. Nachr.-Techn., 1938, 15, 123—125.
162. Kulp M., Elektr. Nachr.-Techn., 1942, 19, 96—109, 126—135; 1943, 20, 277—284.
163. Johnstone O. M., Wright E. E., Wireless Engr., 1936, 13, 517—518, 534—536.
164. Simon A., FTZ, 1952, 5, 201—210.
165. Pungs L., Gerth F., Z techn. Phys., 1934, 15, 609—613.
166. Harbich H., Gerth F., Pungs L. Z. Hochfrequenztechn., 1936, 47, 141—147, 1936, 48, 33.
167. Schultze-Herringen H. диссерт., T. H., Braunschweig, 1935.
168. Schultze-Herringen H., Lorenz—Ber., 1937, № 1/2, 5.
169. Dome, Electronics, N. Y., 1946, 19, № 12, 112.
170. Gruhle W., Funk u. Ton, 1952, 6, № 5, 235—238.
171. Gruhle W., Radio-Mentor, 1952, 6, 267—270.
172. Kahn R., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1952, 40, № 7, 803—806.
173. DRP. 759851 (3. 12 1939), Fagot J., Chireix H., (Soc. franc. Radio-Electrique).
174. Шмаков П. В., Принципы радиотелефонии, ГНТИ, 1931, гл. 3 и 4.
175. Минц А. Л. и Кляцкин И. Г., Основания для расчета модуляции на аноде и на сетке, Москва, 1935.
176. Куликовский А. А., Частотная модуляция в радиовещании и радиосвязи, Госэнергоиздат, 1947.
177. Изюмов Н. М., Импульсные системы многоканальной связи, Воениздат, 1947.
178. Гоноровский И. С., Частотная модуляция и ее применения, Связьиздат, 1948.
179. Агапов И. Ф., Частотная манипуляция на радиотелеграфных связях, Связьиздат, 1949.
180. Асеев В. П., Фазовые соотношения в радиотехнике, Связьиздат, 1951.
181. Гольдман С., Гармонический анализ, модуляция и шумы, изд. ИЛ, 1951.
182. Новаковский С. В. и Самойлов Г. П., Техника частотной модуляции и ее применения, Связьиздат, 1948.
183. Котельников В. А., Теория потенциальной помехоустойчивости, Госэнергоиздат, 1956.
184. Гоноровский И. С., Основы радиотехники, Связьиздат, 1957, гл. 3 и 13.
185. Перов В. П., Статистический синтез импульсных систем, изд. «Советское Радио», 1959.
186. Кюпфмюллер К., Основы теоретической электротехники, Госэнергоиздат, 1960.

## РАЗДЕЛ 22

# ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ

## Временные функции и спектры

### 22-1. ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ, ОПРЕДЕЛЕНИЯ

На рис. 22-1 схематично показан процесс передачи информации. Сообщение, исходящее из источника информации, на передающей стороне подводится к воспринимающему преобразователю *ВП*; его задачей является преобразование информации в временную последовательность электрических токов. При передаче речи и звуков таким преобразователем является микрофон, превращающий изменения звукового давления в пропорциональные изменения тока; при телеграфии им является ключ Морзе, датчик с перфорированной лентой или передающий механизм телеграфного аппарата с клавиатурой пишущей машинки. При передаче неподвижных изображений и телевидения преобразователь превращает изменения яркости освещенного изображения строка за строкой в пропорциональные изменения тока.

Токи, получаемые на выходе воспринимающего преобразователя, называются сигналами информации (сигналы телеграфные, разговорные, звуковые, изображения или телевидения); часто употребляется также термин ток низкой частоты или сигнал низкой частоты, хотя, например, в телевидении речь идет о частотах в несколько мегагерц. Токи телевидения называются также видеотоками.

Сигнал информации поступает в низкочастотный тракт или низкочастотный канал общей цепи связи, обозначенный на рис. 22-1 буквами *НЧ*. Канал образуется линиями и в нужных случаях усилителями. В тракте н. ч. спектр токов информации находится в своем исходном диапазоне частот.

Тракт н. ч. в общем случае подводит сигнал информации к устройству, которое можно назвать передающим преобразователем или коротко передатчиком (*Пер.*). Передатчик выполняет различные функции: во-первых, спектр сигналов информации переносится им в диапазон более высоких частот, подходящий для передачи через пространство или по многократно используемой линии. Это является наиболее часто встречающейся функцией передатчика; она разрешается посредством модуляции несущего ко-

лебания. Во-вторых, при этом преобразовании частот применением соответствующего типа модуляции (частотная модуляция, импульсная модуляция, § 21-56, 21-28) могут быть приданы тракту особые свойства, например меньшая чувствительность к помехам в высокочастотном канале. В третьих, сигналы информации в передатчике могут быть преобразованы таким образом, чтобы в целях экономичности передачи их частотный спектр стал уже или шире (§ 22-20). В-четвертых, в передатчике можно произвести такое преобразование сигналов информации, что сообщение не сможет быть воспроизведено без знания определенного ключа (затруднение подслушивания, зашифровка передачи).

Токи, получаемые на выходе передатчика, вообще называются токами высокой частоты или высокочастотными сигналами. Высокочастотный сигнал по каналу высокой частоты (*Вч*, рис. 22-1) передается в место приема. Канал в. ч. может содержать промежуточные усилители (релейные станции); его задачей является перенос сигнала по возможности неизменным к месту приема. На конце канала в. ч. обычно находится приемник (*Пр.*), задачей которого является преобразование сигнала в. ч. снова в сигнал информации. Последний по другому тракту н. ч. подводится к воспроизводящему устройству (*ВУ*), которое воспроизводит из токов информации воспринятое сообщение; в телеграфии это, например, аппарат Морзе или приемная часть буквопечатающего телеграфного аппарата; в телефонии и передаче звука — это головной телефон или громкоговоритель; при телевидении — телевизор.

На рис. 22-1 представлен простейший случай общей системы передачи. Сложные системы передачи содержат несколько трактов н. ч. одинакового или различного вида, между которыми может находиться несколько передатчиков или приемников. Примером может служить передача многих телефонных каналов с помощью несущей частоты и по

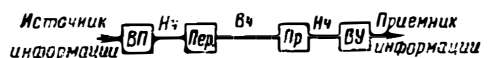


Рис. 22-1. Схема передачи информации.

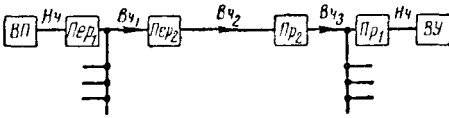


Рис. 22-2. Схема сложной системы передачи.

радиолинии (рис. 22-2). Тракт н. ч. подводит сигналы информации от воспринимающего преобразователя ВЛ к передатчику Пер. 1, где они попадают в канал несущей частоты; вместе с другими каналами несущих частот других связей этот канал передается по общему тракту ВЧ<sub>1</sub>, например по линии с промежуточными усилителями. По тракту ВЧ<sub>1</sub> передается, например, 24 канала, каждый шириной 4 кГц, в диапазоне между 12 и 108 кГц. Эти токи в. ч. подводятся к радио-передатчику Пер. 2, работающему, например, на дециметровых волнах, в котором эти токи модулируют несущую частоту в несколько тысяч мегагерц. Сигналы в. ч., модулированные, например, импульсно-фазовым методом, поступают в антенну и распространяются по радиолинии ВЧ<sub>2</sub>. Радиоприемник Пр<sub>2</sub> преобразует сигналы в. ч. снова в высокочастотные токи каналов несущих частот (в диапазоне между 12 и 108 кГц). Они подаются по линиям к приемнику Пр<sub>1</sub> и к приемникам других каналов и преобразуются в них опять в сигналы информации.

### 22-2. ВРЕМЕННЫЕ ФУНКЦИИ ТЕХНИКИ СВЯЗИ

Информация характеризуется временным изменением некоторой величины  $s(t)$ . Эти временные изменения задаются либо естественным источником информации, например речью или музыкой, или они создаются с помощью ключа из информации, которую нужно передать, как, например, в телеграфии.

Временную функцию  $s(t)$  по Фурье можно представить следующей формулой:

$$s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(f) \cos [2\pi ft - \varphi(f)] df. \quad (22-1)$$

Здесь  $s(f) df$  суть амплитуды, а  $\varphi(f)$  — начальные фазы, определяемые выбором нулевой точки времени, гармоник с частотами  $f$ . Совокупность гармоник образует спектр временной функции. Если  $s(t)$  задано, то  $S$  и  $\varphi$  находятся по формулам:

$$S = \sqrt{P^2 + Q^2}; \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{P}{Q}; \quad (22-2)$$

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \sin (2\pi ft) dt;$$

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \cos (2\pi ft) dt. \quad (22-3)$$

Равноценным этому является также выражение

$$S \exp (-j\varphi) = Q + jP = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \exp (-j2\pi ft) dt. \quad (22-4)$$

$S(f)$  есть четная,  $\varphi(f)$  — нечетная функции частоты. Эти функции называются амплитудный спектр и фазовый спектр временной функции  $s(t)$ .  $S(f)$  есть спектральная плотность. Короткий отрезок временной функции характеризуется кратковременным спектром. Структура его меняется в зависимости от выбора рассматриваемого отрезка. Например, спектры отдельных звуков речи являются кратковременными спектрами. Долговременный спектр есть результат наложения средних квадратичных значений многих кратковремен-

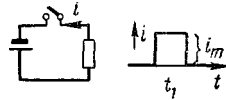


Рис. 22-3. Простая схема для получения прямоугольных импульсов.

ных спектров (§ 22-8). Долговременный спектр речи относится, таким образом, к продолжительной речи.

У временных функций техники связи спектральная плотность долговременного спектра с ростом длительности рассматриваемого отрезка времени приближается к определенной функции частоты, не зависящей от начального момента времени. Процесс, при котором это имеет место, называют установившимся (стационарным) процессом. Временные функции техники связи обычно представляют собой установившиеся процессы. При передаче речи это справедливо, разумеется, только для отрезков времени такой продолжительности, при которой эволюция человеческой речи незаметна.

Для формы тока, который проходит в простой цепи с активным сопротивлением (рис. 22-3), если выключатель замкнут на время  $t_1$ , а затем снова разомкнут, спектральная плотность равна:

$$S = i_m t_1 | \operatorname{si} (\pi f t_1) |, \quad (22-5)$$

где

$$\operatorname{si} x = \frac{\sin x}{x}. \quad (22-6)$$

График спектральной плотности показан на рис. 22-4.

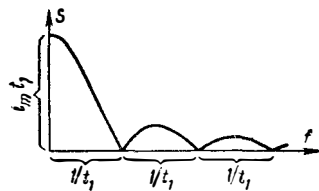


Рис. 22-4. Амплитудный спектр прямоугольного импульса длительностью  $t_1$ .





Рис. 22-5. Импульс  $\cos^2$ .

Если продолжительность протекания тока  $t_1$  очень мала, то процесс называют импульсом (импульс тока, импульс напряжения и т. д.). Спектральная плотность импульса постоянна в большой полосе частот; спектр простирается приблизительно до частоты

$$f = \frac{1}{10t_1}. \quad (22-7)$$

В этой полосе частот спектральная плотность равна  $i_m t_1$ ; эта величина называется интегралом импульса, или площадью импульса, или интегралом толчка. Спектральная плотность короткого импульса равна интегралу импульса. Это справедливо и в том случае, если временная функция внутри короткого интервала времени  $t_1$  непостоянна. Так, например, импульс  $\cos^2$  (рис. 22-5) имеет спектральную плотность

$$S = \frac{1}{2} s_0 t_1 \left| \frac{\text{si}(\pi f t_1)}{1 - (f t_1)^2} \right|. \quad (22-8)$$

Интеграл импульса равен здесь  $(1/2) s_0 t_1$ ; на рис. 22-6 показан график его спектральной плотности.

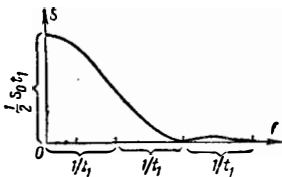


Рис. 22-6. Амплитудный спектр импульса  $\cos^2$ .

Представление временных функций техникой связи посредством их спектров целесообразно во многих отношениях и в первую очередь потому, что простые процессы переменного тока, к которым таким приемом сводятся временные функции, легко доступны для расчетов и измерений [Л. 1-4].

### 22-3. ВРЕМЕННЫЕ ФУНКЦИИ ТЕЛЕГРАФИИ

Временные функции телеграфии могут быть составлены из импульсов вида, показанного на рис. 22-3. Для двух следующих одна за другой телеграфных «точек» (рис. 22-7) получается, например, выражение

$$S = 2i_m t_1 | \text{si}(\pi f t_1) \cos(2\pi f t_1) | \quad (22-9)$$

и соответственно график спектральной плотности, представленный на рис. 22-8.

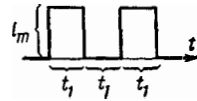


Рис. 22-7. Сигнал из двух телеграфных точек.

Спектр идеальных телеграфных знаков простирается на все частоты от 0 до  $\infty$ . На рис. 22-9 показано, как изменяется временная функция рис. 22-7, если все компоненты спектра выше некоторой определенной граничной частоты  $f_{гр}$  подавляются. Для рис. 22-9 имеем:

для случая 1  $f_{гр} = \frac{1}{t_1}$ ;

для случая 2  $f_{гр} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{t_1}$ ;

для случая 3  $f_{гр} = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{t_1}$ .

Из графика следует, что для того, чтобы обе точки были еще хорошо различимы раздельно, необходимо иметь полосу частот от 0 до

$$f_{гр} = \frac{1}{2t_1}. \quad (22-10)$$

Практически при телеграфной передаче эта величина принимается большей в 1,6 раза; для буквопечатающего телеграфного аппарата с нормированной длительностью точки

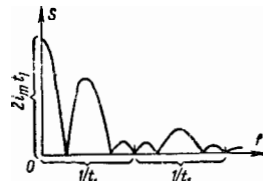


Рис. 22-8. Амплитудный спектр сигнала, показанного на рис. 22-7.

$t_1 = 20$  мсек  $f_{гр} = 1/2 t_1 = 25$  гц. Практически берут около 40 гц. Эта величина обычно является необходимой полосой частот при передаче буквопечатающей телеграфии.

Спектры, представленные на рис. 22-6 и 22-8, являются кратковременными спектрами телеграфии. Если анализ распространять на все большие отрезки времени телеграфного текста, то спектральная плотность будет приобретать все более тонкую структуру. Если вычислить среднеквадратичное значение спектральной плотности для

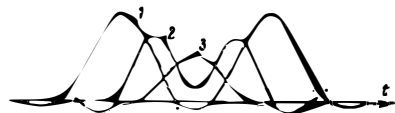


Рис. 22-9. Эффект ограничения полосы частот при передаче сигнала, показанного на рис. 22-7.

большого числа таких спектров, то получится долговременный спектр телеграфных знаков. При больших отрезках времени он приближается к функции

$$S = \frac{1}{2} i_m t_1 | \sin(\pi f t_1) |, \quad (22-11)$$

т. е. имеет такую же частотную зависимость, как изображенная на рис. 22-4 для одиночного импульса. В спектре Фурье на эту усредненную зависимость накладываются очень небольшие колебания, ширина которых примерно равна обратной величине длительности импульсов, которыми образован спектр.

## 22-4. ВРЕМЕННЫЕ ФУНКЦИИ ТЕЛЕФОНИИ

Временные функции звукового давления при речи имеют очень сложную форму. Они содержат, особенно при гласных и звонких звуках, почти периодические составляющие, а также нерегулярные шумовые составляющие. Спектр человеческого голоса со времен работ Гельмгольца (1862) и Штумпфа (1926) неоднократно и в новейшее время являлся предметом экспериментальных исследований [Л. 5—9].

Измерение спектра в принципе состоит в том, что разговорные токи подаются на вход фильтров с узкими полосами пропускания и наблюдаются токи, получаемые на выходе. Если  $B$  — ширина полосы фильтра, а  $f_m$  — его средняя частота, то амплитуда выходного тока в каждый момент времени равна произведению спектральной плотности на полосу  $B$ , причем именно для отрезка временной функции передачи между моментами времени  $t$  и  $t + (1/B)$ , т. е. для отрезка продолжительностью  $1/B$  [Л. 2]. Если ширину полосы фильтра сделать такой, чтобы  $1/B$  было по крайней мере равно продолжительности одного звука речи, то измерение дает кратковременный спектр этого звука. Так как продолжительность самого короткого отрывистого звука равна около 20 мсек, то ширина полосы фильтра для пропуска спектра одного речевого звука должна быть больше 50 гц.

Если ширину полосы фильтра  $B$  (включая указывающий прибор) сделать очень узкой и измерять действующие значения выходных колебаний, то получается долговременный спектр речи.

Кратковременные спектры звуков речи показывают наличие у гласных и звонких согласных основного колебания, определяющего высоту тембра, а также определенных спектральных областей («формантных областей»), характеризующих данный звук речи. Последние выделяются резонансным действием объемов носа, рта и глотки из широкого спектра, создаваемого колебаниями голосовых связок и источниками шума. Частота основных колебаний лежит примерно между 90 и 200 гц.

В табл. 22-1 для некоторых звуков даны основные частоты самых низких формантных областей [Л. 10]. Эти формантные области дают неполную картину звуков речи. Тонкая структура, особенно в области высоких частот,

Таблица 22-1

Звук речи	Формантные области			
	$f_1$ [гц]	$f_2$ [гц]	$f_3$ [гц]	$f_4$ [гц]
a	800	1 250	2 950	3 800
e	550	1 950	2 700	3 700
i	350	2 400	3 200	3 700
o	450	800	2 600	3 200
u	350	950	2 250	3 200
r	500	1 350	1 850	3 500
m	150	1 250	2 250	2 750
n	150	1 450	2 350	2 750
s	150	2 000	2 700	—
b	150	800	1 350	—
d	150	1 700	2 450	—

имеет существенное значение не только для тембра, но и для различимости звуков. Формантные области при произнесении звуков не находятся в неизменном состоянии, но непрерывно изменяются, так что между звуками получаются более или менее отчетливо выраженные переходы. Примером служит рис. 22-10, на котором схематически представлено изменение частоты некоторых формантных областей при произнесении английской фразы «I can see it» [Л. 8].

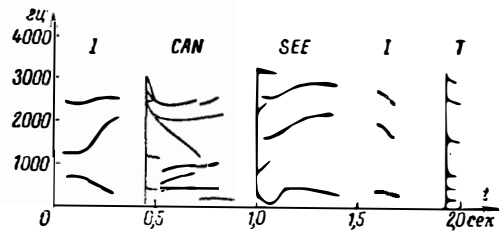


Рис. 22-10. Изменение формантных областей при речи

Звуковая мощность человеческого голоса лежит примерно между 0,001 мквт при тихом шепоте и 3 000 мквт при наибольшей громкости. Пиковые мощности самые большие у гласных (например, 40 мквт у звука «а» при средней громкости), а самые малые — у согласных (например, 0,1 мквт при  $i$ ).

Долговременный спектр человеческой речи имеет почти одинаковую спектральную плотность в полосе от 100 до 1 000 гц; выше 4 000 гц спектральная плотность быстро снижается; в качестве примера на рис. 22-11 показан долговременный спектр

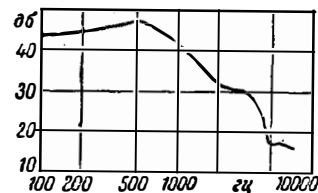


Рис. 22-11. Зависимость среднего звукового давления от частоты при речи.

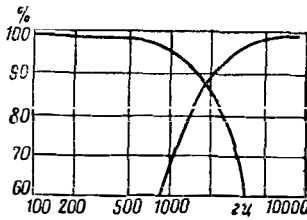


Рис. 22-12. Разборчивость звуков речи при ограничении спектра фильтрами нижних и верхних частот.

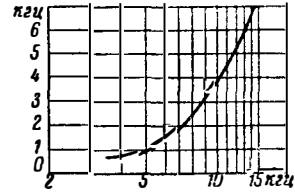


Рис. 22-14. Зависимость ширины ступени, обеспечивающей различие в качестве звучания («лимена») от ширины полосы пропускания при речи.

мужского голоса [Л. 11]. Звуковое давление на 1 гц полосы на расстоянии 45 см от губ говорящего дано в децибелах над уровнем  $2 \cdot 10^{-4}$  мкбар/гц. Общее эффективное звуковое давление составляло при этом 1,1 мкбар, что соответствует громкости звука около 70 фон.

Эффект исключения частей спектра исследовался путем измерения разборчивости. Оказалось, что на звуки речи сокращение спектра действует различно. В табл. 22-2 показано для разных звуков речи, какая часть спектра может быть подавлена с помощью фильтров нижних и верхних частот при условии, чтобы звуки были еще в 95% случаев правильно поняты [Л. 5].

Таблица 22-2

Звук речи	Граничная частота фильтра верхних частот [гц]	Граничная частота фильтра нижних частот [гц]
a	700	1 500
e	600	1 600
i	600	1 700
o	700	1 900
u	600	2 100
m	900	1 600
n	1 200	3 000
ng	1 200	1 900
r	1 500	1 500
h	1 000	2 000
s	1 500	5 000
f	500	> 6 000
sch	> 1 500	2 400
d	> 1 500	2 500
b	600	2 200
p	1 300	2 600
g	1 200	2 500
k	1 300	2 800
t	> 1 500	4 500

На рис. 22-12 показано изменение средней разборчивости звуков при ограничении спектра фильтрами нижних и верхних частот [Л. 17]. На рис. 22-13 показано на основе табл. 22-2, какие звуки речи становятся неразборчивыми при подавлении частот, превышающих данную.

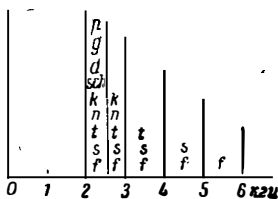


Рис. 22-13. Звуки речи, плохо передаваемые при ограничении полосы частот.

Оценка естественности передачи производится путем ступенчатых измерений, при которых определяется, насколько должна быть расширена полоса частот, чтобы было обнаружено (в 50% случаев) изменение качества звучания. Для речи было установлено примерно 30 таких ступеней [Л. 13—15]. На рис. 22-14 показано, как велика ширина ступени, обеспечивающая различие в качестве звучания («лимена»), если ширина полосы пропускаемых частот ограничена величиной, указанной на абсциссе.

Для дальней телефонной связи МККР (Международным консультативным комитетом по радио) нормирована передаваемая полоса частот от 300 до 3 400 гц. Согласно рис. 22-13 при этом достаточно хорошо передаются только согласные s, f и t. При менее строгих требованиях достаточно хорошая разборчивость получается даже при ширине полосы 2 000 гц. Для передачи речи без искажения тембра частотная полоса должна быть расширена вниз примерно до 100 гц и вверх примерно до 10 000 гц.

### 22-5. МОЩНОСТЬ РАЗГОВОРНЫХ ТОКОВ В ЛИНИЯХ ДАЛЬНЕЙ СВЯЗИ

Мощность разговорных токов в линии дальней связи, определенная за короткий отрезок времени, сильно изменяется в течение времени. Знание, насколько часто встречаются амплитуды различных величин, важно для расчета систем связи с несущей частотой, в которых токи отдельных каналов накладываются один на другой. Возникающие при этом пиковые мощности определяют режим усилителя.

На выходе обыкновенного телефонного аппарата уровень пиковой мощности составляет около 12 дб над уровнем в 1 мвт. Средняя мощность примерно на 20 дб ниже пиковой мощности. На входе канала дальней связи (на зажимах линии в линейно-аппаратном зале) мощности ниже из-за затухания в линии между абонентом и линейно-аппаратным залом. Получаемый разброс величин мощности еще увеличивается из-за различной громкости разговора абонентов. С учетом этих разбросов на рис. 22-15 представлены уровни мощности (в децибелах над 1 мвт) на входе линии в зависимости от числа одновременно работающих разговорных каналов n [Л. 16]. В основу положена средняя мощность одного синусоидального тона, имеющего такую же пиковую мощность, как и разговорный ток; поэтому мгновенная пиковая мощность разговорных токов лежит на 3 дб выше.

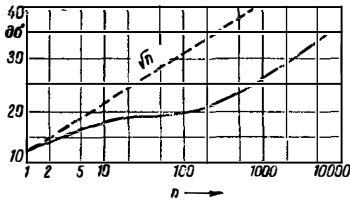


Рис. 22-15. Возрастающее разговорной мощности при увеличении числа разговорных каналов.

В какой-либо точке линии дальней связи на несущей частоте, имеющей такой же уровень, как на входе телефонной линии (уровень 0), при передаче 1000 каналов возникает пиковый уровень мощности  $25,9 + 3 = 28,9$  дБ над 1 мвт, что соответствует мощности 780 мвт. Если бы распределение амплитуд разговорных токов было гауссовым, то на рис. 22-15 зависимость изображалась бы пунктирной линией вместо сплошной. Разница вызвана своеобразным временным распределением разговорных амплитуд. Одна из причин этого обстоятельства заключается в том, что между звуками и словами речи имеются паузы (см., например, рис. 22-10) и обычно один из собеседников молчит, а другой говорит. Длительностью речи называется время, в течение которого один из телефонных абонентов говорит, паузой речи — сумма пауз за время длительности речи и паузой разговора — время между концом речи одного абонента и началом речи другого. Пауза разговора может быть также отрицательной величиной, если один абонент перебивает, т. е. начинает речь, когда другой еще продолжает говорить.

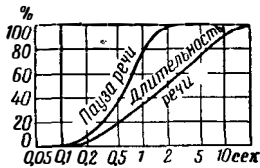


Рис. 22-16. Распределение вероятности суммарной длительности речи и суммарной паузы при телефонном разговоре.

На рис. 22-16 даны кривые вероятностных суммарных длительности речи и длительности пауз при телефонных разговорах. Паузой считается при этом уровень ниже — 54 дБ относительно пикового уровня; паузы речи только тогда учитываются, если они дольше 50 мсек. Вероятностная длительность пауз разговора дана на рис. 22-17 [Л. 17]. Средняя длитель-

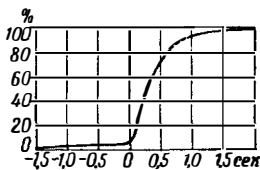


Рис. 22-17. Распределение вероятности длительности пауз разговора при телефонном разговоре.

ность речи составляет 4 сек, средняя пауза речи 0,7 сек, средняя пауза разговора 0,4 сек.

## 22-6. ПЕРЕДАЧА ЗВУЧАНИЯ

При передаче звучания (музыки) требуется, чтобы воспроизведение давало уху естественное звуковое впечатление. Поэтому при высококачественной передаче должны быть учтены все компоненты спектра, которые могут быть восприняты ухом. Границы воспринимаемых тонов у молодых людей могут лежать в пределах ниже 20 и выше 20 000 гц.

Музыкальные инструменты, спектр которых дальше всего простирается в сторону нижних частот, суть: контрабас, туба и барабан. Согласно [Л. 18] 80% слушателей замечают разницу в звучании этих инструментов, если в системе электрической передачи подавляются частоты ниже 50—60 гц. Звуки, спектр которых простирается дальше всего в сторону верхних частот, дают следующие источники: скрипка, гобой, флейта, аплодисменты, связка ключей, шаги. В звучании этих источников 80% слушателей могут уловить разницу, если подавляются частоты выше 13 000—15 000 гц.

В качестве меры потери качества звучания из-за ограничения спектра, как и при речи, может быть использовано число ступеней полосы пропускания, дающих различимое изменение качества звучания [Л. 15]. Для названных звуков уловимая ступень находится еще выше 15 000 гц, а для низкочастотных музыкальных инструментов — ниже 50—60 гц. Поэтому полная полоса частот при передаче музыки должна простираться от 30 до 15 000 гц. Эта ширина полосы рекомендована МККР для радиовещательной передачи высшего качества. Для нормальных радиовещательных трактов по рекомендациям МККР достаточны пределы 50 и 10 000 гц.

## 22-7. ФОТОТЕЛЕГРАФИЯ, ТЕЛЕВИДЕНИЕ

У всех практически применяемых систем фототелеграфии передаваемое изображение пробегает по строкам световым пятном. Если было бесконечно узким, то видеотоки (токи изображения) имели бы спектр, который из-за резких контуров и мгновенного перехода от белого к черному мог бы простираться до весьма высоких частот. Этот идеальный спектр изображения в действительности, ввиду конечного размера пятна, помножается на «функцию щели», которая на высоких частотах спадает. Такое же влияние на видеотоки оказывает на воспроизводящей стороне конечная протяженность светового пятна, так что умножение на «функцию щели» производится как на стороне передачи, так и на стороне приема.

В известной степени «функция щели» может быть сглажена соответствующим четырехполосником; однако имеет место следующее положение: если световое пятно в направлении строки имеет длину  $a$  и пробегает по изображению со скоростью  $v$ , то граница спектра, который можно использовать, лежит примерно около частоты

$$f_s = \frac{v}{a}. \quad (22-12)$$

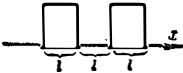


Рис. 22-18. К определению разрешающей способности.

Это есть граничная частота щели. Хорошо могут передаваться изменения освещенности только с пространственной длиной волны, большей чем  $a$ .

Мерой продольной разрешающей способности целесообразно считать ширину  $l$  двух поперечных штрихов, отделенных один от другого таким же расстоянием  $l$ , причем  $l$  делается настолько малым, что хорошее различие обонх штрихов находится на пределе (рис. 22-18). Такой случай при передаче соответствует изображенному на рис. 22-7, причем  $t_1 = l/v$ .

Хорошую разрешающую способность в соответствии с рис. 22-9 и уравнением (22-10) можно получить, если передавать все частоты по крайней мере до граничной частоты

$$f_{гр} = \frac{1}{2t_1} = \frac{v}{2l}. \quad (22-13)$$

Достижимая продольная разрешающая способность в системе передачи с граничной частотой  $f_{гр}$  выражается поэтому формулой

$$l = \frac{v}{2f_{гр}} \quad (22-14)$$

при условии, что  $f_S > f_{гр}$ . Величина  $l$  называется иногда «длина элемента изображения».

Поперечная разрешающая способность определяется шириной строки  $b$  [Л. 2, 19—21]. Для хорошей разрешающей способности необходимо соблюдать приближенно

$$q = 1,3b,$$

где  $q$  — высота элемента изображения поперек строки.

Если обозначить через  $\tau$  время пробега луча по всему изображению, то для необходимого числа элементов изображения получается формула

$$N = 1,6\tau f_{гр}, \quad (22-16)$$

а для требуемой ширины полосы передачи

$$f_{гр} = \frac{N}{1,6\tau}. \quad (22-17)$$

На диаграмме рис. 22-19 показано число элементов изображения  $N$ , которое согласно формуле (22-17) может быть передано при полном времени передачи изображения  $\tau$  и при заданной граничной частоте  $f_{гр}$ .

Под гермином «частота шахматной доски» [Л. 22] понимается основная частота сигналов передачи, которая получается, если изображение заменить полем, составленным из попеременно белых и черных квадратов, ширина которых равна ширине строки  $b$ .

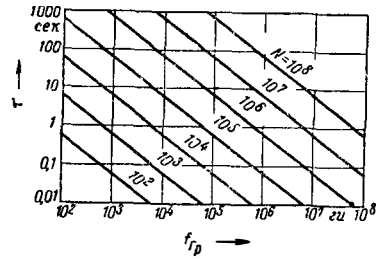


Рис. 22-19. Наибольшее число элементов изображения  $N$  в зависимости от граничной частоты  $f_{гр}$  и времени передачи изображения  $\tau$ .

Если обозначить через  $N_{шах}$  число полей шахматной доски, то для частоты шахматной доски получаем:

$$f_{шах} = \frac{1}{2} \cdot \frac{N_{шах}}{\tau}. \quad (22-18)$$

Соответствующее число элементов изображения согласно уравнению (22-17) при той же  $f_{гр}$  примерно только на 20% меньше, чем число полей шахматной доски. Поэтому часто ради упрощения частоту шахматной доски принимают за граничную частоту и число элементов изображения считают равным  $N_{шах}$ .

Более глубокое рассмотрение спектра видеотоков изображения выполняют, представляя освещенность изображения с помощью двойного ряда Фурье [Л. 23, 24]. Для яркости  $B(x, y)$  элемента изображения высотой  $H$  и длиной  $L$ , определяемого координатами  $x, y$ , справедливо выражение в виде ряда

$$B(x, y) = \sum_{\mu=0}^{\infty} \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} S_{\mu\nu} \times \sin \left[ 2\pi \left( \mu \frac{x}{L} + \nu \frac{y}{H} \right) + \varphi_{\mu\nu} \right], \quad (22-19)$$

где  $\mu$  принимает значения целых чисел от 0 до  $\infty$ , а  $\nu$  — целых чисел от  $-\infty$  до  $+\infty$ .

Временная функция тока на выходе воспринимающего преобразователя имеет вид:

$$s(t) = \sum_{\mu=0}^{\infty} \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} S_{\mu\nu} \sin \left[ \frac{2\pi}{\tau} (\mu z + \nu) t + \varphi_{\mu\nu} \right], \quad (22-20)$$

где  $z$  — число строк, а  $\tau$  — время пробега луча по всему изображению. Спектр состоит из гармоник с частотами

$$f_{\mu\nu} = \frac{1}{\tau} (\mu z + \nu). \quad (22-21)$$

Гармоники группируются около частот, кратных строчной частоте

$$f_z = \frac{z}{\tau} \quad (22-22)$$

и имеют основную частоту (частоту изображения)

$$f_{из} = \frac{1}{\tau} \quad (22-23)$$



Рис. 22-20. Спектр изображения.

На рис. 22-20 представлен отрезок спектра. По телевизионным нормам для Западной Европы  $f_{из} = 50$  гц,  $f_z = 15\ 625$  гц.

Каждому пространственному члену ряда Фурье  $\mu$ ,  $\nu$  соответствует согласно уравнению (22-21) определенная гармоника спектра информации; определенную гармонику в спектре информации дают, однако, все компоненты ряда Фурье  $\mu'$ ,  $\nu'$ , которые удовлетворяют условию

$$\mu'z + \nu' = \mu z + \nu. \quad (22-24)$$

В воспроизведении изображения поэтому нет однозначности; это особенно заметно в тонкой структуре изображения. Например, при передаче изображений, имеющих 625 строк, по методу чересстрочной развертки уравнение (22-24) дает:

$$\mu' \cdot 312,5 + \nu' = \mu \cdot 312,5 + \nu. \quad (22-25)$$

Если, например,  $\mu = 0$ ,  $\nu = 625$ , т. е. изображение состоит из 625 горизонтальных линий, то решение этого уравнения дает  $\mu' = 2$ ,  $\nu' = 0$ . На рис. 22-21 сплошные горизонтальные линии представляют собой оригинал, а пунктирные — путь пробега светового пятна. При приеме будут получены жирно отмеченные точки пересечения. Вместо 625 строк получаются два вертикальных штриха. Это явление устраняется сужением спектра и увеличением светового пятна (т. е. путем ухудшения разрешающей способности).

При передаче движущихся изображений (телевидения) спектр, показанный на рис. 22-20, изменяется в том отношении, что гармоники оказываются модулируемыми; они расширяются и получается сплошной спектр. Необходимая при этом для достижения заданной разрешающей способности граничная частота определяется формулой (22-17). Однако необходимо учитывать, что из-за вертикального возврата луча действительная высота изображения на 6% меньше, так что на изображении помещается только 0,94 г строк; кроме того, из-за горизонтального возврата луча строки получаются на 22% (МККР) длиннее, чем ширина изображения. Поэтому число элементов изображения

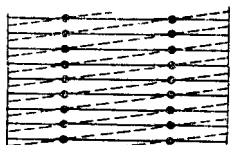


Рис. 22-21. Пример неопределенности воспроизведения.

в видимой части строк может быть не более чем

$$\frac{L}{l} = 1,64 \frac{f_{гр}}{f_z}. \quad (22-26)$$

При  $z = 625$ ,  $\tau = 1/25$  сек,  $f_z = 15\ 625$  гц это дает 580 элементов изображения на строку при граничной частоте полосы передачи  $f_{гр} = 5,5$  Мгц.

## 22-8. СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ И АВТОКОРРЕЛЯЦИЯ

Долговременный спектр стационарного процесса имеет предельное значение, которое может быть определено следующим образом. Отрезку какой-либо функции времени  $s(t)$  длительностью в  $2T$  соответствует по теореме Фурье спектр

$$S_T \exp(-j\varphi_T) = \int_{-T}^{+T} s(t) \exp(-j \cdot 2\pi f t) dt. \quad (22-27)$$

$S_T$  во временных функциях техники связан с ростом  $T$  в общем случае не стремится к какому-либо пределу, но осциллирует и растет неограниченно. Напротив, среднее квадратичное значение  $S_T$  приближается к определенному пределу. Величину

$$g(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} S_T^2 \quad (22-28)$$

называют энергетической спектральной плотностью.

Стационарный процесс характеризуется тем, что при переходе к пределу получается определенная конечная величина спектральной плотности для каждой частоты. Долговременный спектр характеризуется зависимостью спектральной плотности от частоты.

Интеграл спектральной плотности по частоте дает среднюю мощность

$$\int_{-S}^{+S} g(f) df = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} s^2(t) dt. \quad (22-29)$$

Спектральная плотность может быть определена экспериментально с помощью фильтров. Другой путь вытекает из открытой Винером взаимосвязи между спектральной плотностью и функцией автокорреляции [Л. 25—31].

Функция автокорреляции временной функции  $s(t)$  определяется выражением

$$r(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} s(t) s(t + \tau) dt. \quad (22-30)$$

Она представляет собой арифметическое среднее значение произведения временной функции на такую же временную функцию, сдвинутую на  $\tau$ , и при стационарных процессах также имеет определенное предельное значение; последнее в общем случае зависит от временного сдвига  $\tau$ .

Пусть, например, имеется периодическая функция  $s(t)$  с действующим значением  $\bar{S}$

$$s(t) = \bar{S} \sqrt{2} \sin(2\pi ft + \varphi) \quad (22-31)$$

тогда

$$r(\tau) = \bar{S}^2 \cos(2\pi f\tau) \quad (22-32)$$

есть тоже периодическая функция.

Функция автокорреляции постоянной величины  $S$  есть тоже постоянная:  $r(\tau) = S^2$ . Функция автокорреляции статистического совершенно нерегулярного процесса с действующим значением  $S_e$  выражается импульсом с площадью  $S_e$  при  $\tau=0$  и  $r(\tau)=0$  для  $\tau \geq 0$ .

Можно также показать, что всегда справедливы выражения:

$$r(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(f) \cos(2\pi f\tau) df; \quad (22-33)$$

## Переходные явления в линейных системах

### 22-9. ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕОРИИ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ

Линейные системы передачи могут быть характеризованы посредством коэффициента передачи  $A$  и фазового сдвига  $b$ . Обе величины относятся к установившемуся колебательному состоянию системы, на входе которой действует входная (передаваемая) синусоидальная величина с амплитудой  $S_1$  и частотой  $f$ . На выходе системы получается синусоидальная выходная (принимаемая) величина с частотой  $f$  и амплитудой  $S_2$ .

Коэффициент передачи определяется выражением

$$A = \frac{S_2}{S_1}. \quad (22-35)$$

Фазовый сдвиг передачи  $b$  показывает, на какой фазовый угол принимаемая величина отстает от передаваемой величины.

Обе величины  $S_1$  и  $S_2$  могут иметь одинаковые или различные размерности. При величинах одинаковой размерности применяется понятие затухания передачи

$$\alpha = 20 \lg \frac{1}{A} [\text{дб}] = \ln \frac{1}{A} [\text{неп}] \quad (22-36)$$

Безразмерные величины децибел (дб) (децибел = 0,1 бела) и непер (неп) служат для выражения мер передачи в десятичных и натуральных логарифмах; при этом

$$1 \text{ неп} = 8,686 \text{ дб}. \quad (22-37)$$

Коэффициент передачи и фазовый сдвиг в общем случае зависят от частоты  $f$ ; эта зависимость выражается частотными характеристиками. Линейная система передачи полностью характеризуется, если даны обе частотные зависимости для всего частотного диапазона от 0 до  $\infty$ .

$$g(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} r(\tau) \cos(2\pi f\tau) dt. \quad (22-34)$$

Таким образом, измерение функции автокорреляции дает спектральную плотность посредством преобразования Фурье.

Кроме того, функция автокорреляции может быть использована для обнаружения слабых синусоидальных сигналов в сильных шумах, т. е. с ее помощью может быть решена та же задача, которая решается частотным фильтром. Для этого нужно временную функцию, состоящую из сигнала и помехи, сдвинуть на отрезок времени  $\tau$  и получить арифметическое среднее значение произведения (см., например, [Л. 27]). Колебание сигнала получается тогда в зависимости от  $\tau$  в виде синусоидально изменяющейся составляющей этого среднего арифметического значения. О сравнении этого способа со способом частотных фильтров см. [Л. 29].

Неискажающая система передачи определяется условиями

$$A(f) = \text{const}; \quad b(f) = \text{const} \cdot f. \quad (22-38)$$

Отклонения от этих условий называют искажениями передачи. Если не выполняется первое условие, то говорят об искажении затухания или амплитудном искажении, если не выполнено второе условие — о фазовых искажениях или искажениях времени пробега. Отклонения от линейности системы дают нелинейные искажения.

Коэффициент передачи и фазовый сдвиг не независимы друг от друга; каждой частотной характеристике коэффициента передачи соответствует определенная минимальная величина фазового сдвига [Л. 32]. Однако выбором соответствующих параметров системы могут быть получены почти любые, не зависящие друг от друга частотные характеристики коэффициента передачи и фазового сдвига (§3-14—3-20). Поэтому действие различных искажений можно изучать, не обращая внимания на упомянутую взаимозависимость [Л. 2 («Теория систем передачи»)].

Особый практический интерес представляет взаимосвязь между частотными характеристиками и процессами включения. Процесс включения имеет место, когда передаваемая величина внезапно изменяется скачком на определенное значение; при этом функция передачи в идеальном случае имеет вид скачка (рис. 22-22,а). Если функция передачи имеет вид короткого импульса, а в идеальном случае удара (рис. 22-22,б), то имеет место ударный процесс. Соответствующие процессы на выходе системы передачи называются функцией включения и импульсной функцией. Импульсная функция есть производная от функции включения. В последующих параграфах рассматриваются функции включения

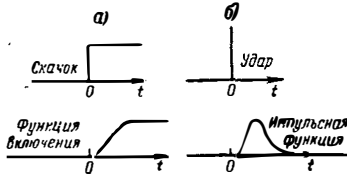


рис. 22-22. К определению функции включения и импульсной функции.

и импульсные функции для наиболее часто встречающихся видов искажений. Сопоставлением может быть также выяснено обратное, а именно, какие искажения происходят в системе передачи, если осциллографически определены функция включения или импульсная функция. Вместо фазового сдвига при анализе передачи часто употребляется величина группового времени пробега

$$\vartheta = \frac{db}{d\omega} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{db}{df}, \quad (22-39)$$

которая в случае отсутствия искажений не зависит от частоты.

### 22-10. СИСТЕМЫ, ПРОПУСКАЮЩИЕ НИЖНИЕ ЧАСТОТЫ БЕЗ СУЩЕСТВЕННЫХ ИСКАЖЕНИЙ ВРЕМЕНИ ПРОБЕГА

Типичные частотные характеристики коэффициента передачи таких систем представлены на рис. 22-23. Групповое время пробега

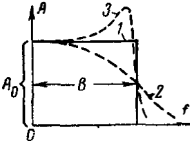


рис. 22-23. Примеры частотных характеристик коэффициента передачи систем, пропускающих нижние частоты.

постоянно и равно  $\vartheta = t_0$ . Функции включения имеют вид, показанный на рис. 22-24. Они достигают в момент времени  $t = t_0$  половины установившегося значения и «комплементарны» относительно этого момента времени. Длительность переходного процесса или время установления определяется касательной, проведенной через точку  $t_0$ ; время установления

$$\tau = \frac{1}{2} \cdot \frac{A_0}{\int_0^\infty A(f) df} \quad (22-40)$$

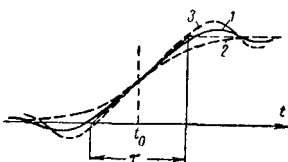


рис. 22-24. Функции включения систем, пропускающих нижние частоты с характеристиками, показанными на рис. 22-23.

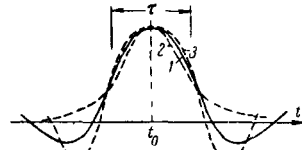


рис. 22-25. Импульсные функции систем, пропускающих нижние частоты с характеристиками, показанными на рис. 22-23.

Приближенно

$$\tau = \frac{1}{2B}, \quad (22-41)$$

где через  $B$  обозначена ширина частотной характеристики коэффициента передачи на уровне половины амплитуды.

При «идеальной системе, пропускающей нижние частоты» (случай 1), функция включения выходит на 9% за установившееся значение. При падающей форме частотной характеристики коэффициента передачи (случай 2) превышение установившегося значения уменьшается; при возрастающей форме частотной характеристики (случай 3) превышение установившегося значения увеличивается.

Соответствующие импульсные функции показаны на рис. 22-25. Они имеют совершенно симметричный вид относительно момента времени  $t = t_0$ . Относительно превышения установившегося значения справедливо сказанное насчет функций включения. Средняя ширина выходного импульса равна величине  $\tau$ , определяемой уравнением (22-41).

При внезапном включении синусоидального колебания (процесс включения переменного тока) с частотой  $f_0 < B$  выходная функция является колебанием с частотой  $f_0$ , кривая амплитуд которой (огibaющая) в принципе имеет вид, показанный на рис. 22-26. Переход от нуля до установившегося значения складывается из двух функций включения, имеющих вид, показанный на рис. 22-24, с одинаковыми установившимися

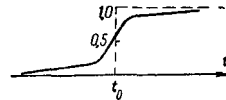


рис. 22-26. Огибающая при процессе включения переменного тока в системе, пропускающей нижние частоты.

амплитудами, но с различными временами установления  $\tau$ . Одно из двух времен установления короче, а другое длиннее, чем время установления, определяемое по ширине полосы уравнением (22-41), причем они отличаются от последнего тем сильнее, чем ближе частота  $f_0$  к граничной частоте полосы передачи.

При  $t = t_0$  огibaющая достигает значения, несколько большего, чем установившееся; таким образом, огibaющая не комплементарна, как кривые рис. 22-24. Относительно превышения установившегося значения справедливо сказанное выше.



**22-11. СИСТЕМЫ, ПРОПУСКАЮЩИЕ НИЖНИЕ ЧАСТОТЫ С ИСКАЖЕНИЕМ ВРЕМЕНИ ПРОБЕГА**

Искажения времени пробега в системах нижних частот делаются заметными, когда отклонения  $\Phi$  в передаваемой полосе частот становятся больше, чем  $\tau$  [уравнение (22-41)]. Существенные последствия искажения времени пробега состоят в том, что наступает несимметричное превышение установившегося значения, как это в принципе показано на рис. 22-27 для процесса включения и на рис. 22-28 для импульсного процесса. Если

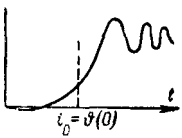


Рис. 22-27. Функция включения системы, пропускающей нижние частоты с временем пробега, зависящим от частоты.

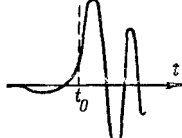


Рис. 22-28. Импульсная функция системы, пропускающей нижние частоты с временем пробега, зависящим от частоты.

время пробега возрастает с частотой, то имеет место более сильное превышение в конце процесса и меньшее превышение в начале процесса. Характерно при этом, что периоды отклонения превышений со временем делаются все короче. Противоположное явление наступает, если время пробега в системе с ростом частоты падает. Подобные несимметричные превышения свидетельствуют об искажениях времени пробега. Время установления системы нижних частот при искажении времени пробега всегда увеличивается [Л. 33].

Если периоды колебания времени пробега  $\Delta\Phi$  в полосе передачи системы нижних частот велики сравнительно с временем установления  $\tau$ , то эти явления выражаются еще сильнее. Колебания в начале функции включения в каждый момент времени  $t_x$  имеют тогда частоту  $f_x$ , причем взаимосвязь между  $t_x$  и  $f_x$  совпадает с частотной зависимостью времени пробега  $\Phi$ .

Процесс включения переменного тока в системе со значительными фазовыми искажениями имеет время установления  $\tau'$ , которое выражается приближенно разностью между временем пробега  $\Phi(f_0)$  для частоты  $f_0$  и минимальным значением времени пробега  $\Phi_{мин}$  в полосе передаваемых частот

$$\tau' = \Phi(f_0) - \Phi_{мин} \quad (22-42)$$

**Система, пропускающая нижние частоты с отражением.** Частотные характеристики ко-

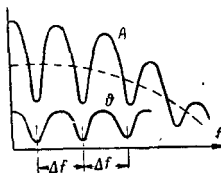


Рис. 22-29. Частотные характеристики коэффициента передачи и времени пробега для системы, пропускающей нижние частоты с однократным эхо.

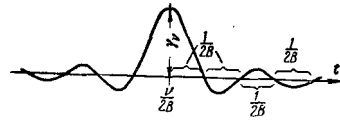


Рис. 22-30. Компонента любой функции времени с полосой пропускания  $B$ .

эффициента отражения и времени пробега имеют волнообразный вид (рис. 22-29); обе кривые на высоких частотах имеют меньшую кривизну, чем на низких. Форма выходного импульса определяется кривыми средних значений  $A$  и  $\Phi$ ; вслед за выходным импульсом через время  $t_e$  (время пробега эхо) следует второй импульс такого же вида, но меньшей амплитуды. Время пробега эхо равно:

$$t_e = \frac{1}{\Delta f}. \quad (22-43)$$

Если частотные характеристики коэффициента передачи и времени пробега на высоких частотах имеют большую крутизну, чем при низких частотах, то в системе возникают многократные отражения, происходящие одно за другим через промежуток времени  $1/\Delta f$ .

**Любая линейная система, пропускающая нижние частоты.** Для системы, которая не пропускает частот выше граничной частоты  $B$ , но может иметь любые частотные характеристики коэффициента передачи и времени пробега, справедливы нижеследующие положения.

**Импульсная функция** имеет вид:

$$s(t) = 2B \sum_{\nu=-\infty}^{\nu=+\infty} \gamma_{\nu} \text{si}(2\pi Bt - \nu\pi). \quad (22-44)$$

Членами этого ряда являются  $\text{si}$ -функции, показанные на рис. 22-30. Эти функции имеют нулевые значения через временные промежутки  $1/(2B)$ . В каждой из точек нулевого значения все члены ряда равны нулю, за исключением одной, в которой значение функции равно  $\gamma_{\nu}$ . Поэтому  $\gamma_{\nu}$  равно амплитуде импульсной функции в момент времени  $t_{\nu} = \nu/2B$ . Импульсная функция полностью определяется амплитудами, следующими одна за другой через промежутки времени  $1/2B$ . Константы  $\gamma_{\nu}$  могут быть вычислены из коэффициента передачи и фазового сдвига [Л. 2].

**22-12. ПОЛОСОВЫЕ СИСТЕМЫ**

**Симметричная полосовая система.** У симметричных систем переменного тока частотные характеристики коэффициента передачи и времени пробега симметричны относительно частоты  $f_0$  (рис. 22-31). В этом случае огibaющая процесса включения переменного тока определяется функцией включения эквивалентной системы нижних частот. Коэффициент передачи и время пробега эквивалентной системы нижних частот получаются из заданных частотных характеристик путем сдвига влево на частоту  $f_0$ .

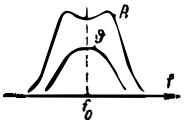


Рис. 22-31. Симметричная система передачи переменного тока.

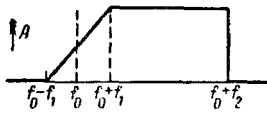


Рис. 22-32. Идеальная частотная характеристика коэффициента передачи системы с оспадом Найквиста.

**Однополосная система с несущей.** Если в амплитудно-модулированном колебании одна из боковых полос и несущая подавлены, то посредством добавления несущей в приемнике информация может быть воспроизведена в принципе без искажений (однополосная передача без несущей) (§ 21-25).

Схема приемника упрощается, если несущая передается одновременно с боковой полосой. Но тогда другая боковая полоса подавляется не полностью; бения между остатками этой боковой полосы и главной боковой полосой вызывают искажение передачи; оно уменьшается тем, что с помощью соответствующей схемы один из спадов характеристики коэффициента передачи формируется таким образом, что он оказывается комплементарным относительно несущей (спад Найквиста). Характеристика коэффициента передачи всей системы имеет тогда в идеальном случае форму, изображенную на рис. 22-32, где  $f_0$  несущая частота. Область наложения обеих боковых полос находится между  $f_0 - f_1$  и  $f_0 + f_1$ .  $f_2$  является верхней граничной частотой всей системы.

Комплементарный спад, строго говоря, устраняет искажения только при исчезающе малых коэффициентах модуляции. При конечном значении коэффициента модуляции  $m$  возникают нелинейные искажения сигнала. Например, для функции включения справедливо выражение

$$s(t) = 1 - \frac{1}{m} + \sqrt{\left(\frac{1}{m} - 1 + g_1\right)^2 + g_2^2}, \quad (22-45)$$

где

$$g_1 = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{si} x; \quad (22-46)$$

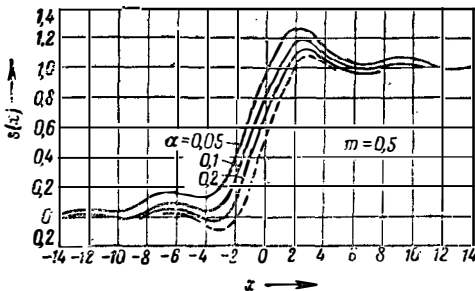


Рис. 22-33. Функция включения однополосной системы передач с различной крутизной спада Найквиста при коэффициенте модуляции  $m=0,5$ .

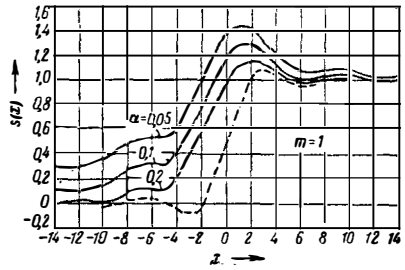


Рис. 22-34. Функция включения однополосной системы передачи с различной крутизной спада Найквиста при коэффициенте модуляции  $m=1$ .

$$g_2 = \frac{1}{\pi} \operatorname{si}(\alpha x) + \frac{1}{\pi} [\operatorname{ci} x - \operatorname{ci}(\alpha x)]. \quad (22-47)$$

$x = 2\pi f_2 t$  выражает меру времени  $t$ , а  $\alpha = f_1/f_2$  — меру ширины комплементарного спада. Относительно интегрального синуса  $\operatorname{si}$  и интегрального косинуса  $\operatorname{ci}$  сведения имеются в [Л. 2, 34]. На рис. 22-33 и 22-34 показан ход функции включения для некоторых значений  $\alpha$  и  $m$  (оггибающие процесса включения переменного тока). Случай обычной двухполосной передачи с той же шириной полосы  $2f_2$  показан пунктиром. Таким образом, искажения достаточно малы, если  $\alpha > 0,2$  и  $m < 0,5$  [Л. 35—38].

### 22-13. ЦЕПОЧКА CR

Рассмотрим цепочку, состоящую из  $n$  звеньев, показанных на рис. 22-35, связанных между собой без обратной связи (например, несколько ступеней усилителя); она образует систему, пропускающую верхние частоты. Коэффициент передачи и время пробега выражаются формулами:

$$A = \frac{(2\pi fRC)^n}{\sqrt{1 + (2\pi fRC)^{2n}}}; \quad (22-48)$$

$$\vartheta = \frac{nRC}{1 + (2\pi fRC)^2}. \quad (22-49)$$

На рис. 22-36 и 22-37 показаны частотные характеристики таких цепочек.

Для функций включения [Л. 39] при введении замены  $x = t/RC$  справедливы выражения:

для  $n = 1$

$$s(x) = \exp(-x);$$

для  $n = 2$

$$s(x) = (1 - x) \exp(-x);$$

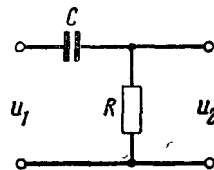


Рис. 22-35. Звено цепочки CR.

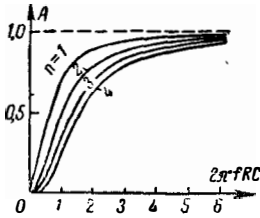


Рис. 22-36. Коэффициент передачи цепочки CR.

для  $n = 3$

$$s(x) = \left(1 - 2x + \frac{1}{2}x^2\right) \exp(-x);$$

для  $n = 4$

$$s(x) = \left(1 - 3x + \frac{3}{2}x^2 - \frac{1}{6}x^3\right) \exp(-x). \quad (22-50)$$

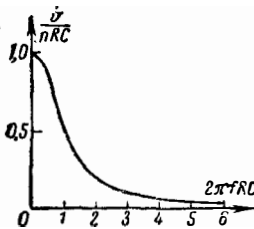


Рис. 22-37. Время прогиба цепочек CR и RC.

Для импульсных функций справедливости выражения:

для  $n = 1$

$$CRs(x) = -\exp(-x);$$

для  $n = 2$

$$CRs(x) = -(2 - x) \exp(-x);$$

для  $n = 3$

$$CRs(x) = -\left(3 - 3x + \frac{1}{2}x^2\right) \exp(-x);$$

для  $n = 4$

$$CRs(x) = -\left(4 - 6x + 2x^2 - \frac{1}{6}x^3\right) \exp(-x). \quad (22-51)$$

К этим импульсным функциям следует добавить ударную функцию с площадью импульса 1 в момент времени  $t=0$ .

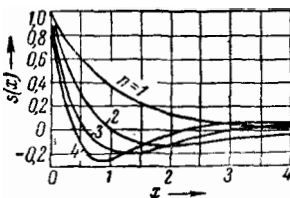


Рис. 22-38. Функции включения цепочки CR.

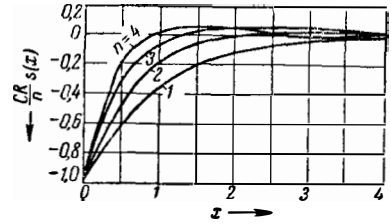


Рис. 22-39. Импульсные функции цепочки CR.

На рис. 22-38 и 22-39 представлены графики функций включения и импульсных функций для цепочки CR.

### 22-14. ЦЕПОЧКА RC

Цепочка из звеньев, показанных на рис. 22-40, при отсутствии обратной связи

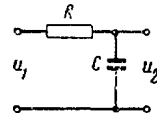


Рис. 22-40. Звено цепочки RC.

представляет собой систему, пропускающую нижние частоты. Для коэффициента передачи и времени прогиба справедливы выражения:

$$A = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi fRC)^{2n}}}; \quad (22-51)$$

$$\vartheta = \frac{nRC}{1 + (2\pi fRC)^2}. \quad (22-53)$$

Частотные характеристики показаны на рис. 22-37 и 22-41.

Для функций включения справедливы выражения:

для  $n = 1$

$$s(x) = 1 - \exp(-x);$$

для  $n = 2$

$$s(x) = 1 - (1 + x) \exp(-x);$$

для  $n = 3$

$$s(x) = 1 - \left(1 + x + \frac{1}{2}x^2\right) \exp(-x);$$

для  $n = 4$

$$s(x) = 1 - \left(1 + x + \frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{6}x^3\right) \exp(-x). \quad (22-54)$$

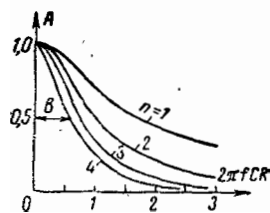


Рис. 22-41. Коэффициент передачи цепочки RC.

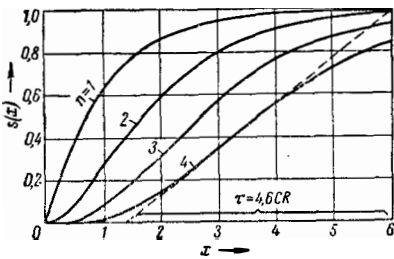


Рис. 22-42. Функции включения цепочки RC.

Для импульсных функций справедливо выражения:

для  $n = 1$

$$CRs(x) = \exp(-x);$$

для  $n = 2$

$$CRs(x) = x \exp(-x);$$

для  $n = 3$

$$CRs(x) = \frac{1}{2} x^2 \exp(-x);$$

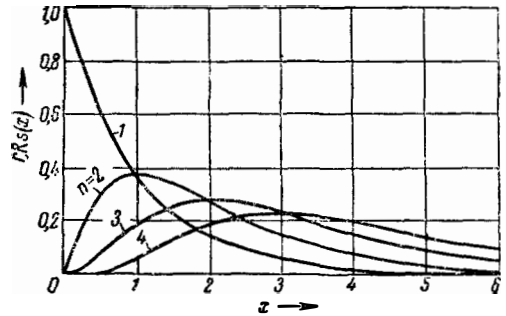


Рис. 22-43. Импульсные функции цепочки RC.

для  $n = 4$

$$CRs(x) = \frac{1}{6} x^3 \exp(-x). \quad (22-55)$$

На рис. 22-42 и 22-43 показан ход этих функций.

Ширина полосы частотной характеристики коэффициента передачи на половинном уровне при  $n=4$  равна  $B=0,64/2\pi CR$ . Отсюда, согласно уравнению (22-41), следует, что время установления  $\tau=4,9 CR$ . Из кривых рис. 22-43 для  $n=4$  получается величина  $\tau=4,6 CR$ .

## Теория информации; емкость каналов

### 22-15. ДИСКРЕТНЫЕ ИСТОЧНИКИ ИНФОРМАЦИИ

В теории информации рассматриваются вопросы, каким образом исходящий из источника поток информации может быть измерен и какие требования должны быть предъявлены к системе передачи для обеспечения передачи информации без искажений [Л. 52—61].

Источник информации является дискретным, если сообщения (информация) образуются определенным числом  $n$  символов  $S_1, S_2$  до  $S_n$ , например буквами алфавита в телеграфии. У буквопечатающего аппарата (с применением кода Бодо) каждый из 32 знаков телеграфного алфавита представлен  $5 = \log_2 32$  ступенями тока. Ступень тока (ток или отсутствие тока, ток положительный или ток отрицательный, вообще 1 или 0) позволяет производить выбор между двумя группами из 16 знаков в каждой. Путем пятикратного выбора каждый раз между двумя группами получается определенный знак из 32 возможных. Такую ступень тока называют двоичной ступенью или единицей информации, сокращенно ЕИ (на немецком языке NE от Nachrichteneinheit, на английском языке bit от binary digit; применяется также термин «бод»). Буквопечатающий телеграфный аппарат работает с использованием 5 ЕИ (5 бодов) на каждый символ. Текст, содержащий  $N$  символов, требует для передачи  $5N$  единиц информации. Является ли это минимальным количеством единиц информации, требуемых для передачи телеграфного сообщения? Ответ гласит: нет, и по следующим причинам.

Каждая информация состоит из определенной последовательности  $n$  символов от  $S_1$  до  $S_n$ . Символы появляются в информации с совершенно определенной вероятностью. Комбинации из двух, трех или более таких символов имеют в каждом языке совершенно определенную вероятность появления. Этим ограничивается число возможных информаций, которые вообще можно образовать на данном языке с помощью  $n$  символов. Это становится ясным, если рассмотреть последовательное распределение вероятности в языке.

Приближением нулевого порядка называют текст, получающийся из символов, если все они имеют одинаковую вероятность появления. Нижеследующий текст является примером приближения нулевого порядка в немецком литературном языке:

ITVWDGAKNÄJTSQOSRMOIAQVFWTKHXD.

Приближение первого порядка получается, если вероятность появления знаков в тексте равна вероятности их существования в языке. Пример приближения первого порядка в немецком литературном языке приведен ниже (этот и последующие примеры составлены на основе записей слов «Вильгельма Мейстера» Гете):

EME GKNEET ERS TITBL BTZENFNDBGD  
EAI E LASZ VETEATR IASMIRCH EGEO MNS

В приближении второго порядка каждая группа, образованная из двух последовательных букв («диграмм»), имеет такую же вероятность появления, какая имеется в язы-

ке; примером приближения второго порядка в немецком литературном языке, например, может быть:

AUSZ KEINU WONDINGLIN DUFRN ISAR  
STEISBERER ITEHM ANORER.

В приближении третьего порядка последовательности, состоящие из трех букв («триграммы»), имеют такую же вероятность появления, как в языке; пример:

PLANZEUNDGES PHIN INE UNDEN ÜBEICHT  
GES AUF ES SO UNG GAN DICH WANDERSO.

Наконец, еще пример приближения четвертого порядка для немецкого литературного языка:

ICH FOLGEMÄSZIG BIS STEHEN DISPONIN  
SEELE NAMEN.

Здесь встречаются уже чаще слова, имеющие смысл, которые, однако, часто странным образом сбиваются с правильного продолжения. Еще лучшего приближения можно достигнуть, если взять целые слова и их вероятность.

Словное приближение первого порядка получается, если слова имеют такую же вероятность появления, как в языке, например:

DENKEN ES ENTSAGEN ICH ZU WENN AUS  
DIESE VERANSTALTET ZEIT.

Словное приближение второго порядка учитывает вероятность последовательности двух слов:

WEIL JEDER ANLAGE HAT NACH DEM  
PFERDE NICHT ALLEIN DER HERR WILL ALS  
OB ICH FAST JEDES HAUS ZU SITZEN.

Здесь получается уже поразительное приближение к осмысленным предложениям, или, по крайней мере, к частям предложений.

Примеры ясно показывают, насколько важны связи, которые заложены в языке в виде вероятностного распределения последовательностей букв (или звуков). Такой процесс, при котором каждое последующее состояние с определенной вероятностью получается из предыдущего, называется в математике процессом Маркова [Л. 62]. Число единиц информации, требуемое для передачи символа при процессе Маркова, может быть установлено путем следующих соображений.

Если с помощью  $n$  различных символов или групп символов строится какая-либо информация, которая содержит  $N=n$  таких символов, то вообще для этого существует  $M=N!$  различных, отличающихся одна от другой возможностей (пермутаций) таких информаций из  $N$  символов. Например, из  $n=4$  букв можно образовать  $4!=24$  различных информаций, состоящих из  $N=4$  букв, которые каж-

дую из 4 букв содержат только 1 раз. Если  $N$  больше чем  $n$ , то буквы должны повторяться; тогда получается

$$M = \frac{N!}{\alpha_1! \alpha_2! \alpha_3! \dots} \quad (22-56)$$

возможных информаций, причем  $\alpha_1$  означает число символов  $S_1$ ,  $\alpha_2$  — число символов  $S_2$  и т. д. Если  $N$  очень велико, то

$$\alpha_1 = \omega_1 N; \alpha_2 = \omega_2 N; \dots; \alpha_n = \omega_n N, \quad (22-57)$$

где  $\omega_1, \omega_2$  до  $\omega_n$  суть вероятности появления символа  $n$  или группы символов  $S_1, S_2$  до  $S_n$ ; при этом

$$\omega_1 + \omega_2 + \dots + \omega_n = 1. \quad (22-58)$$

Общее число возможных информаций большой длины  $N$  равно:

$$M = \frac{N!}{(\omega_1 N)! (\omega_2 N)! \dots (\omega_n N)!} \quad (22-59)$$

Это выражение может быть [упрощено с помощью формулы Старлинга:

$$x! \approx x^x \exp(-x) \sqrt{2\pi x}. \quad (22-60)$$

Тогда, с учетом уравнения (22-58), получаем:

$$M = \frac{\sqrt{2\pi N^{1-n}}}{\omega_1^{\omega_1 N} \omega_2^{\omega_2 N} \dots \omega_n^{\omega_n N} \sqrt{\omega_1 \omega_2 \dots \omega_n}} \quad (22-61)$$

Для выбора одной определенной информации из  $M$  возможных требуется  $\log^2 M$  единиц информации ЕИ. Число единиц информации на символ или группу символов равно  $(1/N) \log^2 M$ . Подстановкой уравнения (22-61) и путем перехода к пределу  $N \rightarrow \infty$  получаем:

$$H = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \log^2 M = - \sum_{v=1}^{v=n} \omega_v \log^2 \omega_v. \quad (22-62)$$

Эта величина показывает, сколько в среднем единиц информации на символ требуется для выбора определенной информации; она была названа Шенноном «энтропией источника информации», так как имеет такой же вид, как введенная Больцманом величина  $H$ , пропорциональная энтропии идеального газа.

Энтропия является «мерой истинного содержания информации» в символе.

Энтропия источника информации с  $n$  символами или группами символов достигает максимума, если все символы или группы символов имеют одинаковую вероятность, равную  $\omega_v = 1/n$ ; тогда

$$H \left[ \frac{\text{ЕИ}}{\text{символ}} \right] = H_{\text{макс}} \log^2 n. \quad (22-63)$$

При 32 символах имеем, например, 5 единиц информации на символ, что соответствует алфавиту буквопечатающего телеграфного аппарата. Действительное содержание информ-

мации в тексте, однако, меньше из-за различной вероятности появления знаков и комбинаций знаков. Рассматривая, например, структуру языка вплоть до первого словного приближения, видим, что каждое слово можно было бы характеризовать соответствующим числом двоичных ступеней. Так как существует около 100 000 слов, то каждое слово требовало бы  $\log^2 10^5 \approx 18$  единиц информации. Одно слово в немецком языке имеет в среднем 6 букв, так что этот способ передачи требовал бы только трех единиц информации на каждую букву. Дальнейшего сокращения можно достигнуть, если учесть вероятностное распределение слов и наиболее часто встречающиеся из них обозначить меньшим числом ступеней тока, за счет чего для более редких слов придется применить большее число ступеней тока. Но даже полученное этим путем число еще не дает истинного содержания информации в языке, так как еще не учтена вероятность последовательностей слов. Было определено приближенно, что энтропия немецкого литературного языка равна примерно 1,3 единиц информации на букву [Л. 63, 91]. Шэннон нашел, что для английского языка энтропия равна 1 ЕИ на букву [Л. 64].

Разность между максимальным значением энтропии и действительной энтропией, отнесенная к максимальному значению

$$\frac{H_{\text{макс}} - H}{H_{\text{макс}}},$$

называют избыточностью (многословностью, редундансом) источника информации. Избыточность немецкого литературного языка равна около 60%.

## 22-16. НЕПРЕРЫВНЫЕ ИСТОЧНИКИ ИНФОРМАЦИИ

Информация является непрерывной функцией времени, например в телефонии. Соответственно большому количеству возможной информации здесь имеется очень большая группа возможных функций времени. Однако во всех случаях, интересующих технику связи, эти функции времени ограничены полосой частот определенной ширины  $B$ . Поэтому для характеристики этих функций не требуется давать все значения функций, но только значения через интервалы  $1/2B$  (§ 22-11). Каждая временная функция, применяемая для передачи информации, может быть заменена последовательностью импульсов с временными интервалами  $1/2B$  и с площадями импульсов, которые вытекают из амплитуды временной функции в данный момент времени. Мы называем эти импульсы импульсами информации.

Непрерывный источник при этом представляет посылает периодическую последовательность импульсов информации, т. е.  $2BT$  импульсов за время  $T$ .

Если  $w(X)$  есть вероятность того, что импульс информации имеет интеграл импульса, равный  $X$ , или что следует определенная последовательность импульсов информации,

то аналогично предыдущему энтропия получается как сумма всех возможных амплитуд  $X$ , а именно:

$$H = - \int_{X=-\infty}^{X=+\infty} w(X) \log^2 w(X) nX. \quad (22-64)$$

Например, в неискаженном тепловом шуме (белый шум) вероятность амплитуд определяется гауссовой функцией ошибки

$$w(S) = \frac{1}{\bar{S} \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{S}{\bar{S}} \right)^2 \right], \quad (22-65)$$

где  $\bar{S}$  означает эффективное значение. Вычисление дает для энтропии белого шума

$$H_R = \log^2 \bar{S} \sqrt{2\pi e}. \quad (22-66)$$

Энтропия, определяемая уравнением (22-64), содержит, в противоположность дискретному источнику [уравнение (22-62)], неопределенную слагаемую константу; последняя зависит от того, в каких единицах измеряется  $X$ . Число под знаком  $\log$  в уравнении (22-64) должно было бы, собственно, писаться в виде  $w(X)\Delta X$  при  $\Delta X \rightarrow 0$ , как ступень амплитуды. Энтропия приобрела бы тогда, при бесконечно большом числе ступеней, бесконечно большое значение. Неопределенность исчезает при введении разностей энтропий.

Уравнение (22-64) дает энтропию на импульс информации. Так как за каждую единицу времени проходит  $2B$  импульсов информации, то из уравнения (22-66) путем умножения на  $2B$  получается энтропия белого шума на единицу времени:

$$H'_R = 2B \log^2 \bar{S} \sqrt{2\pi e}. \quad (22-67)$$

Средняя мощность шума  $Q$  пропорциональна  $\bar{S}^2$ , поэтому справедливо также

$$H'_R = B \log^2 (2\pi e Q). \quad (22-68)$$

Можно показать, что гауссово распределение амплитуд белого шума дает максимальную энтропию, возможную при эффективном значении  $\bar{S}$  или при средней мощности  $Q$ . Поэтому и функция информации имеет максимальную энтропию, если распределение амплитуд соответствует гауссовому. Максимальная энтропия функции информации при средней мощности  $P$  поэтому равна:

$$H_N = \log^2 \sqrt{2\pi e P} \quad (22-69)$$

или на единицу времени:

$$H'_N = B \log^2 (2\pi e P). \quad (22-70)$$

Энтропия на единицу времени определяет величину потока информации. Поток информации равен числу единиц информации, которое в среднем посылает источник информации за единицу времени. Под количеством информации понимают общее число единиц информации, образующих определенную информацию, или то число единиц информации, которое было послано из источника за определенное время  $T$ .

## 22-17. ЕМКОСТЬ КАНАЛА

Уравнение (22-64) дает энтропию источника информации со средней мощностью сигнала  $P$  при наилучшем распределении амплитуд. Если в канале передачи имеются также помехи со средней мощностью  $Q$ , то общая мощность на конце канала равна  $P+Q$  и поэтому энтропия приходящего туда импульса информации равна:

$$H'_E = B \log^2 [2\pi e(P+Q)]. \quad (22-71)$$

Если отсюда вычесть энтропию шумов [уравнение (22-68)], то получится поток информации на приемном конце канала:

$$C = H'_E - H'_R. \quad (22-72)$$

Эту величину называют емкостью канала передачи (Шэннон, 1948); путем подстановки из уравнений (22-68) и (22-71) получим:

$$C [\text{ЕИ}] = B \log^2 \frac{P+Q}{Q}. \quad (22-73)$$

$C$  представляет собой максимальное число единиц информации, которое можно передавать по каналу в единицу времени. Информация может передаваться без искажений только в том случае, если поток информации, подаваемый в канал, не превосходит величины  $C$ , т. е. не превышает емкости канала. Вообще, кроме этого условия, необходимо еще соответствующее преобразование токов информации (кодирование) (§ 22-18, 22-19).

Иногда больше подходит к практическим условиям другое, несколько ограниченное определение емкости канала, а именно: пусть канал передачи с шириной полосы  $B$  допускает наивысшую амплитуду тока или напряжения  $U_s$ . Пусть шум также имеет предельную амплитуду  $U_R$ . Если  $U_s$  велико сравнительно с  $U_R$ , то безошибочно можно различить  $m = U_s/U_R$  амплитудных ступеней. При помощи последовательности, состоящей из  $n = 2BT$  амплитудных ступеней сигнала, можно образовать  $M = m^n$  различных информаций. Поэтому передача определенной информации длительностью  $T$  требует  $\log^2 M = n \log^2 m = 2BT \log^2 (U_s/U_R)$  единиц информации.

Таким образом, в единицу времени по каналу можно передать

$$C = 2B \log^2 \frac{U_s}{U_R} \quad (12-74)$$

единиц информации. Для больших значений  $U_s/U_R$  это выражение идентично с уравнением (22-73).

Если ввести логарифм отношения сигнала к шуму и обозначить

$$\rho [\text{дб}] = 20 \log \frac{U_s}{U_R}, \quad (22-75)$$

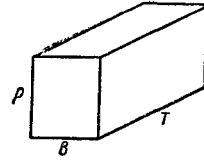


Рис. 22-44. Плитка информации.

то емкость канала получает выражение

$$C \left[ \frac{\text{ЕИ}}{\text{сек}} \right] = \frac{1}{3} (B [\text{гц}]) (\rho [\text{дб}]). \quad (22-76)$$

Вместо емкости канала  $C$  можно пользоваться также произведением  $B\rho$ , например, в  $\text{дб} \cdot \text{гц}$ .

Емкость телефонного канала с шириной полосы 3 кГц и отношением сигнала к шуму 30 дБ составляет  $C = 30\,000$  ЕИ/сек; произведение  $B\rho$  равно 90 000  $\text{дб} \cdot \text{гц}$ .

Уравнения (22-73) и (22-74), выражающие емкость канала, предполагают, строго говоря, бесконечно большое время пробега по каналу. У канала с конечным временем пробега  $t_0$  возможная емкость меньше [Л. 65]. Коэффициент  $h$ , на который должна быть поножена емкость канала, вычисленная по уравнениям (22-73) и (22-74), при конечном времени пробега есть функция от  $Bt_0$ ; при возрастании  $Bt_0$  она приближается к 1 и достигает значения 0,9 при  $Bt_0 = 10 \div 20$ .

Существенный, связанный с понятием емкости канала вывод состоит в том, что для передачи определенного количества информации в определенное время нужно исходить из произведения: «ширина полосы и отношение сигнала к шуму» и что одно и то же количество информации может быть передано в одинаковое время при более широкой или более узкой полосе частот, если отношение сигнала к шуму сделать соответственно меньше или больше.

За время  $T$  по каналу может быть передано количество информации, равное:

$$CT [\text{ЕИ}] = 2BT \log^2 \frac{U_s}{U_R}. \quad (22-77)$$

Отсюда вытекает представление о плитке информации [Л. 57]. Количество информации определяется объемом плитки длиной  $T$ , шириной  $B$  и высотой  $\rho$  (рис. 22-44). Передача информации может происходить при любых значениях  $B$ ,  $T$  и  $\rho$ , если объем плитки остается постоянным.

Понятие емкости канала может быть применено для исследования эффективности различных систем модуляции [Л. 66—69]. Теория информации дает, кроме того, основу для сравнения различных накопителей информации [Л. 70].

## Полоса частот и уровень шума

### 22-18. ОБЩАЯ ПРОБЛЕМА ПОЛОСЫ ЧАСТОТ

Материальные затраты, необходимые для сооружения системы передачи, растут с шириной передаваемой полосы частот и мощностью. Они могут быть уменьшены, если емкость канала, требуемую для передачи информации, сделать меньше. Функции времени, образуемые воспринимающим преобразователем, например телеграфные токи, телефонные токи или токи изображения, требуют определенной полосы  $B_1$  и определенного отношения сигнала к шуму  $\rho_1$  (§ 22-21). Произведение этих величин

$$C_1 \left[ \frac{\text{ЕИ}}{\text{сек}} \right] = \frac{1}{3} (B_1 [\text{гц}]) (\rho_1 [\text{дб}]) \quad (22-78)$$

показывает, сколько единиц информации (ЕИ) в единицу времени должно быть подано в низкочастотный тракт. Это есть «кажущийся поток информации» источника информации. Он может быть значительно больше того действительного количества информации, содержащегося в передаваемых токах, которое определяется энтропией источника информации. Поэтому основным вопросом передачи информации является вопрос о безусловно необходимой величине емкости канала. Одновременно должен быть обсужден вопрос о способах освобождения кажущегося потока информации от бесполезных составляющих. Этим вопросам посвящено в последнее время много работ; однако еще неизвестен общий метод решения этой задачи. Третья важная задача состоит в сведении к минимуму затрат на передачу потока информации. Для этого требуется такое преобразование токов сигнала, чтобы заданный поток информации мог передаваться в определенной полосе частот или с определенным отношением сигнала к шуму; это достигается выбором соответствующей системы модуляции (разд. 21).

В системах передачи, емкость которых из-за сильных помех настолько мала, что передача без искажений не обеспечивается даже при двух амплитудных ступенях, можно посредством кодирования с помощью пересчетных элементов осуществить указание ошибок или коррекцию ошибок [Л. 71, 72].

### 22-19. УМЕНЬШЕНИЕ КАЖУЩЕГОСЯ ПОТОКА ИНФОРМАЦИИ

Важнейшими практически применяемыми способами уменьшения кажущегося потока информации являются сужение полосы частот с помощью фильтров и снижение передаваемой мощности до предельно допустимой величины. Например, при телефонной передаче к воспринимающему преобразователю (микрофон) подводятся частоты в полосе до 10 кГц при отношении сигнала к шуму примерно 60 дБ. Кажущийся поток информации был бы тогда

2 · 10<sup>5</sup> ЕИ/сек. Посредством сужения канала передача до 3000 гц и применения такой мощности, чтобы отношение сигнала к шуму было 30 дБ, кажущийся поток информации уменьшается до 3 · 10<sup>4</sup> ЕИ/сек, т. е. до 1/6, без того, чтобы цель передачи — понятное воспроизведение речи — потерпела ущерб.

Другое средство снижения кажущегося потока информации заключается в сжатии и растяжении динамического диапазона («компандер») [Л. 2, 74—77]. Оно состоит в том, что на передающей стороне слабые токи информации усиливаются сильнее, чем сильные, так что пиковая амплитуда остается той же (сжиматель динамического диапазона). На приемной стороне токи информации подводятся к устройству, действующему комплементарно, т. е. дополняюще (расширитель динамического диапазона), которое слабые токи информации усиливает меньше, чем сильные, так что коэффициент передачи всей системы снова делается не зависимым от амплитуды. Этот метод позволяет, например, при передаче речи снизить на 20 дБ допустимое отношение сигнала к шуму в тракте передачи без ущерба для разборчивости. Кажущийся поток информации становится тогда 2 · 10<sup>4</sup> ЕИ/сек, что составляет 1/10 от исходной величины.

Но и эта величина потока информации далеко не представляет собой абсолютного минимума при передаче речи [Л. 78].

Если совершенно отказаться от индивидуальных особенностей речи, то согласно § 22-15 было бы достаточно одной-двух единиц информации на каждый звук речи. При средней скорости речи 15 звуков в секунду потребовалось бы около 20 единиц информации в секунду. Однако, даже если сохранить характерные индивидуальные особенности речи, возможно существенное снижение кажущегося потока информации. Оценка порядка величины этого снижения делается путем следующих рассуждений. Примем, что индивидуальные особенности речи приводят к тому, что определенный оратор может быть узнан среди 10<sup>9</sup> людей и что это узнавание личных особенностей речи возможно за отрезок времени в 1 сек. Так как  $\log_2 10^9 = 30$ , то для выполнения сказанного требуется передача дополнительных особенностей 30 единицами информации в секунду. Отсюда следует, что энтропия человеческой речи имеет величину порядка 50 ЕИ/сек. При этом примерно половина этой величины падает на долю разборчивости и половина на индивидуальные особенности [Л. 91].

Весьма интересные и успешные опыты снижения кажущегося потока информации при речи выполнены с помощью системы Вокандер [Л. 79, 80]. В этом приборе использовано то обстоятельство, что кратковременный спектр речи сравнительно медленно изменяется во времени. Поэтому на передающей стороне спектр разлагается на узкие полосы частот. Огибающие амплитуд этих полос передаются в место воспроизведения и исполь-



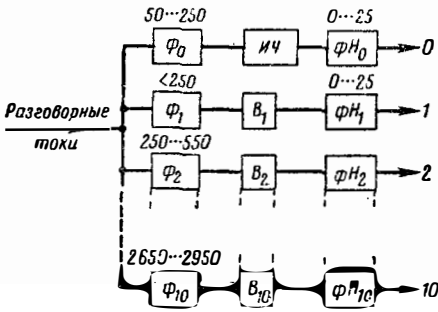


Рис. 22-45. Схема воспринимающей части декодера.

зуются там для модуляции колебаний соответственных полос, так что речь может быть снова восстановлена. На рис. 22-45 дана схема воспринимающей части. Токи информации от микрофона сначала подаются на фильтры  $\Phi_0$  до  $\Phi_{10}$ . Фильтр  $\Phi_0$  пропускает главным образом основные частоты гласных и звонких звуков, после чего они попадают на измеритель частоты ИЧ: на выходе его возникает ток, который в любой момент времени пропорционален частоте основного колебания. В последующем фильтре нижних частот  $\Phi_{0H}$  с граничной частотой 25 гц изменения амплитуды этого тока освобождаются от ненужных гармоник. Токи выхода этого фильтра («канал 0») передаются в место воспроизведения (на приемную сторону).

Дальнейшие 10 фильтров от  $\Phi_1$  до  $\Phi_{10}$  разделяют разговорный спектр на 10 полос, примерно по 300 гц в каждой. При помощи выпрямления в выпрямителях  $B$  и фильтрации в фильтрах нижних частот от  $\Phi_{H0}$  до  $\Phi_{H10}$  (с граничной частотой 25 гц) выделяются огибающие этих 10 полос и в качестве каналов от 1 до 10 передаются на сторону воспроизведения.

Устройства, служащие для воспроизведения на приемной стороне, представлены на схеме рис. 22-46. Основными приборами восстановления речи служат гармонический генератор  $G_1$  и генератор шума  $G_2$ . Гармонический генератор дает основное колебание частоты  $f$  и широкий спектр гармоник. Шумовой генератор дает широкий сплошной спектр (тепловой шум). Основная частота гармони-

ческого генератора управляется токами канала 0 таким образом, что она совпадает с основной частотой на передающей стороне. Кроме того, токи канала 0 управляют реле  $R$  и подключают гармонический генератор взамен генератора шума к воспроизводящему устройству всякий раз, когда на передающей стороне становится заметным основное колебание.

Через фильтры  $\Phi_1$  до  $\Phi_{10}$  от генераторов ответвляются токи частотных полос, соответствующих полосам передающей стороны. Эти токи в модуляторах  $M_1$  до  $M_{10}$  модулируются токами каналов от 1 до 10. На выходе модуляторов получаются поэтому вновь спектральные полосы токов речи. Они подводятся через усилители  $УС_1$  до  $УС_{10}$  к воспроизводящему устройству.

Токи каналов от 0 до 10 могут быть переданы, например, при помощи амплитудной модуляции переменного тока. Требуемая для этого ширина полосы равна примерно 50 гц на канал. Общая ширина полосы, требующаяся для передачи токов всех каналов, вместе с защитными расстояниями между каналами составит тогда около 800 гц. При соответствующем ограничении ширины каналов хорошая передача достигнута даже при общей ширине полосы передачи 400 гц. Поток информации уменьшается при этом до величины  $4 \cdot 10^3$  ЕИ/сек, т. е. в 8 раз сравнительно с обычной телефонной передачей.

Из других опытов уменьшения кажущегося потока информации разговорных токов можно упомянуть следующие.

Метод передачи отрезков речи [Л. 81—83] состоит в том, что в периодические следующие интервалы времени продолжительностью  $T$ , равные, например,  $1/20$  сек, передается отрезок речи длительностью  $T_1 < T$ , например  $T_1 = (1/2) T$ , а остатки речи подавляются. Для этой цели передаваемые отрезки разговорных токов записываются без пробелов на какой-либо накопитель, например на магнитную ленту. Запись снимается затем с накопителя с меньшей в отношении  $T_1 : T$  скоростью. Этим опять достигается первоначальная длительность информации. Но все частоты спектра при этом уменьшаются в отношении  $T_1/T$ , в приведенном примере вдвое. Кажущийся поток информации уменьшается в том же отношении. Метод имеет тот недостаток, что ввиду отсутствия в передаче интервалов продолжительностью  $T - T_1$  возникают мешающие колебания, так как отдельные отрезки речи при воспроизведении примыкают один к другому, вообще, со случайной фазой. При сжатии частотной полосы с отношением  $T_1/T = 1/2$  получается все же неожиданно хорошее качество передачи.

Другой способ, имеющий такой же недостаток, заключается в ограничении амплитуд [Л. 84—85]. Он состоит в том, что разговорные токи ограничиваются настолько сильно, что остается в общем только прямоугольное колебание с меняющейся частотой. Несмотря на большое содержание шумов, при некоторой привычке получается все же еще хорошая разборчивость; разборчивость слогов достигает 90%. Эта разборчивость сохраняется, даже если прохождение

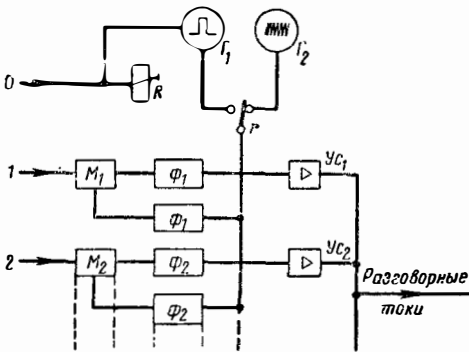


Рис. 22-46. Схема воспроизводящей части декодера.

через нуль ограничивается определенными периодически следующими моментами времени («временные квантования»). По опытным данным достаточно от 5 000 до 10 000 временных квантов в секунду; это означает, что допустимая ошибка в прохождении нуля составляет  $\Delta T = 0,1$  мсек. Тогда для передачи прямоугольных знаков с плоской вершиной  $\Delta T$  справедливо выражение [Л. 2]

$$\Delta T = \frac{U_R}{4U_S B}, \quad (22-79)$$

где  $U_R$  — максимальная амплитуда шумов;  $U_S$  — амплитуда сигнала и  $B$  — ширина полосы. При отношении сигнала к шуму  $6 \text{ дБ}$  ( $U_S/U_R = 2$ ) получается, что необходимая ширина полосы  $B = 1\,200 \text{ гц}$ . Требуемая емкость канала равна  $2,4 \cdot 10^8 \text{ ЕИ/сек}$ .

Особенно велик кажущийся поток информации при телевидении. При ширине полосы около  $5 \text{ Мгц}$  и отношении сигнала к шуму  $30 \text{ дБ}$  поток информации равен  $5 \cdot 10^7 \text{ ЕИ/сек}$ . Действительное содержание информации в телевизионных токах значительно меньше, так как изменения яркости, соответствующие высшей граничной частоте  $5 \text{ Мгц}$ , бывают очень редко и структура изображения от кадра к кадру изменяется сравнительно медленно [Л. 86, 87]. Более точные исследования энтропии телевизионных токов неизвестны; однако содержание информации лежит по крайней мере на два порядка ниже приведенного значения.

Из предложений по снижению кажущегося потока информации телевизионных токов можно упомянуть следующее:

Способ разностных изображений [Л. 88], при котором сигнал посылается только тогда, когда яркость элемента изображения заметно изменилась по сравнению с предыдущим кадром. Для таких сигналов ввиду их относительной редкости имеется большее время, чем нормальная продолжительность сигнала светового пятна; это дает возможность обойтись более узкой полосой частот. Считается, что этим методом кажущийся поток информации можно уменьшить в 5 раз.

Способ изменяющейся скорости пробега луча [Л. 89], при котором электронный луч на передающей стороне двигается по строке быстрее, если на ней содержится мало деталей изображения, и медленнее, если много деталей изображения. В качестве меры обилия деталей может быть использована, например, абсолютная величина производной от яркости изображения  $E \frac{dE}{dx}$ , которая может быть получена путем электрического дифференцирования и выпрямления. Измерения обилия деталей [Л. 90] показали, что эта величина в телевизионных изображениях лежит обычно ниже 3% максимально возможного значения (шахматной доски) и только изредка превышает 6%. И здесь считается, что достижимо снижение кажущегося потока информации примерно в 5 раз.

## 22-20. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КАЖУЩЕГОСЯ ПОТОКА ИНФОРМАЦИИ

Задача согласования потока информации с каналом передачи состоит всегда в том, чтобы преобразовать форму плитки информации (рис. 22-44), сохранив ее объем.

Форму основания плитки информации  $BT$  можно изменять любым образом путем записи токов информации на какой-либо накопитель и передачи их с другой скоростью. Отношение скоростей воспринимания и посылки сигналов определяет сжатие времени или полосы частот. Условием этого преобразования является

$$BT = \text{const}. \quad (22-80)$$

Обычно предъявляется требование, чтобы продолжительность передачи информации сохранялась. Тогда можно изменить и форму передней плоскости плитки информации так, что будет сжата или полоса частот, или требуемое отношение сигнала к шуму.

При этом

$$Bp = \text{const}. \quad (22-81)$$

Изменение формы передней плоскости может в принципе быть использовано для того, чтобы согласовать информацию с каналом передачи, емкость которого хотя и равна или больше, чем кажущийся поток информации, но который имеет полосу частот более узкую или отношение сигнала к шуму более низкое, чем этого требуют сигналы данной информации. Таким образом, задача согласования потока информации с каналом передачи состоит или в расширении полосы частот канала, или в сжатии полосы частот токов информации при сохранении условия, выражаемого уравнением (22-81).

**Расширение полосы частот.** Полоса частот передачи может быть расширена посредством импульсной кодовой модуляции (§ 21-42—21-45); токи информации представляют в этом случае последовательность импульсов с одинаковыми амплитудами.

Если в исходных токах информации нужно различать  $m$  амплитудных ступеней, то для передачи одного импульса информации требуется около  $\log^2 m$  отдельных импульсов; они следуют один за другим с интервалами времени  $1/(2B \log^2 m)$ . Передаваемая полоса частот становится в  $\log^2 m$  раз больше полосы исходных токов информации. Требуемое отношение сигнала к шуму соответственно уменьшается.

На рис. 22-47 показан пример преобразования формы колебания  $1\,000 \text{ гц}$  из разговорного спектра шириной  $3\,000 \text{ гц}$  в последовательность импульсов. Если колебание нужно передавать при помощи  $m=32$  амплитудных ступеней, то для каждого импульса информации  $S_v$  требуется  $\log^2 32=5$  отдельных импульсов от  $a_0$  до  $a_4$  высотой, равной 0 или 1, причем

$$S_v = a_0 \cdot 2^0 + a_1 \cdot 2^1 + a_2 \cdot 2^2 + a_3 \cdot 2^3 + a_4 \cdot 2^4. \quad (22-82)$$

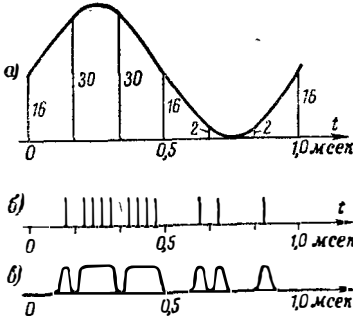


Рис. 22-47. Расширение полосы частот при передаче тона 1 000 гц.

Последовательность импульсов показана на рис. 22-47, б. Импульсы следуют с интервалами  $\frac{1}{5} \cdot \frac{1}{2B_1} = \frac{1}{30\,000}$  сек. После прохождения по каналу передачи, который теперь должен иметь ширину полосы  $5B_1 = 15$  кгц, последовательность импульсов имеет вид, показанный на рис. 22-47, в.

Кажущийся поток информации при этом преобразовании сохраняется; до преобразования он был равен:

$$2B_1 \log^2 m_1 = 2 \cdot 3\,000 \cdot 5 = 30\,000 \text{ ЕИ/сек.}$$

После преобразования отношение сигнала к шуму может упасть примерно на 6 дБ ( $m_2 = 2$ ) без ухудшения различимости импульсов. Это дает поток информации, равный  $2B_2 \log^2 m_2 = 2 \cdot 15\,000 \cdot 1 \text{ ЕИ/сек} = 30\,000 \text{ ЕИ/сек}$ , т. е. равный исходному потоку информации.

**Сжатие полосы частот.** Если канал передачи имеет ширину полосы меньшую, чем сигнал информации, то полоса частот может быть сжата за счет уменьшения отношения сигнала к шуму. Общий метод осуществления этого следующий.

Из содержащихся в токах информации импульсов информации  $S_v$  с  $m$  различными амплитудными ступенями посредством сведения по два двух последовательных импульсов образуются новые импульсы  $S'_v$ :

$$S'_v = S_v + mS_{v+1}. \quad (20-4)$$

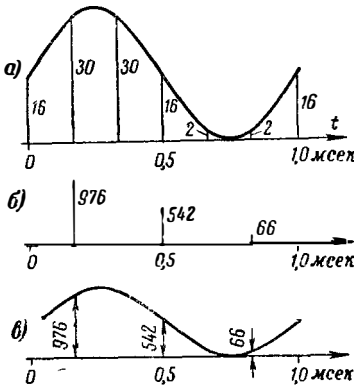


Рис. 22-48. Сжатие полосы частот при передаче тона 1 000 гц.

Последовательность новых импульсов  $S'_v$  однозначно характеризует исходные импульсы информации; однако она имеет  $m^2$  ступеней. Новые импульсы следуют один за другим через интервалы времени, вдвое меньшие, чем у исходных импульсов информации. Требуемая полоса частот также вдвое меньше.

Рисунок 22-48 иллюстрирует этот способ для синусоидального колебания 1 000 гц и  $m = 32$ .

Из импульсов информации  $S_1, S_2$  и т. д. (рис. 22-48, а) получаются новые импульсы, изображенные на рис. 22-48, б. У этих новых импульсов должны быть различимы  $32^2 = 1\,024$  ступени. Зато требуемая полоса частот составляет только 500 гц. После прохождения по каналу с этой граничной частотой ток имеет форму, изображенную на рис. 22-48, в. Из нее можно снова образовать исходные импульсы. Необходимое снижение шумов в канале резко растет при сжатии полосы частот; резко возрастает также необходимая точность измерения амплитуд на стороне воспроизведения.

## 22-21. ТРЕБОВАНИЯ К СИСТЕМЕ ПЕРЕДАЧИ

Функция сигнала на выходе системы передачи отличается от функции сигнала на входе из-за шумов, линейных и нелинейных искажений. Эти мешающие влияния в общем случае нельзя снизить далее известной физической границы; кроме того, материальные затраты резко растут с приближением к этой границе. Поэтому допустимая мера мешающих влияний для различных видов передачи информации определяется из практических соображений. Оказывается, что с прогрессом техники эта допустимая мера непрерывно снижается, так что все приводимые данные нужно рассматривать, как обусловленные состоянием техники. Для международных связей основным материалом являются рекомендации МККР [Л. 40], которые в целом взаимного согласования государственных сетей связи большей частью применяются также и во внутригосударственных системах связи. Ниже приводятся некоторые данные, относящиеся к телефонным и телевизионным передачам.

**Передача речи и звучания.** Шумы снижают разборчивость речи тем сильнее, чем меньше громкость. На рис. 22-49 показана зависимость разборчивости слогов речевой передачи при полосе частот от 125 до 5 700 гц от громкости при различных уровнях шума [Л. 12]. Если считать допустимым уменьшение разборчивости слогов на 5% из-за шумов, то оказывается, что в широком диапазоне громкостей речи разность уровней речи и шума должна быть по крайней мере 30 дБ. Приблизительно такая разность уровней положена в основу рекомендации МККР для дальних телефонных связей. Например, для линий высокочастотной проводной связи длиной 2 500 км мощность шумов не должна превосходить 10 000 пвт относительно нулевого уровня передачи (т. е. уровня в начале канала связи).

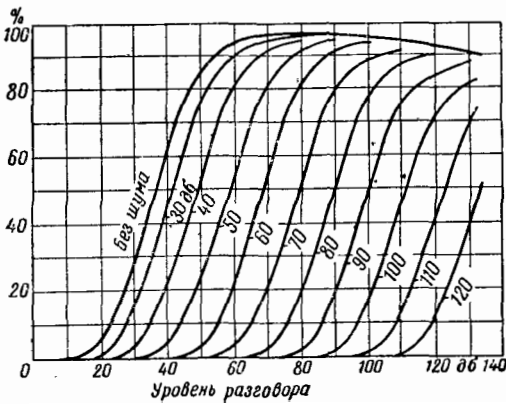


Рис. 22-49. Зависимость разборчивости слогов от громкости разговора и громкости шума в децибелах над уровнем  $2 \cdot 10^{-4}$  мкбар.

Для линий передачи радиовещания по рекомендации МККР разность уровней мощности шума и пиковой мощности сигнала должна быть не меньше 57 дБ. Мощность шумов измеряется при этом через фильтр, который должен отображать свойства уха. Коэффициент передачи этого фильтра должен иметь частотную характеристику, показанную на рис. 22-50.

**Линейные искажения** влияют сравнительно слабо на разборчивость речи [Л. 41]. Например, если коэффициент передачи какой-либо системы возрастает между частотами 100 и 1 000 гц на 25 дБ и уменьшается между частотами 1 000 и 10 000 гц на те же 25 дБ, то разборчивость слогов снижается всего на несколько процентов. В линиях передачи радиовещания высшего качества допускаются изменения коэффициента передачи в зависимости от частоты на  $\pm 2$  дБ в главной части звукового диапазона.

Фазовые искажения вызывают уменьшение разборчивости слогов, примерно пропорциональное разности времен пробега в передаваемой полосе частот [Л. 13, 42]. Уменьшение разборчивости равно около 5%, если разность времен пробега достигает 35 мсек. Согласно рекомендациям МККР в радиовещательных линиях высшего качества должны соблюдаться следующие условия:

$$\vartheta_{10\,000} - \vartheta_{\text{мин}} < 8 \text{ мсек};$$

$$\vartheta_{100} - \vartheta_{\text{мин}} < 20 \text{ мсек};$$

$$\vartheta_{50} - \vartheta_{\text{мин}} < 80 \text{ мсек};$$

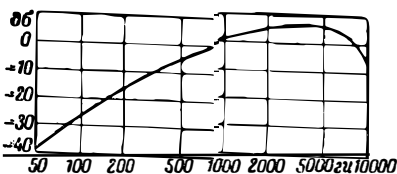


Рис. 22-50. Частотная характеристика псофометрического фильтра для измерения мощности шума в системах передачи радиовещания.

$$\vartheta_{800} - \vartheta_{300} < 50 \text{ мсек};$$

$$\vartheta_{3\,400} - \vartheta_{800} < 25 \text{ мсек}.$$

Повторения разговора (эхо) и связанные с ними периодические отклонения частотной характеристики не вредят, если время запаздывания меньше 30 мсек [Л. 43]. Более точные выводы о влиянии нерегулярных изменений частотных характеристик получаются при рассмотрении чувствительности человеческого уха к амплитудной и частотной модуляции [Л. 44].

### Для линий телефонной связи

**Нелинейные искажения** оказывают на разборчивость речи лишь небольшое влияние, но уже при небольшой их величине изменяют тембр; поэтому их ограничение особенно важно при передаче звучания. Согласно рекомендациям МККР в линиях передачи радиовещания высшего качества коэффициент нелинейных искажений в полосе частот от 100 до 7 500 гц должен быть меньше 1%, а в полосах частот выше и ниже указанной — меньше 3%. О влиянии нелинейных искажений на передачу речи и звучания см. [Л. 45—47].

**Фототелеграфия и телевидение.** Ввиду ограниченной контрастной чувствительности глаза токи помех до некоторого относительного значения остаются незаметными. МККР рекомендует при черно-белой передаче изображений минимальную разность уровней между токами помех и максимальным током сигнала 35 дБ. В телевидении нужно считаться как с влиянием токов помех на воспроизведение изображения, так и с влиянием их на строчную синхронизацию [Л. 48, 49]. По рекомендациям МККР должны соблюдаться следующие минимальные разности уровней между пиковым значением токов помех и пиковым значением токов сигнала изображения:

импульсные помехи 30 дБ;

нерегулярные помехи 35 дБ;

периодические токи помех, а также токи других изображений 50 дБ.

Наибольшее значение имеют искажения времени пробега. Групповое время пробега в полосе передаваемых частот не должно увеличиваться или уменьшаться больше, чем на половину продолжительности элемента изображения [Л. 2, 22]. На низких частотах допустимо большее отклонение. Решающим здесь является не отклонение группового времени пробега, а отклонение характеристики фазового угла  $\delta$  от идеального хода, пропорционального частоте. Такое отклонение проявляется в функции включения в виде ошибки, имеющей величину  $\delta/\pi$ . МККР рекомендует  $\delta < 6^\circ$  в полосе частот от 30 гц до 200 кГц.

Искажения времени пробега, вызываемые отражениями типа эхо, в системе передачи создают тем большие искажения, чем больше время пробега эхо [Л. 50, 51].

Для допустимых отклонений частотной характеристики коэффициента передачи при телевизионной передаче МККР рекомендует пределы  $\pm 2$  дБ в полосе передаваемых частот.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Guillemin E. A., Communication Networks, New York, 1951, 1, 11.
2. Küpfmüller K., Die Systemtheorie der elektrischen Nachrichtenübertragung, Stuttgart, 1952.
3. Goldman S., Frequency analysis, modulation and noise, New York, 1948, см. [Л. 181], разд. 21.
4. Cuccia C. L., Harmonics, sidebands and transients, New York, 1952.
5. Fletcher H., Speech and Hearing, New York, 1927.
6. Fletcher H., Bell Syst. Techn. J., 1931, 10, 349.
7. Trendelenburg F., Einführung in die Akustik, Berlin, 1950.
8. Potter R. K., Kopp G. A., Green H. C., Visible speech, New York, 1947.
9. Dunn H. K., White S. D., J. Acoust. Soc. Amer., 1940, 11, 278.
10. Kopp G. A., Green H., J. Acoust. Soc. Amer., 1946, 18, 62.
11. Rudmose H. W., J. Acoust. Soc. Amer., 1948, 20, 503.
12. Fletcher H., Galt R. H., J. Acoust. Soc. Amer., 1950, 22, 89.
13. Lüschen F., Küpfmüller K., Jb. elektr. Fernmeldewes., Berlin, 1937.
14. Schäfer E., Elektr. Nachr.-Techn., 1938, 15, 235.
15. Gannett D. K., Kerney I., Bell Syst. Techn. J., 1944, 23, 1.
16. Holbrook B. D., Dixon J. T., Bell Syst. Techn. J., 1939, 18, 624.
17. Norwine A. C., Murphy O. J., Bell Syst. Techn. J., 1938, 17, 281.
18. Snow W. B., Bell Syst. Techn. J., 1931, 10, 616.
19. Wheeler H. A., Loughren A. V., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. 1938, 26, 540.
20. Kirschstein F., Fernmeldetechn. Z., 2, 1949, 97.
21. Schwarz E., Fernmeldetechn. Z., 1950, 3, 185.
22. Kirschstein F., Krawinkel G., Fernsehtechnik, Stuttgart, 1952.
23. Mertz P., Gray F., Bell Syst. Techn. J., 1934, 13, 464.
24. Winkelf F., Arch. elektr. Übertrag., 1952, 6, 385.
25. Wiener N., Extrapolation, interpolation and smoothing of stationary time series, New York, 1949.
26. Wiener N., Cybernetics, New York, 1948, [см. Л. 112].
27. Lee Y. M., Cheatham T. P., Wiesner J. B., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1950, 38, 1165.
28. Fano R. M., J. Acoust. Soc. Amer., 1950, 22, 546.
29. Golay M. J. E., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1953, 41, 268.
30. Lawson J. L., Uhlenbeck G. E., Threshold signals, New York, 1950.
31. Fischer F. A., Fernmelde-Ing., 1952, 6, № 10.
32. Bode H. W., Network analysis and feedback amplifier design, New York, 1945 см. [Л. 43], разд. 14.
33. Di Toro, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1948, 36, 24.
34. Jahnke-Emde, Funktionentafeln, Leipzig, 1933.
35. Nyquist H., Pflieger K. W., Bell Syst. Techn. J., 1940, 19, 63.
36. Kallmann H. E., Spencer R. E., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1940, 28, 557.
37. Kell R. D., Fredendall G. L., RCA-Rev. 1949.
38. Kirschstein F., Bödecker H., Fernmeldetechn. Z., 1952, 5, 357.
39. Wagner K. W., Operatorenrechnung, Leipzig, 1940.
40. Gelbbuch der XV. Vollversammlung des CCIE, Paris, 1949; Gelbbuch der XVI. Vollversammlung des CCIF, Florenz, 1951.
41. Steinberg J. C., J. Acoust. Soc. Amer., 1929, 121.
42. Steinberg J. C., Bell Syst. Techn. J., 1930, 9, 550.
43. Mayer H. F., Hölzler E., Jb. elektr. Fernmeldewes., 1940, 261.
44. Feldtkeller R., VDE-Fachber., 1952, 16, V, 48.
45. Lüschen F. E., Telegr.-u. Fernspr. Techn., 1936, 25, 27.
46. Weitbrech W., Fernmeldetechn. Z., 1950, 3, 336.
47. Haar G., Frequenz, 1952, 6, 199; Funk u. Ton, 1951, 5, 248.
48. Mertz P., J. Soc. Mot. Pict. Engrs, 1950, 54, 8.
49. Rasch P., Fernmeldetechn. Z., 1952, 5, 440.
50. Kaden H., Didlaukis M., Elektr. Nachr.-Techn., 1937, 14, 13.
51. Kaden H., Arch. elektr. Übertrag., 1953, 7, 191.
52. Hartley R. V. L., Bell Syst. Techn. J., 1928, 7, 535, см. [Л. 113].
53. Gabor D., J. Instn. Electr. Engrs, 1946, 93, 429.
54. Shannon C. E., Bell Syst. Techn. J., 1948 27, 379; Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. 1949, 37, 10, см. [Л. 113].
55. Tuller W. G., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1949, 37, 468, см. [Л. 113].
56. Shannon C. E., Weaver W., The mathematical theory of communication, Illinois, 1949.
57. Willis Jackson, Report of the Proceedings of the Symposium on Information Theory, London, 1950 и 1952.
58. Louis de Broglie, La Cybernétique, Paris, 1951.
59. Colin Cherry E., Proc. Inst. Electr. Engrs, 1951, 98, 111, 383.
60. Fischer F. A., Fernmelde-Ing., 1951, 5, № 4.
61. Page R. M., Convention Rec. Inst. Radio Engrs, 1953.
62. Frechet M., Méthodes des fonctions arbitraires, Paris, 1938.

63. Mayer H. F., *Elektrotechn. Z.*, 1953, **74**, 422.
64. Shannon C. E., *Bell Syst. Techn. J.*, 1951, **30**, 50.
65. Küpfmüller K., *Arch. elektr. Übertrag.*, 1952, **6**, 265.
66. Oliver B. M., Pierce J. R., Shannon C. E., *Proc. Inst. Electr. Engrs*, 1948, **36**, 1324, см. [A. 113].
67. Earp C. W., *Electr. Commun.*, 1948, **25**, 178.
68. Mayer H. F., *Advances in Electronics*, 1951, **3**, 221.
69. Piloty R., *Arch. elektr. Übertrag.*, 1950, **4**, 493.
70. Steinbuch K., *Elektrotechn. Z.*, 1952, **73**, 489.
71. Van Duuren, *Netherlands PTT Service*, 1948.
72. Metzelaar W., *Het PTT Bedrijf*, 1949, **2**.
73. Hamming R. W., *Bell Syst. Techn. J.*, 1950, **29**, 147.
74. Mathes R. C., Wright S. B., *Bell Syst. Techn. J.*, 1934, **13**, 315.
75. Carter C. W., Dichieson A. C., Mitchell D., *Electr. Engng*, 1946, **65**, 1079.
76. Mallinckrodt C. O., *Bell Syst. Techn. J.*, 1951, **30**, 706.
77. Lozier J. C., *Bell Syst. Techn. J.*, 1951, **30**, 1214.
78. Fano R. M., *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1950, **22**, 691.
79. Dudley H., *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1939, **11**, 169; *J. Soc. Mot. Pict. Engrs*, 1940, **34**, 272; *Bell Lab. Rec.*, 1939, **18**, 122.
80. Halsey R. J., Swaffield J., *J. Instn. Electr. Engrs*, 1948, **95**, 111, 391.
81. Vilbig F., *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1950, **22**, 754.
82. Marcou P., *Ann. Télécommunications*, 1950, **5**, 321.
83. Gabor D., *J. Instn. Electr. Engrs*, 1947, **94**, 111, 369.
84. Gross N. B., Licklider J. C. R., *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1948, **20**, 42.
85. Licklider J. C. R., *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1950, **22**, 820.
86. Harrison C. W., *Bell Syst. Techn. J.*, 1952, **31**, 764.
87. Cherry F. C., Gouriet G. G., Loeb J., в поз. 57.
88. Schröter F., *Arch. elektr. Übertrag.*, 1953, **7**, 63.
89. Cherry E. C., Gouriet G. G., *Proc. Inst. Electr. Engrs*, 1953, **63**, 111, 9.
90. Gouriet G. G., *Electr. Ergng*, 1952, **24**, 306.
91. Küpfmüller K., *Fernmeldetechn. Z.*, 1954, **7**, 265.
92. Котельников В. А., Проблемы помехоустойчивой радиосвязи, Госэнергоиздат, 1947.
93. Баев Н. А. и Егоров К. П., Основы дальней связи, Связьиздат, 1948.
94. Луккин Ф. В., Переходные процессы в линейных элементах радиотехнических устройств, Оборонгиз, 1950.
95. Харкевич А. Д., Неустановившиеся волновые явления, Гостехтеоретиздат, 1950.
96. Зелях Э. В., Основы общей теории линейных электрических систем, изд. АН СССР, 1951.
97. Гнеденко Б. В. и Хинчин А. Я., Элементарное введение в теорию вероятностей, Гостехтеоретиздат, 1952.
98. Харкевич А. А., Спектры и анализ, Гостехтеоретиздат, 1952.
99. Кошечев И. А., Основы теории электрической связи, Связьиздат, 1954.
100. Харкевич А. А., Очерки общей теории связи, Гостехтеоретиздат, 1955.
101. Долуханов М. П., Введение в теорию передачи информации по электрическим каналам связи, Связьиздат, 1955.
102. Казарян Р. А. и Кувшинов Б. И., Передача сообщений по системам связи, Связьиздат, 1955.
103. Самойлов В. Ф., Статистические свойства телевизионного сигнала и требования к пропускной способности канала, Связьиздат, 1955.
104. Вудворд Ф. М., Теория вероятностей и теория информации с применениями в радиолокации, изд. «Советское Радио», 1955.
105. Котельников В. А., Теория потенциальной помехоустойчивости, Госэнергоиздат, 1956.
106. Казарян Р. А., Кувшинов Б. И., Назаров М. В., Элементы общей теории связи, Госэнергоиздат, 1957.
107. Харкевич А. А., Теоретические основы радиосвязи, Гостехтеоретиздат, 1957.
108. Смирнов В. А., Основы радиосвязи на у. к. в., Связьиздат, 1957.
109. Голдман С., Теория информации, изд. ИЛ, 1957.
110. Автоматы, Сборник статей под ред. Шэннона, изд. ИЛ, 1957.
111. Полетаев И. А., Сигнал, изд. «Советское Радио», 1958.
112. Винер Н., Кибернетика, изд. «Советское Радио», 1958.
113. Теория информации и ее приложения, Сборник переводов под ред. Харкевича А. А., Физматиздат, 1959.
114. Рекомендации международных консультативных комитетов по телефонии и телеграфии, Связьиздат, 1959.
115. Дивногорцев Г. П., Новиков В. А., Резвяков А. П., Теория дальней связи, Связьиздат, 1960.
116. Фурдуйев В. В., Акустические основы вещания, Связьиздат, 1960, гл. 2.
117. Атабеков Г. И., Теория линейных электрических цепей, изд. «Советское Радио», 1960.
118. Яглом А. М., Яглом И. М., Вероятность и информация, Физматиздат, 1960.

## РАЗДЕЛ 23 РАДИОПЕРЕДАТЧИКИ

### Основные проблемы

#### 23-1. КЛАССИФИКАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИИ

Передатчиком вообще называют любой генератор колебаний высокой частоты. Однако в узком смысле это название относится только к тем генераторам высокой частоты, энергия которых излучается антенной (передача информации, радиолокация) [Л. 1—6].

По способу модуляции различают следующие виды работы передатчиков (обозначения приведены в соответствии с рекомендацией Международного союза связи, Атлантик Сити, 1947):

При амплитудной (А) и при частотной или фазовой (F) модуляции

- A 0; F 0 — излучение без модуляции;
- A 1 — телеграфия с амплитудной модуляцией;
- F 1 — телеграфия с частотной модуляцией;
- A 2; F 2 — телеграфия с тональной модуляцией;
- A 3; F 3 — телефония с двумя боковыми полосами и с несущей;
- A 3a — телефония с одной боковой полосой и с подавленной несущей;
- A 3b — телефония с одной боковой полосой или с двумя независимыми боковыми полосами, несущая подавлена;
- A 4; F 4 — фототелеграфия;
- A 5; F 5 — телевидение;
- A 9; F 9 — комбинированные способы модуляции и случаи, не предусмотренные выше;
- A 9c — комбинированные способы модуляции при подавленной несущей.

#### При импульсной модуляции

- P 0 — излучение без модуляции;
- P 1 — импульсная телеграфия без тональной модуляции;
- P 2d — импульсная телеграфия с импульсами, модулированными тоном по амплитуде;
- P 2e — импульсная телеграфия с импульсами, модулированными тоном по длительности;
- P 2f — импульсная телеграфия с импульсами, модулированными тоном по фазе;
- P 3d — импульсная телефония с амплитудно-импульсной модуляцией;

P 3e — импульсная телефония с модуляцией импульсов по длительности;

P 3f — импульсная телефония с фазово-импульсной модуляцией;

P 9 — комбинированные способы импульсной модуляции.

#### 23-2. МНОГОКАСКАДНЫЕ ПЕРЕДАТЧИКИ

Передатчики выполняются многокаскадными, если необходимо получить высокую стабильность частоты, так как с одной стороны, при большом числе каскадов, снижается обратное воздействие мощных каскадов, особенно модулируемого каскада, на каскад, задающий частоту передатчика, с другой стороны, задающий каскад при этом может быть маломощным, что позволяет конструировать его с учетом лишь требований к стабильности частоты.

**Число каскадов.** Генераторы, к которым не предъявляются требования по стабильности частоты, выполняются в виде однокаскадных генераторов с самовозбуждением. Если реакция нагрузки во время работы генератора приводит к большим изменениям частоты, то для возбуждения оконечного контура применяют двухкаскадный генератор (так поступают, например, при конструировании испытательных генераторов). Двухкаскадный генератор малой мощности имеет стабильность, уже достаточную для целей связи. Передатчики в несколько сотен ватт выполняются трехкаскадными, причем задающим генератором является генератор с самовозбуждением (стабильность примерно  $10^{-4}$ ). При более высоких требованиях к стабильности частоты применяется задающий генератор с кварцем (стабильность  $10^{-5}$  и выше). Число каскадов определяется в этом случае усилением, которое необходимо получить между кварцевым генератором и мощным оконечным каскадом. Так называемый *разделительный (буферный) каскад*, стоящий после задающего генератора, связан с ним очень слабо во избежание обратных воздействий. Передатчики с мощностью несущей порядка 100 кВт имеют обычно от шести до восьми каскадов. Число каскадов здесь не критично, так как предварительные каскады малы по сравнению с око-

нечным и не на много усложняют передатчик. Число каскадов еще больше у коротковолновых передатчиков, потому что там один или несколько каскадов работают в режиме умножения частоты и в связи с этим обладают пониженным усилением.

**Модуляция.** В небольших передатчиках с амплитудной модуляцией, предназначенных для телефонии или тональной телеграфии, предпочтительна с точки зрения простоты модуляция на управляющую (§ 21-10) или защитную (§ 21-13) сетку в предоконечном или в одном из предварительных каскадов. Оконечный каскад работает при этом как усилитель мощности модулированных высокочастотных колебаний (§ 15-11) с к. п. д. в режиме несущей частоты порядка 30%. При больших мощностях к. п. д. начинает играть существенную роль, что заставляет применять более экономичные схемы модуляции (§ 21-15, 21-19, 21-20).

В передатчиках с частотной модуляцией (§ 21-56—21-60) модуляция производится в первом каскаде. Все последующие каскады служат для усиления и должны быть сконструированы так, чтобы они передавали без искажений обычно очень широкие боковые полосы (§ 21-53—21-55). Поскольку амплитуда во времени неизменна, все каскады могут работать в режиме класса С с хорошим использованием напряжения питания, а следовательно, с высоким к. п. д.

**Конструктивное оформление.** Конструктивное оформление передатчиков зависит от их целевого назначения. Переносные и ранцевые передатчики размещаются в закрывающихся ящиках, часто совместно с приемниками. Передвижные, судовые и прочие передатчики средней мощности монтируются преимущественно в шкафах или на стойках, причем вся установка разделяется на отдельные блоки. Это же относится и к передатчикам высокочастотной проводной связи; они монтируются на стойках, как это принято в аппаратуре телефонной дальней связи. Мощные передатчики монтируются соответственно предназначенным для них помещениям. Мощные каскады могут монтироваться открытым или закрытым способом. Мощные передающие установки могут также выполняться передвижными (в автомобилях или железнодорожных вагонах), причем для размещения их и многочисленного вспомогательного оборудования порой требуется значительное количество (до 20) транспортных единиц. В заключение упомянем об устройстве систем охлаждения ламп. В большинстве случаев лампы большой мощности охлаждаются дистиллированной водой, протекающей по замкнутой системе ( $t_{\text{макс}} = 65^\circ\text{C}$ ; количество воды примерно 1,0 л/мин·квт). Так как дистиллированная вода обладает заметной проводимостью ( $\kappa = 10\text{—}50$  кмко/см), ее необходимо пропускать по длинным изолированным трубам или змеевикам. В последнее время широко применяется охлаждение кипящей водой [Л. 8, 9], при котором мощность рассеяния на аноде переходит в теплоту парообразования. Преимущества: меньшие затраты на систему охлаждения

и теплообменники; отводимое тепло может быть эффективно использовано для отопления помещения. При мощности рассеяния на аноде до 30 квт часто используется воздушное охлаждение с помощью вентиляторов.

**Мощные оконечные каскады.** Оконечный каскад определяет габариты, конструкцию и стоимость передатчика в целом, а также потребление им электроэнергии. Поэтому высокий к. п. д. имеет решающее значение для мощных передатчиков. Немодулированные передатчики (телеграфия) с амплитудной манипуляцией А0, А1) работают как оптимально нагруженные генераторы при высоком к. п. д. ( $\eta_a$  примерно 75%, § 15-4). То же относится и к передатчикам с частотной модуляцией. Трудности возникают при амплитудной модуляции, так как к. п. д. оконечного каскада зависит от коэффициента использования напряжения анодного питания (§ 15-3 и 15-4), а этот коэффициент изменяется в процессе модуляции. Поэтому были разработаны многочисленные специальные схемы, позволяющие получать более высокий к. п. д. по сравнению с обычным усилителем модулированных колебаний ( $\eta_a = 32\%$ , § 15-11), применяемым в оконечных каскадах передатчиков, у которых модуляция производится в предоконечном каскаде. Все эти схемы применяются в оконечном каскаде, чтобы избежать дальнейшего усиления с низким к. п. д. Кроме этих схем, существует метод плавающей несущей (§ 21-24), позволяющий получить существенную экономию средней мощности.

### 23-3. НАГРУЗКА ГЕНЕРАТОРА

В анодную цепь генераторной лампы включается настроенный колебательный контур (§ 15-1), который для всех высших гармоник анодного тока представляет собой короткое замыкание, а для основной частоты — активное сопротивление. Полезная мощность потребляется вносимым в контур затуханием ( $R_{\text{ан}}$  — полезное затухание) (рис. 23-2). Связанные контуры, состоящие из реактивных элементов, представляют собой основу всех настроенных фильтрующих и трансформирующих систем, применяемых в передатчиках и служащих на средних и длинных волнах для настройки антенны. Поскольку связанные контуры имеют в передатчиках большое значение, ниже кратко рассмотрены их важнейшие свойства.

Не очень наглядная теория связанных контуров сильно упрощается и сводится к нескольким легко запоминающимся выражениям, если ограничить рассмотрение случаем генератора с поторонним возбуждением, рабочая частота которого определяется задающим генератором [Л. 10]. Рассмотрим схему, приведенную на рис. 23-1, где  $R_2$  — омическое сопротивление нагрузки второго контура и  $X_2$  — его общее реактивное сопротивление, в состав которого входит также реактивное сопротивление связи  $X_{св}$ . Заметим, что  $I_1 = I_2 + I_{св}$ . Если выразить ток  $I_2$



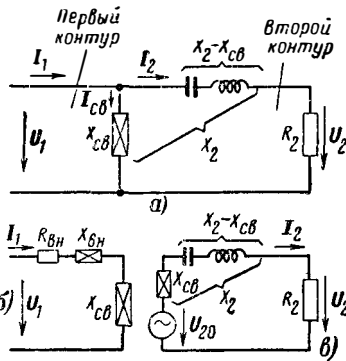


Рис. 23-1. Связанные контуры.

а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема первого контура с внесенными сопротивлениями; в — эквивалентная схема второго контура;  $X_{св}$  — реактивное сопротивление связи;  $R_{вн}$  — внесенное активное сопротивление;  $X_{вн}$  — внесенное реактивное сопротивление.

через  $I_1$  и сопротивления, то после простых преобразований получается:

$$I_2 = \frac{jX_{св}I_1}{R_2 + jX_2} = \frac{U_{20}}{Z_{20}}, \quad (23-1)$$

где

$$U_{20} = jX_{св}I_1. \quad (23-2)$$

Теперь можно рассматривать второй контур независимо от первого и изобразить его эквивалентную схему, как показано на рис. 23-1, в. Ток  $I_2$  можно вычислить, зная полное сопротивление  $Z_2$  второго контура и напряжение  $U_{20}$ , которое в свою очередь вычисляется с помощью уравнения (23-2) так, как если бы только возбуждающий ток  $I_1$  протекал по элементу связи. Это напряжение не идентично напряжению на  $X_{св}$ , так как последнее равно

$$jX_{св}I_{св} = jX_{св}(I_1 - I_2).$$

Если второй контур настроен в последовательный резонанс, так что  $X_2 = 0$ , то получаем:

$$U_{20} = jX_{св}I_1 = I_2Z_2 = U_2; \quad (23-3)$$

ток  $I_2$  оказывается сдвинутым по фазе на  $90^\circ$  относительно  $I_1$  (критерий настройки). Для первого контура имеем:

$$U_1 = jX_{св}I_{св}, \quad (23-4)$$

и после исключения  $I_{св}$  и  $I_2$  получаем:

$$U_1 = I_1 \frac{jX_{св}(R_2^2 + X_2^2) - jX_{св}^2X_2 + X_{св}^2R_2}{R_2^2 + X_2^2};$$

$$U_1 = I_1 \left( jX_{св} + \frac{X_{св}^2}{Z_2} \right);$$

$$U_1 = I_1 (jX_{св} + jX_{вн} + R_{вн}). \quad (23-5)$$

Третье равенство позволяет выразить реакцию второго контура на первый с помощью последовательной эквивалент-

ной схемы (рис. 23-1, б). Здесь реактивное сопротивление связи  $X_{св}$  постоянно и

$$X_{вн} = - \frac{X_{св}^2}{R_2^2 + X_2^2} X_2 \quad (23-6)$$

есть не что иное, как внесенное реактивное сопротивление, а

$$R_{вн} = \frac{X_{св}^2}{R_2^2 + X_2^2} R_2 \quad (23-7)$$

— внесенное активное сопротивление нагрузки. Оба сопротивления включены последовательно. При настроенном втором контуре  $X_{вн} = 0$  и

$$R_{вн} = \frac{X_{св}^2}{R_2} (X_2 = 0). \quad (23-8)$$

При расстройке второго контура ( $X_2 \neq 0$ )  $R_{вн}$  уменьшается, а  $X_{вн}$  приближается к  $X_2$  с обратным знаком.

Второе равенство (23-5) по своей форме сходно с соответствующим уравнением четвертьволновой линии (§ 4-21).

С помощью такой простой схемы можно получить любые трансформации сопротивлений  $R_2/R_{вн}$ . Для этого нужно настроить второй контур и подобрать величину реактивности связи (индуктивной или емкостной) таким образом, чтобы она удовлетворяла условию

$$|X_{св}| = \sqrt{R_{вн}R_2}. \quad (23-9)$$

Под затуханием настроенного контура понимают отношение передаваемой им или расходуемой в нем активной мощности  $P = |I|^2R$  к реактивной колебательной мощности, запасенной в нем,  $P_p = |I|^2X_0$  ( $X_0$  — резонансное реактивное сопротивление контура):

$$d = \frac{P}{P_p} = \frac{R}{X_0}. \quad (23-10)$$

Различают полезное затухание, обусловленное передаваемой полезной мощностью, и затухание потерь, которое должно быть малым по сравнению с полезным затуханием; мощность потерь иногда выражается в процентах реактивной мощности (обычно 0,05—1%). Величина, обратная  $d$ , иногда называется отношением реактивной мощности (отношением *кв*). В технике приема эта величина именуется добротностью.

### 23-4. ПРОСТЫЕ СХЕМЫ СВЯЗИ ГЕНЕРАТОРА С НАГРУЗКОЙ

На рис. 23-2 второй контур настроен в резонанс и  $X_{св} = \omega M$ . Таким образом, взаимное сопротивление может изменяться путем изменения связи. Если  $U_a$  считать постоянной величиной (граница перенапряженного режима), то для первичного тока  $I_L$  трансформации

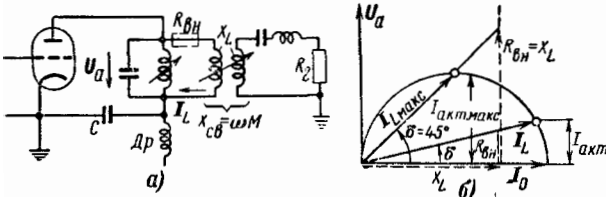


Рис. 23-2. Переменная индуктивная связь генератора с нагрузкой. а — принципиальная схема; б — векторная диаграмма тока  $I_L$  в первичной обмотке трансформатора связи;  $R_{вн}$  — внесенное активное сопротивление.

тора связи можно построить векторную диаграмму (рис. 23-2,б). С ростом  $R_{вн}$  конец вектора  $I_L$  перемещается по окружности от положения  $I_0$  (холостой ход) до нуля. Хотя величина  $R_{вн}$  не нарушает последовательного резонанса анодного контура, она нарушает параллельный резонанс между анодом и катодом, так как с ростом  $R_{вн}$  уменьшается реактивная компонента  $I_L$ . Однако расстройка при малой связи получается небольшой. Для точной настройки нужно установить вариометр анодного контура на несколько меньшее значение индуктивности. Мощность, поступающая в нагрузку, равна  $|I_L|^2 R_{вн} = I_{акт} |U_a|$ , если под  $I_{акт}$  понимать активную составляющую  $I_L$ . При сильной связи  $P$  имеет максимум, равный  $P_{макс}$  при  $R_{вн} = X_L$ , т. е. при затухании, соответствующем положению вектора  $I_L$  под углом  $45^\circ$  относительно  $I_0$  ( $d=1$ ). На холостом ходу первичная реактивная мощность равна  $|I_L| \cdot |U_a| = 2P_{макс}$ . При этой схеме реактивная мощность в ветви связи должна быть по крайней мере в 2 раза больше, чем выводимая активная мощность. При больших мощностях применяется настройка индуктивностью при помощи вариометра, включенного параллельно, как показано на рисунке. Это требует дополнительного повышения реактивной мощности, особенно если необходимо обеспечить настройку в широком диапазоне частот. При малых мощностях настройку можно производить переменным конденсатором (при больших напряжениях — вакуумным переменным конденсатором), что по сравнению с настройкой индуктивностью позволяет при меньшей реактивной мощности получить большее перекрытие по частоте.

Схема с выводом мощности из емкостной ветви контура (рис. 23-3) посредством делителя напряжения (емкостная связь) в принципе не отличается от индуктивной, но здесь степень связи остается постоянной или может изменяться только скачками. Преиму-

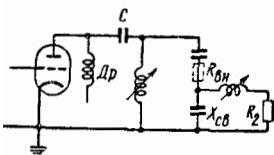


Рис. 23-3. Емкостная связь нагрузки с емкостной ветвью анодного контура.

щества: меньшая реактивная мощность и большее перекрытие при настройке вариометром.

В схемах рис. 23-2 и 23-3 гармоники основной частоты, которые еще имеются в анодном контуре, попадают во второй контур в той же пропорции, что и основная частота. Можно получить дополнительное ослабление гармоник, применив емкостную связь второго контура с индуктивной ветвью анодного контура, как показано на рис. 23-4. Схема работает как «удлиненный» анодный контур, нагруженный с противофазной стороны (рис. 23-4,б). Благодаря наличию  $R_{вн}$  ток  $I_L$  имеет активную составляющую  $I_{акт}$  и создает на  $R_{вн}$  напряжение  $U_{вн}$ , а на  $X_{св}$  образует напряжение  $U_{сво}$ , возбуждающее второй контур; последнее равно напряжению  $U_2$  и получается как результат сложения напряжений  $U_{вн}$  и  $U_{св}$  на сопротивлении  $X_{св}$ . Очевидно, что  $U_2$  находится не точно в противофазе относительно напряжения  $U_a$ .

Такая схема имеет два недостатка:

Во-первых, нагрузка для боковых полос высокочастотного модулированного сигнала получается неодинаковой, так как, вследствие квадратичной частотной зависимости делителя напряжения  $L-X_{св}$ , связь со вторым контуром для верхней боковой полосы получается слабее, чем для нижней (пунктирная кривая на рис. 23-5). Незбежным следствием несимметрии боковых полос является искажение огибающей модулированного колебания, которое проявляется (особенно при широкой полосе) как нелинейные искажения на верхних частотах (§ 21-7).

Во-вторых, вследствие того, что нагружаемая ветвь контура является настраиваемой, минимум анодного тока уже не может служить критерием настройки, так как при изменении  $L$  меняется одновременно ток в сопротивлении нагрузки  $R_{вн}$ , а следовательно, и отдаваемая мощность. Зависимость входного сопротивле-

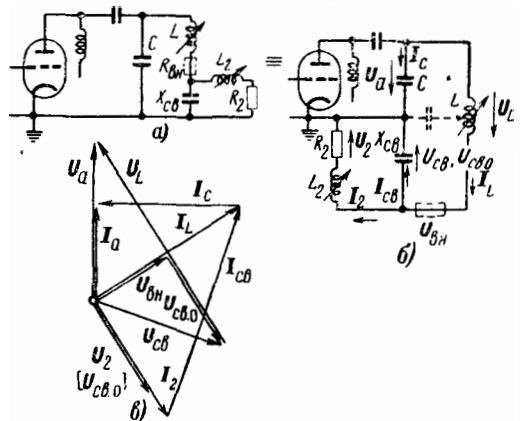


Рис. 23-4. Емкостная связь с индуктивной ветвью контура.

а — принципиальная схема; б — ее изображение в виде схемы генератора с удлиненным анодным контуром; в — векторная диаграмма.

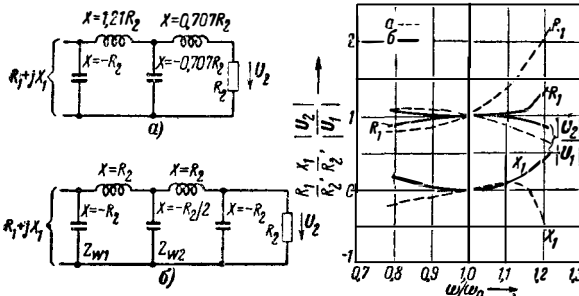


Рис. 23-5. Частотные характеристики схем связи с нагрузкой.  
 а — емкостная связь нагрузки с индуктивной ветвью анодного контура (рис. 23-3); б — схема выходной цепи, состоящая из двух одинаковых П-образных звеньев (рис. 23-7); в — частотные характеристики коэффициента передачи напряжения и составляющих входного сопротивления (пунктирные кривые для схемы а; сплошные — для схемы б), в обеих схемах принято  $R_1 = R_2$  и анодные контуры имеют одинаковую реактивную мощность ( $P_p = P$ ;  $d = 100\%$ ); второй контур в схеме а настроен в последовательный резонанс; в схеме б  $Z_{w1} = Z_{w2} = R_2$ ; общая реактивная мощность в обеих схемах невелика; в схеме а  $P_p = 3,12P$ , в схеме б  $P_p = 4P$ .

ния этой схемы от изменения различных ее параметров показана на рис. 23-6. Только при настройке в ненагруженной ветви максимум полного сопротивления совпадает с максимумом активного (постоянство активной составляющей в параллельной эквивалентной схеме), так что только в этом случае минимум анодного тока может служить критерием настройки. Поэтому в схеме рис. 23-4 необходимо иметь устройство, облегчающее настройку, которое в качестве критерия использовало бы противофазность напряжений  $U_a$  и  $U_c$  или указывало бы максимум к. п. д.; точная настройка тем лучше совпадает с минимумом анодного тока или с максимумом к. п. д., чем меньше величина отношения реактивной мощности. В крайнем случае можно ввести дополнительный вариометр, включенный параллельно для осуществления настройки в ненагруженной ветви.

Некоторое улучшение дает установка дополнительного конденсатора, который на

схеме рис. 23-4,б показан пунктиром; при этом получается схема, изображенная на рис. 23-7.а.  $L$  распадается на два отдельных вариометра, которые могут иметь одинаковую конструкцию (шлейфовую) и общее управление. Эту схему можно рассматривать как фильтр нижних частот с двумя П-образными звеньями [Л. 32, 33]. Выходное напряжение  $U_2$  находится точно в противофазе относительно входного  $U_a$ , так что напряжение для нейтрализации в случае необходимости можно снимать с сопротивления  $R_2$  (относительно нейтрализации см. § 15-13—15-24). Частотная характеристика при малых расстройках более симметрична (см. сплошные кривые на рис. 23-5), и нагрузка для боковых полос получается одинаковой. Это тем вернее, чем меньше коэффициент трансформации обоих П-образных звеньев и чем лучше приближается выбор параметров к «геометрической прогрессии» (§ 3-17). Настройка анодного контура в параллельный резонанс может производиться при холостом ходе ( $R_2$  отключено). При этом  $U_m = 0$  и схема работает как удлиненный анодный контур. Критерий — минимум анодного тока. Включение активной нагрузки не вызывает расстройки (аналогично полуволновой линии). Сопротивление нагрузки для лампы при заданном  $R_2$  составляет:

$$R_a = R_2 \frac{Z_{w1}^2}{Z_{w2}^2}, \quad (23-11)$$

где  $Z_{w1,2}$  — волновое сопротивление обоих П-образных звеньев на рабочей частоте. Индуктивность и обе емкости каждого звена выбираются равными  $Z_w$ . Отношение  $R_a/R_2$  не зависит от частоты настройки, если настройка производится только изменением индуктивности, так как при этом отношение обоих  $Z_w$  остается неизменным. Только отклонение от геометрической прогрессии вызывает небольшую несимметрию боковых полос. Но этот эффект компенсируется уменьшением относительной ширины полосы при укорочении волны, если для наиболее длинной волны рабочего диапазона расчет произведен по геометрической прогрессии.

### 23-5. НЕСИММЕТРИЧНЫЙ ВЫХОД И НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ

Оконечные каскады маломощных передатчиков могут работать на пентодах без нейтрализации. В более мощных (свыше 2 кат) окончных каскадах используются триоды и необходимо применять нейтрализацию (исключение представляет схема с заземленной сеткой). Схемы нейтрализации (§ 15-13—15-24) на средних и длинных волнах сравнительно просты. В большинстве случаев достаточно нейтрализация анодно-сеточной емкости без компенсации двух других междуэлектродных емкостей и индуктивностей выводов электродов. В случае коротковолновых передатчиков все это должно быть произведено тем точнее, чем выше ча-

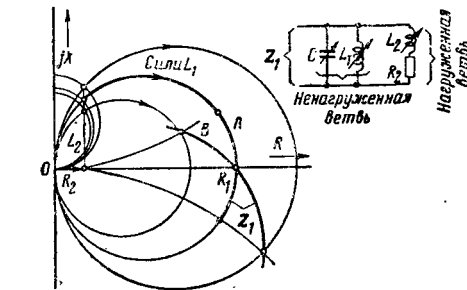


Рис. 23-6. Изменение входного комплексного сопротивления  $Z_1$  схемы связи с нагрузкой в зависимости от величины различных ее элементов; кривая А соответствует случаю, когда настройка производится элементами ненагруженной ветви контура (С или  $L_1$ ); кривая В соответствует настройке в нагруженной ветви ( $L_2$ ).

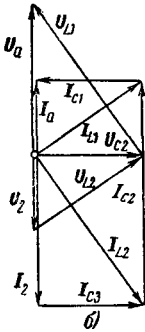
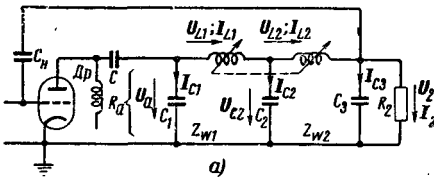


Рис. 23-7. Связь с нагрузкой при помощи двух настроенных П-образных звеньев фильтра нижних частот. а — принципиальная схема; б — векторная диаграмма [Л. 32].

стота и больше мощность. Во всех случаях необходимо получить для нейтрализации напряжение, противофазное анодному. В этом отношении очень удобны двухтактные схемы. Но некоторые одноктактные схемы (см., например, рис. 23-7) также позволяют легко получить противофазное напряжение. С другой стороны, двухтактные схемы требуют перехода с симметричной схемы на несимметричный выход, так как обычно нагрузка присоединяется с помощью коаксиальной линии.

**Трансформаторная связь.** Простейшая возможность осуществить такой переход состоит в применении трансформатора связи, который одновременно может использоваться для изоляции высокого напряжения. В качестве недостатков следует назвать высокое рабочее напряжение при большой мощности и наличие паразитной емкостной связи, которая исключает применение этой схемы на коротких волнах.

**Схема «X/2».** Так называемая схема «X/2» [Л. 11], употребляемая довольно часто на различных диапазонах, использует принцип полуволновой фазирующей линии, но выполняется в виде цепи с сосредоточенными пара-

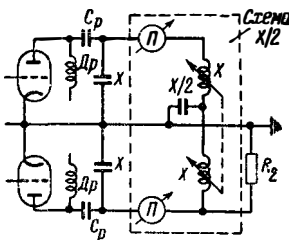


Рис. 23-8. Схема «X/2» — схема выходного двухтактного каскада, работающего на несимметричную нагрузку; схема состоит из двух П-образных звеньев фильтра нижних частот.

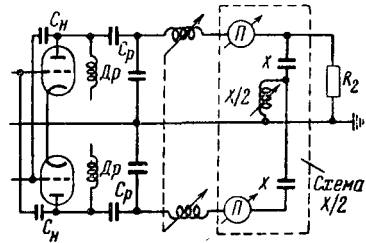


Рис. 23-9. Схема «X/2», состоящая из двух П-образных звеньев фильтра (верхних частот) с трансформацией сопротивления и настройкой на симметричной стороне [Л. 1].

метрами. Одно плечо симметричной схемы соединяется непосредственно с несимметричной нагрузкой, а другое плечо соединяется параллельно с той же нагрузкой через полуволновый отрезок линии или через два П-образных звена. Пусть на рис. 23-7 напряжения  $U_a$  и  $U_2$  симметричны относительно земли и  $Z_{w1} = Z_{w2}$ ; получается двухтактная схема, если представить себе вторую лампу, возбуждаемую в противофазе, как симметричное дополнение к первой, которая через свой  $C_p$  непосредственно питает выход  $R_2$ . Эту схему можно изобразить так, как показано на рис. 23-8; она имеет индуктивный вход и настроена в параллельный резонанс обоими конденсаторами X.

Верхняя половина этой схемы фильтрует гармоники гораздо интенсивнее, чем нижняя. Фильтрацию можно сделать более равномерной, если применить два П-образных звена фильтра верхних частот. Такая схема изображена на рис. 23-9. Характерно, что в ней для поддержания симметрии и для настройки служит один вариометр. Симметрия обоих токов контролируется с помощью приборов (П). Нужно заметить, что емкость  $C_p$ , стоящую на входе схемы рис. 23-8, вовсе не обязательно компенсировать параллельно включенной индуктивностью X. Емкость, как показано, можно скомпенсировать или перекомпенсировать с помощью последовательной индуктивности L (см. диаграммы на рис. 23-4, в и § 23-6) и производить настройку параллельной емкостью.

Симметрирующее действие схемы X/2 можно легко объяснить, рассматривая отдельно прохождение симметричного (двухтактного) и несимметричного (одноктактного) токов. Если в схеме имеется неполная симметрия токов, то можно полагать, что наряду с двухтактным током по схеме протекает одноктактный ток. Прохождение двухтактного тока описано выше, а для одноктактного тока обе половины схемы оказываются включенными параллельно; при этом оба X-элемента схемы включены параллельно и с элементом X/2 образуют настроенный последовательный контур, который для одноктактного тока представляет короткое замыкание. Подобным образом работают так называемые резонансные Т-образные звенья в схемах нейтрализации. Относительно гармоник в этой схеме см. § 23-6. Действие схемы не зависит от направления передачи энергии.

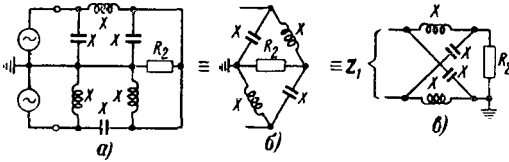


Рис. 23-10. Мост Бушера (б), образованный соединением П-образных звеньев фильтра верхних и нижних частот (а), и его изображение в виде звена типа X (в).

**Мост Бушера.** Мост Бушера получается, если одну половину симметричного напряжения (рис. 23-10) повернуть по фазе на 90° назад с помощью звена фильтра нижних частот, а другую сместить на 90° вперед посредством звена фильтра верхних частот и выходы звеньев соединить параллельно. При этом компенсируются обе реактивности, присоединенные параллельно сопротивлению [Л. 12]. Мост обладает свойствами фильтра, как это непосредственно показывает его изображение в виде X-образной схемы (рис. 23-10,в). Входное сопротивление этой схемы обратно пропорционально выходному; поэтому она использовалась с давних пор для стабилизации тока дуговых ламп. В данном случае представляет интерес ее симметрирующее действие. Оно проявляется независимо от степени асимметрии нагрузки. Заземление можно включить не так, как показано на рис. 23-10,в, а присоединить к любой точке нагрузки, не нарушая этим симметрии и не изменяя входного сопротивления левой стороны схемы. Характерно, что в проводе заземления ток не протекает.

Входное сопротивление моста равно:

$$R_1 = \frac{X^2}{R_2}, \quad (23-12)$$

и выбором соответствующего X можно получить любую трансформацию сопротивления. Отношение реактивной мощности выражается следующим образом [Л. 13]:

$$\frac{P_p}{P} = \frac{\frac{R_2}{R_1} + 1}{\sqrt{\frac{R_2}{R_1}}}. \quad (23-13)$$

Это отношение имеет минимум, равный  $\sqrt{2}$  при  $R_2/R_1 = 0,5$  и в пределах  $0,085 < R_2/R_1 < 2,92$

оно не превышает 2. Схема имеет наименьшее отношение реактивной мощности по сравнению со всеми прочими устройствами. На коротких волнах трудно избежать вредного влияния паразитной емкости незаземленных элементов моста [Л. 14]. В устройствах, предназначенных для работы на коротких волнах, используются преимущественно отрезки линий (разд. 6).

### 23-6. ФИЛЬТРАЦИЯ ГАРМОНИК И ТРАНСФОРМАЦИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Требования к фильтрации гармоник в передатчиках очень жестки: мощность наиболее интенсивной гармоники в антенном

контуре не должна превышать 25 мвт. В этих условиях фильтрация, даваемая простыми схемами, описанными в § 23-4, часто оказывается недостаточной; поэтому между оконечным каскадом и входом антенного кабеля приходится устанавливать цепь связанных контуров. Контуров могут образовывать, например, многосвязный фильтр нижних частот с постоянной граничной частотой и постоянной настройкой; но такой фильтр имеет тот недостаток, что при нем диапазон частот передатчика не может превышать 1:1,4, так как его нижняя частота должна быть выше половины граничной частоты фильтра, а его высшая частота не должна подходить слишком близко к граничной частоте по соображениям симметрии боковых полос, а также из-за зависимости волнового сопротивления от частоты вблизи границы полосы прозрачности фильтра. Можно применить фильтр, в котором отдельные звенья настраиваются на рабочую частоту передатчика в последовательный или параллельный резонанс. Фильтр такого типа, применяемый преимущественно в мощных передатчиках с широким диапазоном, имеет то преимущество, что подавление гармоник остается почти неизменным на всем диапазоне (если не учитывать явления, связанные с односторонней, т. е. с чисто индуктивной или чисто емкостной настройкой); в фильтре с постоянной настройкой фильтрация ухудшается с увеличением длины волны.

В качестве примера на рис. 23-11 приведена схема с настройкой фильтра варномером, которая вместе со схемой рис. 23-9 образует полную схему оконечного каскада мощного радиовещательного передатчика (100 кВт) с перекрытием 1:3, например  $\lambda = 200 - 600$  м [Л. 1]. На схеме указаны величины вносимых активных сопротивлений для трех контуров, причем сопротивление, вносимое кабелем в последний контур, равно реактивному сопротивлению конденсатора связи  $X_{св1}$ . Точная настройка осуществляется с помощью контрольного прибора ( $\Pi_2$ ) по фазовому методу (§ 25-14). Активное сопротивление нагрузки, пересчитанное как последовательное

в третий контур, равно  $\frac{X_{св1}^2}{Z_w}$ ; аналогично для второго контура  $Z_w X_{св2}^2 / X_{св1}^2$ . Чтобы изменять сопротивление, вносимое во второй контур,

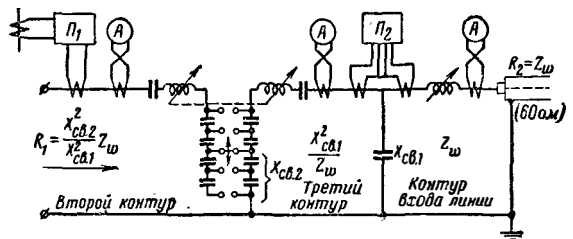


Рис. 23-11. Схема фильтра мощного средневолнового радиовещательного передатчика с широким диапазоном волн; изменение связи с антенной производится скачкообразным изменением реактивного сопротивления связи  $X_{св2}$  [Л. 1].

величина  $X_{св2}$  сделана переменной. Она изменяется скачками таким образом, что емкостное сопротивление в обоих контурах остается неизменным и изменение связи не вызывает расстройки. Если контуры выполнены идентично, вариометры могут быть спаренными. Активное сопротивление третьего контура изменяется пропорционально квадрату длины волны, поэтому ток в контуре пропорционален  $\lambda$ , в то время как сопротивления и токи в двух других контурах не зависят от частоты при неизменной емкости связи. Выбором величины  $X_{св}$  можно получить любую необходимую трансформацию сопротивления [см. уравнения (23-8) и (23-9)].

Фильтрация (при чисто емкостной связи) получается тем лучше, чем выше отношение реактивной мощности отдельных контуров. Для расчета фильтрации необходимо подсчитать значения всех реактивностей на частотах, равных удвоенной и утроенной рабочей частоте, после чего, применяя метод вносимых сопротивлений (§ 23-3), найти полное сопротивление анодного контура на этих частотах. Мощность, выделяемая анодным током на активной составляющей полного сопротивления анодного контура, не должна превышать допустимой величины; при этом нужно иметь в виду, что лампа, работающая в режиме класса В, дает ток второй гармоники, составляющий примерно 42% тока основной частоты. При работе лампы в режиме класса С этот процент увеличивается. В двухтактных каскадах вторая гармоника компенсируется. Третья гармоника гораздо менее интенсивна, что облегчает ее фильтрацию.

При включении двухтактного каскада на несимметричную нагрузку по схеме « $X/2$ » симметрия для гармоник отсутствует и теряется важнейшее преимущество двухтактной схемы — компенсация четных гармоник, особенно второй, наиболее интенсивной. На это нужно обращать внимание при наладке схемы. Например, полуволновая линия складывает в параллель все четные гармоники, даваемые двухтактной схемой синфазно, так как вдоль линии укладывается целое число волн любой четной гармоники; симметрия двухтактной схемы при этом не нарушается. Компенсация гармоник получается только в том случае, если конструкция полностью симметрична (и для гармоник!). С этой точки зрения удовлетворительной схемой связи двухтактного каскада с несимметричной нагрузкой является трансформаторная связь, а на коротких волнах — симметрирующая линия, четвертьволновый коаксиальный резонатор и другие подобные средства.

## 23-7. ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ ВКЛЮЧЕНИЕ ПЕРЕДАТЧИКОВ

Если два передатчика должны работать поодиночке или одновременно на один антенный фидер (например, 60-омный), то при параллельной работе необходимо вводить между входом фидера и параллельно включенными выходами передатчиков трансформирующее

устройство (например, 60:30 ом). Такие устройства могут быть трех видов:

1) настроенная четвертьволновая (или  $2 \times \lambda/4$ ) схема;

2) широкополосное трансформирующее устройство;

3) мостовые схемы.

В качестве настроенного четвертьволнового звена может быть использована любая схема (от однородной линии до четырехполюсника из реактивностей), позволяющая получить в рабочем диапазоне частот требуемую величину волнового сопротивления

$$Z_w = \sqrt{R_1 R_2} \quad (23-14)$$

Т-образное и П-образное звенья фильтра нижних частот применять неудобно, потому что при изменении рабочей частоты необходимо перестраивать все три элемента звена. Целесообразно использовать два П-образных звена фильтра нижних частот, соединенные последовательно (рис. 23-7). Для получения необходимой трансформации отношения волновых сопротивлений звеньев должно удовлетворять условию

$$\frac{Z_{w1}}{Z_{w2}} = \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} \quad (23-15)$$

при этом абсолютные значения  $Z_w$  могут изменяться произвольно, что позволяет упростить настройку — она может производиться только изменением индуктивностей; оба сопротивления  $Z_w$  изменяются пропорционально длине волны, и коэффициент трансформации в соответствии с равенством (23-15) остается постоянным. Кроме того, если эта схема рассчитана по методу «геометрической прогрессии» (§ 3-17), то она обладает достаточно широкой полосой пропускания для неискаженной передачи боковых полос.

**Широкополосные трансформирующие устройства.** Используя результаты последних исследований [Л. 15], можно сконструировать широкополосные трансформирующие устройства. Речь идет о новой области теории четырехполюсников, так называемой теории волновых параметров, рассматривающей цепи, состоящие из четырехполюсников, полные сопротивления которых удовлетворяют геометрической прогрессии со знаменателем  $s$ , причем эти цепи рассматриваются как однородные. Вместо волнового сопротивления и коэффициента передачи вводятся новые величины, определяющие условия передачи энергии, так называемые трансформирующее полное сопротивление и трансформирующий коэффициент передачи. Такие цепи всегда имеют полосовые характеристики, и «трансформирующая» полоса пропускания получается уже, чем полоса такого же четырехполюсника с однородным распределением параметров, и это выражено тем сильнее, чем больше величина  $s$ . Если необходимо получить трансформацию, равную  $t=s$ , то, выбирая определенным образом количество звеньев  $n$ , можно получить достаточно широкую трансформирующую полосу пропускания. Пу-

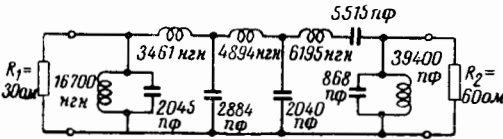


Рис. 23-12. Широкополосная трансформирующая схема 30; 60 ом; в диапазоне частот от 470 до 1570 кГц изменение ее входного сопротивления не превышает 7%.

тем синтеза, используя линии или реактивные элементы с геометрическими ступенями параметров, можно получить трансформирующие устройства, обладающие заданным произвольно большим коэффициентом трансформации, могущие работать в заданном, сколь угодно широком диапазоне частот при заданном, произвольно малом рассогласовании. На рис. 23-12 изображена одна из таких схем, составленная из элементов низкочастотного фильтра, рассчитанная для работы в средневолновом диапазоне.

**Мостовые схемы сложения мощностей** содержат, кроме сопротивления нагрузки, дополнительное активное сопротивление, так называемое балансирующее сопротивление. В случае неточной регулировки схемы в этом сопротивлении теряется часть мощности, но если параллельно работающие передатчики согласованы по амплитуде и фазе, в этом сопротивлении ток не протекает. На рис. 23-13 показана такая схема и ее мостовое изображение. Схема предназначена для двух передатчиков равной мощности и содержит одно П-образное звено фильтра верхних частот и три звена фильтра нижних частот. Если передатчики работают синфазно, суммарная мощность попадает направо, в антенну; если в противофазе — налево, в балансирующее сопротивление. Если один из передатчиков не работает, то мощность работающего передатчика распределяется между антенной и балансирующим сопротивлением поровну, не попадая в неработающий передатчик. Каждый передатчик всегда нагружен постоянным активным сопротивлением независимо от состояния другого передатчика. Правая часть схемы рис. 23-13,а рассчитывается в предположении, что левая часть отсутствует; так же рассчитывается и левая часть. Если передатчики неодинаковы [Л. 17] и работают в противофазе, мощность в антенне не равна нулю; однако и в этом случае основное свой-

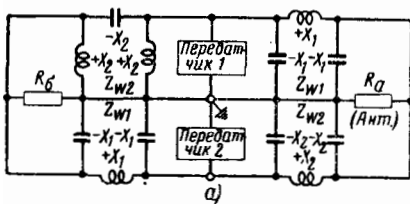


Рис. 23-13.

а — схема сложения мощностей двух передатчиков [Л. 16]; если мощности передатчиков равны, то  $Z_{w1} = Z_{w2}$ ,  $X_1 = X_2 = X$  и  $X = R_A \sqrt{2}$ ;  $R_6$  — балансирующее сопротивление; б — изображение той же схемы в виде моста  $X_1 = X_2 = X$ ; каждый передатчик независимо от состояния другого передатчика всегда нагру-

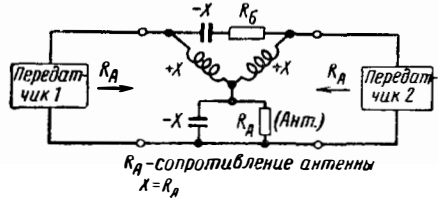
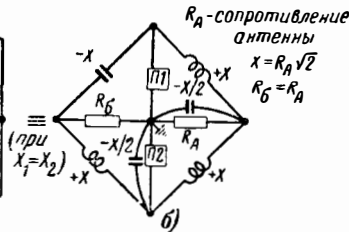


Рис. 23-14. Схема сложения мощностей двух одинаковых передатчиков [Л. 19]; оба передатчика независимы, как и на рис. 23-13; при синфазной работе суммарная мощность попадает в антенну, при противофазной — в  $R_6$ .

ство схемы сохраняется: передатчики работают независимо. Кроме того, мостовые схемы обладают еще рядом важных особых свойств [Л. 18]: не требуется точно соблюдать равенство глубины модуляции обоих передатчиков; допускается также некоторое расхождение фаз модуляции. Это имеет значение при параллельной работе передатчиков различной конструкции. Коэффициент нелинейных искажений в суммарном сигнале получается меньшим, чем у худшего передатчика, так как компоненты, созданные нелинейностью, складываются геометрически, и может быть даже меньшим, чем у лучшего передатчика (компенсация). Результирующая частотная характеристика получается лучшей, чем у худшего передатчика. Уровень шумов суммарного сигнала получается меньшим, чем у передатчика с большим уровнем шумов, так как отдельные составляющие шумового напряжения не всегда складываются арифметически.

На рис. 23-14 показана другая схема, пригодная для сложения мощности одинаковых передатчиков (схема Маркони) [Л. 19]. Принцип, положенный в основу этой схемы, может быть использован для построения схем сложения мощностей любого числа передатчиков. Для примера на рис. 23-15 и 12-16 показаны схемы для трех и четырех передатчиков [Л. 20]. Недостатком этих схем является то, что балансирующие сопротивления не заземлены, как на рис. 23-13, в связи с чем при больших мощностях могут возникнуть осложнения из-за неизбежных паразитных емкостей. При малых мощностях (до 1 кВт) находят применение устройства, содержащие индуктивности с постоянной связью [Л. 19].



жен сопротивлением  $R_A$ ; если напряжения колебаний передатчиков равны и фазы этих напряжений совпадают, то суммарная мощность направляется направо в антенну, если напряжения противофазны — то налево, в балансирующее сопротивление; если передатчики отдадут разные мощности, то в балансирующее сопротивление направляется часть мощности.

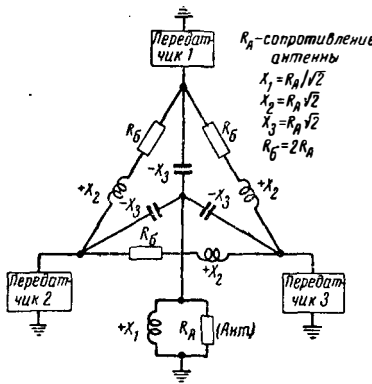


Рис. 23-15. Схема сложения мощностей трех одинаковых передатчиков.

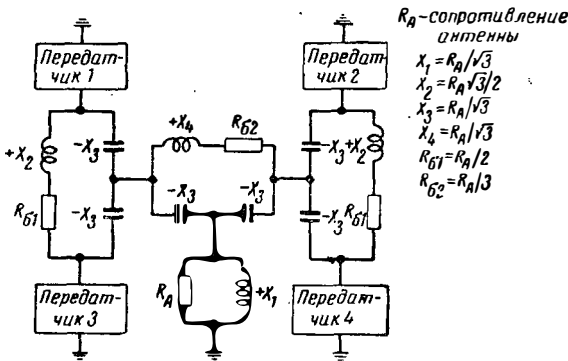


Рис. 23-16. Схема сложения мощностей четырех одинаковых передатчиков

### 23-8. КАСКАДЫ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО УСИЛЕНИЯ

Каскады предварительного усиления немодулированных колебаний представляют собой обычные усилители высокой частоты, работающие в критическом режиме с высоким к. п. д., нагрузкой для которых служит входная цепь следующего каскада. Схема связи состоит в простейшем случае из емкостного делителя, включенного вместо контурного конденсатора. Непосредственно с делителя напряжение подается на сетку следующего каскада (рис. 23-17). Делитель позволяет ввести в анодный контур предварительного каскада такое сопротивление нагрузки, на котором выделяется мощность, необходимая для раскачки последующего каскада. Преимущество емкостной связи состоит в том, что нелинейная нагрузка сеточным током последующего каскада не вызывает сильного искажения формы управляющего напряжения, так как емкостный делитель имеет низкое выходное сопротивление для гармоник.

Мощность, отдаваемая лампой предварительного каскада, должна равняться сумме мощности, теряемой в контуре, и мощности, потребляемой последующим каскадом, с учетом мощности, переходящей в анодный контур последующего каскада (§ 15-19 и

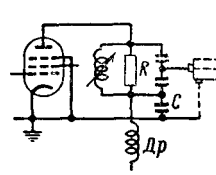


Рис. 23-17. Простая схема каскада предварительного усиления с согласованием с помощью емкостного делителя.  $R$  — шунтирующее сопротивление;  $C$  — блокирующий конденсатор;  $Dp$  — дроссель.

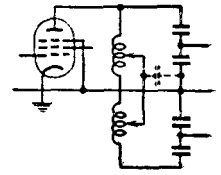


Рис. 23-18. Схема связи одноконтурного каскада предварительного усиления с двухтактным; переход на симметричную схему с помощью удлиненного анодного контура; если имеется конденсатор, обозначенный на схеме пунктиром, ее можно рассматривать, как схему  $X/2$ .

15-23), а также мощности, расходуемой в шунтирующих сопротивлениях, если они имеются. В предварительных каскадах мощностью до 2 кВт применяются исключительно пентоды и необходимость в нейтрализации отпадает.

Переход от одноконтурного каскада к двухтактному при малых мощностях осуществляется с помощью так называемого удлиненного колебательного контура, который изображен на рис. 23-18. Этот контур при больших мощностях снабжается дополнительным конденсатором, показанным на рисунке пунктиром, что приводит к улучшению схемы, так как она превращается в симметрирующую схему « $X/2$ » (§ 23-5).

Каскады предварительного усиления модулированных колебаний принципиально не отличаются от рассмотренных выше. Напряжение на контуре в режиме несущей должно составлять около половины ( $h_u \approx 0,4$ ) максимального значения при пиках модуляции. Коэффициент полезного действия соответственно получается малым (примерно 32%). Необходимо, чтобы схема связи обеспечивала равномерную передачу боковых полюс заданной ширины (§ 21-7); это требует применения схем, обладающих симметричной частотной характеристикой. Часто приводит к цели введение в контур дополнительного затухания. Относительно нелинейного влияния последующего каскада усилители модулированных колебаний находятся в тех же условиях, что и предоконечные каскады.

**Предоконечные каскады.** Предоконечные усилители, возбуждающие мощные оконечные каскады, имеют значительную нагрузку в виде сеточных токов. Поэтому к ним в еще большей степени относится все сказанное выше. Предварительный усилитель, возбуждающий мощный каскад, в котором производится амплитудная модуляция, должен обеспечивать синусоидальную форму сеточного напряжения в мощном каскаде, так как от этого существенно зависит его к. п. д. В передатчиках, которые модулируются в одном из каскадов предварительного усиления, предоконечный каскад должен обеспечивать неискаженное усиление модулированных колебаний, несмотря на то, что его нагрузка сеточными токами оконечного каскада сильно изменится в про-



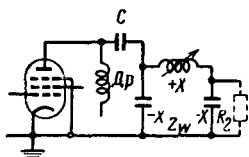


Рис. 23-19. Схема предоконечного каскада с низким внутренним сопротивлением, полученным обращением полного сопротивления П-образным звеном при высоком внутреннем сопротивлении лампы; сопротивление нагрузки для лампы равно  $Z_w^2/R_2$ , где  $Z_w$  — волновое сопротивление П-образного звена; при 90-градусной настройке реактивное сопротивление  $X$  всех трех элементов равно  $Z_w$ .

цессе модуляции. Это требует низкого внутреннего сопротивления предоконечного каскада, чего в свою очередь можно добиться следующими способами: применением перенапряженного режима (если предоконечный каскад не модулируется или слабо модулируется по анду), применением понижающей трансформации сопротивления (иногда удовлетворительные результаты уже дает применение емкостного делителя), введением дополнительного затухания в контур, введением отрицательной обратной связи по высокой частоте (§ 15-17 — сеточная нейтрализация); применяется также обращение полного сопротивления с помощью 90-градусного звена реактивного четырехполюсника (§ 21-20), включаемого в качестве схемы связи между лампой с высоким внутренним сопротивлением (пентод, каскад с отрицательной обратной связью по току) и нагрузкой (рис. 23-19). Не-

линейность тока из-за нагрузки превращается в этом случае в равную нелинейность анодного напряжения лампы предварительного каскада, в связи с чем необходимо предусматривать соответствующий резерв (очень малый коэффициент использования напряжения в режиме несущей).

Кроме того, имеется опасность возникновения нежелательной фазовой модуляции. Она может возникнуть из-за плохой нейтрализации оконечного каскада, когда вследствие обратного прохождения появляется в сеточном токе реактивная составляющая, изменяющаяся в такт с модуляцией и приводящая к расстройке предварительного каскада. Причиной появления фазовой модуляции может быть также переменная активная нагрузка предоконечного каскада, если схема связи чувствительна к этому, т. е. если при изменении нагрузки в анодном контуре предоконечного каскада появляется переменная реактивность, приводящая к расстройке.

**Схема с заземленной сеткой.** Мощный каскад, выполненный по схеме с заземленной сеткой (§ 15-23), предъявляет менее жесткие требования к предварительному каскаду, так как прямое прохождение мощности является желательной линейной нагрузкой для предварительного каскада. Это требует существенного повышения некоторых параметров предварительного каскада, но при этом нелинейность амплитудной характеристики входного тока настолько уменьшается, что с нелинейностью сеточной цепи можно уже примириться. Кроме того, за счет прямого прохождения мощности оконечный каскад несколько разгружается (примерно на 5%).

## Схемы передатчиков

### 23-9. ПЕРЕДАТЧИКИ СРЕДНИХ И ДЛИННЫХ ВОЛН

К этой группе в первую очередь относятся радиовещательные передатчики, которые, как правило, имеют мощность выше 5 кВт, чаще всего 20—100 кВт. К этой же группе следует отнести длинноволновые телеграфные передатчики, работающие на волнах длиннее 2000 м. От радиовещательных передатчиков они отличаются некоторыми особенностями манипулирования и модуляции (§ 23-14). Мощные радиовещательные передатчики бывают одноволновыми, рабочая частота которых может изменяться лишь на несколько процентов, и диапозонными, которые могут перестраиваться в пределах всего средневолнового или длинноволнового диапазона.

**Мощные радиовещательные передатчики** имеют, как правило, задающие генераторы с кварцем и содержат от шести до восьми каскадов, работающих в большинстве случаев без умножения частоты. Для ослабления обратного воздействия после задающего генератора включается специальный разделительный каскад, представ-

ляющий собой апериодический усилитель на сопротивлении. Последующие каскады (§ 23-8) являются усилителями высокой частоты, которые должны довести мощность немодулированных колебаний до величины, необходимой для раскочки модулирующего каскада. В мощных радиовещательных передатчиках старой конструкции производилась модуляция на сетку в одном из каскадов предварительного усиления (§ 21-10). При этом последующие каскады усиливали модулированные колебания (§ 23-8) до достижения необходимой выходной мощности. Передатчики такого рода имеют низкий к. п. д. и потребляют соответственно большую мощность; поэтому в современных передатчиках, как правило, применяются более экономичные схемы, например схема анодной модуляции в оконечном каскаде с модулятором, работающим в режиме класса В (§ 21-15), схема Ширекс — Фаго (амплитудно-фазовая модуляция, § 21-19) и схема Догерти [Л. 21] (§ 21-20). Кроме того, иногда применяется экономичная схема «Халпуг» (§ 21-24).

За оконечным каскадом следует фильтрующая схема, которая подавляет гармоники несущей частоты и согласовывает выход пере-

датчика с волновым сопротивлением антенного фидера. Подробно об этих схемах см. § 23-4—23-6.

Пример принципиальной схемы высокочастотной части оконечного каскада мощного радиовещательного передатчика с анодной модуляцией виден на рис. 23-9, если вместо сопротивления  $R_2$  считать включенным фильтр, схема которого показана на рис. 23-11. На выходе фильтра включен коаксиальный антенный фидер, который передает энергию в антенный павильон, содержащий устройство для настройки антенны (§ 3-14), и затем в антенну. Для увеличения зоны, свободной от ближнего замирания, применяются антенны в виде возбуждаемых колебаниями мачт решетчатой или трубчатой конструкции длиной примерно  $\lambda/2$ . Иногда они имеют «верхнее» или «двойное» питание [Л. 22] (§ 9-25).

Ранее для повышения надежности работы все существенные элементы устройства дублировались. В последнее время появляется тенденция [Л. 18] применять так называемое активное резервирование; по этому методу полная мощность обеспечивается двумя одинаковыми параллельно включенными передатчиками, каждый из которых дает половинную мощность; параллельное включение выходов передатчиков осуществляется с помощью мостовой схемы (§ 23-7).

Электропитание мощных передатчиков производится либо от общей сети переменного тока, либо от стационарных дизельных электростанций. Лампы предварительных каскадов, имеющие подогревные катоды, накаляются переменным током. Для накала нитей мощных ламп оконечного каскада ранее широко применялся постоянный ток. В последнее время для накала всех ламп применяется переменный ток (торированные катоды с малой мощностью накала, трехфазный или двухфазный ток для уменьшения фона). Питание цепей сеточного смещения и анодных цепей предварительных каскадов осуществляется с помощью ламповых или полупроводниковых выпрямителей. Для питания анодных цепей мощных оконечных каскадов (напряжение 5—20 кВ) ранее применялись ртутные выпрямители в стеклянном или металлическом оформлении. В последнее время для этого используются почти исключительно ламповые выпрямители, в которых сеточные цепи используются для автоматического включения анодного напряжения и автоматического выключения при коротких замыканиях [Л. 7].

### 23-10. РАБОТА ПЕРЕДАТЧИКОВ НА ОБЩЕЙ ВОЛНЕ

Несколько передатчиков, работающих на одной общей волне и передающих одну и ту же программу, причем области, обслуживаемые передатчиками, взаимно перекрываются, образуют одноволновую радиовещательную систему в отличие от передатчиков, расположенных на большом расстоянии один от другого и передающих на одной волне различные программы. Эта система применяется в тех случаях, когда невозможно обеспечить уверенный прием на большой

территории с помощью одного, хотя бы очень мощного передатчика, а также в тех случаях, когда не имеется необходимого количества рабочих волн. Вследствие интерференции волн, излучаемых двумя передатчиками, наблюдаются зоны интерференционных искажений [Л. 3]. Они обычно расположены на большом расстоянии от передатчиков, где напряженности полей примерно одинаковы, т. е. вдоль прямой, проходящей на равном расстоянии от обоих передатчиков. Несущая частота и боковые частоты находятся в различных фазовых соотношениях, поэтому интерференционные минимумы для несущей и для боковых частот, как правило, не находятся в одном месте; возможно, например, что в данном месте приема боковые частоты имеют гораздо большую напряженность поля, чем несущая, в связи с чем возникают характерные искажения (перемодуляция, избирательное замирание (несущей)). Так как эти явления усиливаются с увеличением глубины модуляции, то у передатчиков, работающих в одноволновой системе, глубина модуляции не должна превышать пятидесяти процентов. Кроме того, в передатчиках должна по возможности отсутствовать паразитная фазовая модуляция, так как при взаимодействии двух несущих в месте приема паразитная фазовая модуляция может превращаться в амплитудную.

Передатчики, специально предназначенные для работы на общей волне, имеют в большинстве случаев малую мощность (порядка 5 кВт), но вследствие «тесноты» в эфире мощные передатчики также в некоторых случаях объединяются в одноволновые системы.

**Системы управления.** Зоны интерференционных искажений со временем изменяют свое положение, не касаясь изменений в ионосфере, в зависимости от разности частот передатчиков. Поэтому возникает необходимость строго поддерживать равенство частот передатчиков, для чего были разработаны специальные методы. Первое время все передатчики системы управлялись одним центральным задающим генератором по проводным линиям [Л. 3]. По проводам передается управляющее напряжение  $n$ , ч., которое после умножения частоты используется для фазовой автоподстройки местных задающих генераторов. Основные трудности возникают из-за непостоянства фазовой характеристики проводных линий. Оказалось, что с помощью весьма стабильных кварцевых генераторов ( $10^{-8}$ ) можно получить такую же и даже лучшую стабильность частот отдельных передатчиков, так что необходимость в проводных линиях отпала. В этом случае частоты передатчиков периодически сравниваются с частотой центрального передатчика. Для управления частотами задающих генераторов можно также использовать несущую частоту какого-либо мощного стационарного передатчика, преобразовывая ее соответствующим образом [Л. 23].

### 23-11. КОРОТКОВОЛНОВЫЕ ПЕРЕДАТЧИКИ

Схемы коротковолновых передатчиков малой и средней мощности не отличаются существенно от схем передатчиков средних волн.

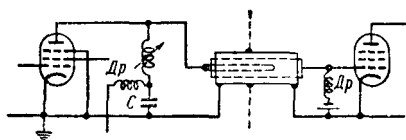


Рис. 23-20. Схема междукаскадной связи для коротких волн с коаксиальным емкостным делителем напряжения.

При мощностях до 2 кВт применяются исключительно пентоды и тетроды, что при тщательной экранировке позволяет отказаться от нейтрализации. Для того чтобы свести к минимуму индуктивность выводов электродов ламп и этим обеспечить самонейтрализацию (§ 15-24) на возможно более коротких волнах, ранее применялись специальные коротковолновые лампы, у которых выводы экранирующей или защитной сетки помимо цоколя проходят сквозь стенку баллона. С этой точки зрения особенно удобными являются двойные лампы, у которых соединения делаются внутри баллона. В настоящее время применяются лампы с кольцевыми выводами электродов.

Предварительные каскады коротковолновых передатчиков средней и большой мощности отличаются от средневолновых тем, что в них в большинстве случаев применяется удвоение или умножение частоты, для того чтобы уменьшить опасность самовозбуждения всего передатчика в целом и использовать задающий генератор на пониженной рабочей частоте.

Предварительные и предоконечные каскады коротковолновых передатчиков имеют те же особенности, что и каскады средневолновых передатчиков (§ 23-8).

Связь между каскадами, расположенными в отдельных отсеках передатчика, желательно осуществлять с помощью возможно более коротких коаксиальных линий, чтобы не допускать протекания сильных токов по корпусу передатчика. Если между каскадами большой мощности необходимо установить емкостный делитель, то его полезно конструктивно совместить с коаксиальной линией (рис. 23-20). Переменная связь применяется лишь в исключительных случаях. Иногда необходимо предусмотреть возможность питания антенны непосредственно от предоконечного каскада. Эта задача сильно упрощается, если в оконечном каскаде применена схема с заземленной сеткой (§ 15-23), так как ее входное сопротивление сравнимо с обычным сопротивлением антенного фидера (60 ом); поэтому при включении антенны на выход предоконечного каскада можно обойтись без применения специальных согласующих устройств. Это создает известные удобства в конструировании и наладке отдельных каскадов. В коротковолновых передатчиках применяется либо сетчатая модуляция в одном из предварительных каскадов, либо при большой мощности — анодная модуляция в оконечном каскаде (§ 21-15).

## 23-12. ОДНОПОЛОСНЫЕ ПЕРЕДАТЧИКИ

В системах высокочастотной телефонии по проводным линиям широко применяется передача одной боковой полосы [Л. 24]. В связи с тем, что линии коммерческой телефонной радиосвязи на дальние расстояния требуют больших мощностей на передающем конце, заслуживает внимания применение однополосной телефонии и в радиосвязи, так как это позволяет существенно снизить мощность передатчика, почти не снижая качества приема [Л. 13]. Однополосный передатчик усиливает мощность колебаний, полученных с помощью аппаратуры, выделяющей одну боковую полосу амплитудно-модулированного сигнала (§ 21-25). Таким образом, передатчик в целом работает как усилитель модулированных колебаний (§ 15-11) [Л. 25], т. е. подобно оконечному каскаду в передатчике, который модулируется в предоконечном каскаде. Если произвести сравнение мощностей передатчика при работе с двумя боковыми полосами и с одной боковой полосой при подавленной несущей при условии, что в месте приема оба сигнала дают одинаковую амплитуду у низкой частоты после линейного детектирования двухполосного сигнала и после линейного детектирования однополосного сигнала с сильной несущей, то оказывается, что наибольшая амплитуда колебаний однополосного сигнала должна быть равна амплитуде несущей двухполосного передатчика. При этом отношение мощностей в антенне равно:

$$\frac{P_{\text{ДВП}}}{P_{\text{ОБП}}} = \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) \frac{1}{m^2}, \quad (23-16)$$

где  $m$  — коэффициент модуляции.

Если теперь положить в основу сравнения равное качество приема, т. е. равенство отношений сигнала к шуму на выходе детектора, то оказывается, что мощность однополосного передатчика можно снизить еще вдвое, так как мощность помех у однополосного приемника будет вдвое меньше, чем мощность помех при двухполосном приеме. Кривая  $A$  на рис. 23-21 показывает изменение отношения мощностей передатчиков в зависимости от коэффициента модуляции  $m$ .

Если сравнить мощности, потребляемые оконечными каскадами передатчиков с учетом их к. п. д. и при предположении равного качества приема, то отношение мощности, потребляемой двухполосным передатчиком, к мощности, потребляемой однополосным передатчиком, может быть выражено кривой  $B$  (рис. 23-21); кривая построена в предположении, что оконечный каскад двухполосного передатчика модулируется по аноду и имеет общий к. п. д. ламп и контура 75%, что максимальный коэффициент использования анодного напряжения и модулятора равен 0,8 и к. п. д. модуляционного трансформатора равен 95%; принято, далее, что оконечный каскад однополосного передатчика работает в режиме класса  $B$  как усилитель модулированных колебаний с максимальным коэффициентом использования анодного напряжения 0,8. Как видно, преимущество однополосной системы и в этом случае остается весьма

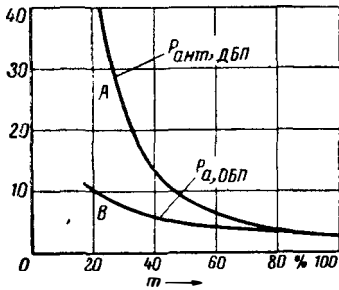


Рис. 23-21. Отношение мощности в антенне при передаче двух боковых полос и несущей к мощности в антенне при передаче одной боковой полосы без несущей — кривая А; отношение мощностей, потребляемых оконечными каскадами, — кривая В; обе кривые относятся к одинаковому отношению сигнала к шуму в месте приема.

существенным. При общей оценке однополосной системы нужно, однако, принимать во внимание высокую стоимость аппаратуры, выделяющей одну боковую полосу.

Однополосный передатчик отличается от обычного коротковолнового передатчика, модулируемого в предварительном каскаде, особой линейностью, необходимой для избежания нелинейных переходных помех [Л. 25]. В мощных каскадах большую опасность представляет нелинейная нагрузка одного каскада сеточными токами последующего. Нелинейность нагрузки можно уменьшить, вводя дополнительное шунтирование применением, например, схемы с заземленной сеткой (прямой переход мощности). Так как эта схема на коротких волнах имеет и другие существенные преимущества, ее очень часто используют в однополосных передатчиках. Линеаризацию передатчиков можно также производить с помощью отрицательной обратной связи. Отрицательная обратная связь по высокой частоте позволяет снизить как амплитудные, так и фазовые искажения, в то время как низкочастотная отрицательная обратная связь, получаемая путем подачи протектированного без несущей (искаженного) однополосного сигнала в сеточную цепь одного из предварительных каскадов в. ч., позволяет снизить только нелинейные искажения огибающей.

### 23-13. УЛЬТРАКОРТОКОВОЛНОВЫЕ ПЕРЕДАТЧИКИ

Конструирование коротковолновых передатчиков сопряжено с рядом технических трудностей, которые возрастают с увеличением выходной мощности и с укорочением рабочей волны. Дело в том, что с ростом выходной мощности передатчика неизбежно возрастают габариты его элементов, что противоречит требованиям, предъявляемым к этим же элементам передатчика для получения достаточно короткой рабочей волны. Далеко не всегда удается найти конструктивное решение, удовлетворяющее противоречивым требованиям и достаточно экономичное. При конструировании ультракоротковолновых передатчиков приходится преодолевать еще большие трудности.

Они состоят в том, что с укорочением рабочей волны быстро падает к. п. д. ламп вследствие конечного времени пролета электронов; кроме того, на у. к. в., особенно при больших мощностях, приходится учитывать нестационарность (т. е. зависимость параметров от частоты) элементов схемы и соединительных проводов.

Мощные каскады передатчиков у. к. в. строятся, как правило, по схеме с заземленной сеткой (§ 15-23). Повышению мощности оконечного каскада путем увеличения анодного напряжения препятствуют не только затруднения, связанные с технологией генераторных ламп, но и некоторые особенности принципиального характера. Реактивная колебательная мощность контура получается очень большой из-за наличия неизбежной распределенной емкости, и существенная часть мощности, даваемой лампой, расходуется на восполнение потерь. При ограниченном токе эмиссии полезная мощность лампы растет линейно с увеличением анодного напряжения, в то время как реактивная мощность и обусловленная ею мощность потерь в контуре растут квадратично; вскоре выходная мощность, равная разности между мощностью лампы и мощностью потерь, перестает возрастать с повышением анодного напряжения. При расчете каскада потери в контуре можно представить в виде эквивалентного сопротивления, включенного параллельно сопротивлению полезной нагрузки. Если не учитывать конечного времени пролета электронов, расчет каскада можно производить обычными методами (разд. 15), но для этого необходимо вычислять сопротивление потерь контура по методу Роте и Клеена [Л. 5]. Результаты, получаемые при этом, сходны с теми, которые приведены в § 15-8, но пригодны в первую очередь для импульсного режима, так как в непрерывном режиме возможности схемы ограничиваются тепловыми перегрузками. В ультракоротковолновых усилителях выгодно применять лампы с малым рабочим анодным напряжением, но с большим током эмиссии катода (лампы с торированными катодами); однако это требование частично противоречит требованиям, предъявляемым к лампам с точки зрения уменьшения нежелательных эффектов, связанных с конечной скоростью электронов.

В отношении конструктивного оформления аппаратов техника у. к. в. приближается к технике дециметровых волн [Л. 26]; сходство проявляется при тем более длинных волнах, чем больше мощность. Входные и выходные цепи каскадов делаются относительно низкоомными; управление колебаниями без затраты мощности становится (хотя бы из-за прямого перехода мощности при схемах с заземленной сеткой) уже невозможным. Длина элементов связи между каскадами нестационарна, поэтому междукаскадные связи осуществляются отрезками коаксиальных линий с согласующими и трансформирующими устройствами на обоих концах. Все токонесущие части передатчиков тщательно экранируются во избежание потерь на излучение. Колебательные контуры выполняются в виде горшкообразных резонаторов или отрезков линий.

## 23-14. ТЕЛЕГРАФНЫЕ ПЕРЕДАТЧИКИ

Манипуляция передатчиков осуществляется прерыванием токов высокой частоты (или изменением частоты) в такт с импульсами, поступающими от источников сообщений. Различаются два основных способа манипуляции: обычная телеграфная с ее разновидностями, при которой допускается длительное нажатие, и импульсная манипуляция, при которой чередуются короткие посылки с относительно длинными паузами; длительное нажатие при этом невозможно, но зато мощность может быть повышена. Для передачи импульсных сигналов с повышенной мощностью в импульсе обычно требуются специальные передатчики; для телеграфной манипуляции можно в ряде случаев использовать обычные радиотелефонные передатчики. Поскольку тактовая частота импульсов может совпасть с резонансной частотой фильтра анодного выпрямителя, в последний нужно вводить сопротивление, обеспечивающее достаточное затухание. В передатчиках с анодной модуляцией нужно, кроме того, закорачивать модуляционный трансформатор или шунтировать его защитным активным сопротивлением, иначе он явится препятствием для быстрых изменений анодного тока при манипуляции. При дуплексной работе на одной волне, если приемник располагается в непосредственной близости от передатчика, манипуляцию необходимо производить в задающем генераторе, чтобы остаток несущей в паузах между передаваемыми сигналами не мешал приему. Если применяется задающий генератор с кварцевой стабилизацией, его манипуляция затрудняется высокой добротностью кварца и длительным временем нарастания колебаний, однако при правильном шунтировании кварца получаются удовлетворительные результаты.

**Манипуляция незатухающих колебаний.**

Простейшим видом работы является телеграфная манипуляция (вид работы А 1), при которой немодулированные колебания высокой частоты прерываются в соответствии с сигналами, подлежащими передаче. Вследствие того, что процессы установления и затухания колебаний в контурах передатчика протекают весьма быстро, посылки имеют почти прямоугольную форму и очень короткие фронты («жесткие сигналы»). Спектр такого сигнала получается довольно широким (§ 21-8), что в некоторых случаях оказывается нежелательным. Возникает необходимость скругления фронтов сигнала с помощью специальных фильтров нижних частот («мягкие сигналы»). При этом существенно уменьшается интенсивность высших гармоник в спектре сигнала, но несколько ухудшаются условия приема.

**Манипуляция тонально-модулированных колебаний.** При манипуляции незатухающих колебаний имеется опасность полного пропадания сигнала из-за избирательного замирания. Вероятность полного пропадания сигнала можно снизить, применяя амплитудную модуляцию посылок тоном звуковой частоты (вид работы А 2). В спектре тонального телеграфного сигнала содержатся

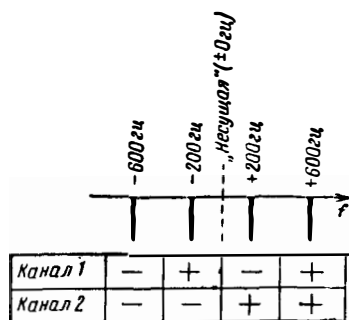


Рис. 23-22. Схема частот передатчика при двойной частотной манипуляции; девиация частоты в первом канале 400 гц, во втором — 800 гц.

две боковые частоты, отличающиеся от несущей на величину частоты модуляции (§ 21-8). Таким образом, одновременно излучаются три частоты, что существенно снижает вероятность полного исчезновения сигнала при избирательных замираниях. Можно модулировать телеграфные посылки одновременно двумя или несколькими различными частотами [Л. 13]; при этом надежность связи повышается, но мощность, приходящаяся на отдельную частотную составляющую сигнала, уменьшается.

При частотной манипуляции (вид работы F 1) излучаемая частота принимает одно из двух возможных значений в соответствии с передаваемыми сигналами; амплитуда сигнала остается неизменной. Чтобы обеспечить высокую стабильность излучаемой высокой частоты и сохранить постоянство девиации, частотную манипуляцию производят на сравнительно низкой частоте и затем преобразовывают эти частоты в необходимые высокие частоты с помощью кварцевых генераторов двойной частотной манипуляции. При двойной частотной манипуляции девиации, например, в 400 и 800 гц складываются в общем частотном модуляторе (рис. 23-22) [Л. 27].

**Многократная манипуляция.** В телеграфных радиоканалах может применяться как временное, так и частотное уплотнение.

При временном уплотнении один общий канал используется для поочередной передачи нескольких квантованных сообщений. Например, сигналы четырех синхронных буквопечатающих аппаратов можно передавать по одному радиоканалу, посылая сперва укороченные первые элементарные посылки (пятизначного кода Бодо) всех четырех аппаратов, затем вторые элементарные посылки и т. д.

При частотном уплотнении каждому сообщению предоставляется отдельная полоса частот в пределах общей полосы. Поскольку все сигналы передаются одновременно, амплитуда каждого сигнала должна быть соответственно снижена. В системах с частотным уплотнением очень удобно использовать передатчики, предназначенные для однополосной телефонии (А 3б). Прием сигнала можно производить с помощью приемника для частотно-модулированных сигналов.

Можно совместить в одном канале двухполосную телефонную передачу с несущей

(А 3) и телеграфную передачу с частотной манипуляцией. Если глубина модуляции не превышает 80% и используется малая девиация частоты, то взаимные помехи не наблюдаются [Л. 28].

**Манипуляция длинноволновых передатчиков**, работающих в диапазоне 2000—20 000 м, затруднена большой длительностью переходных процессов в антенне из-за малого затухания. Постоянная времени антенной цепи, характеризующая время нарастания и спада колебаний в ней, без учета затухания, вносимого передатчиком, равна:

$$\tau = \frac{2L}{R}, \quad (23-17)$$

где  $L$  — общая индуктивность настроенной антенной цепи, а  $R$  — ее общее активное сопротивление, включающее сопротивление излучения, сопротивление заземления и сопротивление потерь. На волнах порядка 10 000 м затухание антенной цепи может составлять примерно 0,002, что соответствует постоянной времени  $\tau = 5$  мсек. При этом фронт телеграфной посылки имеет длительность более 15 мсек и частота манипуляции не может превышать 30 гц. Требуемая же скорость передачи обычно равна 300 слов в минуту, что соответствует частоте посылки 125 гц. Поэтому передача телефонных сообщений и телеграфных сигналов с тональной модуляцией возможна только на высших частотах этого диапазона.

Можно улучшить форму телеграфных посылок и повысить скорость телеграфирования, вводя дополнительное затухание в цепи с высокой добротностью. Для этого целесообразно применять оконечные каскады с малым внутренним сопротивлением, которое, трансформируясь через согласующую схему в антенную цепь, понижает ее добротность [Л. 29]. Однако при этом лампы оконечного каскада получают дополнительную нагрузку, так как в начале телеграфной посылки они работают практически на короткое замыкание; это приводит к перегрузке по току и к снижению к. п. д. Во время паузы энергии, запасенная в реактивных элементах антенного контура, возвращается обратно в оконечный каскад и выделяется в виде тепла на анодах ламп; это сопровождается повышением тока от источника анодного напряжения и приводит к дополнительному снижению к. п. д. Бывает, что при передаче длинного ряда точек постоянная слагающая анодного тока оконечного каскада больше, чем при непрерывном излучении, хотя можно было бы ожидать, что она равна половине этого значения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gerth F., Sender, в: Fortschritte der Hochfrequenztechnik, Leipzig, 1943, 2, 543—684.
2. Vilbig F., Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Leipzig, 1944, 1, 4, Aufl.
3. Vilbig F., Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Leipzig, 1944, 2, 4, Aufl.
4. Barkhausen H., Lehrbuch der Elektronenröhren und ihrer technischen Anwendungen, Braunschweig, 1929, 3. Aufl.

5. Rothe H., Kleen W., Elektronenröhren als End- und Senderverstärker, Leipzig, 1940.
6. Rothe H., Kleen W., Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter, Leipzig, 1941.
7. Wolf E., Techn. Mitt. PTT (Schweiz), 1949, 27, 24—33, 78—85.
8. Beurthet Ch., Revue techn. Comp. Franç. Thomson-Houston, 1952, № 17, 41—51.
9. Rukop W., Telefunken; особ. выпуск, 1928, 114—154.
10. Kummerer W., Telefunkenztg, № 47, 63.
11. Franz. Pat. 850206, Gutzmann F., (C. Lorenz AG).
12. DRP. 603816 (1. 4. 1932), Wundt R (Lorenz AG).
13. Buschbeck W., Telefunken-Hausmitt., 1939, 20, № 80, 11—29.
14. DRP. 662805 (21. 8. 1932), Buschbeck W., Bruckner R., Telefunken.
15. Ruhrmann A., Arch. Elektrotechn., 1954, 41, № 6, 320—333.
16. DBP. 861865 от 27/V 1944, Posthumus K. (Philips).
17. Müller K., Telefunkenztg, 1953, 26, № 102, 335—341.
18. Schweisthal A., Techn. Hausmitt. NWDR, 1952, 4, 42—45.
19. Rendall A., Hunt G., Electr. Engng., 1952, 24, 550—552.
20. Galic R., работа не опубликована.
21. Kolarz A., Schweisthal A., Baer K. H., Techn. Hausmitt. NWDR, 1952, 4, 34—41.
22. Schweisthal A., Techn. Hausmitt. NWDR., 1952, 4, 52—59.
23. Kolarz A., Kniel E., Baer K. H., Techn. Hausmitt. NWDR, 1952, 4, 47—51.
24. Piloty H., Hochfrequente Trägerstromtelefonie und Breitbandkabel, в: Fortschritte der Hochfrequenztechnik, Leipzig, 1941, 1, 735—762.
25. Buschbeck W., Rothe P. G., Telefunken-Hausmitt., 1941, 22, № 86, 23—35.
26. Brauer G., Fernmeldetechn. Z., 1950, 3, 292—296.
27. Kettel E., Telefunkenztg, 1954, 27, № 104, 114—123.
28. Etzold, Funk u. Ton; 1947, 1, № 2, 82—92.
29. DRP. 708317 (17/1 1939), W. Buschbeck (Telefunken).
30. Ruhrmann A., Fernmeldetechn. Z., 1949, 2, 147—152.
31. Glasoe G. N., Lebacqz J. V., Pulse generators, New York and London, 1948.
32. DBP. 866676 (6/IV 1940), W. B. Buschbeck (Telefunken).
33. DBP. 924326 (7/IX 1952), A. Ruhrmann (Telefunken).
34. Берг А. И., Теория и расчет ламповых генераторов, Госэнергоиздат, 1932.
35. Модель З. И. и Невяжский И. X., Курс радиопередатчиков, ч. 1, Связьиздат, 1936; ч. 2, Связьиздат, 1940.
36. Модель З. И., Вопросы построения мощных радиостанций, Госэнергоиздат, 1947.
37. Модель З. И. и Невяжский И. X.,

Радиопередающие устройства, Связьиздат, 1949.

38. Агапов И. Ф., Частотная манипуляция на радиотелеграфных связях, Связьиздат, 1949.

39. Евтянов С. И., Радиопередающие устройства, Связьиздат, 1950.

40. Дробов С. А., Радиопередающие устройства, Воениздат, 1951.

41. Копытин Л. А., Передающие радиоцентры, Связьиздат, 1951.

42. Бычков С. И., Магнетронные передатчики, Воениздат, 1955.

43. Плодухин Б. В., Коаксиальные диапазонные резонаторы, изд. «Советское Радио», 1956.

44. Андреевский М. Н., Конструкции генераторов дециметровых и метровых волн, Оборонгиз, 1956.

45. Бетин Б. М., Радиопередающие устройства, Госэнергоиздат, 1956.

46. Иванов А. Б. и Сосновкин Л. Н., Импульсные передатчики, изд. «Советское Радио», 1956.

47. Иванов А. Б., Импульсные передатчики с в. ч., изд. «Советское Радио», 1957.

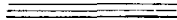
48. Нейман М. С., Курс радиопередающих устройств, ч. 1, изд. «Советское Радио», 1957.

49. Изюмов Н. М., Курс радиотехники, Воениздат, 1958.

50. Нейман М. С., Курс радиопередающих устройств, ч. 2 — Радиопередатчики сверхвысоких частот, изд. «Советское Радио», 1958.

51. Линде Д. П., Основы расчета ламповых генераторов с в. ч., Госэнергоиздат, 1959.

52. Окунь Е. Л., Радиопередающие устройства, Судпромгиз, 1959.



## РАЗДЕЛ 24

# РАДИОПРИЕМНИКИ

### Основные проблемы

#### 24-1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Приемники в технике связи служат для приема, селекции и усиления сигналов электромагнитных волн. В большинстве случаев приемник содержит также дополнительные устройства, предназначенные для преобразования сигналов (например, путем детектирования) в форму, пригодную для последующего их использования. Для определения основных свойств приемников принято их делить на типы в зависимости от вида модуляции принимаемых ими сигналов (разд. 21). Такая классификация применительно к приемникам радиовещания производится одновременно с делением их по диапазонам частот [Л. 1]. Однако разделение приемников по виду модуляции нельзя однозначно провести для приемников, служащих для различных научных целей, например для радиоастрономии, ионосферных наблюдений, приема эталонных частот, лабораторных измерений, а также для контроля каналов связи.

**Реальная избирательность.** Реальная избирательность определяется степенью подавления приема мешающего передатчика в зависимости от разности частот мешающего и принимаемого сигналов. Она равна отношению амплитуды сигнала помехи к амплитуде полезного сигнала на входе приемника, необходимому для получения заданного отношения помехи к сигналу на выходе (подробнее см. ниже). Допустимое отношение помехи к сигналу на выходе устанавливается в соответствии с требуемым качеством передачи. В общем случае реальная избирательность зависит от абсолютной величины полезного сигнала. Реальную избирательность (р. и.) принято характеризовать с помощью семейства характеристик  $p. и. = \varphi(\Delta f)$ , где  $\Delta f$  — расстройка принимаемого передатчика относительно мешающего; параметром является амплитуда полезного сигнала.

**Чувствительность.** Под чувствительностью понимают способность приемника выделять слабые сигналы на фоне его собственных (внутренних) шумов (о предельной чувствительности и коэффициенте шума см. § 20-15). В практике чувствительностью часто называют минимальное напряжение высокой частоты, которое необходимо подать на вход приемника, чтобы получить заданное отношение сиг-

нала к шуму (пример: для самолетного приемника метровых волн чувствительность равна 5 мкв при коэффициенте амплитудной модуляции  $m=30\%$  и отношении сигнала к шуму 20 дб). Применительно к радиовещательным приемникам часто ограничиваются тем, что чувствительность определяют усилением приемника (пример: при входном напряжении сигнала высокой частоты 10 мкв выходная мощность равна 50 мвт).

**Отношением сигнала к помехе** обычно называют отношение напряжения полезного сигнала на выходе приемника к сумме всех напряжений помех. Для полноты оценки следует указывать, о каких величинах напряжения идет речь: пиковых или действующих. Отношение сигнала к помехе ( $c/p$ ) характеризуют с помощью кривой:  $c/p = \varphi(U_c)$ , где  $U_c$  — напряжение сигнала на входе. В зависимости от метода измерения применяются следующие определения:

а) Отношение сигнала к шуму; фон приемника, а также частоты, лежащие вне требуемой частотной полосы усилителя низких частот, при этом отфильтровываются; шумовыми компонентами в области частот фона пренебрегают; сигналы мешающих передатчиков на вход приемника не подаются.

б) Отношение сигнала к шуму с учетом чувствительности уха; все помехи, а также напряжение сигнала оцениваются после прохождения через шумовой фильтр МККФ (дальнее телефонирование) или МККР (радиовещание), частотная характеристика которого соответствует чувствительности уха (рис. 24-22 и 24-23).

в) Отношение сигнала к фону; при помощи фильтра нижних частот измеряется действующее значение компонент этого фона (частота сети и ее гармоники).

**Погрешность настройки.** Погрешность настройки равна абсолютному значению разности между отсчетом по шкале приемника и номинальной частотой сигнала при точной настройке приемника на сигнал. Погрешность, в частности, зависит от частоты сигнала и может изменяться при старении приемника.

**Устойчивость настройки.** Устойчивость настройки определяется отклонениями от номинала параметров всех деталей приемника, от которых зависит настройка приемника, при



изменении температуры, колебаниях напряженной источника питания и вследствие старения деталей. Устойчивость настройки оценивается по истечении некоторого времени после включения. Смена ламп также не должна сопровождаться отклонением настройки за установленные пределы.

## 24-2. РЕАЛЬНАЯ ИЗБИРАТЕЛЬНОСТЬ ПРИЕМНИКА АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Реальная избирательность приемника АМ колебаний определяется следующими свойствами: фильтровой избирательностью (статической избирательностью), видом детектирования, комбинационными помехами, перекрестными искажениями.

**Фильтровая избирательность.** Разнос частот передатчиков в большинстве частотных диапазонов установлен и является постоянной величиной. Поэтому высокая фильтровая избирательность проще всего достигается на низких несущих частотах, на которых относительный разнос между соседними передатчиками имеет наибольшую величину. Это является основанием почти исключительного применения супергетеродинного типа приемника, в котором сигналы любой частоты преобразовываются в одну и ту же (обычно более низкую) промежуточную частоту. Так как промежуточная частота постоянна, то оказывается возможным применять многоконтурные избирательные фильтры с фиксированной настройкой [Л. 4]. О расчете полосовых избирательных фильтров см. разд. 14.

**Виды детектирования.** В отношении влияния, оказываемого ими на реальную избирательность, различные виды детектирования обладают следующими свойствами:

а) **Диодное детектирование.** Если на детектор подаются одновременно сигнал (амплитуда  $U_c$ , частота  $f_c$ ) и модулированный сигнал помехи (амплитуда  $U_n \ll U_c$ , частота  $f_n$ , коэффициент модуляции  $m$ ), то уровень помехи на выходе

$$U_{\text{п.вых}} \sim m \left( \frac{U_n}{U_c} \right)^2 \quad (24-1)$$

при условии, что разностная частота  $f_c - f_n$  не пропускается усилителем низкой частоты. Выражение (24-1) служит основанием для повышения избирательности приемника путем добавления большой несущей к сигналу при детектировании (синхронный прием [Л. 5, 6]). Для избежания искажений (§ 24-4) необходима синфазность несущей частоты сигнала и вспомогательной несущей, что практически осуществить полностью не удается или требует сложных устройств (об автоподстройке частоты и фазы см. § 24-11).

б) **Двухсеточное преобразование.** Детектирование можно выполнить путем преобразования частоты в область низких частот (например, при помощи гексода с возможно более линейной характеристикой  $i_a = \varphi(u_{c1})$  или с кольцевым

модулятором). При этом детектируется только тот сигнал, к которому добавляется несущая равной частоты. Если разность частот полезной сигнала и помехи превышает полосу пропускания усилителя низкой частоты, то к реальной избирательности предшествующих каскадов целиком добавляется низкочастотная избирательность. Здесь также необходима синфазность несущей сигнала и вспомогательной несущей [Л. 7].

в) **Детектирование с подавлением одной боковой полосы.** Другим важным способом повышения реальной избирательности является детектирование с подавлением одной боковой полосы. При помощи фильтра, пропускающего одну боковую полосу и имеющего крутой спад в области несущей, или каким-либо другим способом, устраняется та из боковых полос, которая поражена помехой. Вторая боковая полоса детектируется способом «а» или «б» (см. выше). При диодном детектировании при этом надо добавлять вспомогательную несущую во избежание искажений (§ 24-4). Требования точности фазы вспомогательной несущей при этом способе детектирования отпадают.

**Комбинационные помехи.** В супергетеродинном приемнике могут возникнуть помехи вследствие образования промежуточных частот за счет нежелательного комбинирования частот помехи и гармоник гетеродина. В общем случае паразитные «свисты» и многозначность настройки получаются при условии

$$af_r \pm bf_c \pm c_1 f_{n1} \pm c_2 f_{n2} \pm \dots \\ \dots c_n f_{n n} = f_{\text{пром}} \pm \Delta f, \quad (24-2)$$

где  $f_{\text{пром}}$  — промежуточная частота;  $f_r$  — частота гетеродина;  $f_c$  — частота принимаемого передатчика;  $f_{n n}$  — частота мешающего передатчика;  $\Delta f$  — расстройка в пределах полосы пропускания  $B$  приемника;  $a$ ,  $b$  и  $c$  — любые целые числа, соответствующие гармоникам участвующих частот. Если  $\Delta f > B$ , то помеха подавляется за счет избирательности приемника.

Практически важны следующие комбинации частот, дающие помеху:

$$\text{а) } |af_r \pm cf_n| = f_{\text{пром}} \quad (24-3)$$

Для расчета принято  $\Delta f = 0$  (при  $a = 1$  и  $c = 1$  получается помеха на зеркальной частоте). Частоты помехи для пункта «а» получаются равными

$$f_n = \frac{a}{c} f_c + \frac{a \pm 1}{c} f_{\text{пром}} \quad (24-4)$$

при условии, что  $f_r > f_{\text{пром}}$ , что практически обычно выполняется.

$$\text{б) } cf_n = f_{\text{пром}} \quad (24-5)$$

(при  $c = 1$  получается так называемая «помеха, пролезающая на промежуточной частоте»).

$$\text{в) } |af_r \pm bf_c \pm cf_n| = f_{\text{пром}} \quad (24-6)$$

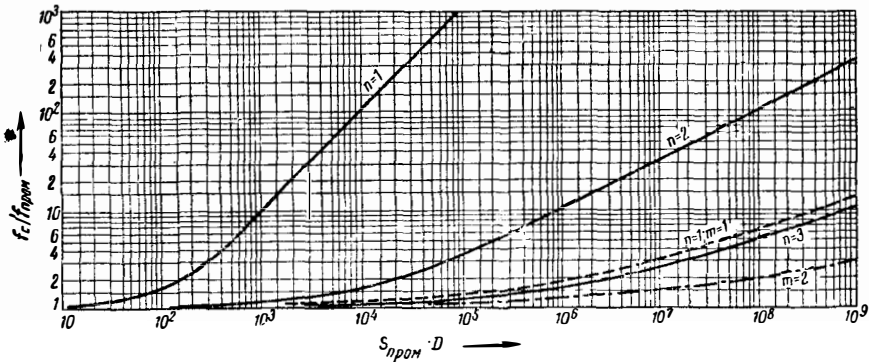


Рис. 24-1. «Пролезание» помехи на промежуточной частоте.

(важный случай получается, например, при  $f_n = 2f_{\text{проп}}$  и  $a = b = c = 1$ ).

$$\text{г) } |af_{\text{г}} \pm bf_{\text{с}}| = f_{\text{проп}} \quad (24-7)$$

(так называемое самогетеродинирование на высших гармониках принимаемого сигнала).

$$\text{д) } bf_{\text{с}} = f_{\text{проп}} \quad (24-8)$$

(возможно лишь при  $f_{\text{с}} < f_{\text{проп}}$ ).

Другие комбинационные помехи возникают реже.

Значительную часть комбинационных помех, в особенности типов «а»—«в», можно подавить, обеспечивая большую избирательность по высокой частоте, т. е. применяя несколько настроенных контуров. Помеху по промежуточной частоте можно ослабить применением запирающего фильтра промежуточной частоты на входе приемника. Зеркальные помехи  $f_{\text{зер}}$  легче всего ослабить, применяя высокую промежуточную частоту  $f_{\text{проп}}$  ( $f_{\text{с}} - f_{\text{зер}} = 2f_{\text{проп}}$ ) (см. рис. 24-1 и 24-2).

Требование повышения промежуточной частоты противоречит условию повышения

фильтровой избирательности. Противоречие можно обойти, применяя двукратное (или многократное) преобразование частоты. В такой схеме приемника первая промежуточная частота берется высокой, а вторая — более низкой. Во избежание комбинационных помех, создающих паразитные свисты и возникающих вследствие воздействия напряжения второго гетеродина на первый преобразователь частоты, необходимо экранировать гетеродины.

Для ослабления комбинационных помех вида «г» и «д» следует снизить напряжение сигнала на входе преобразователя частоты (разд. 17).

**Перекрестные искажения.** Общие сведения о влиянии нелинейности ламповых характеристик на работу усилителей, в частности на появление перекрестных искажений (перекрестной модуляции), приведены в § 21-6. Перекрестная модуляция в приемнике часто является основным препятствием к получению высокой реальной избирательности в области частот, смежных с принимаемой частотой. Мешающую модуляцию сигнала, появившуюся в результате перекрестных искажений, невозможно устранить применением фильтров в ус-

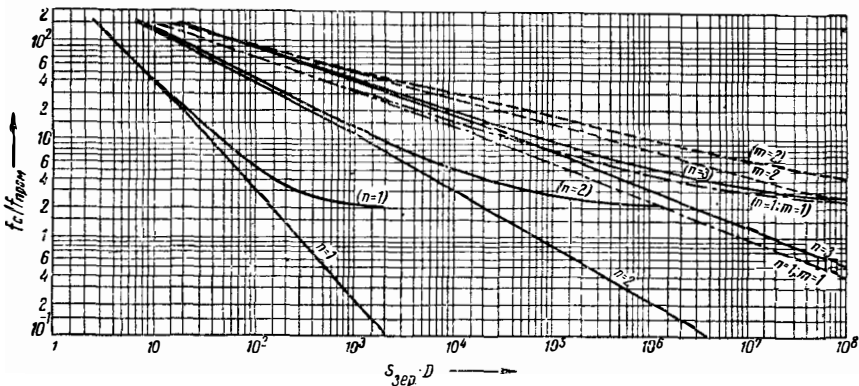


Рис. 24-2. К определению избирательности приемника по зеркальному каналу.  $n$  — количество разделенных лампами одноконтурных фильтров в усилителе высокой частоты;  $m$  — количество разделенных лампами двухконтурных фильтров с критической связью в усилителе высокой частоты (числа в скобках — для  $f_{\text{г}} < f_{\text{с}}$ );  $f_{\text{проп}}$  — промежуточная частота;  $S_{\text{проп}}$  — «пролезание» помехи на проме-

жуточной частоте;  $S_{\text{зер}}$  — избирательность по зеркальному каналу;  $D$  — произведение затуханий  $d$  всех участвующих избирательных контуров, измеренных в процентах.

$$[D_{n=1} = d; D_{n=2} = d_1 d_2; D_{n=3} = d_1 d_2 d_3; D_{m=2} = d_1^2 d_2^2; D_{n=1, m=1} = d_1 d_2^2; D_{n=3, m=1} = d_1^2 d_2^2 d_3^2]$$

лителе промежуточной частоты. Средствами борьбы с перекрестной модуляцией являются следующие:

а) Поддерживать малым, насколько это возможно, усиление входных каскадов, т. е. каскадов с малой фильтровой избирательностью (см. § 24-10).

б) Фильтровую селекцию усилителя промежуточной частоты надо по возможности обеспечивать до первого каскада у. п. ч. (многочастотные фильтры обычного типа, кварцевые фильтры); этим устраняется возникновение перекрестной модуляции в каскадах промежуточной частоты.

в) Наибольшее допустимое для заданного значения коэффициента перекрестных искажений (например, 1%) напряжение помехи различно для разных типов регулируемых ламп и зависит от режима рабочей точки. При наличии жестких требований в отношении перекрестных искажений следует отказываться от регулировки усиления в тех каскадах, где применены лампы, наиболее чувствительные в отношении перекрестных искажений.

г) Применение отрицательной обратной связи [Л. 8] позволяет производить линеаризацию (спрямление) характеристики лампы в усилителях, работающих не на очень высоких частотах, с не очень широкой полосой пропускания. Эта мера полезна и в односеточных преобразователях частоты, в первую очередь тех, которые включены между усилителями промежуточной частоты супергетеродина с многократным преобразованием частоты. Коэффициент перекрестных искажений снижается пропорционально степени отрицательной обратной связи. На практике проще всего осуществить отрицательную обратную связь при помощи катодного сопротивления, не шунтированного конденсатором, в некоторых случаях повышенной величины. Для частот, поступающих на вход преобразователя частоты, сопротивление между катодом и массой должно быть достаточно близким к чисто активному.

### 24-3. ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛА К ПОМЕХЕ ПРИ ПРИЕМЕ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Если сигнал на входе детектора превышает шум в полосе промежуточной частоты (при линейном детектировании достаточно трехкратного превышения), отношение сигнала к шуму при детектировании не изменяется (при одной и той же полосе пропускания). При  $m < 1$  ( $m$  — коэффициент модуляции сигнала промежуточной частоты) отношение сигнала к шуму на выходе будет меньше, пропорционально  $m$ .

Пусть  $U_{с.А}$  — э. д. с. сигнала в антенной цепи (действующее значение); при этом отношение сигнала к шуму  $U_c/U_{ш}$  на выходе приемника для телефонии (вид работы А 3) (§ 24-1) равно:

$$\left(\frac{U_c}{U_{ш}}\right)_{\text{вых}} = \frac{U_{с.А}}{\sqrt{4 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{m^2}\right) F k T_0 R_A B_{н.ч}}}, \quad (24-9)$$

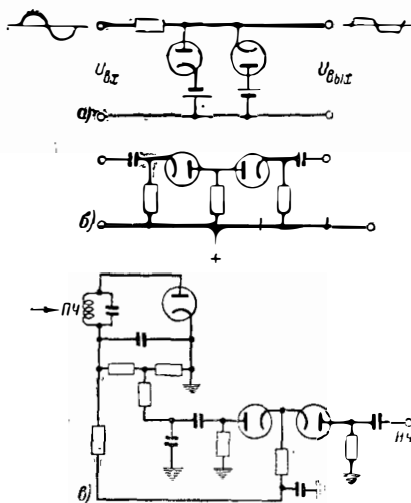


Рис. 24-3.

а — ограничение импульсных помех в схеме с параллельно включенными диодами; б — то же с последовательно включенными диодами; в — то же с последовательно включенными диодами и напряжением задержки, зависящим от уровня сигнала.

где  $R_A$  — сопротивление антенны;  $F$  — коэффициент шума;  $kT_0 = 4 \cdot 10^{-21}$  вт·сек;  $B_{н.ч}$  — полоса пропускания усилителя низкой частоты приемника;  $m$  — коэффициент модуляции.

Для однополосной радиотелефонии без несущей частоты (А 3а) и (А 3б) со вспомогательной несущей в приемнике

$$\left(\frac{U_c}{U_{ш}}\right)_{\text{вых}} = \frac{U_{с.А}}{\sqrt{4 F k T_0 R_A B_{н.ч}}}. \quad (24-10)$$

При квадратичном детектировании получаются несколько худшие отношения сигнала к шуму. Отношение сигнала к шуму на выходе падает по мере уменьшения отношения сигнала к шуму на входе [Л. 9, 10]. Если отношение на входе равно 10 дб, то при линейном детектировании на выходе отношение получается также равным 10 дб, а при квадратичном детектировании — на 3 дб хуже. О возможности детектирования сигналов ниже уровня помех см. [Л. 11, 12].

Чтобы улучшить отношение сигнала к внешней помехе импульсного типа, в частности при атмосферных помехах, применяются так называемые «ограничители мешающих тресков»; чаще всего это — диоды с поданным на них напряжением смещения, включаемые последовательно или параллельно (иногда в комбинации). Эти диоды срезают низкочастотные амплитуды напряжения, превышающие установленный уровень и этим устраняют наиболее интенсивные пики импульсных помех (рис. 24-3).

Чтобы полезная модуляция по возможности не подвергалась искажениям, целесообразно напряжение смещения, устанавливаемое уровнем ограничения, сделать зависящим от среднего выпрямленного напряжения сигнала; при этом независимо от амплитуды сиг-

нала получается ограничение на заданном уровне модуляции, например на уровне 80%.

В тех каналах связи, где связь идет с перерывами, приемники часто снабжаются устройством, которое запирает низкочастотный выход приемника в паузах передачи; при этом шум, особенно сильный у высокочувствительных приемников, становится неслышимым (схема «сквэлч»). Это выключение осуществляется при помощи реле или запирающей лампы, управляемых выпрямленным напряжением сигнала.

#### 24.4. ИСКАЖЕНИЯ ПРИ ПРИЕМЕ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ

В приемнике, предназначенном для приема АМ колебаний могут возникнуть искажения сигналов. Линейные частотные искажения приводят к неправильному воспроизведению компонент спектра сигнала; нелинейные искажения вызывают появление новых частот в выпрямленном сигнале. Источниками линейных искажений являются фильтры высокой, промежуточной и низкой частот при наличии зависимости коэффициента передачи от частоты и непостоянства групповой скорости пробега в полосе пропускания. Источниками нелинейных искажений являются: кривизна ламповых характеристик, несимметричные фильтры промежуточной частоты, неточная настройка приемника, а также некоторые детекторные схемы. Оценку некоторых искажений можно производить при помощи следующих формул:

а) Пусть принимается только одна боковая частота (рис. 24-4,а); это, например, имеет место в сильно расстроенном приемнике и в детекторе с устранением одной боковой полосы и вспомогательной несущей. При «линейном» детектировании коэффициент нелинейных искажений выпрямленного напряжения

$$k_2 \approx \frac{1}{4} \cdot \frac{m}{1+m^2}$$

$$\left( k_2 \approx \frac{1}{4} m \text{ при } m \ll 1 \right); \quad (24-11)$$

$$k_3 \approx \frac{1}{8} \cdot \frac{m^2}{(1+m^2)^2}$$

$$\left( k_3 \approx \frac{1}{8} m^2 \text{ при } m \ll 1 \right). \quad (24-12)$$

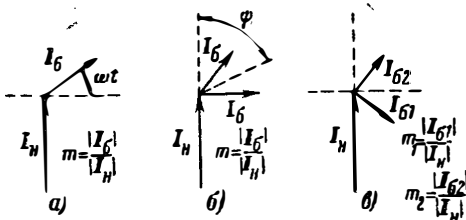


Рис. 24-4. К определению искажений при детектировании.

б) Результирующий вектор двух одинаковых боковых частот сдвинут по фазе относительно несущей (рис. 24-4,б; пример — вспомогательная несущая в синхродинамном приемнике)

$$k_2 \approx \frac{m}{2} \cdot \frac{\sin^2 \phi}{\cos \phi}; \quad k_3 \approx \frac{m^2}{2} \sin^2 \phi \text{ при } m \ll 1. \quad (24-13)$$

В пределе при  $\phi \rightarrow \frac{\pi}{2}$  вместе с основной частотой пропадают все нечетные гармоники.

в) Результирующий вектор двух неравных боковых частот сдвинут по фазе относительно несущей (рис. 24-4,в; пример — частичное подавление одной боковой при однополосном детектировании). В самом невыгодном случае большая ось эллипса, по которому движется конец результирующего вектора боковых частот, оказывается перпендикулярной к вектору несущей (или к результирующему вектору основной и вспомогательной несущих). При этом

$$k_2 \approx \frac{1}{4} \cdot \frac{m_1 - m_2}{1 + m_1^2 + m_2^2} + \frac{m_1 m_2}{m_1 - m_2}; \quad (24-14)$$

$$k_3 \approx \frac{1}{8} \left( \frac{m_1 - m_2}{1 + m_1^2 + m_2^2} \right)^2 - \frac{m_1 m_2}{1 + m_1^2 + m_2^2}. \quad (24-15)$$

Искажения за счет нелинейности ламповых характеристик рассмотрены в разд. 14. Эти искажения влияют на работу схемы автоматической регулировки усиления (§ 24-10).

#### 24.5. РЕАЛЬНАЯ ИЗБИРАТЕЛЬНОСТЬ ПРИ ПРИЕМЕ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Помехи, возникающие в приемнике при одновременном приеме сигналов полезного и мешающего передатчиков [Л. 13, 14], обычно разделяют на два типа: а) помехи в том же частотном канале и б) помехи от другого частотного канала.

Меры борьбы с помехами группы «а» заключаются в применении возможно более совершенного ограничения (многокаскадный ограничитель или захватываемый генератор) [Л. 15] и линейного детектирования, см. § 21-50—21-52). Помеха от передатчика с немодулированной несущей частотой вызывает при идеальном ограничении паразитную девиацию частоты:

$$\Delta f_{\text{пар}} = \frac{U_n}{U_c} (f_n - f_c), \quad (24-16)$$

где  $U_c$  — амплитуда сигнала;  $U_n$  — амплитуда помехи;  $f_c$  — частота сигнала;  $f_n$  — частота помехи.

При модулированном мешающем передатчике влияние получается обычно меньше, так как возникающий при этом интерференционный тон изменяется с изменением уровня модуляции и частота этого тона лишь временно попадает в область слышимых частот [Л. 16], особенно при большой девиации

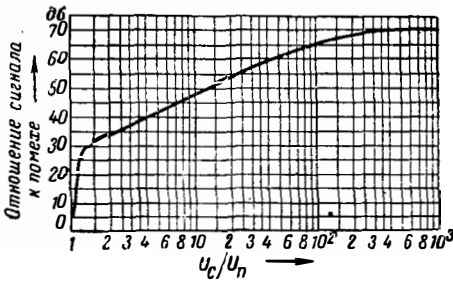


Рис. 24-5. Подавление помехи сильным сигналом  $f_{п} = f_c$ ; девиация частоты помехи равна средней девиации частоты сигнала, равна 40 кГц;  $U_c = 100$  мкв = const

частоты. На рис. 24-5 показаны измеренные величины степени подавления сильным сигналом помехи передатчика, работающего в том же канале. При взаимодействии сигнала и помехи с приблизительно равными амплитудами возникают выбросы импульсного характера; эти выбросы можно подавить, пользуясь неискажающим широкополосным детектором и включенным вслед за ним ограничителем [Л. 14, 17, 18].

Так же как и в приемниках амплитудно-модулированных сигналов, помехи от других каналов могут возникать по различным причинам. В некоторых случаях действие помехи аналогично действию помехи в том же частотном канале. Частными видами такой помехи являются следующие:

а) **Гармоники передатчиков, работающих на более низкой частоте**, совпадают с частотой принимаемого сигнала; при этом принципиально безразлично, излучается ли гармоника мешающим передатчиком, или она возникает вследствие перегрузки входных каскадов приемника.

б) **Интерференция нескольких передатчиков с близкими частотами** может при благоприятном расположении частот и большой напряженности поля создать промежуточную частоту за счет преобразования во входных каскадах приемника [Л. 19].

Пример:

$$f_r = f_c + f_{пром}; \quad f_{п1} = f_c + \Delta f;$$

$$f_{п2} = f_c + 2\Delta f;$$

$$f_r + f_{п2} + 2f_{п1} = f_c + f_{пром} +$$

$$+ (f_c + 2\Delta f) - 2(f_c + \Delta f) = f_{пром}, \quad (24-17)$$

где  $f_r$  — частота гетеродина;  $f_c$  — частота полезного передатчика;  $f_{п1}$  и  $f_{п2}$  — частоты мешающих передатчиков;  $f_{пром}$  — промежуточная частота;  $\Delta f$  — разность частот между каналами. Способы борьбы с этими помехами такие же, как и в случае помех в одном канале; помимо этого, следует обеспечивать по возможности большую избирательность по вышней частоте, правильно выбирать схему авторегулировки усиления (§ 24-10) и при выборе промежуточной частоты учитывать разность частот между каналами (когда известны частоты передатчиков).

Прием зеркального канала. Меры борьбы — те же, что и в случае помех в одном канале; помимо этого требуется хорошая предварительная селекция (§ 24-2).

Иначе происходит дело при так называемых переходных помехах от других каналов. В описанных выше случаях помеха возникает вследствие образования мешающей промежуточной частоты, совпадающей с полезной промежуточной частотой, и последующего непосредственного детектирования суммарного эффекта. Переходные помехи возникают вследствие вторичных эффектов [Л. 20]. При сложении полезной и мешающей промежуточной частоты возникает только паразитная амплитудная и фазовая модуляции полезной несущей  $f_c$ ; частота этой модуляции равна  $\Delta f$  — разности частот между каналами. Поскольку эта разность обычно достаточно велика, частота модуляции  $\Delta f$  также оказывается относительно большой и она непосредственно не создает помехи. Это положение справедливо как по отношению к немодулированной помехе, так и к помехам с амплитудной и частотной модуляцией. В последнем случае частота паразитной модуляции  $\Delta f$  колеблется в соответствии с девиацией частоты  $\Delta f_n$  помехи. Помеха оказывается слышимой на выходе приемника только в двух следующих случаях:

а) Ограничитель не может подавить паразитную амплитудную модуляцию полезного напряжения, происходящую с частотой  $\Delta f \pm n F_{мод.п}$ , где  $F_{мод.п}$  — частота модуляции мешающего передатчика, а  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Поэтому детектор преобразует модулирующие частоты  $n F_{мод.п}$  в слышимые частоты; проникновение указанных частот в цепь усилителя низкой частоты возможно также за счет низкочастотных компонент помех, имеющих в себе нелинейного ограничителя.

б) Дискриминатор вследствие нелинейности и асимметрии характеристики искажает спектр частот  $\Delta f \pm n F_{мод.п}$ , появляющийся при детектировании паразитной частотной модуляции; по этой причине или за счет последующего амплитудного детектирования колебания частоты  $\Delta f$ , модулированного частотами  $n F_{мод.п}$ , происходит преобразование в слышимые частоты [Л. 17].

Для устранения этих эффектов следует применять ограничитель с очень большим диапазоном ограничения (порядка 60 дБ) амплитудной модуляции, который позволял бы подавлять даже очень глубокую амплитудную модуляцию при весьма малой постоянной времени ( $\tau < \frac{1}{\Delta f}$ ). Помимо этого, дискриминатор должен иметь полосу пропускания больше  $2\Delta f$ , а внутри этой полосы пропускания обладать линейной и симметричной характеристикой.

Для снижения переходной помехи особенно важна симметрия для частоты  $\Delta f$ . Помимо этого, целесообразно по возможности подавлять частоту  $\Delta f$  на сопротивлении нагрузки дискриминатора (например, с помощью шунтирующего конденсатора).

Другой причиной переходной помехи является паразитная частотная модуляция ге-

гетеродина мощным близким мешающим передатчиком. Частотно-модулированные колебания мешающего передатчика преобразовываются на спадах частотных характеристик высококачественных контуров в амплитудно-модулированные колебания, что приводит к переменной величине расстройки смесительной лампы; вследствие этого возникает изменение динамической входной емкости лампы [Л. 21]. В зависимости от степени связи смесителя с гетеродином это изменение емкости вызывает частотную модуляцию гетеродина, и в конечном счете паразитная модуляция переносится на промежуточные частоты. Это явление по своему результату вполне аналогично перекрестной модуляции при приеме амплитудно-модулированных колебаний; в этом смысле можно говорить о перекрестной модуляции при приеме ЧМ-колебаний. Однако следует особо отметить, что при приеме ЧМ-колебаний нелинейность ламповой характеристики не влияет на модуляцию полезного сигнала, как это имеет место при приеме АМ-колебаний.

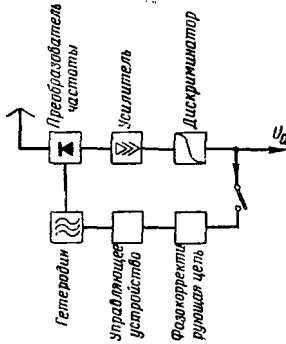


Рис. 24-6. Принцип частотной отрицательной обратной связи.

Аналогично вследствие расстройки контуров промежуточной частоты за счет изменения динамической входной емкости ламп возникает паразитная фазовая модуляция в такт с напряжением мешающего передатчика; однако по мере увеличения расстройки мешающего передатчика относительно принимаемой станции эта помеха быстро уменьшается за счет частотной избирательности. Меры борьбы здесь те же, что и при помехе в том же канале и прежде всего обеспечение высокой статической избирательности усилителя промежуточной частоты, высокой предварительной селекции, хорошей авторегулировки усиления и стабильности частоты гетеродина.

Значительного улучшения реальной избирательности можно достигнуть, применяя частотную отрицательную обратную связь [Л. 22]. Получаемое на выходе детектора низкочастотное напряжение подводится к гетеродину и модулирует его по частоте противофазно относительно сигнала (рис. 24-6). Результирующая девиация промежуточной частоты этим снижается пропорционально величине обратной связи, что позволяет снизить соответственно и полосу пропускания усили-

теля промежуточной частоты. Это приводит к значительному увеличению избирательности в отношении сигналов смежного канала.

### 24-6. ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛА К ПОМЕХЕ ПРИ ПРИЕМЕ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Чтобы полностью использовать выигрыш в помехоустойчивости, даваемой ЧМ при большом индексе модуляции сравнительно с АМ (разд. 21), в приемниках ЧМ следует применять большое усиление, позволяющее получить ограничение уже при малом входном напряжении например: 1) полоса пропускания у. п. ч. 200 кГц, ограничение при входном напряжении 0,5—2 мкв; 2) полоса пропускания у. п. ч. 10 МГц, ограничение при входном напряжении 3,5—15 мкв. В этом случае при расчете отношения с/п следует учитывать лишь паразитную фазовую девиацию частоты, даваемую шумом. Для белого шума при этом получается девиация частоты, пропорциональная частоте (рис. 24-7,а). Если в передатчике применено частотное предьскажение (подъем высоких модулирующих частот) (разд. 21), то соответствующая обратная частотная коррекция вводится в приемнике для ослабления верхних частот спектра (рис. 24-7,б).

Суммирование шума по всему диапазону частот позволяет найти действующую девиацию частоты компонента шума. Тогда действующее отношение сигнала к шуму оказывается равным:

$$\frac{U_c}{U_{ш}} = \frac{U_{с.А}}{\sqrt{\frac{8}{3} kT_0 R_A F}} \cdot \frac{\Delta f}{\sqrt{B_{н.ч}^3}} \cdot \frac{1}{D}, \quad (24-18)$$

где  $U_c$  — амплитуда сигнала на выходе приемника (действующее значение);  $U_{ш}$  — действующее значение шума там же;  $U_{с.А}$  — э. д. с. в антенной цепи;  $R_A$  — сопротивление излучения антенны;  $F$  — коэффициент шума линейной части приемника;  $\Delta f$  — девиация частоты (номинальное значение);  $B_{н.ч}$  — полоса пропускания у. п. ч.;  $1kT_0 = 4 \cdot 10^{-21}$  вт.сек;  $D$  — коэффициент частотной коррекции ( $D = 3,1$  для  $B_{н.ч} = 15$  кГц при постоянной времени корректирующей цепи 50 мксек).

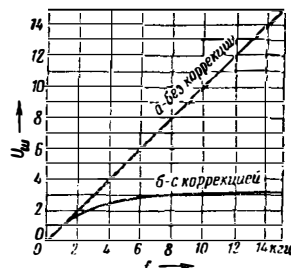


Рис. 24-7. Спектр шума приемника ЧМ-колебаний. а — без коррекции; б — с применением частотной коррекции с постоянной времени 50 мксек.

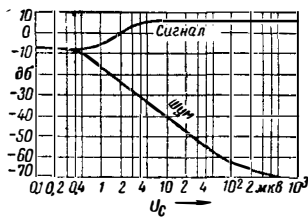


Рис. 24-8. Отношение сигнала к шуму для трансляционного приемника метровых волн, измеренное с фильтром МККР, учитывающим чувствительность уха.

Отношение сигнала к шуму в любом из каналов многоканальной системы с несущей частотой при частотной модуляции равно:

$$\left(\frac{U_c}{U_{ш}}\right)_{\text{кан}} = \frac{U_{с.л}}{\sqrt{8kT_0R_A F}} \cdot \left(\frac{\Delta f}{B_{н.ч.кан}}\right)_{\text{кан}} \cdot \frac{1}{f_{0\text{кан}}}, \quad (24-19)$$

где  $\Delta f_{\text{кан}}$  — девиация канала;  $B_{н.ч.кан}$  — полоса канала по низкой частоте;  $f_{0\text{кан}}$  — средняя частота канала.

Таким образом, отношение сигнала к помехе при заданном индексе модуляции определяется в первую очередь предельной чувствительностью и качеством ограничителя; помимо этого, существенно действие системы автоматической регулировки усиления (§ 24-10). На рис. 24-8 показана типичная зависимость отношения сигнала к помехе от входного напряжения. Начиная с той величины входного напряжения, при которой начинает действовать ограничитель, отношение сигнала к помехе растет пропорционально напряжению сигнала на входе; далее достигается такое значение сигнала, при котором отношение сигнала к помехе определяется не шумовыми компонентами входа приемника, а только его фоном. О подавлении шума см. § 24-3.

Для устранения фона следует (в особенности на высоких частотах) тщательно продумать конструкцию и изготовить гетеродин, имея в виду, что он легко подвергается частотной модуляции от цепи накала. Трески и микрофонный эффект также часто имеют своим происхождением гетеродин.

## 24-7. ИСКАЖЕНИЯ В ПРИЕМНИКАХ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ

В отличие от приемников АМ колебаний в приемниках ЧМ колебаний нелинейность ламповых характеристик, перегрузка ламп и аналогичные эффекты не могут вызвать искажений модуляции. В разд. 21 изложены физические основы теории искажений ЧМ сигналов, возникающих в частотных фильтрах и дискриминаторе. При расчете приемника ЧМ колебаний необходимо найти оптимальное решение в связи с противоречивыми требованиями в отношении частотной избирательности и малого уровня искажений. Поскольку для снижения искажений следует в первую очередь стремиться к постоянству времени пробега сигналов

во всей области частот полезного спектра, необходимо выбирать фильтры с линейной фазовой характеристикой в возможно более широкой области частот и крутыми спадами амплитудно-частотной характеристики на границах полосы пропускания (разд. 21). При этом можно допустить сравнительно большой завал напряжения на обоих краях передаваемого спектра, если этот завал восстанавливается ограничением. При еще допустимых на практике значениях коэффициента нелинейных искажений можно иметь общую полосу пропускания даже существенно меньшей удвоенной девиации частоты. Такой выбор возможен в особенности в том случае, когда высокая избирательность достигается применением большого количества последовательно включенных фильтров, так как при этом результирующая кривая избирательности получается перемножением характеристик отдельных фильтров, а общие временные искажения за счет времени пробега получаются суммированы. Расстраивая несколько контуры друготносительно друга, можно при настройке приемника добиться компенсации искажений отдельных фильтров и этим путем снизить общий коэффициент нелинейных искажений. Такую компенсацию можно применять лишь при высокой стабильности контуров, так как она может нарушиться в процессе старения приемника. В приемниках наиболее высокого класса для линейризации фазовой характеристики иногда применяют специальные фазо-корректирующие цепочки.

Искажения модуляции, создаваемые дискриминатором, можно при необходимости резко снизить, поэтому в большинстве случаев превалируют искажения, создаваемые фильтрами. Применение частотной отрицательной обратной связи [Л. 22] позволяет понизить эти искажения на число раз, приблизительно равное  $v$ -й степени коэффициента обратной связи (при условии, что цепь обратной связи сама обладает малыми искажениями); при этом

$$k'_v = \frac{1}{\left(1 + \frac{\Delta f}{u_{\text{вых}}} K_D\right)^v}, \quad (24-20)$$

где  $v$  — номер гармоники, появляющейся вследствие нелинейных искажений;  $k'_v$  — коэффициент нелинейных искажений без отрицательной частотной обратной связи;  $k'_v$  — то же при обратной связи;  $\Delta f/u_{\text{вых}}$  — отношение девиации частоты гетеродина за счет действия обратной связи, отнесенное к выходному напряжению  $[u/v]$ ;  $K_D$  — крутизна характеристики дискриминатора  $[v/\Delta u]$ .

Искажения при приеме ЧМ колебаний увеличиваются с увеличением модулирующей частоты (разд. 21). Для высококачественных музыкальных передатчиков и многоканальных систем с несущей частотой допускается  $k_2 < 0,3\%$  (измеряется на  $F_{\text{макс}}/2$ ) и  $k_3 < 0,3\%$  (измеряется на  $F_{\text{макс}}/3$ ); для одноканальных систем коммерческой телефонии общий коэффициент нелинейных искажений допускается до 10%.

Во избежание искажений, которые могут появиться при небольших расстройках от но-

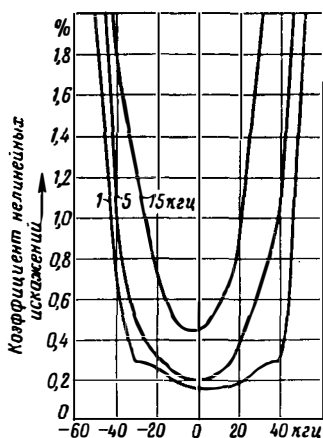


Рис. 24-9. Зависимость коэффициента нелинейных искажений трансляционного приемника метровых волн от его расстройки относительно номинала (параметр — частота модуляции).

минальной частоты (например, вследствие нестабильности частоты гетеродина), следует иметь запас в полосе пропускания фильтров (рис. 24-9).

## 24-8. ПРИЕМНИКИ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

Импульсная связь применяется преимущественно в диапазонах дециметровых и сантиметровых волн, поскольку она требует использования широких частотных спектров (§ 21-32). Основные положения, касающиеся приемников АМ колебаний, применимы и здесь. Отклонения от приемников АМ колебаний, работающих на более длинных волнах, сводятся к следующему:

а) Входные цепи. Трудности усиления сверхвысоких частот приводят к тому, что обычно антенна связывается непосредственно со смесительным каскадом. В качестве высокочастотных фильтров применяются резонансные системы, образуемые устройствами с распределенными индуктивностями и емкостями (§ 8-2—8-5). Результирующая предельная чувствительность приемника в этом случае определяется в значительной степени первым каскадом у. п. ч. [Л. 23—26].

б) Усилители промежуточной частоты. При конструировании у. п. ч. приемников АМ колебаний основное внимание уделяется хорошей частотной избирательности; в приемниках ЧМ колебаний основой является фазовая характеристика у. п. ч. Для приемника импульсных сигналов важны оба указанных выше свойства у. п. ч. Поэтому широкополосные усилители промежуточной частоты (§ 14-14—14-21) должны удовлетворять добавочным требованиям в отношении неискаженного воспроизведения подаваемых на его вход скачков высокочастотного напряжения (разд. 22) [Л. 27]. В результате линейных искажений в последовательности импульсов, несущей сигналы нескольких каналов (при многоканальной импульсной передаче),

эти импульсы могут «сглаживаться» в такой степени, что появляются сильные переходные помехи между каналами (§ 21-38).

в) Автоматическая подстройка частоты. Для автоматической подстройки частоты гетеродинов импульсных приемников (§ 24-11) служат специальные схемы, позволяющие осуществлять эту регулировку, несмотря на кратковременность импульсов [Л. 28].

## 24-9. ТОЧНОСТЬ НАСТРОЙКИ ПРИЕМНИКА И ЕЕ СТАБИЛЬНОСТЬ

При конструировании приемника наибольшее значение имеют проблемы обеспечения точной настройки приемника и стабильности этой настройки. В супергетеродинном приемнике важным источником нестабильности настройки является гетеродин. Стабильность частоты, обеспечиваемая гетеродинами с контурами, оказывается в большинстве случаев недостаточной для приемников коммерческой связи, в особенности для диапазона частот выше 3 МГц. Так, для приемника с диапазоном частот от 3 до 30 МГц (коротковолнового) необходимо, чтобы уход частоты за несколько часов работы оставался в пределах 300  $\mu$ . Это соответствует относительной нестабильности  $10^{-5}$  при частоте 30 МГц. Такую устойчивость трудно получить даже при стабилизации напряжений питания и при хорошей температурной компенсации колебательного контура [Л. 29]. Для приемников метрового и дециметрового диапазонов получаются примерно такие же относительные значения ухода частоты. Способы обеспечения необходимой стабильности настройки лучше всего рассмотреть, исходя из схемы приемника в целом (см. также § 24-11 — автоматическая подстройка частоты).

Способы стабилизации настройки. а) Простейшее, однако пригодное лишь для определенных условий (при приеме сигналов фиксированной частоты) решение заключается в использовании кварцевой стабилизации первого гетеродина. Такое устройство применяется практически весьма часто; количество кварцев при этом должно равняться количеству частот, которые необходимо принимать.

б) Приемник с перестройкой первого усилителя промежуточной частоты (рис. 24-10). Речь идет в данном случае о супергетеродине с двойным преобразованием частоты, первый гетеродин которого стабилизирован кварцем, а первая промежуточная частота и второй гетеродин перестраиваются. Поскольку второй гетеродин работает на значительно более низкой частоте, чем первый, получается большой

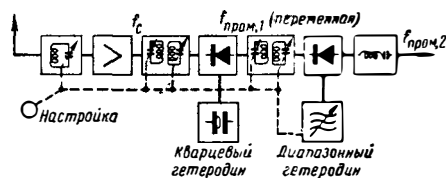


Рис. 24-10. Приемник с перестройкой первого усилителя промежуточной частоты.



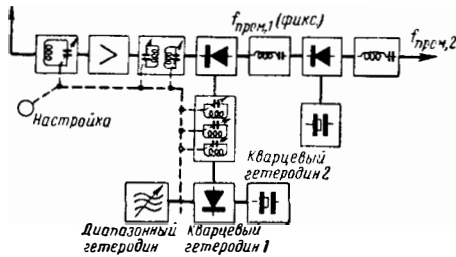


Рис. 24-11. Приемник с плавной перестройкой частоты гетеродина при кварцевой стабилизации.

выигрыш в стабильности настройки [Л. 4]. Второй гетеродин перекрывает всегда определенный диапазон частот, поэтому при смене кварца сохраняется величина диапазона перестройки и также частотная градуировка в пределах каждого диапазона. Температурную компенсацию следует выполнять лишь для второго гетеродина.

Чтобы устранить зеркальную помеху по второй промежуточной частоте (§ 24-2 и 24-5) следует включить несколько настроенных на зеркальную помеху контуров в цепь первого усилителя промежуточной частоты, отделяя эти контуры от других контуров лампой. Этим, конечно, усложняется конструкция приемника. Опасность перекрестной модуляции при приеме АМ колебаний повышается.

в) Приемник с плавным диапазоном частот гетеродина при кварцевой стабилизации (рис. 24-11). Гетеродинная частота для первого смесителя получается путем преобразования частоты кварцованного генератора с помощью генератора с плавным диапазоном более низких частот. Эта схема обладает теми же преимуществами, что и описанная выше в п. «б», однако она не требует дополнительных каскадов, как предшествующая схема. Недостаток схемы заключается в необходимости применения специальных селективных контуров в цепи первого гетеродина, служащих для устранения нежелательных комбинационных частот.

Относительно устойчивости настройки элементов, обеспечивающих избирательность фильтров, см. «Температурная стабильность» (разд. 2); о температурной компенсации см. [Л. 29]. Смена ламп приводит вследствие разброса их емкостей к расстройке контуров; такой же результат получается вследствие изменения емкости ламп при регулировке усиления [Л. 21]. Учитывая это, емкость колебательного контура следует выбирать из условия

$$C \geq \frac{\omega_0}{2} \cdot \frac{\Delta C}{\Delta \omega}, \quad (24-21)$$

где  $C$  — емкость контура;  $\omega_0$  — резонансная частота;  $\Delta \omega$  — наибольшая допустимая расстройка;  $\Delta C$  — наибольшее допустимое изменение емкости контура.

Другим средством повышения устойчивости настройки является автоматическая подстройка частоты (§ 24-11). Последняя позволяет также скомпенсировать и изменения частоты передатчика. В отличие от описанных

выше средств автоподстройка частоты не дает возможности повысить точность установки частоты в приемнике.

Точность настройки обеспечивается, в первую очередь, высокой механической точностью изготовления и повторяемостью установки элементов настройки. Желательно применение больших шкал. Минимальная длина шкалы равна:

$$l_{ш} = \frac{\Delta f}{\Delta f_{кан}} l, \quad (24-22)$$

где  $\Delta f$  — диапазон частот, который надо нанести на шкале;  $\Delta f_{кан}$  — разность частот каналов в этом диапазоне;  $l$  — минимальное расстояние между двумя передатчиками по шкале, которое можно еще достаточно хорошо отсчитать. Особого внимания заслуживают способы, изложенные в пп. «б» и «в»; поскольку частичные диапазоны имеют одинаковую ширину, точность отсчета шкал в этих диапазонах сохраняется.

## 24-10. АВТОМАТИЧЕСКАЯ РЕГУЛИРОВКА УСИЛЕНИЯ

Работа приемника обычно происходит в весьма трудных условиях в связи с тем, что входное напряжение сигнала изменяется в больших пределах. Уровень и качество выходного сигнала должны поддерживаться неизменными независимо от входного напряжения. Для выполнения этих требований следует, помимо выбора рациональной схемы самого приемника, применить соответствующую регулировку усиления.

**Выбор схемы.** Во избежание перегрузки ламп, интерференционных помех от мешающих станций, а также перекрестной модуляции следует придерживаться следующего основного правила: усиление, предшествующее основным фильтрам, следует брать настолько малым, насколько это позволяет уровень собственного шума. Таким образом, необходимо находить оптимальное решение, исходя из требований к предельной чувствительности и устранению перегрузок. Учитывая требования к допустимой перекрестной модуляции, надлежит, помимо этого, помещать основные фильтры промежуточной частоты возможно ближе ко входу приемника (многоконтурные фильтры, кварцевый фильтр), чем устраняется перегрузка последующих ламп сигналами мощных мешающих передатчиков.

**Автоматическая регулировка усиления.** Расчет общего усиления производится по такому наименьшему входному напряжению, при котором должен получаться требуемый полный уровень сигнала на выходе. Чтобы избежать перегрузки при более высоких входных напряжениях, следует применять эффективную автоматическую регулировку усиления. Поскольку к приемникам АМ колебаний предъявляются более жесткие требования в отношении поддержания постоянства выходного уровня, здесь иногда применяется комбинация схем регулировки «назад» и «вперед». Так как сигналы на входе приемников ЧМ колебаний, приемников импульсных сигналов и аналогич-

ных им имеют при модуляции неизменный уровень, то в этом случае обычно достаточно только регулировка «назад». Регулировочную характеристику (зависимость выходного уровня от входного напряжения) можно построить по точкам, пользуясь характеристиками ламп, или рассчитать [Л. 30]. Для большинства регулируемых ламп можно в большой области напряжений пользоваться, с достаточно хорошим приближением, экспоненциальной аппроксимацией характеристики. При этом предположении действительна формула

$$U_2 = U_1 K_0 \exp[-K_1 (K_2 U_2 - u_{0 \text{ зад}})], \quad (24-23)$$

где  $U_1$  — амплитуда сигнала на входе усилительного каскада;  $U_2$  — амплитуда выходного напряжения каскада;  $K_0$  — усиление без регулирования;  $K_1$  — параметр регулируемой лампы [ $i_a = i_{a0} \cdot \exp(-K_1 u_0)$ ];  $K_2$  — коэффициент передачи детектора ( $u_0 = K_2 U_2$ );  $u_{0 \text{ зад}}$  — постоянное напряжение задержки.

При  $n$  регулируемых каскадах входное напряжение  $m$ -го каскада ( $m \leq n$ ) равно:

$$U_m = \frac{1}{K_{0n} K_{0(n-1)} \dots K_{0m}} \times \\ \times U_{\text{вых}} \exp[(K_{1n} + K_{1(n-1)} + \dots + K_{1m})(K_2 U_{\text{вых}} - u_{0 \text{ зад}})], \quad (24-24)$$

где  $U_{\text{вых}}$  — выходное напряжение усилителя.

Для схемы регулировки «вперед».

$$U_2 = U_1 K_0 \exp[-K_1 (K_2 U_1 - u_{0 \text{ зад}})]. \quad (24-25)$$

Допустимое переменное напряжение на сетке лампы определяется уровнем допустимых искажений. Его эффективное значение обычно берется равным 0,5 в. Схему следует рассчитывать так, чтобы напряжение на входе любой лампы не превышало указанного значения.

Задержанная авторегулировка усиления применяется для того, чтобы регулировка начиналась только тогда, когда выходной уровень достигает заданного значения. Для регулировки входных каскадов приемника часто применяют другое регулирующее напряжение, получаемое при более сильной задержке; такой способ регулировки целесообразен, так как регулировку усиления входных каскадов целесообразно начать лишь после того, как достигнуто заданное отношение сигнала к шуму [Л. 31]. Регулировка при этом оказывается необходимой лишь для устранения перегрузки ламп. Полезный диапазон регулировки определяется выбором усиления основного канала, степенью задержки и уровнем регулирующего напряжения; два последних параметра можно брать различными для разных усилительных каскадов. Регулировка «вперед» иногда применяется для выравнивания регулировочной характеристики при регулировке «назад», которая имеет слегка нарастающий участок. Применяя усилитель регулирующего (постоянного) напряжения, можно значительно улучшить регулировку. При этом

$$U_2 = U_1 K_0 \exp[-K_1 (K_2 K_p U_2 - U_{0 \text{ зад}})], \quad (24-26)$$

где  $K_p$  — коэффициент усиления регулирующего напряжения.

Примерно такой же результат получается, если не подвергать регулировке последний каскад промежуточной частоты, а регулирующее напряжение вырабатывать после этого каскада.

Чтобы регулирующее напряжение не зависело от модуляции, в приемниках АМ и ЧМ колебаний применяют различные средства. При АМ колебаниях регулирующее напряжение вырабатывается в детекторе, обладающем возможно малыми искажениями, и затем пропускается через фильтр нижних частот для устранения модулирующих частот. Постоянную времени фильтра надо выбирать так, чтобы задерживались все модулирующие частоты, включая самые низкие. Помимо этого, не следует допускать излишне большого времени установления регулирующего напряжения (обычно его берут в пределах 0,1—1 сек), за исключением особых режимов работы, например, при приеме телеграфных сигналов класса А 1. Напряжение задержки следует вводить после детектирования, иначе регулирующее напряжение будет зависеть от коэффициента модуляции.

В противоположность этому в приемниках ЧМ колебаний следует применять пиковое детектирование, иначе синхронная амплитудно-частотных характеристик фильтров, могла бы при модуляции вызвать понижение регулирующего напряжения. В приемниках импульсных сигналов также применяется пиковое детектирование.

## 24-11. АВТОМАТИЧЕСКАЯ ПОДСТРОЙКА ЧАСТОТЫ

Автоматическая подстройка частоты играет существенную роль даже в приемниках с высокой стабильностью настройки в тех случаях, когда нужно подавать часть спектра сигнала, пользуясь фильтрами с крутыми спадами (пример — подавление несущей при приеме одной боковой полосы, § 24-14). Применяются два принципиально различных метода.

а) **Частотная регулировка.** Частота сравнивается непосредственно или после преобразования в другую, обычно более низкую частоту с номинальной (требуемой) частотой пассивного дискриминатора. Возникающее регулирующее напряжение, зависящее от разности сравниваемой и номинальной частот, используется для поправки частоты гетеродина.

б) **Фазовая регулировка.** Фаза регулируемой частоты сравнивается с фазой вспомогательного генератора, имеющего требуемую частоту. Из сравнения фаз получается регулирующее напряжение, которое изменяет фазу регулируемой частоты.

**Пропорциональная автоподстройка частоты** (рис. 24-12). Остаточная расстройка  $\Delta f$  пропорциональна исходной расстройке  $\delta f$ :

$$\Delta f = \frac{1}{1 + K_1 K_2} \delta f. \quad (24-27)$$

$K_1$  и  $K_2$  (чувствительности дискриминатора и реактивного каскада) нельзя увеличивать не-

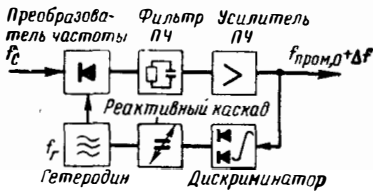


Рис. 24-12. Схема автоподстройки частоты с дискриминатором.

$f_c$  — частота сигнала;  $f_r$  — частота гетеродина;  $f_r = f_0 + K_2 u_{рег}$ ;  $K_1$  — чувствительность (крутизна) дискриминатора,  $вгц$ ;  $K_2$  — чувствительность (крутизна) реактивного каскада,  $гц/в$ ;  $f_{пром}$  — номинальная промежуточная частота;  $\Delta f$  — остаточная погрешность промежуточной частоты;  $\delta f$  — отклонение частоты  $f_c$  или  $f_r$  от номинала;  $u_{рег}$  — регулирующее напряжение.

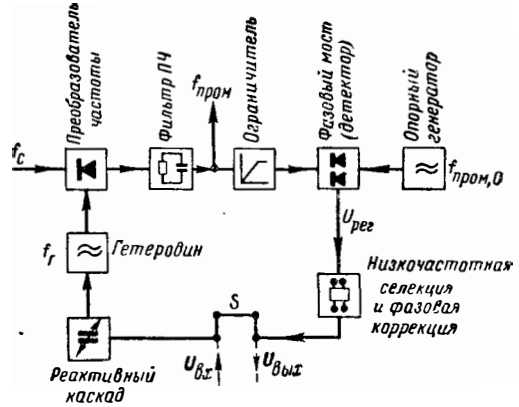


Рис. 24-13. Фазовая автоподстройка частоты при помощи опорного гетеродина;  $f_c$  — частота сигнала;  $f_r$  — частота гетеродина;  $f_r = f_0 + K_1 u_{рег}$ ;  $u_{рег}$  — регулирующее напряжение;  $u_{рег} = K_2 \cos \varphi_{пром}$ ;  $f_{пром0}$  — частота опорного гетеродина;  $f_{пром}$  — промежуточная частота;  $\varphi_{пром}$  — фаза напряжения промежуточной частоты.

ограниченно, так как набег фазы напряжения в усилителе промежуточной частоты может привести к самовозбуждению системы. Границу устойчивости можно найти теоретически и экспериментально, пользуясь критерием Найквиста (§ 14-45) [Л. 32, 33]. Для опытного определения границы устойчивости следует разомкнуть контур регулирования между дискриминатором и реактивным каскадом и ввести переменное напряжение. Можно улучшить систему, вводя фазокорректирующие цепи. Пропорциональная частотная автоподстройка с реактивной лампой позволяет сглаживать быстрые изменения частоты. Однако точность авторегулирования частоты при помощи описанной схемы часто оказывается недостаточной, особенно в тех случаях, когда вследствие сравнительно большого времени пробега сигнала в у. п. ч. не удается, из-за возможной неустойчивости схемы, получить большой коэффициент регулирования.

**Автоподстройка частоты с интегрирующим звеном.** Используя напряжение с выхода дискриминатора для привода мотора, который с помощью механической передачи управляет частотой гетеродина, можно осуществить астатическую подстройку частоты. Применение механической передачи с малым люфтом и с большим коэффициентом передачи дает возможность снизить остаточную расстройку до весьма малого значения ( $\Delta f < 5 гц$ ), если одновременно пользоваться дискриминатором с частотной характеристикой большой крутизны (дискриминатор с кварцевым фильтром) [Л. 34].

**Пропорциональная автоподстройка с остаточной фазовой ошибкой.** Принципиальная схема такого устройства изображена на рис. 24-13. Нормально выключатель  $S$  замкнут. По окончании процесса автоподстройки разностная частота  $f_c - f_r$  должна совпасть с частотой  $f_{вых0}$ . Если после включения схемы разность частот  $f_{вых} - f_{вых0}$  не равна нулю, то на выходе фазового моста (детектора) возникает управляющее напряжение  $u_{рег}$ , частота которого ниже  $f_{вых} - f_{вых0}$ . Если амплитуда  $u_{рег}$  достаточно велика, чтобы при воздействии на  $f_r$  через реактивный каскад получалось уравнивание частот  $f_{вых}$  и  $f_{вых0}$ , то осуществляется синхронизация. При этом прекращается периодическое изменение напряжения

$u_{рег}$ , оно становится постоянным. Наибольшая расстройка  $f_{вых} - f_{вых0}$ , при которой еще получается синхронизация, называется «областью захвата»  $\Delta f_{захв}$ . Наибольшее отклонение  $f_c$  от среднего значения, допускающее работу без срыва синхронизации, называется «областью удерживания частоты»  $\Delta f_{уд}$ .

В общем случае  $\Delta f_{захв} < \Delta f_{уд}$ . Области оказываются равными лишь при исчезающе малом времени пробега  $\tau$  у. п. ч. и при отсутствии частотной селекции в тракте обратной связи; фильтр нижних частот с высокой граничной частотой, служащий для подавления составляющих промежуточной частоты на выходе фазового моста (детектора), не вносит практически каких-либо изменений в работу схемы. Область удерживания в общем случае  $\Delta f_{уд} = K_1 K_2$ . Наибольшее допустимое значение произведения  $K_1 K_2$  определяется условием устойчивости. Рассматривая поведение схемы при малых возмущениях, можно найти условие устойчивости по диаграмме Найквиста для геометрических мест коэффициента передачи системы  $U_{вых}/U_{вх}$  в разомкнутом состоянии (в схеме рис. 24-13 выключатель разомкнут). При расчете следует считать добавочное постоянное напряжение на входе реактивной лампы таким, что  $f_{вых} = f_{вых0}$  при  $U_{вх} = 0$ . При этом

$$U_{вых} = U_{вх} \frac{K_1 K_2}{f_n} j \exp(-j \cdot 2\pi f_n \tau + g), \tag{24-28}$$

где  $f_n$  — частота синусоидального возмущения, подаваемого на вход реактивной лампы;  $\tau$  — групповое время пробега в у. п. ч. при  $f_{вых} = f_{вых0}$ ;  $\exp g$  — коэффициент передачи четырехполюсника, включенного в цепь обратной связи в качестве фильтра нижних частот и фазокорректирующей цепочки.

На рис. 24-14 изображены геометрические места устойчивых контуров регулирования для

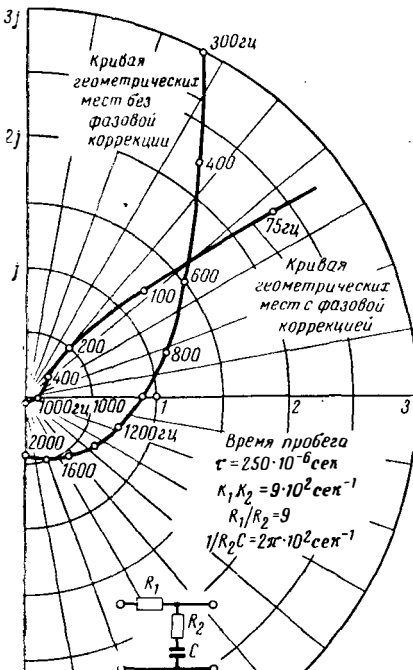


Рис. 24-14. Критерий устойчивости при фазовой автоподстройке частоты.

двух случаев: с применением корректирующей цепочки и без нее. При выбранных здесь параметрах корректирующей цепочки область удерживания повышается в 10 раз при сохранении устойчивости. Принципиально можно получить любую область удерживания; однако по мере расширения этой области увеличивается инерционность системы [Л. 36].

**24-12. ВХОДНЫЕ ЦЕПИ ПРИЕМНИКА**

Входная цепь приемника служит для передачи сигнала из цепи антенны в цепь сетки входной лампы, а на сверхвысоких частотах — часто непосредственно в схему преобразователя частоты. Для ламповых схем коэффициентом передачи в входной цепи приемника называется отношение напряжения на сетке первой лампы к э. д. с. антенны:

$$K = \frac{U_c}{E_A} \tag{24-29}$$

Входные цепи можно разделить на две существенно различные группы:

а) **Антенна не согласована с входным контуром.** Приемник работает с антенной, сопротивление которой неизвестно и в большинстве случаев имеет реактивный характер. В частности, в диапазонах длинных и средних волн сопротивление антенны имеет обычно емкостный характер (разд. 9). Чтобы избежать

расстройки, вносимой во входной контур и зависящей от свойств антенны, связь между антенной и приемником делают слабой.

б) **Антенна согласована со входным контуром.** Приемник работает от определенной антенны, сопротивление которой известно и близко к активному (магистральные большие приемные установки, приемники метрового и дециметрового диапазона волн). Связь антенны с входным контуром выбирают, исходя из режима согласования сопротивлений источника сигнала (антенны) с нагрузкой (входного контура), т. е. для получения наибольшего коэффициента передачи. В том случае, когда (в приемниках большой чувствительности) лампа и входной контур являются основными источниками шума, необходимо подобрать связь, исходя из оптимальной предельной чувствительности (§ 20-16). Оптимальная связь в этом случае отличается от связи при согласовании, но близка к ней.

**Входные цепи при несогласованной антенне; емкостная связь** (рис. 24-15,а). Реактивное сопротивление антенны имеет емкостный характер, связь слабая. Если  $C_A \gg C_{св}$ , то

$$K = \left| \frac{U_c}{E_A} \right| \approx \omega_0 C_{св} R_k = \frac{C_{св}}{C} \cdot \frac{1}{d} \tag{24-30}$$

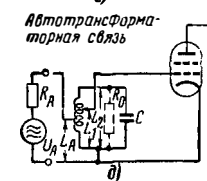
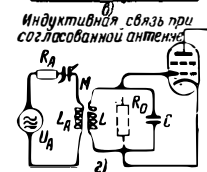
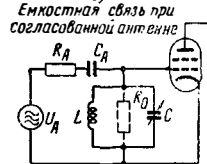
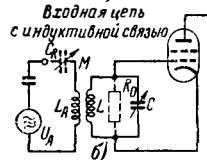
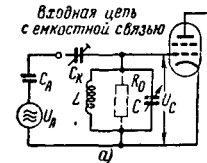


Рис. 24-15.

а — входная цепь с емкостной связью; б — входная цепь с индуктивной связью; в — емкостная связь при согласованной антенне; г — индуктивная связь при согласованной антенне; д — автотрансформаторная связь.

где  $\omega_0$  — резонансная частота входного контура;  $R_k$  — параллельное эквивалентное сопротивление контура;  $d$  — затухание контура. Ёмкостная расстройка входного контура антенной равна  $\Delta C \approx C_{св}$  и не зависит от ёмкости контура.

**Индуктивная связь** (рис. 24-15,б). При индуктивной связи собственная длина волны антенной цепи может попасть в рабочий диапазон воли приемника. В частности, при последовательном включении в цепь антенны конденсатора  $C_R$  антенну можно настроить на принимаемую частоту, что вызовет значительное повышение чувствительности приемника.

В большинстве случаев дополнительная настройка нежелательна и собственная частота антенны должна находиться вне диапазона приемника.

**Укороченная антенна** характеризуется тем, что резонансная частота антенного контура лежит выше диапазона частот приемника. Коэффициент передачи входной цепи при слабой связи равен:

$$K = \frac{k}{d} \sqrt{\frac{L}{L_A}} \cdot \frac{f_c^2}{\frac{f_A^2}{1-k^2} - f_c^2} \approx \frac{k}{d} \sqrt{\frac{L}{L_A}} \cdot \frac{f_c^2}{f_A^2 - f_c^2} \quad (24-31)$$

Ёмкостная расстройка (ёмкость, „вносимая“ в контур)

$$\Delta C \approx Ck^2 \frac{f_c^2}{f_A^2 - f_c^2} \quad (24-32)$$

В этих формулах  $k = \frac{M}{\sqrt{LL_A}}$  — коэффициент связи;  $d$  — затухание настраиваемого контура;  $f_c$  — собственная частота настраиваемого контура;  $f_A$  — собственная частота антенного контура.

**Удлиненная антенна.** Резонансная частота антенного контура лежит ниже диапазона частот приемника. При этом, так же при слабой связи,

$$K = \frac{k}{d} \sqrt{\frac{L}{L_A}} \cdot \frac{f_c^2}{(1-k^2)f_c^2 - f_A^2} \approx \frac{k}{d} \sqrt{\frac{L}{L_A}} \cdot \frac{f_c^2}{f_c^2 - f_A^2} \quad (24-33)$$

Индуктивная расстройка (индуктивность, „вносимая“ в контур)

$$\Delta L \approx Lk^2 \frac{f_c^2}{f_c^2 - f_A^2} \quad (24-34)$$

Изложенное выше позволяет сделать следующие выводы.

**При настройке контура ёмкостью** применение ёмкостной связи не выгодно, так как с повышением частоты расстройка сильно возрастает ( $\Delta C$  — постоянно). Индуктивная связь при укороченной антенне также и не выгодно,

так как если собственная волна не лежит близко к диапазону приемника, то  $\Delta C$  в диапазоне существенно не изменяется. Индуктивная связь при удлиненной антенне выгодна; если  $f_A^2 \ll f_c^2$ , то  $\Delta L$  постоянно и влияние антенны можно скомпенсировать соответствующим изменением ёмкости контура.

**При настройке контура индуктивностью** ёмкостная связь выгодна. Влияние  $\Delta C$  при этом можно скомпенсировать посредством ёмкостного триммера. Индуктивная связь при укороченной антенне не выгодно.  $\Delta L$  пропорционально  $L$ , и относительная расстройка остается постоянной в диапазоне, но ее нельзя скомпенсировать независимо от принимаемой частоты, как в других схемах. В приемниках супергетеродинного типа индуктивная связь при удлиненной антенне имеет то преимущество (в особенности на длинных и средних волнах), что при ней не усиливаются зеркальные помехи, лежащие выше принимаемой частоты. Поэтому в радиовещательных приемниках применяется преимущественно эта схема.

**Входные цепи при согласованной антенне.** Если сопротивление антенны близко к чисто активному (ромбическая антенна, антенны метровых и дециметровых волн), то антенну можно согласовать со входным сопротивлением приемника.

а) **Ёмкостная связь** (рис. 24-15,в). Расстраивая входной контур относительно принимаемой частоты  $\omega_0$  в сторону более высоких частот, можно восстановить резонанс с учетом влияния  $C_A$ . Оптимальный коэффициент передачи входного устройства при согласовании равен:

$$K_{\text{опт}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_k}{R_A}} \quad (24-35)$$

при

$$C_A = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{\frac{1}{R_A(R_k - R_A)}}$$

причем контур должен быть расстроен на величину

$$\Delta C = -\frac{C_A}{1 + (\omega_0 R_A C_A)^2}$$

В диапазоне коротких волн обычно  $R_A^2$  много больше, чем  $\omega_0^2 C_A^2$ , следовательно,  $\Delta C \approx -C_A$ .

б) **Индуктивная связь** (рис. 24-15,з). При настройке сеточного и антенного контуров, т. е. при  $C_A = 1/\omega_0^2 L_A$  и  $C = 1/\omega_0^2 L$ , на сопротивлении нагрузки  $R_k$  отдается при  $k^2 = d_1 d_2$  наибольшая мощность  $U_A^2/4R_A$ ; здесь  $k = M/\sqrt{L_A L}$ ;  $d_1$  и  $d_2$  — затухания антенного и сеточного контуров.

в) **Автотрансформаторная связь.** При несимметричном антенном фидере целесообразно применять схему, изображенную на рис. 24-15,д. При правильной трансформации сопротивления антенны можно получить оптимальную предельную чувствительность (§ 20-16). Допускаемая небольшая повышение коэффициента шума, можно повысить избирательность входной

цепи путем присоединения сетки лампы к части катушки индуктивности контура.

В профессиональных приемниках при согласовании входного контура с антенной применяют как индуктивную, так и емкостную связь. Автотрансформаторная связь (рис. 24-15,б) пригодна лишь при небольших диапазонах частот и в случаях, когда реактивная составляющая сопротивления антенны невелика, что позволяет установить фиксированную связь. Схема индуктивной связи (рис. 24-15,з) пригодна и для более широких диапазонов частот, в особенности при симметричных антенных фидерах [Л. 37].

### 24-13. МЕШАЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЭКРАНИРОВАНИЕ

Отдельные каскады и целые блоки приемников необходимо экранировать по следующим основным причинам:

а) для устранения обратных связей в схеме и мешающего действия излучения гетеродина, а также внешних источников излучения высокочастотной энергии на отдельные элементы приемника; б) для устранения влияния на находящиеся поблизости другие приемники [Л. 38].

Наилучшим средством устранения опасностей, связанных с возникновением обратных связей, является преобразование частоты, так как при этом снижается усиление в каскадах, настроенных на одну и ту же частоту. Поскольку, однако, гармоники промежуточной частоты почти всегда попадают в диапазон принимаемых частот, выход у. п. ч. следует тща-

тельно развязать от высокочастотных входных каскадов; это особенно важно при наличии ограничительных каскадов, дающих большой уровень гармоник. Обратная связь в пределах блоков у. п. ч. с большим усилением устраняется применением надлежащей конструкции (использование длинных корытообразных шасси наподобие волноводов; хорошая проводимость поверхности экранов за счет серебрения; правильный выбор точек заземления) [Л. 39]. Недостаточное экранирование гетеродинов приводит к ложным настройкам за счет непосредственной интерференции при преобразовании на гармониках.

Если правильным распределением частот в приемнике все же оказывается невозможным устранить подобные интерференции, то следует применять двойное экранирование, как это делается в генераторах стандартных сигналов (просачивание  $< 0,1$  мкв).

Излучение гетеродина возникает вследствие возбуждения металлических частей конструкции приемника, а также за счет связи между гетеродином и входом приемника и антенной. Последнее устраняется применением усилителей высокой частоты, ламп с малой проходной емкостью и симметрированием схемы [Л. 40, 41].

Необходимо тщательно дросселировать все провода, выходящие из приемника, не допуская прохождения по ним мешающих частот, в частности различных промежуточных частот. Такими проводниками являются: провода питания, соединения с низкочастотными каскадами, провода для подачи регулирующего напряжения при разнесенном приеме и т. д.

## Снижение помех

### 24-14. ПРИЕМ ОДНОЙ БОКОВОЙ ПОЛОСЫ ЧАСТОТ

Прием одной боковой полосы АМ колебаний дает возможность ослабить действие помех. Следует различать две возможные формы такого радиоприема:

а) Однополосный прием при однополосной передаче. В спектре сигналов имеется только одна боковая полоса (вид передачи А 3а) или каждая из боковых полос модулирована своими сигналами информации (вид передачи А 3б). Амплитуда несущей частоты несколько подавлена сравнительно с режимом обычной телефонии.

б) Однополосный прием телефонной передачи вида А 3. Для приема используется только одна из двух излучаемых боковых полос.

В обоих случаях в приемнике для детектирования добавляется несущая постоянная амплитуды. Боковые полосы детектируются независимо друг от друга.

Преимущества режима «а». При одной и той же мощности излучения получается заметный выигрыш (порядка 8 дБ) отношения сигнала к помехе, так как мощность, приходящаяся на боковую полосу, увеличивается [Л. 42].

Преимущества режима «б». Можно вы-

брать для приема ту боковую полосу, где имеется более слабая помеха или ее вообще нет. В обоих случаях подача на детектор вспомогательной несущей с постоянной амплитудой позволяет устранить влияние избирательного замирания; фаза вспомогательной несущей не имеет значения.

Расстройка вспомогательной несущей относительно подавленной несущей передатчика не должна превышать 5—10 гц при приеме разговора и 1 гц при приеме музыки. Остаточная несущая излучаемого спектра используется для подстройки вспомогательной несущей одним из двух следующих способов: а) остаточная несущая выделяется при помощи весьма узкополосного фильтра, усиливается, опраничивается и используется в качестве вспомогательной несущей; б) в качестве вспомогательной несущей применяется колебание местного генератора; уравнивание частоты этого генератора и остаточной несущей производится автоподстройкой промежуточной частоты. Автоподстройка частоты необходима и при использовании схемы «а», поскольку необходимо обеспечить прохождение несущей через узкую полосу пропускания фильтра. На рис. 24-16 [Л. 58] изображена принципиальная схема детектирования с выбором боковой полосы.

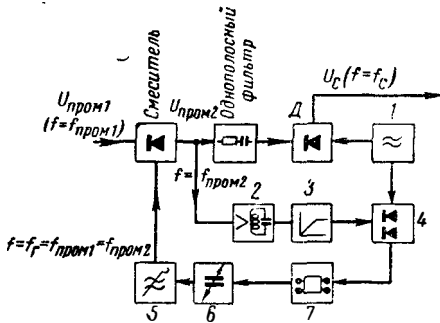


Рис. 24-16. Блок-схема приемника с выбором боковой полосы и с фазовой синхронизацией вспомогательной несущей частоты.

Подавление одной из боковых полос обычно производится с помощью полосовых фильтров с крутыми спадами частотной характеристики на границах полосы пропускания вблизи несущей частоты. Помимо этого, используются также схемы компенсации несущей, что позволяет исключить из схемы селективные фильтры, но требует применения фазовращателя, изменяющего фазу всех компонент спектра сигнала на 90°. Сигнал промежуточной частоты подается на два детектора; одновременно к детекторам подводятся вспомогательные несущие, сдвинутые по фазе на 90° (одна несущая на первый, вторая — на второй детектор). С выходов детекторов снимаются низкочастотные напряжения  $n_0$  и  $n_{\pi/2}$

$$n_0 = \cos(2\pi f_{n2} t) + \cos(2\pi f_{n1} t); \quad (24-36)$$

$$n_{\pi/2} = \cos\left(2\pi f_{n2} t - \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(2\pi f_{n1} t + \frac{\pi}{2}\right), \quad (24-37)$$

где  $f_{n1}$  и  $f_{n2}$  — частоты колебаний различных боковых полос, содержащих различную информацию (в частности, подверженных различному помехам). Осуществляя частотно-независимый поворот фазы на  $\pi/2$  напряжения  $n_{\pi/2}$ , путем суммирования и вычитания получаем:

$$n_0 + n_{\pi} = 2 \cos(2\pi f_{n2} t) \quad (24-38)$$

— нижняя боковая полоса;

$$n_0 - n_{\pi} = 2 \cos(2\pi f_{n1} t) \quad (24-39)$$

— верхняя боковая полоса.

Качество компенсации зависит в значительной степени от низкочастотного фазовращателя [Л. 43, 44]. Подавление одной боковой полосы до сего времени практически получалось лучше при использовании фильтров, нежели при компенсации.

### 24-15. МНОГОКРАТНЫЙ РАДИОПРИЕМ

Прием радиосигналов, в особенности на коротких волнах, сопровождается значительными флуктуациями напряженности поля. В результате этого происходит заметное ухудше-

ние качества приема. Производя одновременный многократный прием сигналов, приходящих к приемникам при различных условиях распространения, можно существенно улучшить качество принимаемой информации. Такой способ приема называется «многократным» или «разнесенным». Имеются различные варианты этого способа:

а) **Пространственный разнос.** Прием производится на две (или больше) антенны, разнесенные на несколько длин волн. Принятые сигналы от каждой антенны подводятся к отдельному приемнику. Наилучший сигнал избирается автоматически.

б) **Поляризационный разнос.** Прием осуществляется на два приемника, работающих от антенн с различной поляризацией относительно вектора электрического поля волны.

в) **Частотный разнос.** Информация передается на различных несущих частотах и принимается различными приемниками.

Если колебания амплитуды сигналов, распространяющихся различными путями, полностью независимы (Рэлевокое распределение), что хорошо выполняется при частотном разнесе и приближенно выполняется при пространственном разнесе, то вероятность того, что амплитуда сигнала падает ниже значения  $a$ , равна:

$$P(a) = \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( \frac{a}{a_0} \right)^2 \right] \right\}^n, \quad (24-40)$$

где  $a_0$  — среднее эффективное значение сигнала;  $n$  — число путей распространения (рис. 24-17).

В системе в двумя приемниками при разнесе антенн на пять длин волн ожидаемый выигрыш отношения сигнала к помехе равен 8 дБ; большее увеличение разноса не дает заметного увеличения выигрыша [Л. 42, 45, 47].

**Соединение приемников при многократном приеме.** Простое сложение сигналов при многократном приеме нецелесообразно, так как на фоне хорошего (чистого от помех) сигнала, поступающего от одного из приемников, будут действовать помехи и собственный шум тех приемников, на входе которых сигналы слабы. Поэтому на все приемники с параллельно включенными выходами подается общее регулирующее напряжение  $a$  р. у. В этом случае снижается чувствительность того прием-

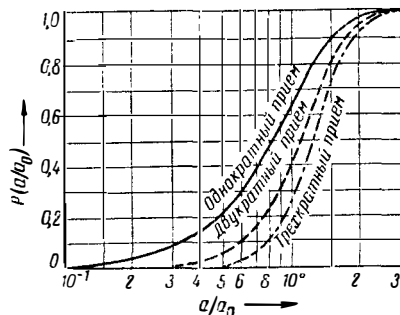


Рис. 24-17. Вероятность того, что амплитуда сигнала имеет величину, меньшую  $a$  при разнесенном приеме по нескольким каналам с различными путями распространения.

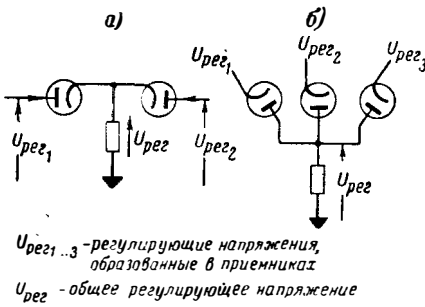


Рис. 24-18.

а — образование регулирующего напряжения при двукратном разнесенном приеме; б — то же при трехкратном разнесенном приеме.

ника, с которого поступают слабые сигналы. Возможен простое сложение регулирующих напряжений, однако еще лучше, если действует только наибольшее регулирующее напряжение,

так как при этом приемник с наибольшим входным сигналом работает с наибольшим отношением сигнала к помехе. На рис. 24-18 изображены две схемы получения регулирующего напряжения [Л. 48]. При телефонном приеме выходные низкочастотные напряжения приемников можно просто складывать независимо от способа образования регулирующего напряжения.

В телеграфных приемниках целесообразнее присоединять нагрузку к тому приемнику, на входе которого имеется наибольший сигнал, с помощью быстросрабатывающих переключателей (в частности, типа ламповых триггерных схем). При частотной манипуляции в этом случае может оказаться, что посылка принимается одним, а пауза — другим приемником. Регулирующее напряжение здесь также образуется сложением. При многократном приеме лучше пользоваться общим гетеродином, чтобы избежать низкочастотных пульсаций в общей цепи регулирования.

### Измерения и примеры

#### 24-16. ИСПЫТАНИЯ РАДИОПРИЕМНИКОВ

**Реальная избирательность.** Для измерений применяются два генератора стандартных сигналов, выходы которых подаются на вход испытываемого приемника. Один из генераторов имитирует полезный сигнал, второй — помеху [Л. 49]. Во избежание нарушения градуировки генераторов и условий согласования с нагрузкой при параллельной работе подключение их следует производить при помощи согласующей схемы, изображенной на рис. 24-19. Поскольку входное сопротивление приемника иногда может отличаться от номинала, при расчетах целесообразно пользоваться электродвижущей силой генераторов, а не напряжением на входе приемника. При применении согласующей схемы необходимо удваивать напряжение, выдаваемое каждым генератором.

Порядок измерения:

1) Полезный сигнал модулирован; мешающее напряжение снято; устанавливается уровень выходного напряжения.

2) Модуляция полезного сигнала снимается, помеха модулируется; напряжение помехи повышается до тех пор, пока отношение сигнала к помехе на выходе не уменьшится до заданной величины.

При построении характеристики реальной избирательности частота и э. д. с. полезного сигнала являются параметрами (§ 24-1). По оси абсцисс откладывается расстройка между

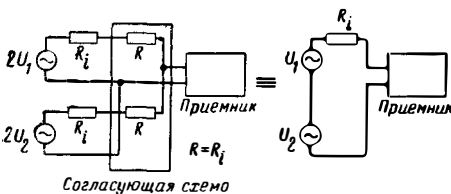


Рис. 24-19. Схема согласования генераторов стандартного сигнала с приемником при испытаниях методом двух генераторов.

полезным сигналом и сигналом помехи. На рис. 24-20, в качестве примера, изображена подобная характеристика для трансляционного ЧМ приемника метровых волн.

Измерения проводятся во всем интересующем диапазоне частот, в особенности на частоте зеркальной помехи и на промежуточных частотах.

При измерении перекрестной модуляции следует установить такую частоту помехи, при которой статическая избирательность у. п. ч. позволяет полностью устранить прямое прохождение помехи на выход приемника. С другой стороны, расстройка не должна быть из-

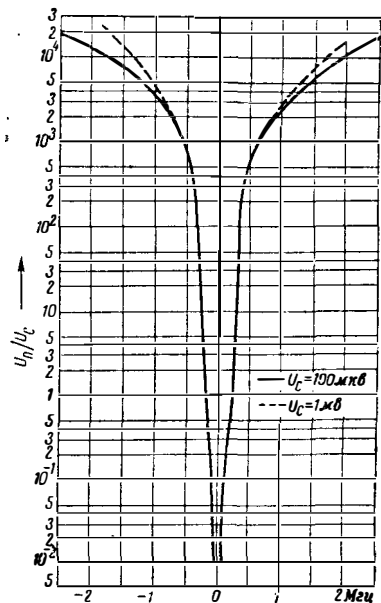


Рис. 24-20. Реальная избирательность трансляционного приемника ЧМ-колеблющий метрового диапазона волн.



лишне большой, иначе предварительная селекция приведет к снижению коэффициента перекрестной модуляции. Перекрестную модуляцию целесообразнее относить к коэффициенту модуляции мешающего передатчика, а не к уровню модуляции полезного передатчика. Так, коэффициент перекрестной модуляции считается равным 10%, если при 50% модуляции сигнала помехи появляется 5%-ная паразитная модуляция полезного сигнала. Для измерения малых величин коэффициента перекрестной модуляции  $k_{\text{перекр}}$  при наличии модуляции фоном применяется следующий способ: на вход приемника подаются одновременно колебания двух частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$ ; с помощью селективного вольтметра в тракте у. п. ч. измеряется амплитуда колебаний частоты  $2\omega_1 - \omega_2$ . При этом

$$k_{\text{перекр}} = 4 \frac{U_{(2\omega_1 - \omega_2)}}{U_{\omega_2}}. \quad (24-41)$$

Это измерение основано на том, что искажения, определяемые членами ряда третьей степени, а именно: коэффициент перекрестной модуляции, коэффициент нелинейных искажений третьего порядка и амплитуда колебаний зеркальной частоты  $2\omega_1 - \omega_2$  при подаче двух частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  пропорциональны друг другу. Действительно:

коэффициент перекрестной модуляции

$$K_{\text{перекр}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{S''}{S} U_{\text{п}}^2;$$

относительное значение напряжения зеркальной частоты

$$k_{3,4} = \frac{1}{8} \cdot \frac{S''}{S} U_{\omega_1}^2;$$

коэффициент нелинейных искажений

$$k_3 = \frac{1}{24} \cdot \frac{S''}{S} U^2. \quad (24-42)$$

Таким образом, для  $U_{\text{п}} = U_{\omega_1} = U$

$$k_{\text{перекр}} : k_{3,4} : k_3 = 12 : 3 : 1. \quad (24-43)$$

Здесь  $S$  — крутизна характеристики в рабочей точке;

$S''$  — вторая производная крутизны по напряжению на сетке;

$U_{\text{п}}$  — амплитуда помехи;

$U, U_{\omega_1}, U_{\omega_2}$  — амплитуды переменных напряжений, подаваемых на вход лампы;

$k_{\text{перекр}} = \frac{m_{\text{пар}}}{m_{\text{п}}}$  — отношение паразитного коэффициента модуляции сигнала к коэффициенту модуляции сигнала помехи;

$k_{3,4} = \frac{U_{(2\omega_1 - \omega_2)}}{U_{\omega_2}}$  — отношение напряжения зеркальной частоты  $2\omega_1 - \omega_2$  к  $U_{\omega_2}$ ;

$k_3 = \frac{U_{3\omega}}{U}$  — коэффициент нелинейных искажений третьего порядка.

На рис. 24-21 показан уровень помехи, допустимой при заданном значении коэффициен-

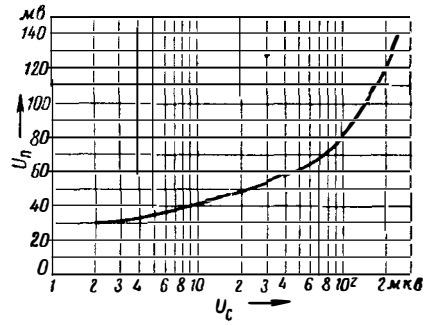


Рис. 24-21. Перекрестная модуляция приемника АМ-колебаний метрового диапазона волн (допустимое значение напряжения помехи  $U_{\text{п}}$  при  $m=50\%$  для коэффициента перекрестных искажений 10%).

та перекрестной модуляции для первоклассного приемника метровых волн.

Для измерения помех, возникающих при интерференции двух мешающих передатчиков (§ 24-2 и 24-5), требуется применение трех генераторов стандартных сигналов; один из них имитирует полезный передатчик, два других — мешающие передатчики. Однако такое измерение часто производят статически, без применения генератора, имитирующего полезный сигнал.

**Отношение сигнала к помехе.** Для точного измерения отношения сигнала к помехе необходимо хорошо знать характеристики примененной аппаратуры. Хорошо определяется вычислением и часто используется при измерениях средняя мощность помехи. В этом случае можно применять вольтметр, отклонения которого пропорциональны действующему значению напряжения. Однако, поскольку при таком измерении не учитывается действие кратковременных импульсов, часто применяют также пиковые вольтметры, обладающие известными постоянными времени заряда и разряда [Л. 54]. В зависимости от диапазона частот и формы помехи такие вольтметры дают показания более высокие (на 4—10 дБ). Эту разницу следует учитывать при обработке результатов измерений. На практике часто пользуются обычными детекторными вольтметрами, что приводит к неповторяющимся результатам. При измерении отношения сигнала к шуму следует отсеивать с помощью фильтра частоты, лежащие выше диапазона рабочих частот. Точно так же надо устранять компоненты фона, пользуясь фильтром верхних частот с граничной частотой около 400 гц. При измерениях надо отмечать диапазон частот, в котором произведено измерение.

Измерение отношения сигнала к шуму производится при помощи фильтров, имитирующих частотную характеристику уха и рекомендованных МККПТ (рис. 24-22) или МККР (рис. 24-23). Уровень полезного сигнала измеряется при тех же условиях.

При измерении отношения сигнала к фону применяется фильтр нижних частот с граничной частотой порядка 400 гц. Спектр этого фона зависит от схемы питания и формы кривой питающего переменного напряжения; он может простираться до 300 гц.

Таблица 24-1

**Необходимое отношение сигнала к шуму при передаче речи и музыки**

- 10 дБ — предел понимания речи;
- 20 дБ — нормальное условие для приема речи;
- 40 дБ — нормальное радиовещание;
- 60 дБ — высококачественная передача музыки.

**Искажения.** Измерение искажений модуляции производится различными способами в зависимости от вида сигналов. При передаче речи и музыки измеряется коэффициент нелинейных искажений, например, методом двух частот. В многоканальных системах измеряются переходные помехи; в телевидении измеряются искажения формы импульса или непосредственно определяются частотные и фазовые характеристики; в телеграфных приемниках определяется искажение формы посылки при помощи специальных приборов.

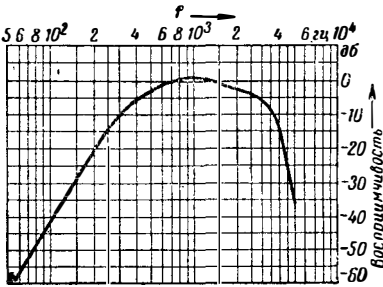


Рис. 24-22. Частотная характеристика восприимчивости уха к шумам для телефонных передач по МККТТ.

**Стабильность.** Стабильность гетеродина определяется сравнением его частоты со стандартом частоты и измерением разностного тона. Следует различать выбег частоты при разогреве устройства от нестабильности частоты разогретого приемника. Обычно измеряют влияние на частоту следующих факторов: колебаний напряжения сети, изменения частоты сети, изменения окружающей температуры, изменения влажности и смены ламп. Оценку стабильности фильтров сделать труднее. Ее производят с помощью прибора записи частотных характеристик (свил-генератор и осциллограф) с нанесением меток, соответствующих эталонным частотам.

**Мешающие излучения.** В ряде стран законодательство требует ограничения мешающего излучения генераторов в приемниках метровых

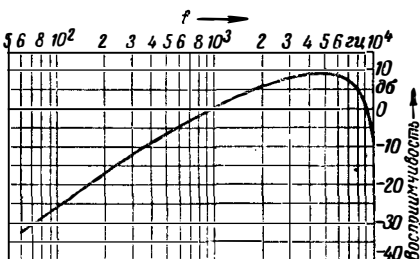


Рис. 24-23. Частотная характеристика восприимчивости уха к шумам для радиовещания по МККР1950.

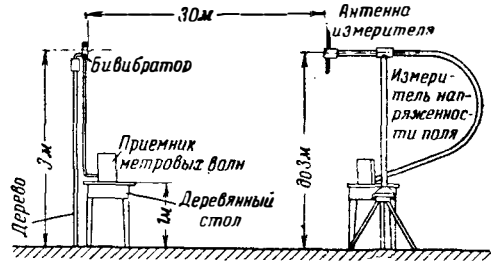


Рис. 24-24. Установка для измерения мешающего излучения приемника метровых волн.

волн. Измерение излучения производится на открытой площадке по схеме, изображенной на рис. 24-24. Настроенный вибратор, расположенный на высоте 3 м, может вращаться, позволяя измерять вертикальные и горизонтальные компоненты поля посредством измерителя напряженности поля. Испытуемый приемник располагается на столе на расстоянии 30 м от измерителя. Напряженность поля излучения приемника при любой ориентации как при включенной, так и при отсоединенной антенне не должно превышать:

- в диапазоне частот до 111 МГц — 1 мВ/м;
- в диапазоне частот выше 111 МГц — 30 мкВ/м.

Для других диапазонов частот требования в отношении допустимого излучения определяются условиями эксплуатации. На частотах ниже 30 МГц принято взамен мешающего излучения измерять мешающее напряжение [Л. 59]. Испытания приемников описаны в [Л. 60].

**24-17. ПРИМЕРЫ СХЕМ ПРИЕМНИКОВ**

**Типичный коротковолновый приемник АМ колебаний.** На рис. 24-25 изображена блок-схема приемника типа E104 KW-4 фирмы Телефункен, предназначенного для приема АМ колебаний на коротких волнах. Приемник содержит первый у. т. ч. с перестройкой (§ 24-9) и кварцованный первый гетеродин, что позволяет получить высокую устойчивость настройки при удобном отсчете шкалы во всех частотных диапазонах.

Основные параметры: диапазон частот 1,1—30,1 МГц, разделенный на 17 частичных диапазонов шириной от 1 до 2 МГц; первый гетеродин с переключением и с кварцевой стабилизацией на 15 диапазонах; предельная чувствительность (коэффициент шума) 7—12 кТб; цена шкалы 2—5 кГц/мм во всех диапазонах; нестабильность частоты при изменении температуры на ±10°С не более ±600 гц; точность настройки при наружной температуре от 15 до 25°С через 1 ч после включения—2000 гц; первая промежуточная частота перестраивается в диапазоне от 1,1 до 2,2 МГц и соответственно от 1,9 до 4,1 МГц; вторая промежуточная частота фиксированная—525 кГц; полоса пропускаемых частот регулируется пятью ступенями: ±100 гц, ±250 гц; ±500 гц, ±3 кГц и ±6 кГц; для указанных полос пропускания статическая избирательность характеризуется спадом на 20 дБ при расстрой-



ках 0,6; 0,8; 1,1; 6; 9 кГц, и на 60 дБ при расстройках 1,7; 1,7; 2,5; 8,5; 13 кГц; избирательность по зеркальному каналу более 80 дБ во всех диапазонах; перекрестная модуляция: помеха с коэффициентом модуляции 50% при расстройке на 20 кГц от резонанса вызывает коэффициент перекрестной модуляции меньше 10% при напряжении помехи не больше 50 мВ; отношение помехи к сигналу может при этом достигать 60 дБ. Мешающее излучение: первый гетеродин создает на входе приемника, нагруженном сопротивлением 60 Ом, напряжение порядка 10 мкВ.

Регулировка замираний: допустимый диапазон входных напряжений при изменении выходного напряжения на  $\pm 3$  дБ равен: 0,5 мкВ—100 мкВ для передачи вида А 1 и 1 мкВ для передачи вида А 3.

**Типичный трансляционный приемник ЧМ колебаний на метровых волнах.** Приемник ESB1508 фирмы Роде—Шварц предназначен для приема радиовещательных станций метрового диапазона волн и звукового сопровождения телевизионных станций, а также для последующей модуляции радиорелейного передатчика. Его блок-схема изображена на рис. 24-26. В приемнике можно по выбору пользоваться гетеродином с перестройкой или с кварцевой стабилизацией частоты.

Основные параметры: диапазон частот от 87,5 до 100 МГц и от 176 до 225 МГц; в диапазоне температур от +10 до +35°С гетеродин с перестройкой изменяет свою частоту не более, чем на  $\pm 20$  кГц, кварцованный гетеродин (с умножением частоты кварца) — не более, чем на  $\pm 2$  кГц (при изменении питающего напряжения на +10—15% уходы частоты также

не превышают указанных значений); предельная чувствительность 10—15 кТв; отношение сигнала к шуму больше 60 дБ при входном напряжении 100 мкВ (измерено пиковым вольтметром с фильтром по МККР 1950 при девиации частоты полезного сигнала, равной 40 кГц); избирательность по зеркальному каналу и промежуточной частоте больше 80 дБ (промежуточная частота 10,7 МГц); реальная избирательность: при  $U_n/U_c=10$ , девиации частоты помехи 75 кГц и полезном сигнале, больше 100 мкВ, получается отношение сигнала к шуму больше 54 дБ (при девиации частоты полезного сигнала, равной 40 кГц), если мешающая станция работает в соседнем канале, т. е. при расстройке на 300 кГц; полоса пропускания по низкой частоте от 30 Гц до 15 кГц при ослаблении на краях полосы меньше 0,5 дБ; коэффициент нелинейных искажений в диапазоне частот от 30 Гц до 15 кГц меньше 0,5% при девиации частоты 75 кГц.

**Типичный приемник импульсно-модулированных колебаний дециметрового диапазона волн.** На рис. 24-27 изображена блок-схема приемника радиорелейной станции типа РРМ 24/2500 фирмы Сименс. Передатчик и приемник связаны с общей антенной при помощи волноводного разделительного устройства. Избирательность по высокой частоте обеспечивается двухконтурным коаксиальным фильтром, настраиваемым на один из двух диапазонов частот: 2 450—2 575 и 2 575—2 700 МГц.

Основные параметры: диапазон частот от 2 450 до 2 700 МГц; автоподстройка частоты в диапазоне  $\pm 4$  МГц дает погрешность не больше 100 кГц. Предельная чувствительность

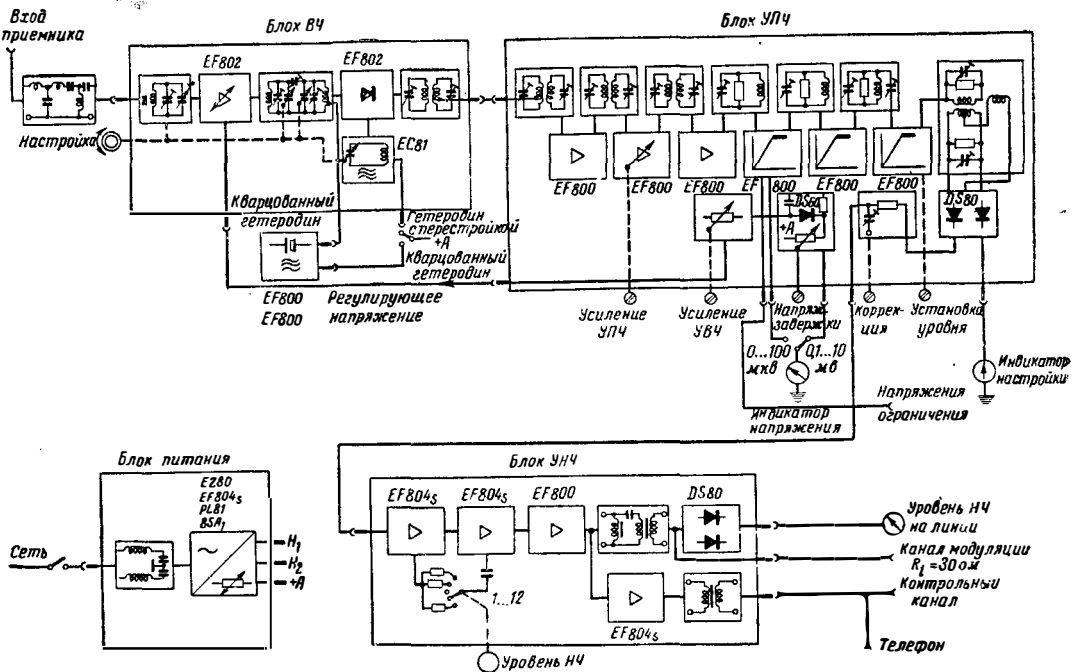


Рис. 24-26. Блок-схема трансляционного приемника ЧМ-колебаний метрового диапазона волн типа ESB1508 фирмы Роде и Шварц.

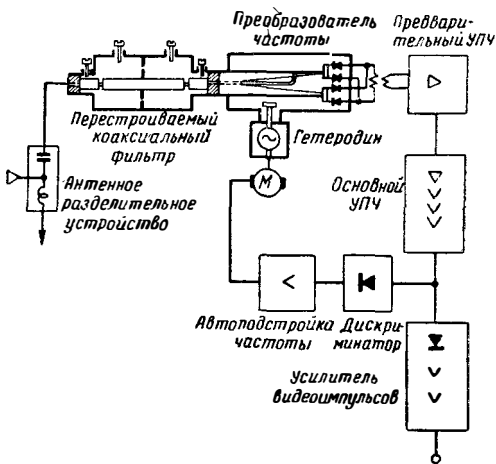


Рис. 24-27. Блок-схема приемника сигналов с фазово-импульсной модуляцией в дециметровом диапазоне волн типа РРМ 24/2500 фирмы Сименс и Гальске.

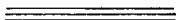
$\leq 20$  кГц, промежуточная частота 30 МГц; ширина полосы пропускания у. п. ч. 2 МГц; статическая избирательность у. п. ч.  $\geq 87$  дБ при расстройке  $\pm 10,9$  МГц; избирательность по зеркальному каналу  $\geq 30$  дБ [Л. 55—57].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Vollzugsordnung für den Funkdienst, 1947, B.-Min. Post- u. Fernmeldewesen.
2. Standards on receivers, Definitions of terms, 1952, Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1952, 40, 1681—1685.
3. CCR—Beschlüsse: II Teil, Studiengruppe № 2, Empfänger, Funk u. Ton, 1952, 6, 642.
4. Flicker H., Hacks J., Telefunkenztg, 1951, 24, 27.
5. Tucker D. G., Wireless Engr., 1952, 29, 184.
6. Tüxen O., Z. techn. Phys., 1941, 22, 1.
7. Urtel R., DRP. 670585.
8. Hudec E., Elektr. Nachr.-Techn., 1944, 21, 49—60.
9. Schooley A. H., George S. F., Proc. Nat. Conference Electronics, 1951, 7, 151.
10. Fubini E. G., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1948, 36, 1461—1466.
11. Costas J. P., Proc. Nat. Conference Electronics, 1951, 7, 121.
12. Zadeh L. A., Ragazzini J. R., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1952, 40, 1223—1231.
13. Stumpers F. L. M. H., Philips Res. Rep., 1947, 2, 136—160.
14. Corrington M. S., RCA-Rev., 1946, 7, 522—560.
15. Corrington M. S., Electronics, N. Y., 1951, 24, № 3, 120.
16. Kulp M., Arch. elektr. Übertrag., 1952, 6, 17—28, 143, 388—389.
17. Plusc I., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1947, 35, 1054—1059.
18. Wilmotte R. M., Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., 1952, 40, 34.

19. Babcock W. C., Bell Syst. Techn. J., 1953, 32, 63.
20. Pöhlmann W., Sauerland H., Rohde-&Schwarz-Mitt., 1953, № 3, 126—140.
21. Feil F., Arch. elektr. Übertrag., 1950, 4, 65.
22. Hacks J., Arch. elektr. Übertrag., 1951, 5, 441—446.
23. Behling H., Arch. elektr. Übertrag., 1951, 5, 489.
24. Mataré F., Arch. elektr. Übertrag., 1951, 5, 57, 119.
25. Willwacher E., Telefunkenztg, 1953, 26, 33.
26. Behling H., Fernmeldetechn. Z., 1952, 502—511.
27. Huber L., Rawer V., Arch. elektr. Übertrag., 1950, 4, 475—523.
28. Van Voorhis S. N., Microwave receivers, 1948.
29. Geschwinde H., Funk u. Ton, 1950, 4, 85—89.
30. Hacks J., Telefunkenztg, 1951, 24, 51.
31. Fischer K., Telefunkenztg, 1953, 26, 43.
32. Nyquist N., Bell Syst. Techn. J., 1932, 11, 126.
33. Kirchstern F., Arch. elektr. Übertrag., 1949, 3, 195—198.
34. Custon J., Proc. Inst. Radio Engrs, 1951, 39, № 7, 783.
35. Gruen W. J., Proc. Inst. Radio Engrs, 1953, 41, 1043—1048.
36. Miller Th., Proc. Inst. Radio Engrs, 1951, 39, 1433—1436.
37. Strutt M. J. O., Verstärker und Empfänger, Berlin, 1951, 2. Aufl.
38. Weinert K. W., Funk u. Ton, 1950, 4, 358.
39. Hasselbeck W., Funk u. Ton, 1952, 6, 1.
40. IRE Standards on Receivers, Proc. Inst. Radio Engrs, 1951, 39, 803.
41. McDonald G. J., Thoru D. A., Proc. Inst. Electr. Engrs, 1947, IIIA, 94, 427.
42. Kotowski P., Sobotka H., Drahtloser Überseeverkehr, Leipzig, 1950, 2. Aufl.
43. Grühle W., Funk u. Ton, 1952, 6, 235.
44. Darlington S., Bell Syst. Techn. J., 1950, 29, 95—104.
45. Glasser J. L., van Wambeck S. H., Proc. Inst. Radio Engrs, 1951, 39, 252.
46. Jelonek, Wireless Engr., 1947, 24, 54.
47. Ross A. H., van Wambeck S. H., Proc. Inst. Radio Engrs, 1951, 39, 256.
48. DRP, 727279, Vogt G.
49. Bray W. J., Lowry W. R. H., Proc. Inst. Electr. Engrs, 1947, IIIA, 94, 313.
50. Pöhlmann W., Rohde-&Schwarz-Mitt., 1952, 2, 85.
51. Johnson H., RCA-Rev., 1947, 8, 169.
52. Scheiner S. R., Carter G. W., Electronics, 1952, 25, № 3, 128.
53. Moxon L. A., Proc. Inst. Radio Engrs, 1952, 40, 1433.
54. Belger E., Techn. Hausmitt. NWDR, 1953, 5, № 3/4, 51—59.
55. Behling H., Brühl G., Willwacher E., Telefunkenztg, 1953, 26, 4.

56. Ulbricht G., *Telefunkenztg.*, 1951, 24, 143.
57. Hölzler E., Holzwarth H., u. a., *Fernmeldetechn. Z.*, 1952, 5, 397.
58. Hacks J., *Electron. Rundschau*, 1955, 9, 256.
59. Seele mann F., *Funkenstörung*, Berlin, 1954.
60. Dehmelt P., Frommer E., Kronjäger W., *Archiv. Tech. Messen*, 1955, v. 373—14, v. 373—15, v. 373—16.
61. Берг А. И., *Общая теория радиотехники*, Ленинград, 1925, гл. VI и VIII.
62. Евтянов С. И., *Переходные процессы в приемно-усилительных схемах*, Связьиздат, 1948.
63. Сифоров В. И., *Радиоприемные устройства*, Воениздат, 1951.
64. Сиверс А. П., *Радиолокационные приемники, расчет и проектирование*, изд. «Советское Радио», 1952.
65. Куликовский А. А. и др., *Основы учебного проектирования радиоприемников*, Госэнергоиздат, 1956.
66. Сифоров В. И., *Радиоприемники сверхвысоких частот*, Оборонгиз, 1957.
67. Айнбиндер И. М., *Вопросы теории и расчета УКВ каскадов радиовещательного приемника*, Госэнергоиздат, 1958.
68. Бобров Н. В., *Радиоприемные устройства*, Госэнергоиздат, 1958.
69. Чистяков Н. И., Сидоров В. М., Мельников В. С., *Радиоприемные устройства*, Связьиздат, 1959.
70. Семенов К. А., *Радиоприемные устройства и усилители низкой частоты*, изд. «Морской транспорт», 1960.



## РАЗДЕЛ 25

# ИЗМЕРЕНИЯ НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

### Измерение силы тока

#### 25-1. ИСТОЧНИКИ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ТОКОВ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

Измерение тока на высокой частоте производится относительно редко и по возможности заменяется измерением напряжения. Помимо ограниченности номенклатуры пригодных приборов, это вызывается следующими причинами. Включение измерителя тока в разрыв цепи высокой частоты приводит часто к недопустимым изменениям в цепи; распределенные емкости создают неодинаковость тока в различных точках цепи; при этом часто не представляется возможным включить прибор в нужную точку цепи. Далее прибор в общем случае находится под некоторым потенциалом относительно земли и через емкости прибора относительно земли проходят токи, которые тем больше, чем выше частота измеряемого тока (в случае термопреобразователей емкостный ток, проходящий через термоэлемент, вызывает дополнительные погрешности).

На рис. 25-1 изображены схемы измерения тока в нагрузке  $Z$ , питаемой генератором  $G$ . В случае рис. 25-1,а прибор отмечает не ток нагрузки  $I_Z$ , а сумму (векторную) токов  $I_Z$  и  $I_{20}$ . Ток же  $I_G$ , отдаваемый генератором, измеряется с уменьшением на величину  $I_{10}$ ; если сопротивления емкостей  $C_{20}$  и  $C_{10}$  не очень велики сравнительно с сопротивлением  $Z$ , то ошибка получается значительной.

Ошибки получаются меньше, если амперметр включен, как показано на схеме рис. 25-1,б. В этом случае через емкость  $C_{10}$  ток вообще не ответвляется, а емкость  $C_{20}$  оказывается присоединенной параллельно амперметру. Ошибка при этом зависит от соотношения между внутренним (активным) сопротивлением измерителя тока и реактивным сопротивлением емкости  $C_{20}$ . Погрешность измерения получается значительно меньше, чем в случае схемы рис. 25-1,а, так как обычно внутреннее сопротивление прибора мало по сравнению с сопротивлением нагрузки  $Z$ . Аналогично действует параллельная емкость  $C_{12}$ , величина которой зависит от типа примененного прибора. Из сказанного вытекает, что, если измеряемый объект это позволяет, измеритель тока следует включать в точку цепи с нулевым потенциалом. На основе приведен-

ных соображений можно всегда оценить ошибку, получающуюся в сложных случаях практики.

Если поместить измерительный прибор в металлический экран, изолированный от земли и соединенный с клеммой 1 (рис. 25-1,а), то правильно измеряется ток нагрузки  $I_Z$ ; если же соединить экран с точкой 2, то правильно будет измеряться ток генератора  $I_G$ .

Применяемые на практике приборы потребляют заметную мощность. Поэтому включение таких приборов оказывает недопустимое воздействие на измеряемый объект (например, на затухание колебательного контура). Кроме того, даже при наименьших достижимых пределах измерения чувствительность этих приборов оказывается недостаточной. Способность их выдерживать перегрузки (особенно тепловых приборов) очень мала. Изменение пределов измерения затруднительно. Применение шунтов, как это делают при постоянном токе, почти недопустимо из-за индуктивности шунтов и значительного поглощения мощности в них. Поэтому измерители тока высокой частоты выпускаются почти всегда на один предел измерения. Расширение их шкалы лучше всего производить с помощью трансформатора тока (§ 25-4).

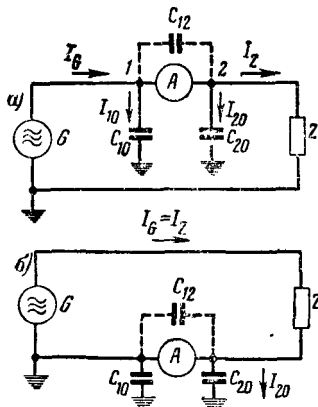


Рис. 25-1. Влияние емкости амперметр—земля. а — амперметр находится под напряжением относительно земли; б — амперметр находится под потенциалом земли.

## 25-2. ТЕПЛОВЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ТОКА

Наибольшее распространение при измерении токов высоких частот получили приборы, работающие на принципе выделения тепла измеряемым током. Их достоинства: независимость показаний от частоты в широких пределах, простота оценки влияния источников погрешностей и отсутствие влияния формы кривой измеряемого тока. Широко применяются только прямопоказывающие приборы, основанные на использовании термоэлектрического эффекта или эффекта удлинения нити под действием выделяемого в ней тепла.

**Термопреобразователь.** Приборы с термопреобразователями широко используются при измерении токов высоких частот по следующим причинам: их можно изготовить на пределы измерения примерно от 1 *ма* до 10 *а*; приведенная погрешность может быть доведена до 1%; так как их можно градуировать на постоянном токе, то сравнительные измерения можно производить с еще более высокой точностью; поглощаемая такими приборами энергия невелика; верхняя граница частоты, при которой еще можно производить измерения с пренебрежимо малыми ошибками, лежит (в зависимости от предела измерения прибора) между 10 и 100 *Мгц*; индукторный прибор можно изолировать от цепи высокой частоты.

Термопреобразователь состоит из нити подогрева, по которой протекает измеряемый ток, и термопары. Тепло, выделяемое в подогревателе, повышает температуру точки соединения проводников термопары (термоспая) и возбуждает в цепи термопары постоянную по направлению э. д. с., пропорциональную повышению температуры термоспая; эту э. д. с. измеряют с помощью магнитоэлектрического прибора.

Используемые на практике типы термопреобразователей схематически изображены на рис. 25-2. В обоих устройствах измеряемый ток проходит через подогреватель, сечение которого выбирается в соответствии с предельным значением измеряемых токов. В устройстве, показанном на рис. 25-2,а, термопара приварена примерно в середине подогревателя; в случае, показанном на рис. 25-2,б, тепло от подогревателя передается к термоспаю через изолятор (стеклянная бусинка). Конструкция рис. 25-2,а имеет относительно малое время установления, так как в этом случае тепловой контакт идеален. Непосредственное соединение термопары с подогревателем приводит к тому, что при измерении постоянного тока переключение полярности последнего вызывает

изменение показаний прибора примерно на 1%; причина в том, что на спае имеет место падение напряжения и часть измеряемого тока может отвечать непосредственно в цепь магнитоэлектрического прибора. При измерении тока высокой частоты магнитоэлектрический прибор находится под потенциалом подогревателя. Конструкция рис. 25-2,а применяется большей частью при измерении значительных токов (свыше 100 *ма*, в воздухе), так как в этом случае отвод тепла тонкими проводами термопары можно не принимать во внимание.

В конструкции рис. 25-2,б цепь подогревателя изолирована от цепи магнитоэлектрического прибора, что представляет существенное преимущество при измерении токов высокой частоты. Так как емкость между подогревателем и термопарой очень мала (порядка 1 *пф*), то и ток утечки через эту емкость очень мал. При одной и той же величине термо-э. д. с. температура подогревателя в конструкции рис. 25-2,б должна быть несколько выше, чем в конструкции рис. 25-2,а. Конструкция рис. 25-2,б применяется обычно при измерении малых токов (меньше 0,1 *а*, в вакууме). Время установления у этой конструкции — большое (несколько секунд).

Материал подогревателя должен иметь высокое и не зависящее от температуры удельное сопротивление, так как в противном случае окружающая температура будет влиять на выделяемую в подогревателе мощность и, следовательно, на показания прибора. Для уменьшения влияния поверхностного эффекта материал не должен быть магнитным. Используются константан, нихромовые и платиновые сплавы, а также уголь. Диаметр подогревателя зависит от пределов измерений (например, 0,006 *мм* для предела измерений 1 *ма*).

Для изготовления термопар широко используются контакт меди с константаном. Термо-э. д. с. этой пары равна 4,1 *мв* на 100°С и примерно пропорциональна температуре. Если используется магнитоэлектрический прибор на 10 *мв*, то рабочая температура при полном отклонении стрелки прибора равна примерно 250°С. Сопротивление термопары составляет несколько ом. Желательно брать магнитоэлектрический прибор с сопротивлением такого же порядка, так как при этом получается наибольший вращающий момент. В целях температурной компенсации последовательно с магнитоэлектрическим прибором обычно включается постоянное дополнительное сопротивление; при этом вращающие моменты получаются соответствующими нижней границе достижимой чувствительности магнитоэлектрического прибора. Путем оптимального согласования отвода тепла и внутреннего сопротивления термопары, осуществляемого выбором диаметра ее проводников, можно добиться повышения мощности, выделяемой в измерителе тока при неизменной температуре подогревателя. При обычных конструкциях термопар допустима их перегрузка от 50 до 100%. Дальнейшее увеличение тока приводит к перегоранию подогревателя.

Мощность, выделяющаяся в подогревателе, пропорциональна квадрату тока, протекаю-

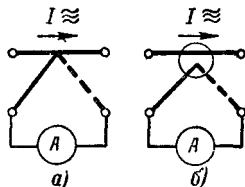


Рис. 25-2. Типы термопреобразователей.  
а — термоэлемент сварен с подогревателем (прямой нагрев); б — термоэлемент расположен вблизи подогревателя (косвенный нагрев).



шего через него; вследствие этого термоприбор измеряет точно действующее значение силы тока. Проходящее при этом повышение температуры зависит от условий отвода тепла. Поэтому, поместив термопреобразователь в вакуум, можно при тонких подогревателях увеличить термо-э. д. с. до 20 раз при одном и том же токе подогревателя. При толстых подогревателях основную роль играет отвод тепла по ним; поэтому по мере повышения предела измерений мощность, потребляемая термоприбором, возрастает (рис. 25-3). Падение напряжения на подогревателе термоприборов лежит в пределах от 0,2 до 0,8 в.

Показания прибора зависят от окружающей температуры по следующим причинам: сопротивление подогревателя зависит от температуры (выбором надлежащего материала нужно свести эту зависимость к минимуму); термо-э. д. с. зависит нелинейно от температуры (отклонения от линейности равны приблизительно 1% на 10° С). Влияние температуры на показания магнитоэлектрического прибора сводится к минимуму с помощью дополнительного сопротивления, зависящего от температуры.

При измерении больших токов (больше 1 а) на результаты измерений может оказать влияние медленный разогрев входных клемм при значительном выделении мощности в подогревателе. Для борьбы с этим явлением входные клеммы снабжаются охлаждающими ребрами; применяются также компенсирующие устройства. Следует устранять возможность разогрева и неодинаковости температур клемм, соединяющих термопару с магнитоэлектрическим прибором, так как измеряемая термо-э. д. с. представляет собой разность напряжений, возникающих между горячими и холодными участками цепи.

Зависимость показаний прибора от частоты обусловлена следующими факторами. Так как мощность, выделяемая в подогревателе, равна  $I^2R$ , то при повышении частоты возрастание активного сопротивления  $R$  подогревателя из-за поверхностного эффекта вызывает положительную погрешность, оцениваемую формулой

$$F \approx 0,01 \left( \frac{r}{s} \right)^4, \quad (25-1)$$

где  $F$  — ошибка (до 10%);  $r$  — радиус круглого (не полого) подогревателя;  $s$  — глубина проникновения тока, определяемая по формуле (2-13). Для константана, например,  $s$  при 10 Мгц равна примерно 0,1 мм. Если глубина проникновения тока равна радиусу подогревателя, то погрешность  $F$  уже равна примерно 1%. Ошибка растет пропорционально квадрату частоты. Так как с увеличением предела измерений растет радиус подогревателя, то наивысшая частота, при которой получается заданная величина ошибки, снижается с увеличением предела измерений. Практическое правило для термоприборов с обычными круглыми подогревателями: наивысшая рабочая частота, при ко-

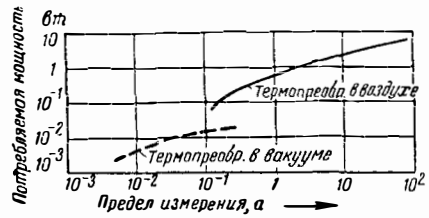


Рис. 25-3. Зависимость мощности, потребляемой термопреобразователем, от предела измерений при термо-э. д. с., равной 12 мв (по [Л. 1,4]).

торой ошибка, обусловленная поверхностным эффектом, не превышает 5%, равна:

$$75 \text{ — предел измерений в амперах.}$$

При больших токах подогреватели изготавливаются из тонкостенных трубок. В этом случае разность между сопротивлением постоянному току и току высокой частоты меньше, так как и постоянный ток протекает только по тонкой стенке трубки. Такая конструкция дает возможность повысить верхнюю частотную границу примерно в 10 раз по сравнению с проводом сплошного сечения. Применение ленточного подогревателя вместо круглого дает выигрыш только при выполнении его в виде сложенной плоской ленты с изолирующей прокладкой.

Показание термоприбора зависит также от величины емкости  $C_T$  гальванометра относительно земли. Через эту емкость ответвляется ток  $I_C$ , вызывающий дополнительный подогрев проводников термопары (рис. 25-4). Сила этого тока зависит от величины емкости  $C_T$  (которая из-за влияния соединительных проводов возрастает при удалении магнитоэлектрического прибора от термопреобразователя) и емкости  $C_T$  между подогревателем и термопарой (величина последней в случае бесконтактного термопреобразователя равна примерно  $1 \text{ нФ}$ ). Если подогреватель включен в такую точку цепи, которая имеет значительный потенциал относительно земли, то ток  $I_C$  вызывает дополнительный подогрев проводников термопары, что приводит к значительным погрешностям измерения; в неблагоприятных случаях проводники термопары могут даже сгореть. Указанная погрешность особенно велика при малых пределах измерений; в этих случаях следует пользоваться только бесконтактными термопреобразователями.

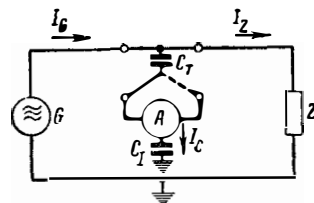


Рис. 25-4. Ток утечки через емкость подогревателя — термопары, искажающий показания подогреваемого термопреобразователя.

Еще одной причиной зависимости показания термообразователя от частоты является влияние собственной емкости подогревателя ( $C_{12}$  на рис. 25-1). Эта емкость вместе с неустранимой индуктивностью подогревателя может создать условия для параллельного резонанса, хотя резонансные частоты обычно лежат выше 1 000 *Мгц*. Кроме того, ток подогревателя может индуцировать э. д. с. в цепи термометра, вследствие чего получаются ошибки из-за дополнительного подогрева проводников термометра. Располагая проводники термометра в плоскости, перпендикулярной подогревателю, и очень близко друг к другу, можно свести влияние последнего фактора до пренебрежимо малой величины. При очень высоких частотах следует также следить за тем, чтобы длина подогревателя оставалась малой по сравнению с длиной волны и чтобы распределение тока вдоль подогревателя было равномерным.

Градуировку термоамперметров можно производить на переменном токе низкой частоты или на постоянном токе. При градуировке контактных термообразователей на постоянном токе за истинное показание магнитоэлектрического прибора следует брать среднее значение из двух его показаний при прямой и обратной полярности тока через подогреватель.

Для измерительных целей могут быть также использованы и другие тепловые действия тока. Прежде всего можно использовать удлинение проволоки, вызываемое ее разогревом. На этом явлении основана работа теплового амперметра, который ранее широко использовался для измерения токов высоких частот. Удлинение проволоки, по которой проходит ток, определяет положение стрелки прибора. Недостатки теплового прибора: установка нуля зависит от окружающей температуры, мала чувствительность ( $>100$  *ма*), велика мощность, потребляемая прибором; так как нить имеет значительную длину, то механическая прочность невелика; место измерения и отсчета пространственно объединены.

Измерение тока при помощи воздушного термометра основано на наблюдении увеличения объема газа в замкнутом сосуде при прохождении тока по подогревателю, помещенному в том же сосуде. Прибор имеет высокую чувствительность (собственное потребление мощности менее  $10^{-4}$  *вт*) и показания его не зависят от частоты в широком диапазоне. Подогреватель можно выполнить очень коротким и малоёмким, в связи с чем частотная погрешность прибора определяется в основном поверхностным эффектом, поддающимся расчету. При применении компенсации постоянным током верхняя частотная граница может быть доведена до 1 500 *Мгц*.

Нагрев проводника, по которому проходит ток, можно определять также с помощью моста для измерения температур. Если ветвь моста, сопротивление которой зависит от температуры, укрепить на внешнем проводнике коаксиальной линии, то можно измерять протекающий по линии ток. Нагрузив линию на согласованное, не зависящее от частоты сопротивление, можно определить и падение напря-

жения на нем. Такое устройство с углеродистыми поверхностными сопротивлениями можно применять на частотах, превышающих 3 000 *Мгц*; оно дает прямой отсчет, однако имеет большое время установления.

Световое излучение накаливаемого проводника используется в фотометрическом измерителе тока. Фотоамперметр состоит из короткой прямой нити, помещенной в эвакуированную стеклянную колбу. Световое излучение нити регистрируется при помощи фотоэлемента и магнитоэлектрического прибора. Пределы измерений очень ограничены, и градуировка весьма нелинейна. Фотоамперметр можно использовать и на очень высоких частотах, так как практически поведение прибора зависит только от поверхностного эффекта. Собственное потребление энергии велико ( $>0,1$  *вт*); прибор используется главным образом для целей градуировки. Применяя воздушное охлаждение проволоки, можно определить степень ее нагрева при температуре ниже температуры плавления; это позволяет снизить собственное потребление мощности до нескольких милливольт.

Для измерения тока может быть также использовано изменение тока эмиссии вольфрамового катода диода, нагреваемого измеряемым током. В «диодотроне» температура катода поддерживается постоянной путем автоматического регулирования дополнительного постоянного тока. Это дает возможность построить прибор с прямым отсчетом.

Можно также использовать для измерения тока изменение сопротивления нагретого проводника. В болометрических схемах изменение сопротивления проводника, по которому проходит ток высокой частоты, определяется с помощью моста постоянного тока, одним из плеч которого является этот проводник. Возможна прямая индикация тока высокой частоты прибором в диагонале моста. В качестве термосопротивлений используются металлические проволоки (например, платиновые) или термисторы. Собственное потребление энергии этими приборами можно довести до  $10^{-8}$  *вт*, что дает возможность получить наиболее чувствительные устройства. Что касается влияния частоты, то здесь наибольшие трудности представляет осуществление развязки между цепями высокой частоты и постоянного тока. Для этого применяются специальные схемы. Верхняя частотная граница равна нескольким сотням мегагерц.

### 25-3. ИЗМЕРИТЕЛИ ТОКА С ВЫПРЯМИТЕЛЯМИ

Для измерения тока высокой частоты можно использовать также магнитоэлектрический прибор с выпрямителем. При измерении токов низких частот широко используется купроксильный выпрямитель. Однако собственная емкость купроксов велика (примерно 250 *пф/мм<sup>2</sup>*), и на высоких частотах они заменяются кристаллическими детекторами. Германиевые детекторы имеют малое прямое сопротивление (примерно 200 *ом*), большое обратное сопро-

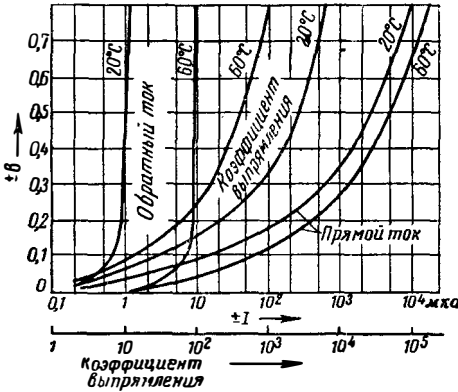


Рис. 25-5. Характеристики германиевого выпрямителя.

тивление (до 1 Мом), относительно большой прямой ток (примерно до 30 ма), высокое обратное напряжение (от 30 до 100 в в зависимости от типа), малую емкость (примерно 1 пф) и малые размеры при удовлетворительной однородности характеристик отдельных экземпляров (§ 11-18—11-20). Их вольт-амперная характеристика выражается согласно теории запирающего слоя, экспоненциальным законом

$$I = I_0 \left( e^{\frac{U}{U_0}} - 1 \right), \quad (25-2)$$

где  $I_0 \approx 0,5 \text{ мка}$ ;  $U_0 = 25 \text{ мв}$ .

Однако практически этот закон справедлив только приближенно для малых токов прямого направления, как это видно из рис. 25-5. На этом же рисунке приведены значения очень важного параметра — коэффициента выпрямления (отношение прямого тока к обратному току при одинаковых по величине, но обратных по знаку напряжениях). Характеристики эти зависят от температуры и смещаются параллельно на  $-(2 \div 3) \text{ мв}/^\circ\text{C}$  в области прямого тока; обратный ток возрастает максимум на  $4\%/^\circ\text{C}$ .

Поведение таких детекторов и, в частности, их частотные характеристики можно объяснить на основе приближенной эквивалентной схемы, изображенной на рис. 25-6; на схеме:  $L$  — индуктивность конструкции детектора (примерно  $10^{-8} \text{ гн}$ );  $R_d$  — прямое сопротивление;  $R_s$  — обратное сопротивление (оба эти сопротивления сильно зависят от тока и напряжения);  $C$  — емкость запирающего слоя, также зависящая от напряжения;  $G$  — идеальный вентиль (прямое сопротивление равно нулю, обратное сопротивление бесконечно велико).

Ниже рассматриваются схемы измерения тока, основанные на выпрямлении обоих полу-

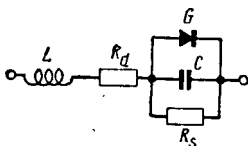


Рис. 25-6. Эквивалентная схема выпрямителя.

периодов; предполагается фиксированная форма кривой тока и линейное детектирование (или «детектирование по площади», при котором детектор имеет кусочно-линейную характеристику, причем рабочая точка лежит на сгибе характеристики). При линейном детектировании показания магнитоэлектрического прибора пропорциональны площади одного

полупериода тока (при синусоидальном токе  $\frac{1}{\pi}$ ) или обоих полупериодов (при синусоидальном токе  $\frac{2I}{\pi}$ ).

Площади обоих полупериодов при чисто переменном токе любой формы всегда равны (так как в противном случае появлялась бы постоянная составляющая). Поэтому при линейном выпрямлении нет никакого различия между одно- и двухполупериодной схемами в отношении ошибок, обусловленных формой кривой измеряемого напряжения; кроме того, при однополупериодном выпрямлении чисто переменного тока показания прибора не меняются при переключении полярности. Гармоники измеряемого тока влияют следующим образом: четные гармоники не влияют на показания и отсчет прибора меньше действующего значения исследуемого тока. Нечетная гармоника  $n$ -го порядка вызывает изменение показания, которое зависит от фазы гармоники; наибольшее значение

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha_1} = \pm \frac{1}{n} \cdot \frac{I_n}{I_1}. \quad (25-3)$$

Поэтому величина, показываемая прибором, может быть как меньше, так и больше действующего значения исследуемого тока (но не менее 0,9).

Для измерения токов высоких частот наиболее пригодны схемы, изображенные на рис. 27-7. На схеме рис. 25-7,а одна полуволна измеряемого тока проходит через верхний детектор и прибор, а другая — через нижний детектор. Выпрямление однополупериодное. Конденсатор  $C$  устраняет возможность возникновения на (индуктивном) сопротивлении катушки магнитоэлектрического прибора значительного падения напряжения, но не влияет на процесс выпрямления. «Симметричная» схема, изображенная на рис. 25-7,б, при достаточно больших емкостях отличается только тем, что постоянный ток не проходит во внешнюю цепь. Емкости на землю  $C_{10}$  и  $C_{20}$  в обеих схемах примерно одинаковы. Но  $C_{10}$  может быть заметно меньше, чем  $C_{20}$ , так как в образовании  $C_{20}$  участвует и емкость магнитоэлектрического прибора относительно земли. В зависимости

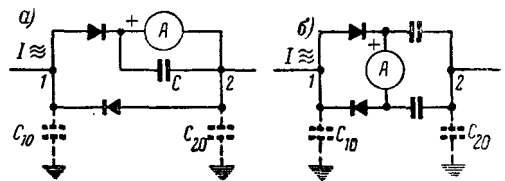


Рис. 25-7. Схемы измерителей тока с кристаллическими детекторами.

от того, измеряется ли ток генератора или ток нагрузки, следует в целях уменьшения ошибок емкостного характера соединять (с генератором или нагрузкой) сторону  $C_{10}$ . Если прибор одной точкой заземлен, то эту точку надо иметь на стороне  $C_{20}$  (см. также рис. 25-1).

Частотная зависимость выпрямляющих схем, изображенных на рис. 25-7, определяется не только емкостями  $C_{10}$  и  $C_{20}$ , но и емкостями, как бы подключенными параллельно выпрямителям. Влияние последних зависит от прямого сопротивления выпрямителей, так как переменный ток разветвляется между выпрямителем и шунтирующей его емкостью. Так как прямое сопротивление с увеличением тока падает, то частотная характеристика при больших измеряемых токах улучшается (хотя это частично компенсируется возрастанием емкости запирающего слоя при увеличении тока). При емкости  $2 \text{ пф}$  (сумма емкостей обоих выпрямителей), средней величине прямого сопротивления  $100 \text{ ом}$  и при допустимом выпрямленным токе  $20 \text{ ма}$  на частоте  $250 \text{ Мгц}$  получается уменьшение показаний на  $5\%$ . Эта граница понижается примерно до  $20 \text{ Мгц}$  при пределе измерений  $0,1 \text{ ма}$ . Следовательно, для уменьшения влияния частоты желательно сильно нагружать выпрямитель. Зависимость от частоты приводит к тому, что даже внутри диапазона измерений частотная ошибка зависит от величины показаний прибора. К рассмотренной частотной ошибке добавляется ошибка, вызываемая зависимостью детекторного эффекта от частоты, на которую сильно влияет малейшее изменение состава кристалла; в результате получается большой разброс в свойствах кристаллов. Можно ожидать, что новые исследования обеспечат успех в этой области.

Значительно хуже частотная зависимость широко используемой на низких частотах схемы Греча (рис. 25-8). Преимущество этой схемы перед рассмотренными выше заключается в том, что через прибор проходит вдвое больший ток. Зато на каждой ларе последовательно включенных детекторов удваивается падение напряжения. Уже вследствие этого емкость  $C_{10}$  оказывает удвоенное действие (если точка 2 заземлена). Однако еще более вредна емкость  $C_{30}$  измерительного прибора относительно земли. Если точка 2 заземлена, то оба правых выпрямителя шунтированы этой емкостью и не работают; схема практически переходит в схему рис. 25-7,а, в которой протекает вдвое меньший постоянный ток. Поэтому при повышении частоты показания прибора уменьшаются примерно вдвое. При  $C_{30} = 20 \text{ пф}$  (при длинных соединительных проводах, ведущих

к магнитоэлектрическому прибору, эта емкость может быть еще больше) предельная рабочая частота для схемы Греча примерно в 10 раз меньше, чем было указано в приведенных выше примерах.

Шкала прибора при рассматриваемом виде детектирования примерно линейна. Зависимость прямого сопротивления детектора от тока и температуры при данном токе не оказывает влияния на показание прибора. Влияние оказывает только обратный ток, так как он вычитается из выпрямленного тока. Величина обратного напряжения зависит от падения напряжения в прямом направлении на втором детекторе (рис. 25-7,а). При выпрямленном токе  $1 \text{ ма}$  это последнее имеет величину порядка  $0,5 \text{ в}$ . Получающийся при таком напряжении обратный ток равен примерно  $1 \text{ мка}$ ; он изменяет показание прибора только на  $1\%$ , и поэтому им можно пренебречь. При токах такого порядка можно изготавливать на кристаллических детекторах измерители тока, точность которых приближается к точности магнитоэлектрических приборов. Влияние обратного сопротивления возрастает при уменьшении предела измерений (примерно по экспоненциальному закону). Поэтому предел измерений  $10 \text{ мка}$  представляет практически границу, при которой уже получается заметное отклонение шкалы от линейности и сказывается влияние температуры (примерно  $-0,2\% / ^\circ\text{C}$ ). Частотный диапазон при этом также сильно сужается. В указанных границах можно изготавливать измерители тока на несколько пределов измерения путем шунтирования магнитоэлектрического прибора; вследствие линейности градуировки получается перекрытие шкал, если только обратный ток остается пренебрежимо малым.

Величина падения напряжения на измерителе тока с выпрямителями определяется главным образом прямым сопротивлением выпрямителя. Падение напряжения на магнитоэлектрическом приборе большей частью пренебрежимо мало. Полное падение напряжения лежит примерно между  $100 \text{ мв}$  и  $1 \text{ в}$  в зависимости от предела измерений. Потребляемая мощность соответственно составляет  $10^{-6}$ — $10^{-2} \text{ вт}$ . Измерители тока подобного рода допускают значительную перегрузку. В этом их преимущество перед термоприборами. Сами выпрямители выдерживают до  $500 \text{ ма}$  в течение нескольких десятых долей секунды. Решающую роль при этом играет энергия потерь, которая может достигать до  $10 \text{ мвт} \cdot \text{сек}$ .

#### 25.4. РАСШИРЕНИЕ ПРЕДЕЛОВ ИЗМЕРЕНИЯ. ТРАНСФОРМАТОР ТОКА

Термоприборы и приборы с выпрямителями трудно выполнять на большие токи. Простой способ расширения пределов измерения тока для любого прибора состоит в использовании емкостного шунта (рис. 25-9). Если внутреннее сопротивление  $r$  амперметра мало ( $< 1/\text{г}$ ) по сравнению с сопротивлением емкости  $C_2$ , то распределение тока независимо от частоты происходит по закону

$$\frac{I}{I_m} = \frac{C_1}{C_2} + 1.$$

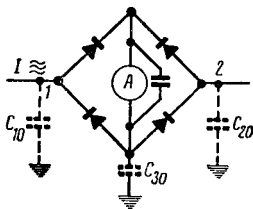


Рис 25-8. Мостовая схема выпрямления (схема Греча).

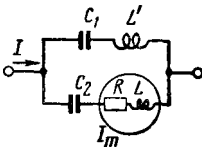


Рис. 25-9. Схема емкостного шунта.

Индуктивную составляющую  $\omega L$  сопротивления измерителя тока можно нейтрализовать, если последовательно с  $C_1$  включить индуктивность

$$L' = L \frac{C_2}{C_1}. \quad (25-4)$$

Эту схему удобно применять при измерении тока в колебательном контуре, используя входящие в нее емкости для настройки.

Применение трансформатора тока для расширения предела измерений имеет следующие преимущества. Потребление энергии прибором при увеличении тока не растет, так как потери в трансформаторе пренебрежимо малы. Экранируя вторичную обмотку, можно почти полностью устранить ошибку, вносимую емкостью прибора относительно земли (рис. 25-10). При этом частотная поправка отсутствует в широком диапазоне частот и расширение пределов измерения практически безгранично.

Трансформаторы тока высокой частоты выполняются обычно в виде тороидальных трансформаторов. Такая конструкция трансформатора дает возможность удобно экранировать вторичную обмотку не внося заметных емкостей и нечувствительна к внешним магнитным полям.

Эквивалентная схема трансформатора приведена на рис. 25-11. Для нижней частотной границы  $f_1$  должно выполняться условие: индуктивное сопротивление  $\omega_1 L$  велико по сравнению с внутренним сопротивлением прибора  $R$ , т. е.

$$\omega_1 L \geq k_1 R. \quad (25-5)$$

Постоянная  $k_1$  зависит от величины допустимой ошибки и от потерь в сердечнике. В случае материала с малыми потерями (феррит, сердечники из магнитодиэлектриков)  $k_1=5$  дает ошибку 2%. В случае сердечника из листовой стали следует вблизи  $f_1$  выбрать  $k_1 \approx 2$ .

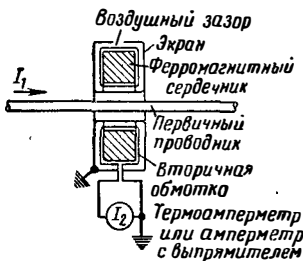


Рис. 25-10. Трансформатор тока.

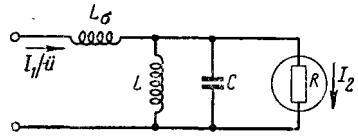


Рис. 25-11. Эквивалентная схема трансформатора тока.

Индуктивность  $L$  вторичной обмотки определяется магнитной проницаемостью  $\mu$  и размерами сердечника  $q$  и  $l$ , а также требуемым отношением токов  $I_1/I_2$ , которое примерно равно числу витков  $n$ . Отсюда наименьший ток, который можно измерить без ошибки при заданной нижней граничной частоте,

$$I_1 \geq \sqrt{P_2 \frac{L}{q \mu \mu_0} \cdot \frac{k_1}{\omega_1}}, \quad (25-6)$$

где  $P_2$  — потребляемая прибором мощность. При измерении малого тока эта мощность должна быть возможно меньше, а магнитная проницаемость сердечника возможно больше. Если взять термопреобразователь на 10 ма с сопротивлением подогревателя 50 ом и выбрать магнитную проницаемость равной  $10^3$  при  $\frac{l}{q} = 10 \frac{1}{\text{см}}$ ,  $k_1 = 10$  при 100 кгц, то  $I_1 = 180$  ма, а число витков вторичной обмотки 18. В случае прибора с выпрямителем на 0,1 ма величина  $I_1$  равна примерно 20 ма. Измерение больших токов ничем не ограничено.

На верхней частотной границе действует только емкость  $C$ ; ее реактивное сопротивление должно оставаться большим по сравнению с сопротивлением прибора. Индуктивность рассеяния  $L_s$  не оказывает на частотную характеристику никакого влияния и только увеличивает падение напряжения на измерительном устройстве. При емкости  $C=20$  пф верхняя частотная граница 50-омного термопреобразователя на 10 ма лежит около 30 Мгц. Термоэлектрические приборы на большие токи имеют соответственно более высокую граничную частоту. Кристаллические выпрямители имеют наименьшую величину прямого сопротивления порядка 200 ом, и поэтому их верхняя граничная частота равна примерно 10 Мгц. Повышение этой частотной границы возможно только путем нагрузки вторичной обмотки трансформатора параллельным сопротивлением и, следовательно, путем измерения напряжения на нем. Для уменьшения вызываемой выпрямителем нелинейности шкалы измеритель напряжения должен иметь предел измерения по крайней мере на 1 в. Связанное с этим повышение потребления мощности в случае трансформатора не имеет большого значения. Как показано на рис. 25-10, вторичная обмотка заключается в электростатический экран со щелью. Этим уменьшаются помехи, проникающие через емкостную связь между обмотками, даже если первичная обмотка находится под высоким потенциалом. Экран и одна клемма измерителя тока заземляются. Положение щели в экране оказывает заметное влияние на показания при-

бора. Подобная форма трансформатора тока дает возможность легко получать электрическую прочность 10 кВ и больше между первичной и вторичной обмотками и прибором можно измерять токи в проводах, находящихся

под высоким напряжением. Трансформаторы аналогичного устройства можно использовать и в коаксиальных линиях очень высоких частот, помещая их внутри экранирующего внешнего проводника линии.

## Измерение напряжения

### 25-5. ИЗМЕРЕНИЕ НАПЯЖЕНИЯ АМПЕРМЕТРОМ С ДОБАВОЧНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

Широко применяется метод измерения постоянного напряжения путем измерения тока в добавочном сопротивлении, величина которого известна. Этот метод можно применять и на высоких (с определенным ограничением) частотах. В качестве измерителей используются прежде всего термопреобразователи и измерители тока с выпрямителями (§ 25-2 и 25-3). Термопреобразователи требуют ток в несколько *мА*; в соответствии с этим получаются, в особенности при измерении малых напряжений, малые входные сопротивления. Наименьший выполнимый предел измерений равен примерно 1 *В*. Увеличивая добавочное сопротивление, можно, не меняя характера шкалы, повысить этот предел сколь угодно. Главным преимуществом такого прибора является то, что он точно измеряет действительное значение исследуемого напряжения и что его можно градуировать на постоянном токе. Однако чувствительность к перегрузке (максимально 100%) ограничивает его применение.

Приборы с выпрямителями дают возможность получать значительно большие входные сопротивления — примерно до 5 000 *ом/В*. Наименьший предел измерений равен примерно 1 *В*. Точность растет с увеличением предела измерений, так как при этом (не вполне постоянное и зависящее от температуры) прямое сопротивление выпрямителя играет меньшую роль. При напряжениях >10 *В* и при токах порядка 1 *мА* получаются погрешности в несколько процентов. Характер шкалы зависит от величины измеряемого напряжения. У многопредельных приборов совпадение шкал получается только в том случае, если общее сопротивление (глядя от выпрямителя) на всех пределах измерений одинаково; это можно осуществить с помощью соответствующего делителя напряжения. При линейном выпрямлении четные гармоники не влияют на показания прибора; нечетные гармоники повышают отсчет обратно пропорционально своему номеру. Шкала приблизительно линейна. Выпрямители выдерживают кратковременно 100-кратную перегрузку.

Нижняя граничная частота равна примерно 10 *гц*, верхняя граница определяется почти исключительно частотной характеристикой добавочного сопротивления; лучше применять углеродистые поверхностные сопротивления (§ 2-25). При добавочном сопротивлении 1 *Мом* определяемая его собственной емкостью верхняя частотная граница равна примерно 200 *кГц* при положительной ошибке показания в несколько процентов; в связи с этим доба-

вочное сопротивление рекомендуется экранировать. Индуктивная компонента углеродистых поверхностных сопротивлений не играет никакой роли по сравнению с емкостной. При измерении симметричных напряжений трудности, создаваемые емкостями относительно земли, возрастают. Поэтому же на высоких частотах вольтметры с выпрямителями применяются лишь ограниченно.

### 25-6. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ВОЛЬТМЕТР

В электростатических вольтметрах для установки стрелки используется сила взаимодействия между двумя электродами, находящимися под различными потенциалами. Действующий вращающий момент

$$D = \frac{1}{2} u^2 \frac{dC}{d\alpha}, \quad (25-7)$$

т. е. вращающий момент пропорционален квадрату приложенного напряжения (мгновенное значение которого равно *u*), и прибор всегда измеряет точно действующее значение напряжения, что является преимуществом этого вольтметра по сравнению с вольтметром на выпрямителях. Вращающий момент пропорционален изменению емкости с углом поворота. Для применения на высоких частотах максимальное изменение емкости не должно превышать 10 *пФ* при полном отклонении стрелки прибора; в таком случае при напряжении 1 *В* вращающий момент получается равным  $5 \cdot 10^{-15}$  *г·см*. Это приводит к тому, что даже при ленточном подвесе и световом указателе можно получить наименьший предел измерений только 20 *В* (первая отметка шкалы 1 *В*) при времени установления около 15 *сек*. Принцип электростатического вольтметра применим для измерения очень высоких напряжений, вплоть до нескольких сотен киловольт. Предел измерений электростатического вольтметра прибора можно значительно расширить, не внося зависимости от частоты, с помощью емкостного делителя. Входное сопротивление определяется емкостью, почти не имеющей потерь. Изменение емкости и, следовательно, входного сопротивления при отклонении стрелки прибора создает неудобство при измерении напряжения на резонансных контурах. При очень высоких частотах в подвешенной ленте приборов высокой чувствительности возникают заметные потери из-за емкостных токов.

Вращающий момент электростатического вольтметра совершенно не зависит от частоты. Длинные подводящие провода (подвешенная лента) приводят при относительно большой емкости к ошибкам из-за повышения напряже-

ния на емкости измерительной системы (резонансные явления).

Верхняя частотная граница лежит примерно около 50 Мгц. Конструктивно электростатические вольтметры выполняются в различных вариантах. Например, стрелка прямопоказывающего вольтметра может быть связана с подвижной системой пластин; придавая пластинам соответствующую форму, можно добиться того, что шкала на значительном ее участке будет линейной. При изоляции обоих входных зажимов от корпуса можно измерять напряжения в цепи, не имеющей соединения с землей; в этом случае один из электродов должен охватывать другой наподобие экрана, чтобы уменьшить влияние паразитных емкостей.

**25-7. ИЗМЕРЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ПИКОВЫМ ЛАМПОВЫМ ВОЛЬТМЕТРОМ**

Наиболее распространенным устройством для измерения напряжений высокой частоты является ламповый вольтметр с пиковым детектированием. Преимуществом такого прибора: большие возможности переключения пределов измерения (нижний предел около 0,1 в, его можно с помощью предварительного усиления довести до 1 мкв; верхний предел — примерно 1 кв, с помощью емкостного делителя его можно поднять до 100 кв); широкий частотный диапазон (от нескольких герц примерно до 1 000 Мгц); высокое входное активное сопротивление даже при измерении небольших напряжений и малая входная емкость; допустимость больших перегрузок; хорошая точность измерения. При больших напряжениях измеряется пик исследуемого напряжения, что при искаженной форме кривой последнего дает значительную ошибку при оценке действующего значения. С другой стороны, такой вольтметр удобен для измерения амплитуды импульсов, так как его показания мало зависят от формы импульсов. Для преобразования измеряемых переменных напряжений применяются различные схемы детектирования с электронными лампами (разд. 16).

На рис. 25-12 показаны две схемы однополупериодного выпрямления.

В отрицательный полупериод к выпрямителю прилагается в обратном направлении удвоенное пиковое значение напряжения и. Этим определяются границы максимального измеряемого напряжения; примерно-усилительные лампы выдерживают несколько сотен вольт (специальные лампы — несколько тысяч вольт). Входное сопротивление из-за коротких импульсов тока весьма нелинейно. Потребляемая в цепи де-

тектора мощность определяется как мощность постоянного тока

$$P = \frac{U^2}{R}. \tag{25-8}$$

При синусоидальном входном напряжении с действующим значением  $\frac{U}{\sqrt{2}}$  получаем:

$$P = \frac{U^2}{R} = \frac{2}{R} \left( \frac{U}{\sqrt{2}} \right)^2. \tag{25-9}$$

Поэтому схема, изображенная на рис. 25-12,а, может быть в отношении поглощаемой мощности заменена сопротивлением  $R_{eff} = \frac{R}{2}$ . В схеме рис. 25-12,б параллельно входу включено еще сопротивление для постоянного тока R, так что входное сопротивление становится равным  $\frac{R}{3}$ . В зависимости от величины и формы изме-

ряемого напряжения пиковое значение входного тока превышает в 5—30 раз его действующее значение. При импульсном характере входного тока измеряемое напряжение может быть сильно искажено, если только внутреннее сопротивление источника недостаточно мало. При измерении напряжения источника, внутреннее сопротивление которого имеет активный характер, получается заметная ошибка и в том случае, когда последнее по сравнению с  $R_{eff}$  весьма мало. Если прямое сопротивление лампы пренебрежимо мало, то (в самом неблагоприятном случае) получается ошибка (отрицательная)

$$F \approx 1,7 \left( \frac{R_i}{R} \right)^{2,3}, \tag{25-10}$$

где  $R_i$  — внутреннее сопротивление источника;  $R$  — сопротивление нагрузки выпрямителя, показанное на рис. 25-12. На рис. 25-13 эта зависимость изображена графически; уже при  $R/R_i = 2\ 000$  получается ошибка в 1%, хотя  $R_{eff}$  в 1 000 раз превышает внутреннее сопротивление источника. Следовательно, в зависимости от характера внутреннего сопротивления источника напряжения входное сопротивление измерителя оказывает различное влияние. Если сопротивление источника имеет емкостный характер, то дополнительная ошибка возникает только вблизи нижней граничной частоты; если выход источника представляет собой параллельный колебательный контур, то реакцию, оказываемую измерительным устрой-

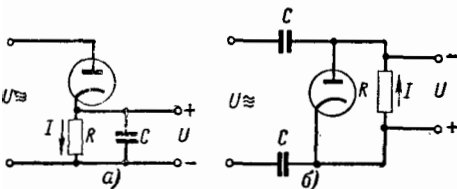


Рис. 25-12. Принципиальные схемы однополупериодного пикового детектирования.

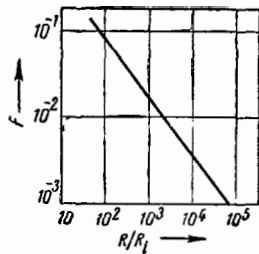


Рис. 25-13. Ошибка F при пиковом детектировании.  $R_i$  — внутреннее сопротивление источника.

ством, следует определять, исходя из  $R_{eff}$ ; если внутреннее сопротивление источника активно, то ошибка определяется с помощью уравнения (25-10); при индуктивном сопротивлении источника ошибка получается еще больше.

Нижняя частотная граница устройства, показанного на рис. 25-12, определяется разрядом конденсатора  $C$  через сопротивление  $R$  за время, немного меньшее полного периода измеряемого напряжения. Средняя величина образующегося постоянного напряжения  $U$  лежит при этом между обоими крайними значениями. При малых величинах ошибки  $F$  имеет место приближенное равенство

$$F \approx \frac{1}{2fRC}. \quad (25-11)$$

Если допустима ошибка 2%, то получается постоянная времени  $RC = \frac{25}{f}$ , т. е., например, 1 сек для нижней граничной частоты  $f = 25$  гц. Такая постоянная времени приводит к слишком большому времени возврата стрелки прибора к нулю при снятии напряжения. Время нарастания, которое практически зависит только от внутреннего сопротивления выпрямителя, при этом заметно не меняется. Вопрос о нижней граничной частоте и времени установления решают путем компромисса. Практически получающиеся ошибки при измерении малых напряжений значительно меньше, чем дает вышедшая приведенная приближенная формула, так как при этом полное детектирование пиков не получается (при 1 в примерно  $1/3$ ).

Верхняя частотная граница определяется, с одной стороны, резонансными явлениями, а с другой — временем пролета электронов в диоде. Емкость  $C_2$  между анодом и катодом и индуктивность  $L$  соединительных проводов, которые устранить невозможно, образуют последовательный колебательный контур, показанный на рис. 25-14; на рисунке  $C_1$  — емкость входных зажимов;  $C_2$  — входная емкость лампы;  $L$  — суммарная индуктивность соединительных проводов. При этом отношение измеренного напряжения  $U_2$  к напряжению  $U_1$  на клеммах равно:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{1}{1 - \omega^2 LC_2}, \quad (25-12)$$

а ошибка, получающаяся при этом,

$$F \approx \omega^2 LC_2 = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2. \quad (25-13)$$

Таким образом, при высоких частотах получают завышенные результаты измерений.

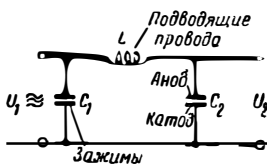


Рис. 25-14. Эквивалентная схема входа лампового вольтметра при высоких частотах.

Если  $\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{1}{5}$ , то ошибка уже равна 4%;

вследствие квадратичной зависимости от частоты дальше ошибка быстро достигает недопустимых значений. Если  $C_2 = 1$  пф и  $L = 10^{-8}$  гн (провод длиной примерно 2 см), то резонансная частота входной цепи детектора равна 1600 Мгц, а ошибка на частоте 300 Мгц равна примерно 3%. Емкость  $C_1$  не оказывает влияния на частотную характеристику и образует вместе с  $C_2$  входную емкость.

Распределенные емкости подводящих проводов и необходимые соединения между жакетами вольтметра и объектом измерения приводят к более сложным соотношениям. Указанные короткие соединительные провода можно иметь только в том случае, когда измерительная лампа находится непосредственно у измеряемого объекта. Поэтому вольтметры для высоких частот всегда снабжаются измерительной головкой, содержащей диод или детектор с возможно более короткими соединительными проводами. Соединительные провода, идущие к индикатору, могут быть любой длины, так как по ним проходят только постоянный ток. Диоды должны иметь по возможности малые размеры, малую емкость и короткие выводы от электродов.

Кроме того, необходимо, чтобы расстояние между анодом и катодом было мало. Если время пролета электронов становится сравнимым с периодом измеряемого напряжения, то происходит неполное выпрямление напряжения. Получающаяся при этом ошибка теоретически равна:

$$F = - \frac{(f [Мгц]) (a [мм])}{180 \sqrt{U [в]}}. \quad (25-14)$$

При расстоянии  $a = 0,1$  мм,  $U = 1$  в и  $f = 100$  Мгц получающаяся ошибка примерно равна 6%. Практически ошибки получаются меньше, чем это следует из формулы (25-14). При увеличении измеряемого напряжения ошибка из-за времени пролета уменьшается.

Влияние формы кривой измеряемого напряжения на показания вольтметра определяется условиями пикового выпрямления. В предельном случае амплитуды гармоник измеряемого напряжения могут прибавляться или вычитаться из основного колебания. Отсюда получается, что в зависимости от фазы гармоник величина, показываемая прибором, может принимать все значения в пределах

$$U_{пик} = U_1 \pm U_n, \quad (25-15)$$

где  $U_1$  — амплитуда основного колебания;  $U_n$  — амплитуда  $n$ -й гармоники. Значения со знаком + справедливы при любой величине коэффициента нелинейных искажений; значения со знаком — пригодны только для случая, когда  $U_n/U_1 \ll$

$$\frac{1}{n^2}.$$

Для больших значений амплитуд второй и третьей гармоник на рис. 25-15 приведены границы показаний вольтметра, отнесенные к амплитуде основного колебания (кривые  $a$ ,  $d$  и  $f$ ). Для сравнения там же нанесена кривая действующих значений (кривая  $e$ ).



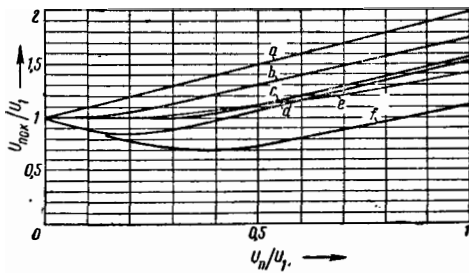


Рис. 25-15. Влияние второй и третьей гармоник на показания вольметра при одно- и двухполупериодном пиковом детектировании в зависимости от фаз гармоник.

$$\frac{U_n}{U_1} = \frac{\text{амплитуда } n\text{-й гармоники}}{\text{амплитуда основного колебания}};$$

$$\frac{U_{\text{покр}}}{U_1} = \frac{\text{показание прибора при колебании с гармониками}}{\text{показание при основном колебании (без гармоник)}};$$

*a* — максимальные показания, 2-я гармоника, однополупериодное детектирование; 3-я гармоника, одно- и двухполупериодное детектирование; *b* — максимальные показания, 2-я гармоника, двухполупериодное детектирование; *c* — минимальные показания, 2-я гармоника, двухполупериодное детектирование; *d* — минимальные показания, 3-я гармоника, одно- и двухполупериодное детектирование; *e* — показания измерителя действующих значений; *f* — минимальные показания, 2-я гармоника, однополупериодное детектирование.

При наличии четных гармоник показания вольметра зависят от полярности включения измеряемого напряжения, так как каждая из полуволн имеет различные максимумы. Если коэффициент нелинейных искажений по второй гармонике меньше 25%, то значение напряжения основного колебания равно среднему арифметическому из измерений, полученных при одной и другой полярности включения измеряемого напряжения. При нечетных гармониках переключение полярности измеряемого напряжения не оказывает влияния на показания вольметра.

Влияние второй (и вообще четных) гармоник можно уменьшить, применив двухполупериодное выпрямление. При наличии только второй гармоники показания вольметра лежат между кривыми *b* и *c* (рис. 25-15). Для нечетных гармоник получаются те же соотношения, что и при однополупериодном выпрямлении. Схемы двухполупериодного выпрямления приведены на рис. 25-16. В обеих этих схемах выпрямленное напряжение *U* равно удвоенному пиковому значению переменного напряжения. Действующее входное сопротивление равно *R/8*. При определении нижней граничной частоты емкости *C* следует рассматривать как включенные последовательно. В схеме рис. 25-16, *a* сред-

нюю точку сопротивления *R* можно соединить с одним из входных зажимов, не меняя режимы цепи постоянного тока (показано лунктиром). Это имеет значение для последующего усиления постоянного тока, однако при этом цепь, в которой производится измерение, дополнительно нагружается сопротивлением *R/4*. Схема удвоения напряжения, изображенная на рис. 25-16, *б*, особенно пригодна для измерения напряжений в заземленных цепях, так как в этом случае цепь выпрямленного напряжения также оказывается заземленной одним полюсом; при этом на выходе отсутствует измеряемое переменное напряжение. В обеих схемах постоянная составляющая измеряемого напряжения не оказывает влияния на показания вольметра.

Пиковое выпрямление позволяет определять амплитуды импульсов любой формы. Вольметры с однополупериодным выпрямлением определяют амплитуду одной полуволны; приборы с двухполупериодным выпрямлением — размах напряжения, т. е. величину напряжения «от пика до пика». При градуировке, выполненной в действующих значениях напряжения, следует показания такого вольметра умножать на  $2\sqrt{2}$ .

Результаты измерения зависят от коэффициента заполнения  $\tau$ , т. е. отношения длительности импульса к периоду повторения импульсов. При постоянном прямом сопротивлении выпрямителя *R<sub>d</sub>* (характеристика линейно-ломаная) и при прямоугольных импульсах ошибка равна:

$$F \approx -\frac{1}{\tau} \cdot \frac{R_d}{R}. \quad (25-16)$$

При *R<sub>d</sub>* = 1 000 ом, *R* = 10 Мом и  $\tau = 10^{-3}$  (например, длительность импульса 1 мксек, частота повторения импульсов 1 кГц) напряжение прямоугольного импульса будет измерено с ошибкой в 10%. В величину *R<sub>d</sub>* следует включать также внутреннее сопротивление источника измеряемого напряжения; при импульсных измерениях оно, следовательно, должно быть возможно меньшим.

### 25-8. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НА НАЧАЛЬНОМ (ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОМ) УЧАСТКЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Статическая характеристика диодов при малых токах может быть выражена формулой

$$i = I_0 e^{-\frac{u}{U_T}}, \quad (25-17)$$

где *I<sub>0</sub>* — ток при *u* = 0; *U<sub>T</sub>* — напряжение, зависящее только от температуры катода (примерно 0,1 в для оксидных катодов), см. разд. 9.

Если положить в уравнении (25-17) *u* = *U* sin  $\omega t$ , то окажется, что выпрямленное напряжение  $\Delta U$  и амплитуда переменного напряжения *U* связаны между собой соотношением

$$I_0 \left( j \frac{U}{U_T} \right) = e^{-\frac{\Delta U}{U_T}} \left( 1 + \frac{\Delta U}{U_T} \cdot \frac{U_T}{IR} \right). \quad (25-18)$$

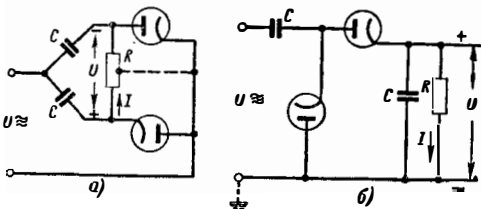


Рис. 25-16. Схемы двухполупериодного детектирования.

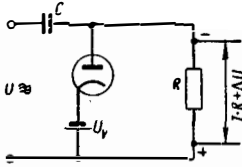


Рис. 25-17. Схема детектирования при постоянном токе покоя.

Левая часть уравнения представляет собой функцию Бесселя  $J_0(x)$ , которую можно взять из таблиц. Уравнение показывает, что переменное напряжение, соответствующее определенной величине выпрямленного напряжения, зависит только от  $U_T$  и от  $IR$ , т. е. от падения напряжения на сопротивлении нагрузки выпрямителя при измеряемом напряжении, равном нулю. Следовательно, если, регулируя напряжение накала, установить определенную величину  $U_T$ , а с помощью смещения установить определенное значение  $IR$ , то совершенно независимо от других параметров примененной лампы всегда получаются одинаковые выпрямленные напряжения, т. е. одинаковые показания прибора. Даже изменение сопротивления нагрузки  $R$  не влияет на показание, если падение напряжения в состоянии покоя  $IR$  остается неизменным.

Схема, удовлетворяющая указанным условиям, изображена на рис. 25-17. Здесь  $U_в$  — регулируемый источник напряжения (сопротивление его пренебрежимо мало по сравнению с  $R$ ); положительный полюс его обычно соединен с катодом; с помощью этого источника напряжения устанавливается желаемая величина тока покоя  $I$ . Требуемая величина  $U_в$  зависит, с одной стороны, от температуры катода; в области начального тока независимо от прочих свойств лампы для компенсации изменения напряжения накала на +10% нужно увеличить  $U_в$  примерно на 0,18 в в направлении отрицательного анодного напряжения, чтобы ток  $I$  остался неизменным. С другой стороны, с помощью  $U_в$  нужно компенсировать так называемый контактный потенциал, определяемый разностью работы выхода на катоде и аноде. Он имеет разброс до 1 в даже у ламп одного и того же типа и заметно изменяется во время работы лампы (прежде всего из-за осаждения оксида бария на аноде). Однако влияние контактного потенциала на выпрямленное напряжение и, следовательно, на градуировку вольтметра полностью исчезает, если ток покоя постоянен. Изменение напряжения накала на 10% вызывает при этом изменение выпрямленного напряжения примерно на 0,01 в, т. е. ошибку в 1% при измерении напряжения в 1 в.

При детектировании на экспоненциальном участке характеристики также имеет место пиковое выпрямление (для напряжений выше нескольких десятых вольта). Получаемые от выпрямителя импульсы тока имеют наибольшую величину

$$i_{\max} = 2,5 I_m \sqrt{\frac{U}{U_T}}, \quad (25-19)$$

где  $I_m$  — среднее значение постоянного тока в сопротивлении нагрузки  $R$ ; при  $U = 10$  в отношение  $\frac{i_{\max}}{I_m} = 25$ . Отсюда получается верх-

ний предел напряжений, при котором этот пиковый ток выходит за границы экспоненциального участка характеристики. Однако при больших значениях  $R$  (например, 10 Мом) это наступает только при значительных напряжениях (например, больше 10 в), а при этом вид характеристики лампы имеет малое влияние на показания вольтметра, так как выпрямленное напряжение только на несколько процентов ниже амплитуды измеряемого напряжения. Поэтому ошибки, вызываемые сменой лампы, и уходы нуля сильно уменьшаются с увеличением предела измерения.

При измерении напряжений, меньших 1 в, кривая выпрямленного напряжения и, следовательно, кривая градуировки вольтметра заметно искривлены; в диапазоне же напряжений от 1 до 3 в градуировочная кривая, как видно из рис. 25-18, почти точно линейна. Если начальное отклонение индикаторного прибора выбрано правильно (примерно 0,3 в), то, начиная примерно с 1 в, шкала будет линейна с точностью до нескольких процентов. Таким путем можно при всех пределах измерений лампового вольтметра, начиная с 3 в, отсчеты делать по одной линейной шкале. Для наименьшего предела измерений (например, 1 в) требуется особая шкала.

Действующее входное сопротивление  $R_{eff}$  при больших напряжениях определяется так же, как и для пикового вольтметра (§ 25-7) (оно равно около  $\frac{R}{2}$  или  $\frac{R}{3}$ ). Если же измеряемое напряжение имеет величину порядка  $U_T$  (примерно 0,1 в), то входное сопротивление определяется не сопротивлением нагрузки  $R$ , а током покоя и равно:

$$R_{eff} = \frac{U_T}{I} = \frac{U_T}{IR} R. \quad (25-20)$$

Если, например,  $IR = U_T = 0,1$  в, то  $R_{eff} = R$ ; большие токи покоя могут заметно уменьшить эту величину. При увеличении напряжения оба

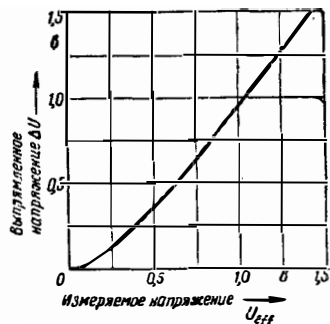


Рис. 25-18. Выпрямленное напряжение экспоненциального диодного детектора при  $U_T = 0,1$  в и  $IR = 0,1$  в.

указанных предельных значения переходят одно в другое в области, лежащей между  $2U_T < U < < 100U_T$ .

### 25-9. УСИЛЕНИЕ ВЫПРЯМЛЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Предъявляемое к ламповому вольтметру требование высокого входного сопротивления и ограниченность начального участка характеристики (§ 25-8) приводят к необходимости усиления выпрямленного напряжения, полученного после диодного детектора (при измерении напряжении  $U$  и сопротивлении нагрузки  $10\text{ M}\Omega$  выпрямленный ток составляет только  $0,1\ \mu\text{A}$ ). Из многочисленных схем усиления постоянного тока наилучшими являются мостовые схемы, показанные на рис. 25-19; в них начальный анодный ток ламп компенсирован (чтобы начальное показание прибора  $I$  было равно нулю) и применена отрицательная обратная связь (для стабилизации коэффициента усиления); кроме того, схемы рис. 25-19, б и в дают показания, очень мало зависящие от рабочих напряжений.

На рис. 25-19, а лампа вместе с сопротивлениями  $R_a, R_1$  и  $R_2$  образует мост, уравновешиваемый при отсутствии напряжения на входных зажимах. С помощью сопротивления  $R_k$  на сетку подается смещение. Сопротивление отрицательной обратной связи  $R_k$  позволяет регулировать предел измерения. В схеме рис. 25-19, б вторая половина моста образована также лампой и сопротивлением  $R_a$ . С помощью общего большого катодного сопротивления  $R'_k$  обе лампы работают противотактно. Получающееся на этом сопротивлении большое падение напряжения компенсируется с помощью делителя напряжения  $R_1-R_2$  для получения нужного сеточного смещения. Сопротивления  $R_k$  или  $R_M$  дают возможность изменять предел измерения. При идентичных лампах противотактная схема обеспечивает постоянство

во нулевого показания прибора при колебаниях напряжений питания.

Схема рис. 25-19, в обладает тем же преимуществом и дает возможность регулированием сопротивления  $R_M$  широко изменять предел измерений, не сдвигая нулевого показание прибора и при оптимальном использовании стабилизирующего действия отрицательной обратной связи. Принцип работы этой схемы пояснен на рис. 25-19, г. Приведенные на рисунке величины получаются из соотношений для э. д. с. и внутреннего сопротивления катодного повторителя (левая лампа) и входного сопротивления каскада с заземленной сеткой (правая лампа). Следовательно, ток  $I$  зависит не только от измеряемого напряжения  $u$ , но и от следующих величин: проницаемости  $D$  (обычно  $D \ll 1$ ), которая влияет мало (различия для ламп одного и того же типа обычно  $< 1\%$ ); крутизны  $S_1$  и  $S_2$  обеих ламп; соответствующие им сопротивления включены последовательно с  $R_M$ ; чтобы их влияние на показание прибора было мало, необходимо, чтобы крутизна ламп была велика, а измеритель тока обладал высокой чувствительностью (большое сопротивление  $R_M$ ). При пределе измерений  $U$  изменения крутизны отражаются лишь в виде  $1/10$  их значений на показаниях вольтметра; при увеличении предела измерений, т. е. при увеличении  $R_M$ , это влияние соответственно уменьшается. Вследствие двухтактности схемы получается хорошая линейность зависимости между  $U$  и  $I$  при любой полярности включения измеряемого напряжения; уже при  $R_M = 0$  нелинейность вплоть до

значений  $I = \frac{1}{3}$  тока покоя остается меньше  $1\%$ ; она падает при возрастании  $R_M$ . Наибольшее измеряемое напряжение  $u$  всегда меньше напряжения покоя на  $R_k$  (которое может быть выбрано любым). Измеритель тока при не слишком большом анодном токе покоя выдерживает большие повышения измеряемого напряжения (токи в 5—10 раз больше номинального). В результате рассматриваемая схема удовлетворяет следующим требованиям: малое влияние лампы на показания вольтметра, простота переключения пределов измерения, высокая способность к перегрузке, независимость работы от колебаний напряжений питания. Изменения контактной разности потенциалов в одной из ламп влияют на нулевое показание индикатора; получающаяся вследствие этого нестабильность лежит в пределах  $10\text{ мВ}$ . Уравновешивание схемы целесообразнее всего производить, регулируя напряжение на сетке правой лампы с помощью отвода от сопротивления  $R_1$  или  $R_2$ . Усилители постоянного тока с вибропреобразователями имеют худшую стабильность нуля.

### 25-10. СХЕМЫ ЛАМПОВЫХ ВОЛЬТМЕТРОВ

Из ряда многочисленных возможных схем в дальнейшем рассматриваются две схемы ламповых вольтметров. На рис. 25-20 изображена схема диодного вольтметра с непосредственным измерением выпрямленного тока прибором  $I$ . Сопротивления  $R_1-R_4$  дают возможность

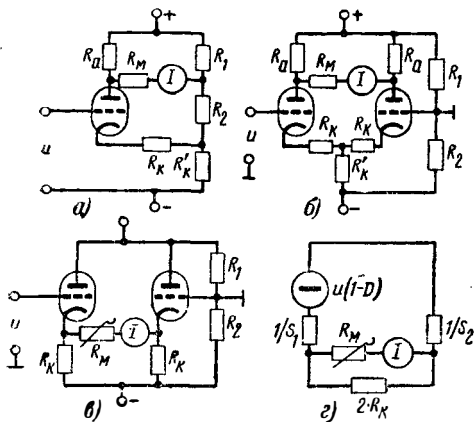


Рис. 25-19. Мостовые схемы усиления постоянного тока с компенсацией начального тока. а — компенсация при помощи омического делителя напряжения; б — при помощи компенсирующей лампы; измеритель тока включен между анодами; в — то же, измеритель тока включен между катодами; г — эквивалентная схема для случая з.

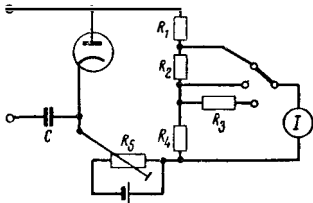


Рис. 25-20. Дiodный вольтметр с прямым показанием выпрямленного тока.

установить три предела измерений. Емкость  $C$  уже с сопротивлением  $R_1$  должна обеспечивать достаточно большую постоянную времени (ошибка  $F \approx \frac{1}{2fRC}$ ); для того, чтобы при увеличении предела измерений избежать чрезмерного увеличения времени установления, предусмотрено разветвление тока между  $R_3$  и  $R_4$ . При приборе на 10 мкв достижимо действующее входное сопротивление около 30 ком/в на низких частотах. Регулируемое с помощью потенциометра  $R_5$  смещение служит для установления нуля при наиболее чувствительном пределе измерений. Батарейку можно заменить выпрямителем, питаемым переменным напряжением цепи подогрева; при этом уменьшается влияние напряжения накала на установку нуля. Относительно пределов частот и напряжений остается в силе сказанное выше (§ 25-7). Смена ламп и их старение не влияют только в случае ламп с высокоэффективным катодом, так как в противном случае работа происходит за пределами экспоненциального участка.

На рис. 25-21 изображена схема лампового вольтметра с усилителем постоянного тока и двухполупериодным выпрямлением. Она является сочетанием схем, изображенных на рис. 25-16,б и 25-19,в. Емкости  $C_1$  и  $C_2$  исключают влияние постоянной составляющей измеряемого напряжения на показания вольтметра. Сопротивления  $R_1$  и  $R_2$  отделяют усилитель постоянного тока от входа, что дает возможность измерять также переменные напряжения, симметричные относительно земли. Для изменения предела измерения служат (спаренные) переключатели  $S_1$  и  $S_2$ . С помощью сопротивлений  $R_5$  ток покоя диодов устанавливается на определенную величину. Нулевое показание прибора усилителя постоянного тока устанавливается с помощью сопротивления

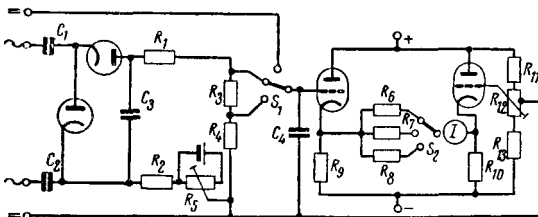


Рис. 25-21. Дiodный вольтметр с двухполупериодным выпрямлением и усилителем постоянного тока для измерения постоянного и переменного напряжений

$R_{12}$ . Усилитель постоянного тока можно использовать и для измерения постоянного напряжения, если переключатель  $S_1$  поставить в крайнее положение. Погрешность прибора равна нескольким процентам и не зависит от смены и старения ламп и от колебаний напряжений питания. Наименьший предел измерений: 1 в. Входное сопротивление: порядка нескольких Мом. Двухполупериодное выпрямление делает влияние четных гармоник незначительным.

В вышеприведенных схемах в принципе можно вместо диодов применить кристаллические детекторы. Их преимущества: отсутствие напряжения накала и необходимости компенсации начального тока; недостатки: значительно меньшее входное сопротивление, обусловленное конечным обратным сопротивлением (несколько сотен тысяч ом) и потери в прямом направлении, вызванные током, протекающим через собственную емкость кристаллического детектора при очень высоких частотах (входное активное сопротивление при частоте 300 Мгц примерно равно 1 ком). Если на входных зажимах имеется постоянное напряжение, то выпрямитель легко повреждается зарядным током, протекающим через входные конденсаторы. Чтобы этого избежать, следует при допустимой энергии импульса 10 мвт·сек и при постоянном напряжении 300 в включать емкость не больше 5 000 пф; этим определяется нижняя частотная граница, равная примерно 10 кгц. Сильная зависимость прямого и обратного сопротивлений кристаллического детектора от температуры заметно влияет на показания вольтметра, в особенности при измерении малых напряжений. Точно так же смена детектора влияет на градуировку шкалы. Для работы на высоких частотах желательно, чтобы собственная емкость детектора была мала; тем не менее частотная характеристика получается различной для разных экземпляров детекторов. Поэтому кристаллические детекторы применяются главным образом как индикаторы напряжения.

Ламповые вольтметры можно выполнять на триодах с сеточным или анодным детектированием. Схема с сеточным детектированием примерно соответствует сочетанию схемы диодного детектора с усилителем постоянного тока, причем в качестве выпрямителя используется промежуток сетка — катод. Одновременно возникающее анодное детектирование ограничивает измеряемые напряжения верхним пределом около 2 в. Поэтому схема применяется только для измерения малых напряжений. Единственное преимущество вольтметра с анодным детектированием состоит в том, что его входное сопротивление на низких частотах можно получить почти сколь угодно большим. При малых пределах измерений шкала сильно нелинейна; поэтому при переключении пределов измерений шкалы не совпадают (§ 16-12 и 16-14).

Описанные ламповые вольтметры дают возможность измерять напряжения, начиная примерно с 0,1 в. Для получения меньших пределов измерений нужен предварительный усилитель, который можно выполнить в виде апериодического (примерно до 30 Мгц) или настроенного усилителя (разд. 14).

## Измерение мощности

### 25-11. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОХОДЯЩЕЙ МОЩНОСТИ

Наиболее просто можно определить мощность путем измерения тока и напряжения, если сопротивление нагрузки активно и известно; так, например, поступают, если антенна согласована с фидером с помощью согласующего устройства или если рассогласование известно. Если этого нет (например, при работе генератора на эквивалент антенны, дающий небольшой сдвиг фаз, § 2-26), то измерить мощность можно с помощью схемы, изображенной на рис. 25-22. Напряжение на нагрузочном сопротивлении  $Z_A$  равно  $U_A$ , а ток, проходящий через него, равен  $I_A$ . Для экспериментального определения составляющей напряжения  $U_A$ , совпадающей по фазе с  $I_A$ , перед вольтметром включена небольшая вспомогательная катушка, в которой наводится вспомогательное напряжение  $U_L$ , изменяющееся по величине с изменением связи между катушками и сдвинутое по фазе на  $90^\circ$  относительно  $I_A$ . При изменении связи между катушками показание вольтметра проходит через минимальную величину  $|U|_{\text{мин}} = U_{\text{мин}}$ . Искомая мощность определяется выражением

$$P = I_A U_A \cos \varphi = I_A U_{\text{мин}} \quad (25-21)$$

При лабораторных измерениях мощности на сверхвысоких частотах применяется измерительная линия с подвижным зондом. Определяют абсолютную величину максимума и минимума кривой распределения напряжения вдоль линии. Искомая мощность равна [уравнение (4-108)]:

$$P = \frac{U_{\text{макс}} U_{\text{мин}}}{Z_L} \quad (25-22)$$

где  $Z_L$  — волновое сопротивление линии.

Высокочастотный ваттметр с прямым отсчетом, который одновременно может быть использован для определения коэффициента стоячей волны в линии, предложен Бушбеком. Принцип его работы соответствует уравнению (25-22). Схема построена так, что в ней получают два тока, пропорциональные  $U_{\text{макс}}$  и  $U_{\text{мин}}$ , независимо от места включения прибора в линию.

Распределение тока и напряжения вдоль однородной линии без потерь описывается уравнениями:

$$U = \frac{U_2 - I_2 Z_L}{2} e^{-j\beta y} + \frac{U_2 + I_2 Z_L}{2} e^{+j\beta y}; \quad (25-23)$$

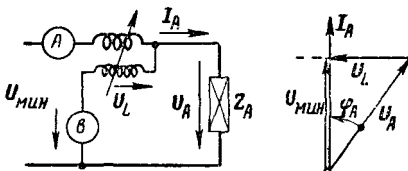


Рис. 25-22. Простой метод измерения мощности.

$$I Z_L = -\frac{U_2 - I_2 Z_L}{2} e^{-j\beta y} + \frac{U_2 + I_2 Z_L}{2} e^{+j\beta y} \quad (25-24)$$

(§ 4-3). Здесь  $\beta$  — коэффициент фазы;  $Z_L$  — волновое сопротивление линии;  $y$  — расстояние рассматриваемой точки от конца линии. Вторые слагаемые каждого из этих уравнений характеризуют падающую волну, распространяющуюся от начала к концу линии, а первые слагаемые — отраженную волну. Сложение обоих уравнений дает:

$$U + I Z_L = (U_2 + I_2 Z_L) e^{j\beta y} \quad (25-25)$$

Это выражение представляет падающую волну напряжения. Первый сомножитель в правой части этого выражения не зависит от положения выбранной точки на линии, а  $|e^{j\beta y}| = 1$ . Таким образом, абсолютная величина суммы  $S = |U + I Z_L|$  при любом значении  $y$  пропорциональна величине падающей волны напряжения, распространяющейся к концу линии. Аналогично, если вычесть уравнение (25-24) из уравнения (25-23), то разность  $D = |U - I Z_L|$  является мерой напряжения отраженной волны. Входящие в уравнение (25-22) экстремальные значения напряжения вдоль линии получаются как результат сложения и вычитания абсолютных величин напряжения падающей и отраженной волн, т. е.  $U_{\text{макс}} = S + D$  и  $U_{\text{мин}} = S - D$ .

Схема прибора, работающего по этому принципу, изображена на рис. 25-23. С помощью емкостного делителя напряжения из рабочего напряжения  $U$  линии получают измерительное напряжение  $U_u$ . Это последнее складывают и вычитают с измерительным напряжением  $U_i$ , получаемым на активной нагрузке трансформатора. Напряжение  $U_i$  пропорциональ-

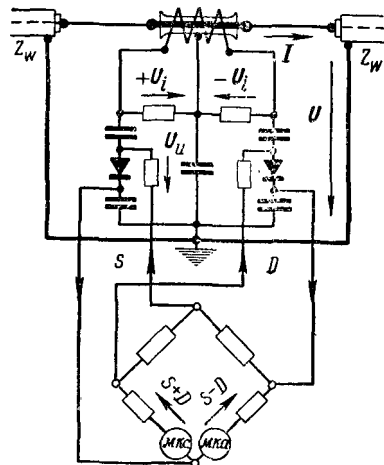


Рис. 25-23. Схема прямопоказывающего высокочастотного ваттметра и измерителя согласования по Бушбеку.

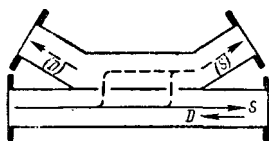


Рис. 25-24. Направленный ответвитель.  
 $S$  — падающая волна;  $D$  — отраженная волна в главном волноводе.

но току в линии, а величина его при согласовании должна быть равна  $|U_u|$ . После линейного выпрямления полученных суммы и разности измерительных напряжений получают пропорциональные им постоянные токи  $S$  и  $D$ , которые подводятся к диагоналям моста, образованного четырьмя одинаковыми сопротивлениями. В каждом из двух соседних плечей моста протекают токи, пропорциональные  $S + D = 2U_{\text{макс}}$  и  $S - D = 2U_{\text{мин}}$ ; токи проходят через рамки магнитоэлектрических приборов со скрещенными стрелками. Произведение этих токов согласно уравнению (25-22) прямо пропорционально проходящей мощности, а отношение их является мерой коэффициента стоячей волны  $k = \frac{U_{\text{макс}}}{U_{\text{мин}}}$ .

Действие прибора не зависит от частоты. Кроме того, показание прибора, через который протекает больший ток, пропорционально максимуму напряжения в линии (в любом месте); поэтому отклонение стрелки этого прибора можно использовать для управления реле, выключающим генератор, если максимум напряжения превысит значение, допустимое для кабеля.

Если в линии имеются потери, то падающая волна в месте включения измерительного устройства возрастает в отношении  $e^{\alpha y}$ , а отраженная — уменьшается в том же отношении ( $\alpha$  — коэффициент затухания). В этом случае описанное устройство измеряет всю мощность, включая мощность потерь в соединительном отрезке линии. Коэффициент стоячей волны  $k$  измеряется правильно только в том случае, если волновое сопротивление линии активно; практически это почти всегда имеет место; в противном случае значения  $k$  относятся к активному волновому сопротивлению, при котором производилась градуировка устройства.

**Направленный ответвитель.** В описанном выше высокочастотном ваттметре получают

два постоянных тока, величины которых  $S$  и  $D$  прямо пропорциональны напряжениям (или токам) волн, распространяющихся вдоль линии в противоположных направлениях. Направленный ответвитель построен на другом принципе, но предназначен для той же цели раздельного измерения падающей и отраженной волн (в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн). В своем простейшем виде (рис. 25-24) направленный ответвитель состоит из отрезка волноводной линии с примыкающим к нему отрезком вспомогательного волновода. Эти отрезки волноводов слабо связаны двумя щелями, отстоящими друг от друга на расстоянии в четверть длины волны в волноводе. Падающая волна  $S$ , движущаяся в главном волноводе слева направо, возбуждает через щели волны во вспомогательном волноводе, распространяющиеся от каждой из щелей направо и налево. Так как волны проходят мимо щелей со сдвигом фазы в  $90^\circ$ , то волны во вспомогательном волноводе, распространяющиеся направо от отверстий, складываются, а волны, распространяющиеся налево от отверстий, вычитаются. В результате этого во вспомогательном волноводе распространяется направо волна, пропорциональная падающей волне  $S$  в главном волноводе.

Аналогично, отраженная волна  $D$ , распространяющаяся в главном волноводе налево, возбуждает во вспомогательном волноводе волну, распространяющуюся в нем налево и пропорциональную отраженной волне  $D$  в главном волноводе.

Если концы вспомогательного волновода нагружены неотражающими сопротивлениями и связаны с детекторами (или другими индикаторами), то можно отдельно измерить величины обеих волн в главном волноводе. Постоянные токи, пропорциональные этим волнам, можно использовать для измерительных и регулировочных целей; подобно показанному на рис. 25-23 можно подать эти токи на мост постоянного тока для измерения мощности и к. с. в. с прямым отсчетом. Работа устройства зависит от частоты.

## 25-12. ВАТТМЕТРЫ ПОГЛОЩАЮЩЕГО ТИПА

**Болометрический ваттметр** основан на использовании явления изменения сопротивления болометра под влиянием выделяемой в нем мощности. Разделение в измерительном мосте цепи постоянного тока и тока высокой частоты не представляет никаких трудностей; включенный в мост прибор постоянного тока может быть проградуирован в единицах мощности. Особое внимание необходимо обращать на согласование болометра с измеряемой цепью, в особенности при малых сопротивлениях (как это имеет место на дециметровых и сантиметровых волнах). Схема согласования должна, с одной стороны, давать возможность производить все необ-

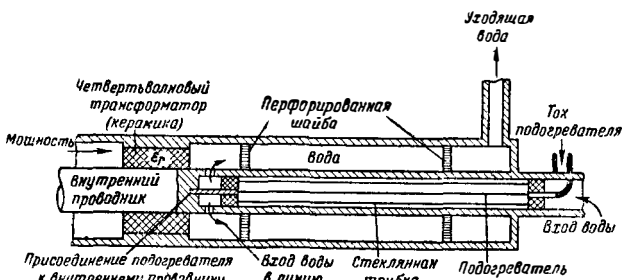


Рис. 25-25. Поглощающий ваттметр с нагрузочным сопротивлением для сантиметровых волн.

ходимые трансформации сопротивления, а с другой стороны, должна вносить настолько малые потери, чтобы результат измерений не оказался искаженным. Хорошие результаты дает введение между главной линией и болометром отрезка линии с двумя жестко закрепленными короткозамкнутыми шлейфами регулируемой длины.

**Измерение мощности с помощью ламп накаливания.** Для нагрузки генераторов мощностью примерно до 1 квт используют лампы накаливания, включенные группами (§ 2-26). Отдаваемая генератором мощность определяется сравнением яркости свечения этих ламп накаливания с яркостью свечения однотипной лампы, накаливаемой постоянным током.

**Калориметрический метод измерения мощности.** Для измерения мощности генераторов часто применяют нагрузочные сопротивления (эквиваленты антенн), охлаждаемые водой (§ 2-26). Мощность, отдаваемая воде, определяется на основе электрического эквивалента тепла

$$1 \text{ кал} = 4,185 \text{ вт} \cdot \text{сек} \text{ или} \\ 1 \text{ квт} \cdot \text{ч} = 860 \text{ ккал.} \quad (25-26)$$

Если количество протекающей за секунду воды равно  $v$ , а повышение температуры воды равно  $\Delta t$ , то

$$P [\text{квт}] = 4,185 \left( v \left[ \frac{\text{кг}}{\text{сек}} \right] \right) (\Delta t [^\circ\text{C}]) = \\ = 0,0698 \left( v \left[ \frac{\text{л}}{\text{мин}} \right] \right) (\Delta t [^\circ\text{C}]). \quad (25-27)$$

Для уменьшения рассеивания тепла в окружающем пространстве целесообразно работать при малых разностях температур, примерно 10—20° С.

На очень высоких частотах нагрузочные сопротивления выполняют в виде отрезков коаксиальных линий или волноводов, поглощающих энергию колебаний по возможности без отражения. На рис. 25-25 изображен пример нагрузочного сопротивления в виде отрезка коаксиальной линии, заполненного проточной водой. Волновое сопротивление этого отрезка линии согласовано с волновым сопротивлением остальной линии при помощи четвертьволнового трансформатора. Последний выполнен в виде керамической вставки, длина которой равна четверти длины волны в керамике; диэлектрическая проницаемость керамики выбрана так, чтобы волновое сопротивление трансформирующего участка линии равнялось среднему геометрическому из волновых

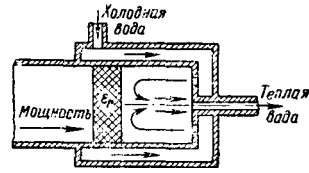


Рис. 25-26. Волноводный поглощающий ваттметр (эквивалент антенны).

сопротивлений главной линии и линии, заполненной водой. Затухание линии, заполненной водой, при  $\lambda=10$  см равно 0,17 неп/см, а при  $\lambda=30$  см — около 0,04 неп/см. Если длина отрезка линии, заполненного водой, такова, что общее затухание превышает 1,5 неп, то входное сопротивление этого отрезка линии примерно равно волновому сопротивлению линии, заполненной водой, т. е. в  $\sqrt{e}$  раз меньше волнового сопротивления линии без воды. Для градуировки устройства на постоянном токе служит центральный проводник — подогреватель.

На рис. 25-26 изображен волноводный вариант подобного устройства. Оконечная часть волновода обтекается водой, поглощающей мощность высокой частоты. Для согласования волнового сопротивления этого участка с волновым сопротивлением остальной части волновода служит также керамическая вставка, размеры и диэлектрическая постоянная которой выбраны, исходя из тех же соображений, что изложены выше. Встречные направления движения воды препятствуют потерям тепла в окружающее пространство, снижающим точность измерения, и делают специальное градуировочное устройство ненужным.

При измерении малых мощностей требуются соответственно малые количества воды. В этом случае неизменность скорости движения воды поддерживают с помощью запасного бака с постоянной, высотой уровня воды. Подобные калориметрические устройства можно выполнять с прямым отсчетом, если на входе и выходе воды включить сопротивления, входящие в схему мостового термометра сопротивлений. Если мост уравновешен при равенстве температур входящей и выходящей воды, то по показаниям индикатора, включенного в диагональ моста, можно судить о разности температур на входе и выходе воды; при постоянстве скорости движения воды прибор может показывать мощность колебаний в линии.

## Измерение фазы

### 25-13. КОСВЕННЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СДВИГА ФАЗ

**Осциллографический метод.** Если к отклоняющим пластинам электронно-лучевой трубки подведены напряжения одной частоты, то на экране трубки получится эллипс (или окружность при  $\varphi=90^\circ$  и равенстве амплитуд отклонения пятна в обоих направлениях, или прямая

при  $\varphi=0$ ) (рис. 25-27); по размерам этого эллипса можно определить сдвиг фаз между указанными напряжениями, если только не сказывается время пролета электронов, т. е. если трубка работает как безынерционный прибор.

Отрезки, отсекаемые эллипсом на осях координат экрана, равны  $h \sin \varphi$  и  $v \sin \varphi$ , где  $h$  и  $v$  — амплитуды отклонения пятна в гори-

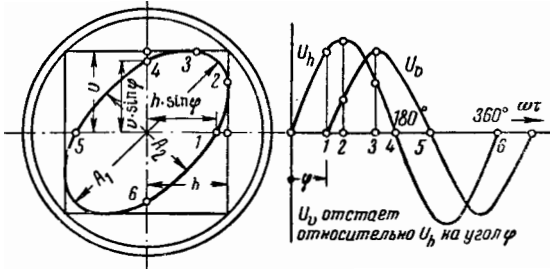


Рис. 25-27. Образование эллипса на экране электронно-лучевой трубки под влиянием горизонтально и вертикально отклоняющих напряжений; оси эллипса  $A_1$  и  $A_2$ .

горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно. При приближении  $\varphi$  к  $90^\circ$  измерение становится неточным. В этом случае большую точность определения сдвига фаз можно получить из отношения осей эллипса, а именно, если  $h$  и  $v$  установлены одинаковыми, то

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = \frac{A_2}{A_1}. \quad (25-28)$$

Результат измерения этим методом не зависит от частоты. Знак одвига фаз не определяется. Для выяснения последнего нужно одно из напряжений немного сдвинуть по фазе в определенном направлении. По характеру поворота эллипса можно определить знак  $\varphi$ .

**Метод компенсации.** На рис. 25-28 изображена схема измерения сдвига фаз с по-

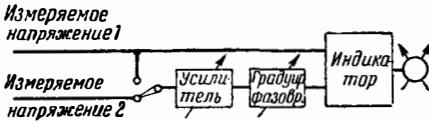


Рис. 25-28. Измерение сдвига фаз методом компенсации.

мощью градуированного фазовращателя (рис. 25-29), включенного в цепь одного из напряжений. Этим фазовращателем производится компенсация измеряемого сдвига фаз. Усилитель не должен вносить фазовых искажений. Подводимые к индикатору напряжения с помощью фазовращателя уравниваются по фазе при обоих положениях переключателя; искомый сдвиг фаз определяется как разность двух отсчетов по шкале фазовращателя. Если применить градуированный усилитель или ослабитель и уравнять амплитуды напряжений, подаваемых на индикатор, то с по-

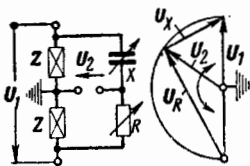


Рис. 25-29. Схема фазовращателя.

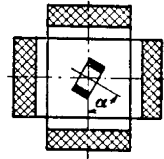


Рис. 25-30. Индуктивный гониометр (принцип устройства).

мощью этого устройства можно определять коэффициент передачи. В качестве индикатора можно использовать любое устройство, дающее возможность отмечать определенный сдвиг фаз. Электронно-лучевая трубка представляет собой однозначный индикатор нулевой фазы, причем оба напряжения могут быть не равны по величине. Пригодны также устройства, схемы которых приведены на рис. 25-31 или 25-32. Если измеряемое напряжение модулируется или манипулируется низкой частотой, то в качестве индикатора сдвига фаз в  $180^\circ$  можно использовать приемник, на выходе которого включен телефон. Подведя оба напряжения к индикатору и регулируя величину одного из них, добиваются их взаимного уничтожения. Если регулирование усиления или ослабления затруднительно, как, например, на сантиметровых волнах, то вместо усилителя можно использовать двухтактный (балансный) модулятор сподвинутой несущей; с помощью последнего из колебания сигнала получают две боковые частоты, отстающие от несущей на частоту модуляции. В качестве индикатора используется линейный детектор, к которому подводится сумма обоих боковых колебаний и несущей, поступающей непосредственно. Если напряжение несущей достаточно велико по сравнению с напряжением боковых частот и если результирующий вектор суммы боковых колебаний перпендикулярен вектору несущего колебания, то получается минимальная громкость (фазовая модуляция первого порядка).

На рис. 25-29 изображена простая схема фазовращателя. Последовательное или параллельное соединение переменного конденсатора с катушкой индуктивности дает возможность осуществлять поворот фазы. На средних и длинных волнах непрерывное изменение фазы можно осуществлять с помощью гониометра (рис. 25-30). Индуктивный вариант гониометра основан на использовании принципа вращающегося поля и в простейшем своем виде состоит из двух перпендикулярно установленных неподвижных катушек, между которыми расположена подвижная катушка. Если к неподвижным катушкам подвести токи, сдвинутые по фазе на  $90^\circ$ , то при точной симметрии вращающегося поля фаза напряжения, наводимого в подвижной катушке, будет пропорциональна углу поворота  $\alpha$  этой катушки. Емкостный вариант гониометра выполняется с помощью четырех специальных переменных конденсаторов, емкость которых изменяется по синусoidalному закону; роторы конденсаторов укреплены на одной оси. К каждой из пластин этих конденсаторов подводится напряжения, симметричные относительно



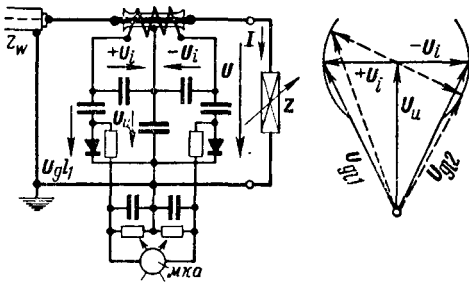


Рис. 25-31. Устройство для индикации отсутствия сдвига фаз между  $U$  и  $I$ .

земли и сдвинутые на  $90^\circ$  относительно друг друга.

Непрерывное изменение фазы можно получить с помощью согласованной линии, вдоль которой перемещается зонд. При точном согласовании поворот фазы  $\Delta\varphi$

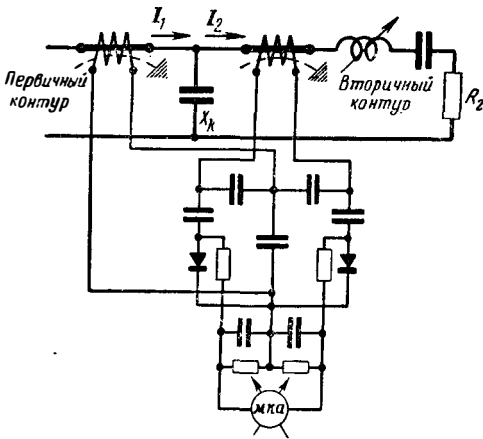


Рис. 25-32. Устройство для индикации  $90^\circ$ -градусного сдвига фаз между токами  $I_1$  и  $I_2$ .

сняемого напряжения пропорционален смещению  $\Delta l$  зонда вдоль линии [см. уравнение (4-79)]. Изменяя глубину погружения зонда, можно регулировать амплитуду снимаемого напряжения.

**Устройство для определения сдвига фаз  $0$  и  $90^\circ$ .** Для контроля активного характера нагрузки применяются устройства, дающие возможность точно отмечать отсутствие сдвига фаз. С помощью емкостного делителя (рис. 25-31) из рабочего напряжения  $U$  получается измерительное напряжение  $U_u$ ; с этим напряжением складывается и вычитается измерительное напряжение  $U_i$ , направленное перпендикулярно рабочему току. Сумма и разность этих напряжений выпрямляются, и выпрямленные токи подаются навстречу друг другу. Разность этих токов отмечается прибором.

Для контроля правильности настройки вторичного контура, связанного с первичным, применяется устройство, способное точно отме-

чать сдвиг фаз в  $90^\circ$ . Его схема, изображенная на рис. 25-32, весьма сходна с предыдущей схемой; только вместо делителя напряжения используется второй трансформатор, нагруженный на емкость.

### 25-14. ПРЯМЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СДВИГА ФАЗ

С помощью электронно-лучевой трубки можно производить и непосредственный отсчет сдвига фаз. На рис. 25-33 изображена круговая развертка на экране трубки с центральным электродом, создаваемая электрическим или магнитным вращающимся полем измеряемой частоты; когда каждое из измеряемых напряжений проходит через нуль, пятно отклоняется в радиальном направлении за счет поступления на центральный электрод так называемых нуль-импульсов от специальных схем. С помощью фазовращателя (например, гониометра) один из этих импульсов устанавливается на нуль шкалы. Можно получить и линейную шкалу (рис. 25-34), если применить линейную развертку, синхронизированную с одним из импульсов, тогда как второй импульс создает отсчетное отклонение пятна. Эти методы чувствительны в отношении гармоник, так как последние влияют на момент прохождения напряжения через нуль.

При использовании метода фазового моста (рис. 25-35) на экране электронно-лучевой трубки получается прямая линия, наклон которой определяется измеряемым сдвигом фаз; эта прямая используется в качестве стрелки, конец которой перемещается по градуированной шкале. Метод можно применять на высоких частотах. Принцип его поясняется диаграммой рис. 25-35. Равные по величине измерительные напряжения  $U_1$  и  $U_2$ , сдвиг фаз  $\varphi$  между которыми измеряется, складываются и вычитаются. Сумма  $U_s$  и разность  $U_d$  этих напряжений всегда перпендикулярны друг другу. С помощью делителя напряжения типа  $RC$  сумма напряжений поворачивается по фазе вперед на  $45^\circ$ , а разность напряжений — назад на  $45^\circ$ . В результате этого получаются напряжения  $U_h$  и  $U_v$ , совпадающие по фазе или сдвинутые на  $180^\circ$  и используемые для отклонения луча. Эти напряжения вызывают появление на экране трубки прямой линии, наклон которой  $\alpha$  относительно

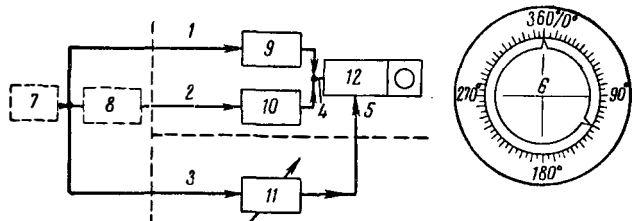


Рис. 25-33. Импульсный метод прямого показания фазы при помощи электронно-лучевой трубки с круговой разверткой и радиальным отклонением луча.

Справа — вид шкалы.  
 1 — измеряемое напряжение; 2 — измеряемое напряжение; 3 — от управляющего генератора; 4 — радиальное отклонение; 5 — круговая развертка; 6 — фаза; 7 — управляющий генератор; 8 — четырехполосник; 9 — генератор нуль-импульсов; 10 — генератор нуль-импульсов; 11 — фазовращатель; 12 — индикатор ( $90^\circ$  перекл.).



Рис. 25-34. Линейная шкала прибора для определения сдвига фаз импульсным методом.

горизонталь равен половине измеряемого сдвига фаз:

$$\operatorname{tg} \alpha = p \frac{U_v}{U_h} = p \frac{U_d}{U_s} = p \operatorname{tg} \varphi/2, \quad (25-29)$$

где через  $p$  обозначено отношение чувствительностей трубки в обоих направлениях.

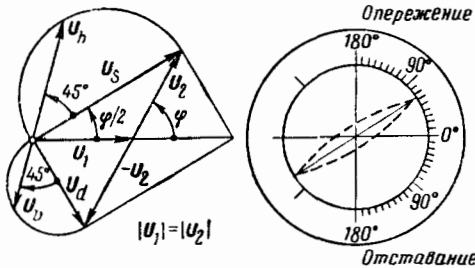


Рис. 25-35. Векторная диаграмма и вид экрана электронно-лучевой трубки при определении сдвига фаз по методу фазового моста.

$U_1$  и  $U_2$  — измеряемые напряжения;  $U_s$  и  $U_d$  — сумма и разность измеряемых напряжений;  $U_h$  и  $U_v$  — горизонтально и вертикально отклоняющие напряжения.

Если условие  $|U_1| = |U_2|$  не выполнено, то на экране трубки получается эллипс, большая ось которого сохраняет направление указанной выше прямой. Простая схема, дающая возможность осуществить этот метод с обычной электронно-лучевой трубкой при несимметричности отклоняющих напряжений, изображена на рис. 25-36. Недостаток этой схемы, выражающийся в том, что получается так называемая трапециевидная ошибка, устраняется с помощью двойного симметричного моста, к которому измеряемые напряжения подводятся в симметричных точках и оказываются полностью развязанными между собой (рис. 25-37). Эта схема нечувствительна в отношении емкостных нагрузок, создаваемых отклоняющими пластинами элект-

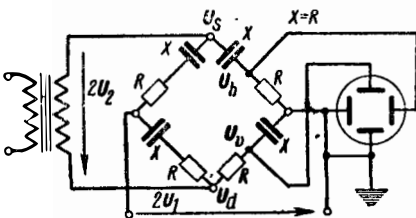


Рис. 25-36. Мост для измерения сдвига фаз, симметричный относительно земли.

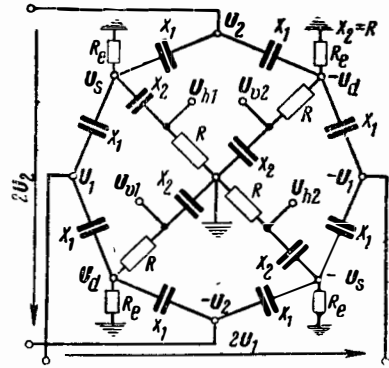


Рис. 25-37. Двойной мост для измерения сдвига фаз, симметричный относительно земли.

ронно-лучевой трубки, если эти нагрузки одинаковы. Возможно применение многих других схем, из которых, однако, лишь немногие пригодны для использования на высоких частотах.

В заключение следует указать на некоторые методы измерения фазы прямопоказывающими приборами.

Измерение сдвига фаз с помощью логометра основывается (рис. 25-38) на

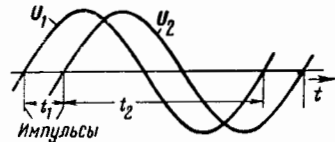


Рис. 25-38. К пояснению работы схемы рис. 25-39;  $t_1/t_2$  является мерой сдвига фаз.

косвенном измерении отношения времени  $t_1$  между прохождением через нуль первого и второго напряжений к времени  $t_2$  между прохождением через нуль второго напряжения и следующего прохождения через нуль первого напряжения. Время  $t_1 + t_2$  соответствует  $360^\circ$ ;  $t_1$  соответствует измеряемому сдвигу фаз, а  $t_2$  соответствует дополнению этого сдвига до  $360^\circ$ .

Измерение (рис. 25-39) производится следующим образом. Два устройства для получения нуль-импульсов создают короткие импульсы при

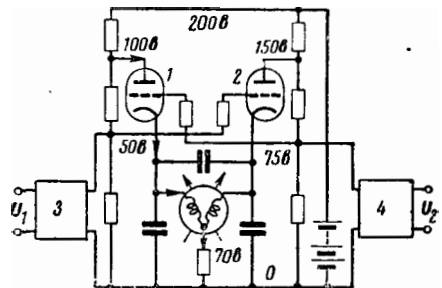


Рис. 25-39. Схема устройства для измерения сдвига фаз с прямым отсчетом по шкале логометра. 1 и 2 — лампы мультивибратора; 3 и 4 — генераторы нуль-импульсов.

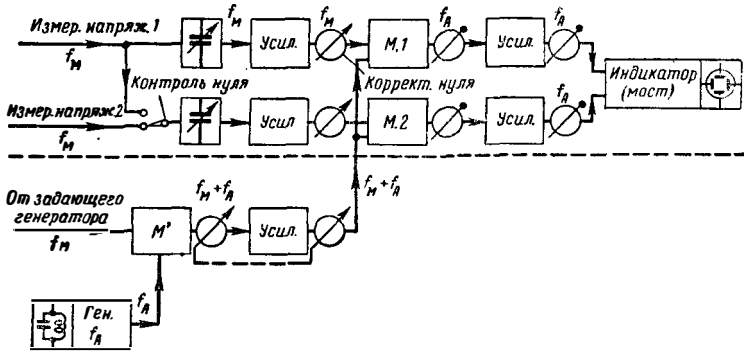


Рис. 25-40. Схема прямопоказывающего устройства для измерения сдвига фаз в диапазоне частот при помощи транспонирования частоты.  
 $f_M$  — измеряемая частота;  $f_A$  — частота, поступающая на индикатор;  $M, M'$  — модуляторы.

прохождении каждого из измерительных напряжений через нуль; эти нуль-импульсы управляют мультивибратором, открывая и запирая поочередно лампы 1 и 2. Вследствие сильной отрицательной обратной связи по току анодные токи обеих ламп имеют форму, близкую к прямоугольной и не зависящую от параметров ламп. Поэтому отношение средних значений постоянных составляющих токов ламп соответствует отношению  $\frac{t_1}{t_2}$  или, иначе говоря, является мерой сдвига фаз  $\varphi$ . Метод не зависит от частоты в широких пределах ее изменения, но чувствителен к содержанию гармоник в измеряемом напряжении.

Можно использовать также четырехквadrанный измеритель фазы. В нем образуется замкнутое вращающееся поле, возбуждаемое цепью напряжения; вращающаяся катушка включена в цепь тока. В случае однофазного тока вращающееся поле образуется с помощью схемы, создающей фазовый сдвиг в  $90^\circ$ . Подобные устройства выполняются только для низких частот, и использование их на высоких частотах возможно лишь при преобразовании частоты.

На рис. 25-40 изображена схема прямопоказывающего устройства, дающего возможность измерять сдвиг фаз в некотором диапазоне частот. Работа схемы основана на том, что если смесь частот преобразовать путем модуляции вспомогательной частоты, то амплитудные и фазовые соотношения между отдельными составляющими смеси частот сохраняются между составляющими результирующих боковых полос (§ 21-1 и 21-5). Это относится и к транспонированию двух независимых колебаний равной частоты, если преобразование обеих частот происходит когерентно, т. е. если фаза в обоих каналах достаточно устойчива и вспомогательная частота получается от одного генератора. Разделительные усилители 1 и 2 должны обеспечивать отсутствие влияния последующих каскадов на входные цепи. Если входные напряжения достаточно велики и влияние последующих модуляторов отсутствует, то усилители можно не применять. В анодном контуре модуляторов выделяется нижняя

боковая частота и подается к индикатору как рабочая частота электронно-лучевой трубки; при этом настройка последующих контуров может быть фиксирована. Вспомогательная частота  $f_M + f_A$  получается с помощью измеряемой частоты. Модулятор  $M'$  и усилитель настраиваются на верхнюю боковую частоту, получающуюся при модуляции. Емкостные делители на входе служат для уравнивания обоих измеряемых напряжений. Если частота индикатора очень низка (импульсный метод, показанный на рис. 25-33 и 25-34, или метод четырехквadrантного измерителя), то такой простой способ получения вспомогательной частоты неприменим. В этом случае требуются иные приемы.

**Установки с несколькими пунктами измерения.** Если необходимо одновременно отмечать фазы в ряде пунктов, то целесообразно определять эти фазы по отношению к опорному напряжению той же частоты с абсолютной фазой  $\varphi_0$ . Последнее (как, например, на рис. 25-41) можно получить от генератора индикаторной частоты; его фазу можно регулировать с помощью фазовращателя. Это дает возможность любой из индикаторов фазы установить на нуль, и тогда все остальные индикаторы фазы дают сдвиг фазы относительно первого напряжения. При независимом возбуждении и низкой вспомогательной частоте нижняя часть схемы рис. 25-41 заменяется схемой, показанной на рис. 25-42.

**Изображение фазово-частотной характеристики на экране электронно-лучевой трубки.** Описанные выше методы измерения фазы можно варьировать и выполнять так, чтобы они удовлетворяли специальным требованиям. В качестве примера можно указать на прибор, дающий возможность получить на экране электронно-лучевой трубки кривую  $\varphi = \varphi(f)$  в декартовых координатах. Прибор предназначен для исследования фазовой характеристики (и характеристики затухания) телевизионных усилителей или других четырехполосников в диапазоне от 50 кГц до 5 МГц. Он основан на использовании импульсного метода (рис. 25-34), только индикация фазы производится затемнением соответствующей точки вертикальной прямой. Специальная сложная

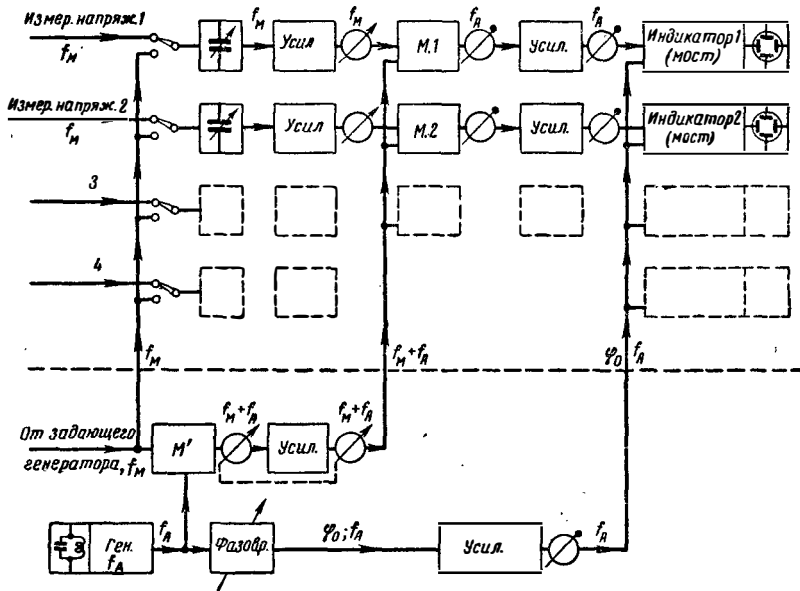


Рис. 25-41. Установка для одновременного измерения с помощью мостовых схем и электронно-лучевых трубок фазы в ряде пунктов относительно регулируемой абсолютной фазы  $\varphi_0$ .

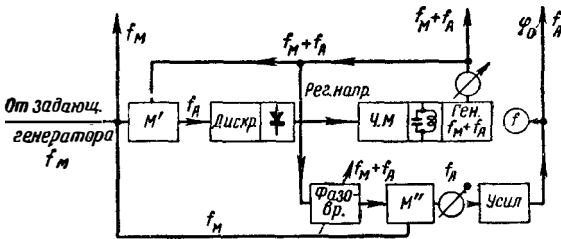


Рис. 25-42. Схема получения вспомогательной частоты и опорного напряжения с регулируемой абсолютной фазой  $\varphi_0$  при независимом возбуждении (к рис. 25-41).

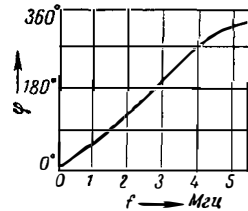


рис. 25-43. Вид кривой  $\varphi = f(f)$ , получаемой на экране электронно-лучевой трубки.

схема дает возможность так расположить указанные затемнения вертикальных прямых, получающихся для отдельных частот, что искажая характеристика имеет на экране вид темного следа на светлом фоне. Кроме того, сло-

можно дополнительно устройств можно образовать частотно-фазовую координатную сетку; в результате на экране получается кривая, подобная изображенной на рис. 25-43. Подробности можно найти в литературе.

## Измерение частоты

### 25-15. ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТЫ МЕТОДОМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

При применении этого метода предполагается, что скорость распространения известна и что на протяжении измерительного участка имеется только один тип волны. Поэтому точные измерения, например, в ближнем поле диполя или вблизи от неоднородностей линий невозможны. В случае бегущих волн измерения длины волны путем определения фазы возможны только тогда, когда имеется возможность отмечать определенную опорную фазу. При стоячих волнах для измерения длины волны достаточно располагать амплитудно-чувстви-

тельным индикатором (§ 25-5—25-12). Точность измерения длины волны ограничивается точностью методов измерения геометрической длины; желательно определять геометрическую длину, на которой укладывается возможно большее число длин волн. Измерение сводится к определению расстояния между точками одинаковой фазы, которые в случае стоячих волн удобнее всего выбрать в минимумах амплитуд. Следует следить за тем, чтобы поглощение мощности в отражающих устройствах было минимальным, так как в противном случае положение минимумов амплитуд становится расплывчатым и измерения следует производить с определенной опорной фазой. Сравне-

ние фаз целесообразно производить на промежуточных частотах, получаемых от общего генератора в раздельных смесителях, установленных в точке расположения источника поля и в точке измерения.

**Измерение длины волны в свободном пространстве.** На достаточном удалении от излучателя (больше  $10-20 \lambda$ ) устанавливается рефлектор (металлический диск, проволоочная решетка), а между излучателем и рефлектором располагается измерительный зонд (например, диполь с детектором, термистором и т. п.). Перемещая рефлектор или зонд, определяют расстояние между минимумами стоячей волны. Необходимо следить за тем, чтобы процесс распространения происходил без помех. В принципе все известные в оптике методы измерения длины волны могут быть по аналогии применены и здесь. На практике измерение длины волны в свободном пространстве производится только на самых коротких волнах.

**Измерение длины волны в коаксиальных линиях (§ 4-5) и волноводах (§ 5-3).** Измерительная линия должна быть замкнута накоротко с помощью хорошо выполненного короткозамыкающего устройства. Точность измерений зависит от качества механического выполнения линии и чувствительности индикатора (уверенное определение положения минимума). Коаксиальные волномеры целесообразно выполнять в виде линии, замкнутой накоротко с обоих концов, причем одно из замыканий неподвижно, а другое может перемещаться. Существенно, чтобы частота генератора совершенно не зависела от нагрузки, чтобы связь волномера с генератором была очень слабой и чтобы диаметр линии был мал по сравнению с наиболее короткой волной, подлежащей измерению, так как иначе могут возникнуть волны высших («волноводных») типов (§ 5-4).

Относительно измерения длины волны с помощью полых резонаторов см. § 8-9 и 8-10.

## 25-16. ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТЫ С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАНСНЫХ КОНТУРОВ И МОСТОВЫХ СХЕМ

**Резонансные измерители частоты.** Необходимо обращать внимание на следующее: постоянство элементов схемы во времени, независимость их от температуры, точность отсчета шкалы, точность и воспроизводимость установки приводного механизма. С электрической точки зрения важно, чтобы связь была слабой и чтобы влияние индикатора было исключено. В случае применения элементов обычного заводского изготовления и использования детектора в качестве индикатора резонанса получается точность  $0,5-2\%$ . Для того чтобы получить максимальную чувствительность, следует согласовать детектор с резонансным сопротивлением контура; это приводит, однако, к понижению добротности контура вдвое. Чтобы точность индикации резонанса была лучше  $1\%$ , нужно работать при неизменной связи с генератором или использовать буферный каскад. В качестве индикатора в этом случае следует применять высокоомный ламповый вольт-

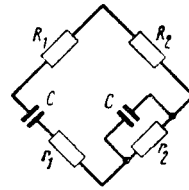


Рис. 25-44. Схема моста Робинсона.

метр. Так как точность индикации резонанса зависит от добротности контура, более высокие точности можно получить только с полыми и горшкообразными резонаторами. Для получения наивысшей точности следует работать при слабой связи с генератором и детектором. На сантиметровых волнах можно для измерения частоты использовать молекулярные спектры поглощения некоторых газов.

Недостатком всех резонансных методов измерения частоты является плоский характер вершины резонансной кривой. Этот недостаток можно устранить, если включить резонансный контур в схему моста и устанавливать равновесие моста вблизи резонанса по фазе полного сопротивления контура (см. разд. 3).

Используя фазовую чувствительность мостовых схем, можно производить измерение частоты и с помощью  $RC$ -схем. Примером такой схемы является мост Робинсона, изображенный на рис. 25-44. Рекомендуется выбирать следующее соотношение параметров:  $R_1 = 2R_2$ ;  $r_1 = r_2 = r$ . Тогда равновесие моста получается при  $\omega = \frac{1}{RC}$ ; достижимая точность порядка  $1\%$ .

Для измерения частоты можно также использовать демодулятор частотно-модулированных колебаний, известный под названием фазового детектора (Ф-детектора) (см. § 21-65).

## 25-17. ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТЫ С ПОМОЩЬЮ СЧЕТЧИКОВ

Измерение частоты с помощью счетчиков в последнее время широко применяется, так как только этот метод обеспечивает возможность точного измерения частоты с прямым отсчетом. Недостаток метода заключается в том, что на результат измерений оказывают влияние помехи, так как все прохождения колебаний через нуль отмечаются счетчиком одинаково и, следовательно, устройство не в состоянии отличить те прохождения через нуль, которые вызваны помехой. Поэтому при поступлении в прибор смеси частот этот метод измерения неприменим.

Подобные устройства можно разбить на две группы: устройства, усредняющие измеряемую величину и дающие непрерывное показание, и устройства, которые считают число импульсов, поступивших в накопитель за определенное время (например,  $1 \text{ сек}$ ), и которые требуют запуска для выполнения каждого такого подсчитывания импульсов.

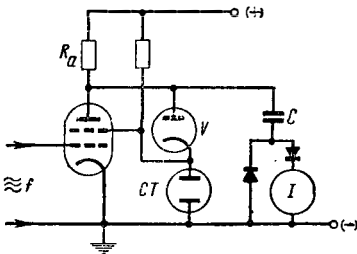


Рис. 25-45. Измерение частоты методом перезаряда конденсатора.

**Счетчики с усреднением во времени измеряемой величины.** Частотомер, построенный на принципе перезаряда конденсатора: конденсатор емкостью  $C$  перезаряжается в такт с измеряемой частотой между двумя значениями напряжения  $U_1$  и  $U_2$ . При каждом перезаряде переносится заряд  $C(U_1 - U_2)$ . Если число перезарядов в секунду равно  $f$ , то протекающий при этом ток пропорционален частоте  $f$ . Для перезарядки конденсатора обычно применяются релаксационные схемы.

Предпочтительнее, однако, производить перезаряд конденсатора в такт с измеряемой частотой принудительно, с помощью фиксирующего диода. При подведении напряжения измеряемой частоты к пентоду (рис. 25-45) анодный ток меняется от точки верхнего сгиба характеристики (практически) до нуля. Вследствие этого мгновенное значение анодного напряжения колеблется между некоторой предельной величиной и напряжением источника анодного питания. Однако достижению последнего препятствует диод  $V$ , на который подается более низкое фиксирующее напряжение с помощью газоразрядного стабилизатора напряжения. Заряд конденсатора происходит до этого напряжения, причем скорость заряда (зависящая от постоянной времени  $R_0C$ ) пропорциональна напряжению источника анодного питания. Когда напряжение на конденсаторе достигает величины, равной фиксирующему напряжению на диоде, заряд прекращается и напряжение на конденсаторе устанавливается равным фиксирующему напряжению на диоде. Этим достигается кажущееся уменьшение постоянной времени заряда, и напряжение на конденсаторе устанавливается за конечный промежуток времени. Если бы фиксирующий диод отсутствовал, то напряжение на конденсаторе приближалось бы к напряжению источника питания лишь асимптотически и напряжение на конденсаторе зави-

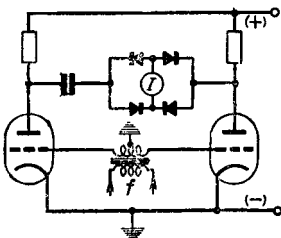


Рис. 25-46. Измеритель частоты на тиратронах.

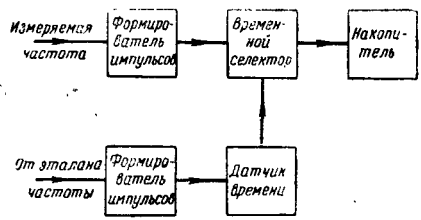


Рис. 25-47. Блок-схема счетчика частоты.

село бы от длительности заряда (частоты). Достижимая точность измерения равна примерно 1%, верхняя граница частоты — около 0,5—2 Мгц.

Для измерения низких частот (примерно до 10 кГц) можно применить простой частотомер на тиратронах (рис. 25-46). Зажигание тиратронов производится воздействием напряжения измеряемой частоты на сетки тиратронов, соединенных по двухтактной схеме; для гашения падение напряжения на аноде передается через измерительный конденсатор на другой анод, вследствие чего напряжение на последнем падает ниже напряжения зажигания.

**Счетчики частоты с накоплением импульсов в течение определенного отрезка времени.** Подобное устройство (рис. 25-47) состоит из:

1) датчика нормированного отрезка времени, абсолютная погрешность которого должна быть меньше периода подлежащей измерению частоты, если нежелательно выходить за пределы теоретически достижимой наименьшей точности измерения, равной

$$\frac{1}{\text{время счета}} [\text{гц}];$$

2) накопителя импульсов, создаваемых измеряемой частотой;

3) временного селектора, который под действием датчика нормированного отрезка времени открывает накопитель на время счета.

В качестве накопителя используются:

а) Интегрирующий накопитель с зарядом конденсатора (например, рис. 25-48). Накопительный конденсатор  $C_2$  при каждом положительном импульсе заряжается ступенями до тех пор, пока положительное напряжение на нем не откроет сетку блокинг-генератора; после этого конденсатор разряжается сеточным током вновь до величины  $U_0$ . Импульс блокинг-генератора, возникающий при его возбуждении, может быть использован для заря-

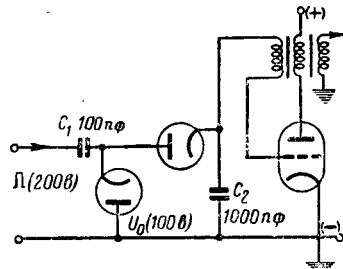


Рис. 25-48. Интегрирующий накопитель, разряжаемый блокинг-генератором.

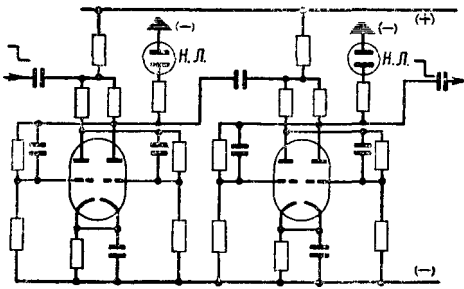


Рис. 25-49. Бинарный счетчик.

да конденсатора следующего накопителя. Наибольшая частота, с которой может работать накопитель, определяется длительностью разряда.

б) Каскадное соединение бистабильных мультивибраторов; это устройство дает возможность с помощью светящихся неоновых ламп определять по бинарной (двоичной) системе счета число поступивших импульсов, если режим, например, правых половин ламп (рис. 25-49) в запертом состоянии отмечается горением неоновых ламп и если до начала счета правые половины ламп были открыты. Для образования декадного счетчика применяется схема из четырех двойных ламп, которая по бинарной системе счета может отсчитывать  $2^4=16$  импульсов; однако с помощью обратной связи после каждых 10 импульсов схема возвращается к исходному нулевому положению.

в) Специальные электронно-лучевые трубки. На низких частотах (примерно до 30 кГц) используются электронно-лучевые трубки, у которых с помощью отрицательной обратной связи положение луча стабилизируется в отверстиях диафрагмы; при каждом поступлении импульса на отклоняющие пластины луч смещается в следующее отверстие, где и остается до появления следующего импульса.

г) Накопители с газоразрядными лампами используются только при низких частотах.

Временные импульсы можно получать от генератора эталонных частот с помощью таких же схем, которые применяются для накопления импульсов, или с помощью мультивибраторных схем деления частоты (см. разд. 19). Там же приведены схемы временных селекторов для открывания накопителей на время счета. Счетчики частоты дают возможность точно определять среднее значение изменяющейся во времени частоты (частотно-модулированных колебаний).

## 25-18. ЭТАЛОНЫ ЧАСТОТЫ

Первичные эталоны частоты дают возможность сравнивать период исследуемой частоты с периодом вращения земли вокруг своей оси. Обычно применяемый метод: исследуемая ча-

стота путем деления доводится до 1 000 гц или 50 гц и управляет ходом синхронных часов с временными контактами; определяют совпадения времени контакта с сигналами точного астрономического времени. Ожидаемое наибольшее отклонение частоты у генераторов эталонных частот должно быть меньше вероятного колебания звездных суток. На практике точности лучше  $10^{-8}$  достигаются только при длительных измерениях.

В кварцах, как правило, проявляются явления старения. Частота кварца после включения изменяется иногда в течение месяцев. Явления старения в значительной степени ослабляются, если кварц работает при минимальной амплитуде. Часто применяется срез *GT* с малым температурным коэффициентом.

В молекулярных часах для стабилизации частоты используются молекулярные спектры некоторых газов, главным образом  $NH_3$ , лежащие в области сантиметровых волн. Преимущество: независимость от температуры и почти полная независимость от давления. Недостатки: высокая стоимость, сложность методики использования линии поглощения для регулирования частоты.

В качестве вторичных эталонов частоты используются кварцевые (иногда камертонные) генераторы, частота которых сличается с частотой первичного эталона с помощью эталонных частот, излучаемых рядом станций. К ним относятся: станция WWV (Вашингтон), излучающая частоты 2,5; 5; 10; 15; 20; 25; 30; 35 Мгц, модулированные частотой 440 гц и (на частотах от 10 до 25 Мгц) частотой 4 000 гц; Дройтвич несущая (без гарантии)  $\pm 1 \cdot 10^{-7}$ ; MSF (английская) 10 Мгц и 60 кГц. Вследствие эффекта Доплера, вызываемого ионосферными отражениями, при дальнем приеме коротких волн имеют место колебания частоты порядка нескольких герц. Хорошие вторичные эталоны частоты удерживают частоту со стабильностью  $\pm 1 \cdot 10^{-8}$  в течение суток. Кварц (в вакууме) помещают в термостат. Камертонные генераторы применяются обычно только при синхронизации фототелеграфных устройств и синхронных буквопечатных телеграфных аппаратов. Камертоны изготовляются из сталей с малым температурным коэффициентом модуля упругости. Температурный коэффициент частоты доходит примерно до  $10^{-6}/^\circ C$ .

**Переменные (декадные) эталоны частоты.** Путем фильтрации или регулирования частоты генераторов из спектра гармоник эталона частоты выделяются отдельные составляющие и комбинируются между собой. Декадные эталоны частоты используются не только для измерения, но и для управления частотой передатчиков. Практически различают:

а) Декадные эталоны частоты с декадным изменением выходной частоты и перестраиваемым вспомогательным генератором.

Пример: с измеряемой частотой (рис. 25-50) смешивается гармоника генератора, работающего, например, на 100 кГц, так что всегда получается промежуточная частота

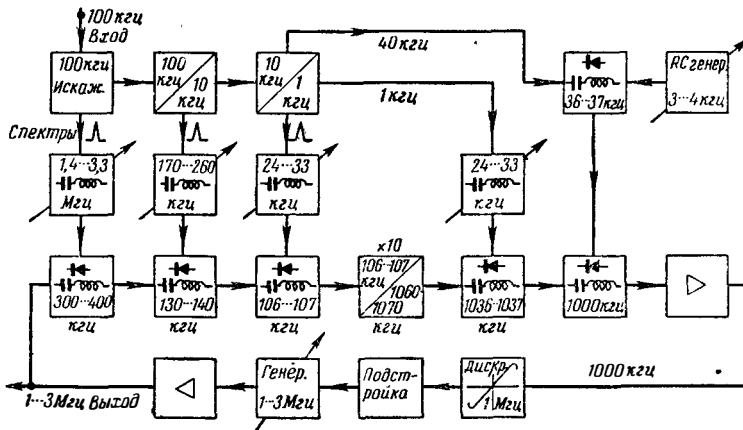


Рис. 25-50. Декадный эталон частоты.

та, которая равна максимум 100 кГц. Путем смещения с отфильтрованной гармоникой генератора частоты 10 кГц промежуточная частота может быть понижена максимум до 10 кГц и т. д. Смещением этой частоты с частотой плавно перестраиваемого генератора получается частота, которая подается на кварцевый дискриминатор; полученное после дискриминатора выпрямленное напряжение используется для регулирования частоты генератора так, чтобы последняя оказалась в соответствии с частотой, определяемой шкалами селектора гармоник и перестраиваемого генератора. По другому методу подстройка генератора производится с помощью асинхронного мотора, вращающееся поле которого создается разностной частотой между преобразованной измеряемой частотой и опорной эталонной

частотой. Преимущество этих методов заключается в наличии генератора, который медленно устанавливается на нужную частоту. Такая схема может применяться для регулирования частоты генератора при не слишком частой смене частот.

б) Декадные эталонные частоты с синхронизированными декадными генераторами. Эти приборы позволяют прямо устанавливать желательную частоту. Такой прибор (система I.G.O) имеет фиксированный спектр эталонных частот. Один генератор синхронизируется с одной из гармоник эталонной частоты (например, 100 кГц). Другой генератор, работающий в диапазоне более низких частот, синхронизируется с одной из гармоник эталонной частоты, расположенных теснее (например, 1 кГц). Третий генера-

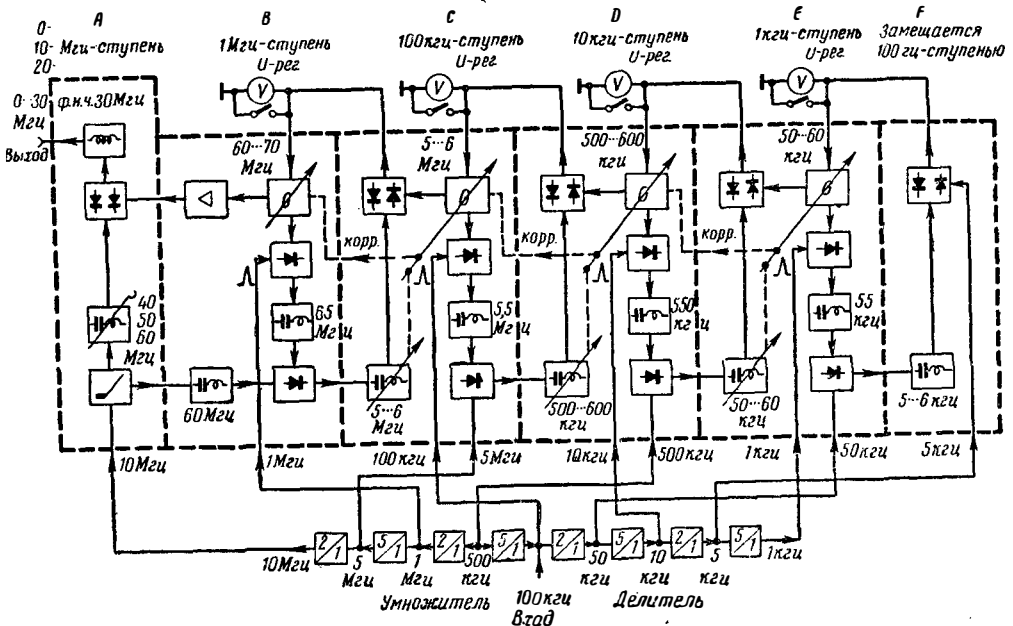


Рис. 25-51. Декадный эталон частоты.



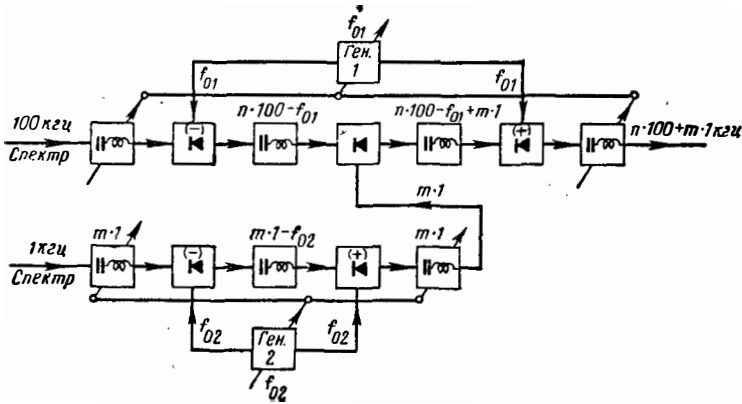


Рис. 25-52. Селекция гармоник эталона частоты путем многократного обратного смещения.

тор работает на частоте, равной сумме указанных частот. Напряжение, используемое для регулирования его частоты, получается путем сравнения фазы частоты, являющейся разностью между его частотой и частотой генератора более высокой частоты с фазой генератора более низкой частоты. Недостатки метода заключаются в необходимости применения трех генераторов для суммирования частот двух синхронизированных эталонной частотой генераторов и образования спектров с гармониками высоких номеров.

Эти недостатки опадают, если использовать декадный эталон частот со скользящим синхронизирующим спектром. Генератор переменной частоты модулируется спектром эталонной частоты (например, 100 кГц); с помощью фильтра выделяется одна боковая полоса частот. Путем смещения с эталонной частотой указанная боковая полоса частот транспонируется в диапазон частоты генератора, работающего на более низкой частоте, и синхронизируется с более плотным спектром (например, 1 кГц). Напряжение для регулирования частоты генератора, работающего на более высокой частоте, получается путем сравнения фаз частоты генератора, работающего на более низкой частоте, с транспонированной частотой генератора, работающего на более высокой частоте. Схема декадного эталона частот на диапазон 0—30 МГц изображена на рис. 25-51. В схеме используются только непрестраиваемые фильтры и лишь столько генераторов, сколько предусмотрено шкал частот. Метод применим до самых высоких частот.

в) Принцип обратного смещения. Пример показан на рис. 25-52. Из спектра частоты 100 кГц отфильтровывается  $n$ -я гармоника, частота которой смешивается с колебаниями генератора переменной частоты. В результате получается промежуточная частота, которая выделяется фильтром с высокой избирательностью. В другом смесителе промежуточная частота и частота генератора складываются, так что вновь получается частота, равная  $n$ -й гармонике частоты 100 кГц. Эту выходную частоту можно изменять, если перемещать промежуточную частоту, накладывая на нее добавочную частоту, получае-

мую тем же методом обратного смещения, например, из спектра частоты 1 кГц.

## 25-19. ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТЫ МЕТОДОМ ГЕТЕРОДИНИРОВАНИЯ

Сравнение частот методом биений с переменными опорными частотами. В зависимости от требуемой точности опорная частота может быть получена от генератора плавно-переменной частоты или от декадного эталона частот. В первом случае при малом диапазоне изменения частоты генератора (например, 10%) и применении температурной компенсации точность равна  $10^{-3}$ — $10^{-4}$ ; при большем диапазоне изменения частоты генератора точность равна  $10^{-2}$ — $10^{-3}$ . При использовании декадного эталона частот точность зависит только от кварца и от ошибок регулировок.

Для перекрытия значительного диапазона частот можно использовать гармоники узкодиапазонного генератора.  $m$ -я гармоника измеряемой частоты дает биения с  $n$ -й гармоникой генератора опорной частоты. В таком случае частота, отсчитанная по шкале генератора плавно-переменной частоты, является  $\frac{n'}{m}$ -крат-

ным искомой частоты. Определение величины  $m$  производится путем предварительного сравнения измеряемой частоты с основной частотой генератора меньшей точности или, если  $m$  или  $n$  известно, путем определения нескольких точек на шкале, при которых получаются биения. Если измерение должно быть однозначным, то необходимо располагать генератором опорных частот, не имеющим гармоник, и использовать для смещения квадратичный участок характеристики смесителя. Если в качестве опорных использовать частоты, получаемые от декадного эталона частот, то возможно производить сравнение частот, относящихся как 1:1, с точностью, соответствующей точности кварца.

Сравнение частот методом биений с фиксированными опорными частотами. В качестве опорных частот обычно используются гармоники эталонных частот. При этом необходимо

следить за тем, чтобы в смещении участвовала только одна гармоника. Вслед за смесительным каскадом следует ставить фильтр нижних частот с граничной частотой, равной половине расстояния между гармониками. При этом возникает следующая затруднения, из-за которых применение данного метода в общем случае измерения частоты нецелесообразно: определение номера гармоники, с которой производится сравнение, при плотном спектре затруднительно и становится необходимым точное предварительное измерение. Последнее можно произвести с помощью достаточно точно градуированного приемника, в полосу пропускания которого попадают измеряемая частота и ближайшая гармоника эталонной частоты. Определение знака полученной разностной частоты, т. е. определение того, выше или ниже частоты гармоники лежит частота  $f_x$ , производится изменением эталонной частоты или (если это возможно) частоты  $f_x$ .

Изменение эталонной частоты можно осуществить с помощью односторонней модуляции. Иногда применяются спектры различной плотности. Разностная частота определяется каким-либо из описанных выше методов или путем дополнительной модуляции точно известной переменной частоты.

**Сравнение частот с помощью осциллографа.** Если на вертикально и горизонтально от-

клоняющие пластины электронно-лучевой трубки подать частоты, находящиеся в рациональном отношении, то на экране трубки получится неподвижное изображение (фигура Лиссажу). Соотношение между частотами подведенных напряжений можно определить по числу максимумов, видимых на двух сторонах фигуры. Удобно выполнять измерение, если подлежащая измерению частота очень близка к одной из гармоник фиксированной эталонной частоты, например частоты радиовещательного передатчика. Значительно усилить гармонике низкой эталонной частоты, например 1  $\text{Mгц}$  (т. е. растянув фигуру), можно повысить разрешающую способность фигуры и определить разность между измеряемой частотой и гармоникой эталонной частоты по скорости бега фигуры. Осциллограф дает возможность непосредственно определять отно-

шение  $\frac{n}{m}$  между частотами с помощью опор-

ной частоты, поэтому его целесообразно применять при измерении частоты методом сравнения с частотой точного узкодиапазонного генератора. Недостаток метода — необходимость высокого напряжения. Дальнейшее расширение возможностей этого способа заключается в применении модуляции яркости изображения и метода циклоид.

## Измерение полного сопротивления

### 25-20. НУЛЕВЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ НА ЧАСТОТАХ НИЖЕ 30 $\text{Mгц}$

В настоящем параграфе рассматриваются измерения полных сопротивлений цепей с средоточенными параметрами.

Широко применяемые на низких частотах мостовые схемы при соответствующем их выполнении могут быть применены и на высоких частотах. Из многочисленных схем мостов используются главным образом нижеприводимые по следующим соображениям. Измерения должны производиться в широком диапазоне частот с одинаковой точностью. Условия равновесия моста должны по возможности не зависеть от частоты. В качестве переменных элементов схемы моста лучше всего применять конденсаторы переменной емкости, так как они имеют малые потери и малую зависимость параметров от частоты.

На рис. 25-53 показаны схемы мостов Уитстона; там же приведены условия равновесия этих мостов. В мосте отношений (рис. 25-53, а) исследуемое полное сопротивление включается в плечо, соседнее с тем, в которое включено образцовое полное сопротивление. При измерении полных сопротивлений емкостного характера  $X_n$  представляет собой переменную емкость,  $R_n$  — переменное активное сопротивление; изменяя отношение  $\frac{R_1}{R_2}$ , можно данное образцовое плечо согласо-

вать с объектом измерения. Так как изготовлять переменные индуктивности с вполне опре-

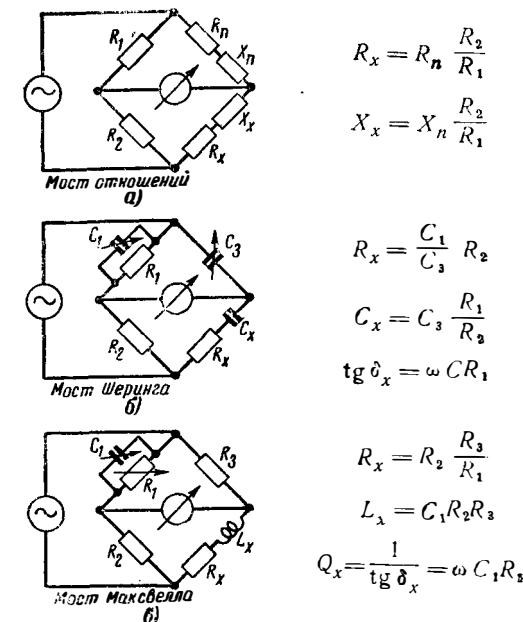


Рис. 25-53. Схемы измерительных мостов. а — мост отношений; б — мост Шерринга; в — мост Максвелла.

том включить емкость, то полное сопротивление в плече  $X$  получает емкостный характер и его можно измерить. При  $X_n=0$  равновесие моста достигается, когда сопротивления индуктивности и емкости в плече  $X$  равны (резонансный мост).

Равновесие моста можно также осуществлять, регулируя отношение  $\frac{R_1}{R_2}$  и только одну из составляющих полного сопротивления образцового плеча. Однако, при этом уравнивание активной и реактивной составляющих влияют друг на друга и измерение требует длительного времени (плохая сходимость уравновешивания моста), в особенности при фазовом угле порядка  $45^\circ$ .

На рис. 25-53,б изображена схема моста Шеринга, характеризующаяся тем, что уравнивание как активной, так и реактивной составляющих производится при помощи емкостей. Эта схема особенно пригодна для измерения емкостей и их угла потерь. Условия равновесия для обеих компонент  $C_x$  и  $R_x$  не зависят от частоты. Емкость  $C_1$  можно непосредственно градуировать в условных единицах, которые после умножения на частоту дают величину коэффициента потерь. При измерении индуктивностей их следует соединять последовательно с емкостью, которую целесообразно выбирать равной максимальной величине емкости  $C_3$ . Разность значений емкости  $C_3$ , полученных при короткозамкнутой индуктивности и при включенной индуктивности, определяет величину индуктивности в форме отрицательной емкости. Активная составляющая  $R_x$  и в этом случае определяется по формуле, приведенной на рис. 25-53,б.

Изображенный на рис. 25-53,в мост Максвелла особенно пригоден для измерения индуктивностей. Если значения  $R_2$  и  $R_3$  фиксированы, то емкость  $C_1$  может быть градуирована непосредственно в единицах индуктивности; если изменять  $R_1$  параллельным подключением равных сопротивлений «декады проводимости», то  $R_1$  можно проградуировать прямо в значениях  $R_x$ . Изменяя величину произведения  $R_2R_3$ , можно данное полное сопротивление образцового плеча согласовать с объектом измерения. С другой стороны, путем изменения  $R_2$  или  $R_3$  можно производить уравнивание моста, причем  $C_1$  сохраняет неизменную величину. Уравнивание потерь в катушке производится при этом с помощью  $R_1$ . При этом  $R_2$  или  $R_3$  могут быть отградуированы непосредственно в единицах индуктивности, а  $R_1$  — в значениях, которые после умножения на частоту дают добротность катушки. Однако этот метод (в особенности при малых значениях добротности) имеет плохую сходимость уравнивания.

Для исключения ошибок при мостовых измерениях нужно однозначно заземлить мост и рационально экранировать его. Не поддающиеся устранению емкости между каждой вершиной моста и любой другой из них, а также емкости относительно земли на рис. 25-53 не обозначены. На высоких частотах эти не поддающиеся контролю емкости приводят к большим ошибкам. Поэтому для исключения неопределенности емкости

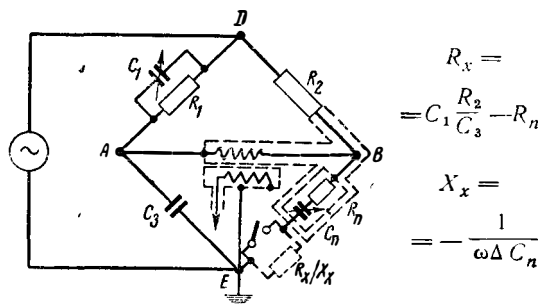


Рис. 25-54. Экранированный мост высокой частоты (видоизмененный мост Шеринга).

одна из вершин моста, обычно вершина, соединенная с измеряемым объектом, заземляется; при этом приходится ограничиться измерением объектов, соединенных одной точкой с землей. Соответствующим экранированием стремятся добиться того, чтобы остальные емкости оказались включенными параллельно генератору или индикаторной диагонали (в этом случае они не оказывают влияния на результат измерения) или параллельно тому плечу моста, в котором находится емкость (в этом случае паразитная емкость может быть принята в расчет).

Оптимальным образом это сделано, например, в видоизмененном мосте Шеринга, изображенном на рис. 25-54. Экран, соединенный с вершиной  $A$  моста, экранирует первичную обмотку выходного трансформатора, а также все элементы моста, соединенные с вершиной  $B$ . Вследствие этого емкости, включенные параллельно измеряемому объекту, исключаются. Емкость этого экрана относительно земли оказывается включенной параллельно емкости  $C_3$  и учитывается при градуировке; если коэффициент потерь емкости экрана относительно земли достаточно мал, эта емкость не влияет на результат измерений. Емкость между экраном и точкой  $B$  оказывается включенной параллельно выходному трансформатору и поэтому не оказывает влияния на результат измерений. Вторичная обмотка этого трансформатора заключена в заземленный экран, чем исключена емкостная связь с индикатором нуля. Емкость между вершинами  $A$  и  $D$  также не вызывает неприятных последствий, так как она оказывает влияние только на величину начальной емкости конденсатора  $C_1$ . Небольшую емкость, параллельную сопротивлению  $R_2$ , можно также легко скорректировать с помощью конденсатора  $C_1$ .

Уравнивание реактивной составляющей объекта измерения осуществляется с помощью переменного конденсатора  $C_n$ , включенного в плечо  $X$ ; нулевая точка его градуировки лежит примерно в середине шкалы. Экран, окружающий этот конденсатор и соединенный с точкой  $B$ , устраняет емкость между точкой  $B$  и зажимом объекта измерения. Активная составляющая уравнивается с помощью конденсатора  $C_1$ ; его начальная емкость компенсируется с помощью сопротивления  $R_n$ . Перед измерением зажимы измеряемого объекта замыкаются накоротко и проверяется нулевая установка обоих кон-

$$R_x = C_1 \frac{R_2}{C_3} - R_n$$

$$X_x = -\frac{1}{\omega \Delta C_n}$$

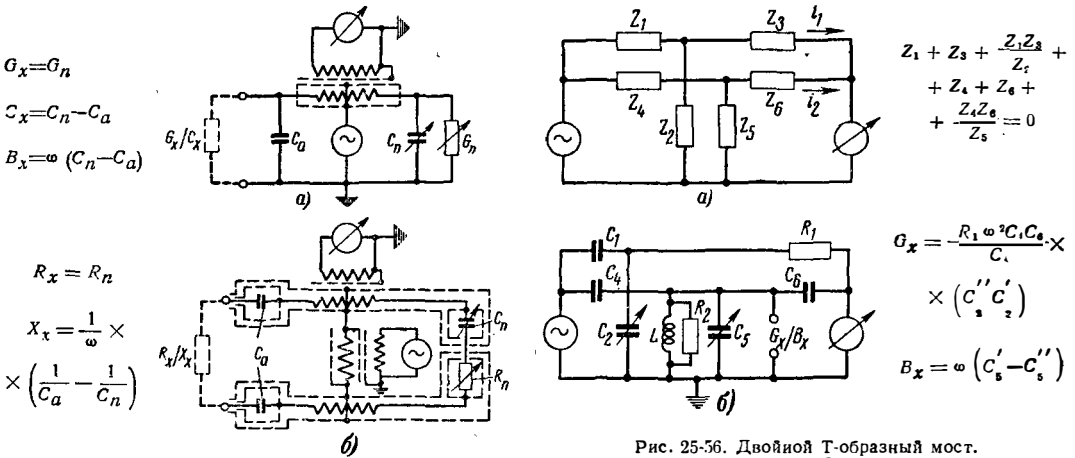


Рис. 25-55. Дифференциальные мосты.

а — для измерения проводимостей, симметричных относительно земли; б — для измерения сопротивлений, симметричных относительно земли.

денсаторов. Затем включается измеряемый объект и  $C_n$  изменяют на величину  $\Delta C_n$ , значение и знак которой определяются реактивной составляющей измеряемого сопротивления. Емкость  $C_1$  градуируется непосредственно в величинах активного сопротивления (условия равновесия приведены на рис. 25-54). При таком методе измерения ошибки, создаваемые остальными плечами моста, в значительной мере исключаются. Во всяком случае нужно применять возможно более короткие соединительные провода, чтобы вводимые индуктивности оставались пренебрежимо малыми. Экранирование устраняет также индуктивные связи между различными плечами моста.

У дифференциальных мостов емкости относительно земли мало влияют на результат измерения. Схему дифференциального моста можно получить из схемы, изображенной на рис. 25-53,а, если сопротивления  $R_1$  и  $R_2$  заменить половинами обмотки симметричного трансформатора. При достаточно сильной связи между обмотками симметрия не нарушается при нагрузке одной половины обмотки. Схема для измерения объектов, заземленных одной точкой, изображена на рис. 25-55,а. Экран, соединенный со средней точкой обмотки трансформатора, перехватывает емкости обмотки относительно земли. Емкость экран — земля оказывается включенной параллельно источнику питания. Результат измерений получается в единицах проводимости (активная и реактивная составляющие включены параллельно), что удобно с практической точки зрения. Конденсатор  $C_a$ , включенный параллельно измеряемому объекту, дает возможность измерять объекты, имеющие полное сопротивление как емкостного, так и индуктивного характера.

Дифференциальные мосты особенно пригодны для измерения объектов, симметричных относительно земли. Одна такая схема изображена на рис. 25-55,б. По сравнению со схемой, изображенной на рис. 25-55,а, здесь имеется дополнительно экранированный трансформатор, через который включен источник питания,

Рис. 25-56. Двойной Т-образный мост. а — принципиальная схема; б — схема для измерения полных проводимостей.

а также дифференциальный трансформатор для связи с цепью индикатора. В этой схеме результат измерения получается в единицах сопротивления, вследствие чего емкость  $C_a$  (разбитая на две равные половины) соединена последовательно с измеряемым объектом. При переходе на параллельную схему можно, так же как и в случае схемы, изображенной на рис. 25-55,а, измерять проводимость. С помощью экранирования паразитные емкости оказываются включенными параллельно обмоткам дифференциального трансформатора.

Основное затруднение, с которым приходится сталкиваться при выполнении дифференциальных мостов, заключается в изготовлении трансформатора, который обладал бы симметрией в возможно более широком диапазоне частот и отличался исчезающе малым рассеянием. Для уравнивания активной составляющей необходимо иметь чисто активное и не зависящее от частоты образцовое сопротивление, это определяет верхнюю границу рабочего диапазона частот. Дифференциальный мост дает возможность измерять полные сопротивления от 0,1 ом до 100 ком.

Затруднения, связанные с необходимостью применять в вышеописанных мостах экранированные трансформаторы, отпадают при использовании двойных Т-образных четырехполюсников (рис. 25-56,а); в этом случае один полюс источника питания и одна точка индикаторной цепи соединены между собой и обычно заземлены. Если токи  $i_1$  и  $i_2$  противоположны и равны, то ток, протекающий через индикатор, равен нулю. Для определения условий равновесия вычисляют значения обоих токов при короткозамкнутом выходе. В результате получаются уравнения, приведенные на рис. 25-56. Затруднения, создаваемые паразитными емкостями, невелики, в особенности если в вертикальных ветвях четырехполюсников включены емкости.

Схема устройства, работающего на этом принципе и дающего возможность измерять полные сопротивления в диапазоне частот примерно до 30 Мгц, изображена на рис. 25-56,б. Она особенно удобна для измерения высокоом-

ных объектов (катушек, конденсаторов, колебательных контуров). Уравновешивание производится с помощью конденсаторов  $C_2$  и  $C_5$ ; значения  $L$  и  $R_2$  выбираются в соответствии с диапазоном частот, но на результаты измерений они не влияют. Сначала производится уравновешивание без измеряемого объекта; при этом получают значения емкости  $C'_2$  и  $C'_5$ . После включения измеряемого объекта значения емкостей становятся  $C''_2$  и  $C''_5$ . После этого проводимость определяется по формулам, приведенным на рис. 25-56, б и содержащим, кроме разности емкостей, только частоту и постоянные величины.

Дальнейшее упрощение схемы получается, если в одном из Т-образных четырехполюсников устранить вертикальное плечо; но такие схемы пригодны лишь для особых случаев (например, измерение катушек с потерями).

Генераторы и индикаторы нуля, используемые во всех приведенных выше схемах, должны удовлетворять следующим условиям. Так как уравновешивание по крайней мере одной из составляющих зависит от частоты, то при наличии гармоник на выходе генератора установка индикатора на нуль затрудняется. Поэтому необходимо, чтобы коэффициент нелинейных искажений генератора был очень мал (меньше 1%), в этом случае можно использовать аперiodический индикатор или же следует применять индикатор с настроенным усилителем (приемник). Второй вариант предпочтительнее, так как при нем легко получить и высокую чувствительность (по крайней мере 1 мВ). Генератор и индикатор нуля должны быть экранированы, так как в противном случае возможны ошибки из-за связи между ними.

## 25-21. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ ПОКАЗЫВАЮЩИМИ ПРИБОРАМИ НА ЧАСТОТАХ НИЖЕ 30 Мгц

При измерениях с показывающими приборами к генератору и индикатору предъявляются меньшие требования. Измеряемые напряжения обычно настолько велики, что отпадает надобность в усилении, а гармоники практически не влияют на показания индикатора. Одно временно в большинстве случаев отпадает необходимость в экранировании или в использовании трансформатора, что значительно упрощает установку и исключает ряд источников ошибок. Вследствие этого методы измерений с показывающими приборами применяются на высоких частотах (в особенности при измерении контуров) гораздо шире, чем нулевые методы. Ниже описываются некоторые из наиболее часто используемых устройств.

Прямой метод вольтметра применяется редко вследствие отсутствия удовлетворительных измерителей тока. Большой частью он заменяется измерением двух напряжений (рис. 25-57). Если, например, необходимо измерить резонансное сопротивление  $R_p$  параллельного колебательного контура, то последовательно с ним (рис. 25-57, а) вклю-

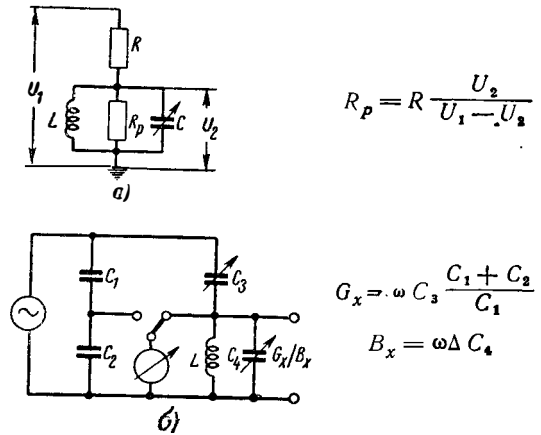
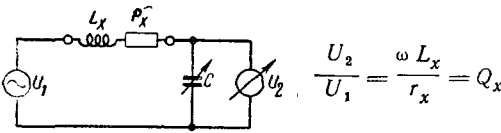


Рис. 25-57. Определение резонансного сопротивления контура методом измерения двух напряжений. а — прямое измерение напряжений; б — сравнение напряжений с напряжением на образцовом делителе напряжения.

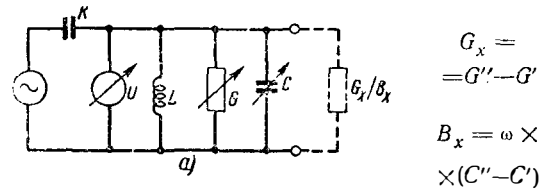
чается известное сопротивление  $R$ , не зависящее от частоты, и после настройки контура в резонанс с генератором измеряются напряжения  $U_1$  (генератора) и  $U_2$ . Сопротивление  $R_p$  определяется по формуле, приведенной на рис. 25-57, а. Присоединив параллельно контуру измеряемый объект, можно подобным же образом по изменению  $U_2$  и  $C$  определить полное сопротивление измеряемого объекта. Так как результат зависит от измерения двух напряжений, то точность измерений получается невысокой. Кроме того, изготовление (переменного) чисто активного сопротивления  $R$  затруднительно.

Улучшенный вариант этой схемы изображен на рис. 25-57, б. В данном случае измерительный прибор (ламповый вольтметр) служит лишь в качестве индикатора равенства двух напряжений (двойной делитель напряжений). Колебательный контур связан с генератором через конденсатор  $C_3$ , емкость которого можно изменять в широких пределах. После того как контур настроен в резонанс с генератором, конденсатор  $C_3$  устанавливают так, чтобы показания лампового вольтметра в обоих положениях переключателя были одинаковы. Шкалу конденсатора  $C_3$  можно прямо градуировать в значениях, которые после умножения на частоту дают активную составляющую  $G_x$  исследуемой полной проводимости (рис. 25-57, б). Если потерями в катушке  $L$  нельзя пренебречь, то из результата измерений следует вычесть проводимость, определенную без измеряемого объекта (или произвести компенсацию с помощью дополнительного конденсатора, включенного параллельно  $C_3$ ). Реактивная составляющая исследуемой проводимости определяется по разности значений  $C_4$ , получающихся в отсутствие измеряемого объекта и при нем (полная проводимость последнего может иметь как емкостный, так и индуктивный характер). Наименьшая величина активной проводимости, которая может быть измерена, определяется тем, что из-за неустранимых потерь в катушке разность показаний вольтметра при и в отсутствие измеряемого объекта ста-



$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{\omega L_x}{r_x} = Q_x$$

Рис. 25-58. Принципиальная схема измерения добротности последовательного колебательного контура (схема куметра).



$$G_x = G'' - G'$$

$$B_x = \omega \times (C'' - C')$$

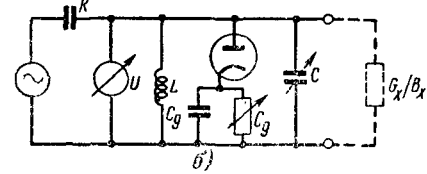


Рис. 25-59. Измерение полной проводимости методом замещения. а — принципиальная схема; б — пиковый детектор в качестве переменного активного сопротивления.

новится очень малой; предел измерения больших проводимостей определяется величиной емкости  $C_3$ , которую можно практически реализовать. Точность измерения реактивной составляющей ограничена недостоверностью определения фазового угла измеряемого объекта, зависящей в свою очередь от того, насколько малые отклонения от резонанса можно наблюдать по индикатору резонанса. Если, например, можно еще отмечать изменения напряжения на 1% или 1‰, то ошибка определения фазы при этом равна  $\pm 8$  или  $\pm 2,5\%$ . Это обстоятельство особенно мешает при измерении объектов, обладающих почти чисто активным сопротивлением. Изложенное имеет место при всех резонансных методах измерения и является недостатком их по сравнению с нулевыми методами измерения.

В упрощенном виде описанные выше схемы могут быть использованы также для измерения индуктивностей и емкостей (без учета потерь в них). С этой целью генератор плавно-переменной частоты связывается с колебательным контуром, образованным из измеряемой емкости и фиксированной индуктивности (или наоборот). В этом случае генератор может быть отградуирован не по частоте, а в единицах емкости или индуктивности.

На измерении отношения двух напряжений в последовательном колебательном контуре основана работа куметра (рис. 25-58). При резонансе отношение напряжения на каждом из реактивных элементов последовательного контура к напряжению, вводимому в контур, представляет собой добротность контура. Поэтому вольтметр  $U_2$  может быть проградуирован прямо в значениях добротности, если напряжение  $U_1$  поддерживается равным определенной величине. При этом необходимо, чтобы потери в переменном конденсаторе и в ламповом вольтметре были пренебрежимо малы.

Малое напряжение определенной величины  $U_1$  (несколько сотых долей вольта) можно получить различными способами. Можно, например, пропускать ток определенной величины через малое, не зависящее от частоты активное сопротивление; недостаток этого способа заключается в трудности изготовления весьма малых безындукционных сопротивлений и устранения добавочных потерь, которыми при высоких частотах нельзя пренебрегать. Малое напряжение можно получить с помощью емкостного делителя напряжения, общее напряжение на котором измеряется легко. Однако получить большую емкость без паразитной индуктивности затруднительно и при пользовании таким емкостным делителем необходимо вносить в результат измерений поправку, зависящую от положения конденсатора переменной емкости. Следует отметить, что вследствие

влияния собственной емкости катушки добротность, измеренная в таком последовательном резонансном контуре, отличается от добротности, определенной для параллельного контура.

Если присоединить параллельный контур к генератору через переменную емкость связи, изменяющуюся пропорционально емкости настройки контура (подобно тому, как это показано на рис. 25-57,б), то напряжение на контуре также будет пропорционально добротности последнего (при неизменном напряжении генератора). Вследствие простоты выполнения измерений куметры широко применяются для измерения потерь в катушках. Куметр дает также возможность разностным методом определять большие полные сопротивления; однако получение результатов измерения довольно сложно.

При методе замещения измеряемый объект замещается известным полным сопротивлением. Если при этом напряжения или токи в колебательном контуре в обоих случаях одинаковы, то сопротивления измеряемого объекта и замещающего его полного сопротивления совпадают. Пример такого метода измерений приведен на рис. 25-59,а. Колебательный контур, состоящий из  $L$  и  $C$ , слабо связан с генератором через конденсатор  $K$ ; проводимость, подлежащая измерению, включается параллельно контуру. После настройки в резонанс отмечаются величина емкости  $C'$  и напряжение  $U$ . При этом переменная активная проводимость устанавливается на наименьшее ее значение  $G'$ . Отключив измеряемый объект, производят снова настройку в резонанс (емкость теперь равна  $C''$ ). Увеличивая переменную активную проводимость до величины  $G''$ , добиваются того же показания вольтметра  $U$ , что и раньше. Измеряемая величина определяется как разность значений  $G$  и  $C$  (парно).

Величина индуктивности  $L$ , так же как и потери в колебательном контуре, не влияет на результаты измерений. Потери в конденсаторе не должны зависеть от положения его ротора. Не поддающиеся устранению активные сопротивления и индуктивности, включенные последовательно с конденсатором, оказывают влия-

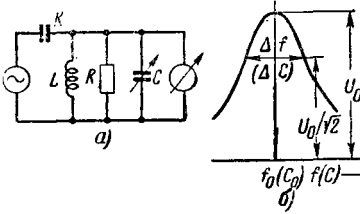


Рис. 25-60. Определение добротности по резонансной кривой.  
а—схема; б—изменение напряжения на контуре при изменении частоты или емкости.

ние на результаты измерений, особенно на высоких частотах. Изготовление переменной (в широких пределах) и не зависящей от частоты активной проводимости  $G$  представляет трудности. В этом отношении имеет преимущество схема, изображенная на рис. 25-59,б, в которой активная проводимость создается диодом, нагруженным на переменную проводимость  $G_g$ , замкнутую накоротко по высокой частоте. Такое устройство работает, как известно, как пиковый детектор (§ 25-7), и действующая входная проводимость его равна  $2G_g$ . Таким образом,  $G_g$  можно градуировать в единицах проводимости переменному току. Так как ток, проходящий через детектор, сильно искажен, колебательный контур должен иметь добротность не ниже 10. В остальном работа схемы не отличается от работы схемы, изображенной на рис. 25-59,а.

Описанные выше схемы особенно пригодны для измерения высокоомных объектов (катушек, конденсаторов, колебательных контуров). Измерительный прибор  $U$  должен давать возможность отмечать малые изменения напряжения; поэтому лучше пользоваться компенсационными схемами. Измерение низкоомных объектов лучше всего производить, включая их последовательно с конденсатором параллельного колебательного контура и производя их замещение соответствующим активным сопротивлением (с подстройкой контура).

Другую группу методов измерения полного сопротивления составляют методы расстройки; если изменять частоту генератора, воздействующего на колебательный контур (рис. 25-60), то напряжение на конденсаторе изменяется по резонансной кривой. Разность частот  $\Delta f$ , при которых напряжение на конденсаторе в  $\sqrt{2}$  раз меньше напряжения при резонансе, называют полосой частот по половинной мощности. Если потери в конденсаторе пренебрежимо малы, то добротность катушки

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f}.$$

Резонансное сопротивление параллельного контура определяется выражением

$$R_p = \frac{1}{2\pi f C}.$$

Таким образом, для определения  $R_p$  нужно знать только  $\Delta f$  и величину емкости контура при резонансе.

Если частоту генератора сохранять неизменной, а изменять емкость  $C$ , то получится аналогичная резонансная кривая, на которой  $\Delta C$  означает разность значений емкости, соответствующих уменьшению напряжения на контуре в  $\sqrt{2}$  раз по сравнению с напряжением при резонансе; в этом случае резонансное сопротивление контура определяется выражением

$$R_p = \frac{1}{2\pi f \Delta C}$$

Для определения  $R_p$  нет надобности даже знать величины параметров самого контура.

Этот метод дает возможность простейшим путем определять добротность и резонансное сопротивление контура; если желательнее определить любое полное сопротивление, то его включают параллельно соответствующему колебательному контуру и измеряют ширину резонансной кривой на уровне  $\frac{U_0}{\sqrt{2}}$  при отсут-

ствии и при наличии измеряемого объекта; активная составляющая проводимости измеряемого объекта определяется из разности отсчетов. Реактивная составляющая определяется по изменению емкости  $C$ , которое необходимо произвести для восстановления резонанса. Эти методы просты и дают хорошую точность измерения.

## 25-22. НУЛЕВЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ НА ЧАСТОТАХ ВЫШЕ 30 Мгц

На частотах выше 30 Мгц применяются нулевые методы измерения с использованием мостовых и подобных им схем. С успехом применяются на этих частотах мосты типа RC и дифференциальные мосты.

**Мосты типа RC.** Для мостов типа RC характерно тщательное экранирование и неизбежность (на частотах выше примерно 100 Мгц) поправок, вводимых для учета паразитной индуктивности используемых конденсаторов. Образцовые сопротивления обычно выполняются

так, чтобы удовлетворялось условие  $\sqrt{\frac{L}{C}} = R$ , где  $L$  и  $C$  — паразитные индуктивность и емкость сопротивления  $R$ .

Мосты подобного типа применяются на частотах до, примерно, 170 Мгц и имеют пределы измерений от нескольких ом до, примерно, 300 ом (активные и реактивные составляющие).

Экраны, показанные на рис. 25-61, могут рассматриваться как плоскости раздела нулевого потенциала только в том случае, если их размеры малы по сравнению с рабочей длиной волны и если отсутствуют какие-либо связи по току.

**Дифференциальные мосты.** Для того чтобы свести к минимуму трудности выполнения мостов, возрастающие по мере повышения частоты, две ветви нормальной схемы моста выполняют в виде обмоток трансформатора с отводом; обмотки выполняются из небольшого числа витков металлической ленты, наложенных на тороидальный сердечник с высокой проницаемостью и имеющих очень малое

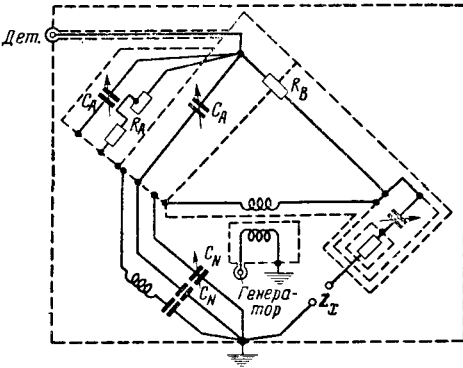


Рис. 25-61. Схема моста RC (для частот до 170 Мгц).

волновое сопротивление. Вследствие этого на указанных витках почти отсутствует падение напряжения (рис. 25-62). В подобной мостовой схеме паразитные емкости не оказывают влияния или могут быть нейтрализованы простыми средствами. Изменяя отношение витков, можно при относительно небольшом диапазоне изменения образцовых  $R$  и  $C$  получать широкие пределы измерений. Дифференциальные мосты применяются примерно до 250 Мгц; однако при работе на высокочастотном участке диапазона необходимо вводить поправки, обусловленные паразитными реактивными сопротивлениями.

**Индикатор согласования.** Помимо этих относительно сложных устройств для определения комплексных сопротивлений применяются значительно более простые устройства, с помощью которых определяется только отклонение исследуемого сопротивления  $Z_x$  от требуемой номинальной величины  $Z_r$ . Ими пользуются прежде всего при антенных измерениях для определения степени согласования или получающихся отражений. В зависимости от применяемых в различных странах норм на кабели номинальные значения полного сопротивления равны 50, 60, 75 ом (для несимметричных кабелей) или 240 и 300 ом (для симметричных кабелей).

На рис. 25-63 изображена схема прибора для определения согласования; при пользовании этим прибором применимо следующие

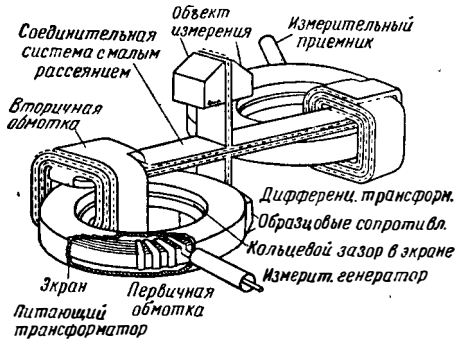


Рис. 25-62. Ультракотковолновый Дифференциальный мост.

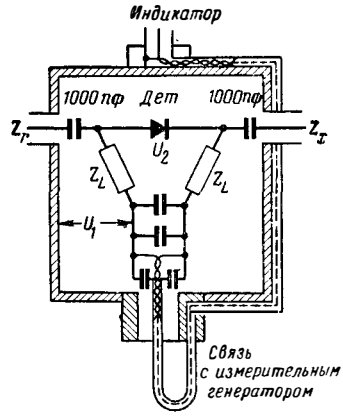


Рис. 25-63. Схема простого индикатора согласования.

уравнение в предположении, что используется высокоомный индикатор и что  $Z_r = Z_L$ :

$$U_2 = \frac{U_1}{2} \left| \frac{Z_x - Z_L}{Z_x + Z_L} \right| = \frac{U_1}{2} |\Gamma| = \frac{U_1}{2} m, \quad (25-30)$$

где  $\Gamma$  — коэффициент отражения (§ 4-20). Напряжение на мосте может быть проградуировано прямо в значениях к. б. в.  $m$  или к. с. в.  $k$ . Установка на индикаторе коэффициента отражения, равного 100%, производится путем регулирования напряжения питания при короткозамкнутом или разомкнутом мосте. Кроме того, мост дает возможность производить логонку полных сопротивлений  $Z_x$  под требуемое номинальное значение  $Z_r$ . Схема соответствующего симметричного устройства изображена на рис. 25-64. В практически выполненном устройстве напряжения  $U_2$  и  $U_3$  измеряются одним прибором.

При умеренных требованиях в отношении точности (примерно 10% вблизи от  $Z_L$ ) с подобными мостами можно еще работать на частотах порядка нескольких сотен мегагерц [Л. 89, 90].

**Линейные мосты.** Значительно выше чувствительность мостов, выполненных из элементов линий; эти мосты широко применяются для измерений методом сравнения на самых высоких частотах. Система, представляющая собой двойную линию ДЛ (рис. 25-65), возбуждается синфазно на своем короткозамкну-

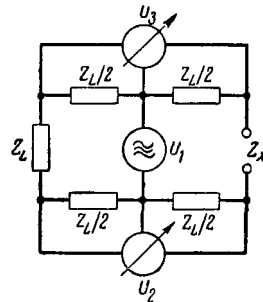


Рис. 25-64. Принципиальная схема симметричного индикатора согласования.



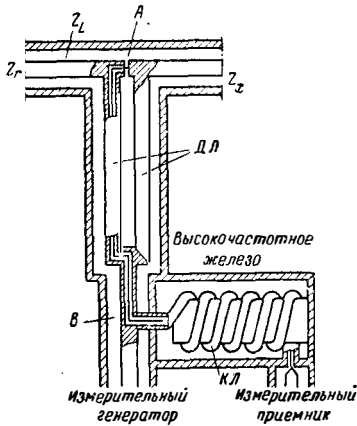


Рис. 25-65. Схема нуль-компаратора для дециметровых волн.

том конце измерительным генератором. Разомкнутые концы двойной линии переходят в два одинаковых отрезка коаксиальной линии, к которым присоединены измеряемый объект  $Z_x$  и опорное сопротивление  $Z_r$ . Всякое отклонение измеряемой величины  $Z_x$  от  $Z_r$  является источником несимметрии, в результате чего между проводниками двойной линии возникает разность напряжений; с помощью присоединенной в точке  $A$  вспомогательной коаксиальной линии это напряжение подводится к измерительному приемнику. Кабель  $КЛ$ , идущий к приемнику, выполнен в виде катушки, намотанной на сердечник из высокочастотного железа; сопротивление этого кабеля в точке  $B$  относительно велико в широком диапазоне частот и почти не нагружает измерительный генератор. Для получения наилучшей чувствительности моста длина двойной линии  $ДЛ$  должна быть равна  $n \frac{\lambda}{4}$  (где  $n=1, 3, 5, \dots$ ).

С помощью этого моста можно выполнять согласование полных сопротивлений любых величин независимо от волнового сопротивления  $Z_L$  выходных коаксиальных линий. Так же мало влияют кабельные разъемы, имеющие другое волновое сопротивление, и неоднородности с остаточным отражением, если только они на обеих сторонах одинаковы. Если имеются образцовые активные и реактивные сопротивления (для выбранного диапазона частот), то можно определять и абсолютные значения полных сопротивлений. Устройства подобного рода особенно пригодны для диапазона частот 300—3 000 Мгц и выше. Точность их в значительной степени зависит от симметричности выполнения.

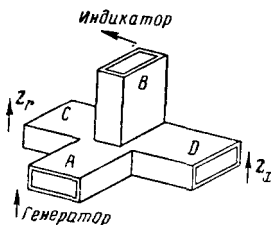


Рис. 25-66. Двойной Т-образный мост («мягческое Т») для прямоугольного волновода.

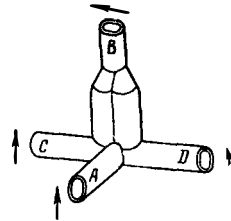


Рис. 25-67. Двойной Т-образный мост для круглого волновода.

**Двойной Т-образный мост.** В диапазонах частот, в которых используются волноводы, применяются двойные Т-образные мосты («м-агическое Т»), принцип работы которых (при значительном упрощении) может быть сравнен с принципом работы дифференциального трансформатора (рис. 25-66—25-68). Волна, поступающая в плечо  $A$ , разделяется на две волны с равными амплитудами и фазами, распространяющиеся вдоль плеч  $C$  и  $D$ ; в зависимости от нагрузок этих плеч волны в них поглощаются или в некоторой мере отражаются. Если оба коэффициента отражения равны по величине и по фазе, то при одинаковой длине плеч  $C$  и  $D$  потенциалы широких сторон плеча  $B$  одинаковы и в плечо  $B$  энергия не поступает. Если же  $Z_x \neq Z_r$ , то в плечо  $B$  проходит ток, пропорциональный разности потенциалов, и указывается находящимся в этом плече индикатором.

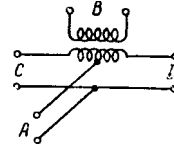


Рис. 25-68. Эквивалентная схема устройств, изображенных на рис. 25-66 и 25-67.

Двойной Т-образный мост может быть использован для быстрого и точного определения коэффициента отражения, а также полного сопротивления  $Z_x$ ; точность измерения последнего, правда, определяется точностью сопротивления  $Z_r$ , с которым производится сравнение. Так как при этом измерительная установка становится значительно дороже хорошей измерительной линии, то двойной Т-образный мост используется только в редких случаях. Что же касается контроля согласования и измерения коэффициента отражения, то в отношении точности и скорости измерения этих величин двойной Т-образный мост очень хорош. При высокой точности изготовления двойного Т-образного моста между плечами  $A$  и  $B$  может быть получена развязка выше 60 дБ.

**Мостоподобные нулевые методы.** На частотах порядка нескольких сотен мегагерц трудно получить не зависящие от частоты переменные и поддающиеся градуировке полные сопротивления для схем сравнения; поэтому получили развитие нулевые методы, подобные мостовым, при которых сравниваются не сами токи или напряжения плеч, а контрольные напряжения, пропорциональные амплитудам токов (или напряжений) в измеряемом

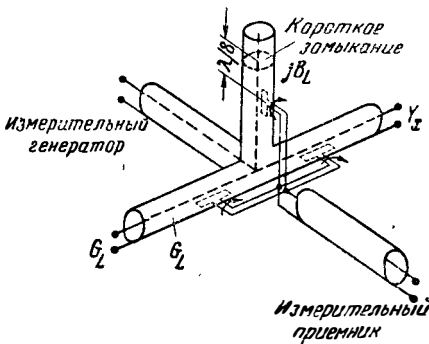


Рис. 25-69. Схема измерителя полной проводимости с градуированной связью по току.

объекте и имеющие ту же фазу, что и последние; эти напряжения сравниваются между собой или с регулируемыми образцовыми напряжениями, создаваемыми известными активными и реактивными токами.

**Градуированная связь по току.** На рис. 25-69 изображена схема измерителя проводимости, в котором токи коаксиальных линий пропорциональны нагружающим их проводимостям. Поэтому напряжения, наводимые во вращающихся катушках, соответствуют в одной из них измеряемой полной проводимости  $Y_x$ , в другой — известной активной проводимости  $G_L = \frac{1}{Z_x}$  и в третьей — реактивной проводимости  $B_L = \frac{1}{Z_L}$  (знак последней может быть по желанию сделан положительным или отрицательным путем поворота катушки на  $180^\circ$ ); при должной установке катушек эти напряжения взаимно компенсируются. После того как коэффициенты связи катушек, а также частотные характеристики наводимых напряжений выравнены, углы поворота катушек градуируются прямо в единицах активной и реактивной проводимости при различных положениях катушки связи с измеряемым объектом.

**Градуированная связь по току и напряжению.** На рис. 25-70 показано устройство, с помощью которого получают контрольные напряжения, пропорциональные току и напряжению в коаксиальной линии, нагруженной испытуемым полным сопротивлением  $Z_x$ . Оба элемента связи соединены навстречу таким образом, что при увеличении контрольного напряжения, создаваемого магнитным полем, уменьшается напряжение, вызываемое электрическим полем, и наоборот. Если устанавливать связь  $A$  при различных отношениях напряжения к току в главной линии так, чтобы оба контрольных напряжения были равны по величине, то можно проградуировать связь в единицах

полного сопротивления  $|Z_x| = \left| \frac{U}{I} \right|$ . Эта градуировка остается справедливой для частот, на которых частотные характеристики обоих элементов связи одинаковы. Для определения фазового угла между  $U$  и  $I$  оба одинаковых по величине контрольных напряжения подаются с разных сторон на однородную, согласо-

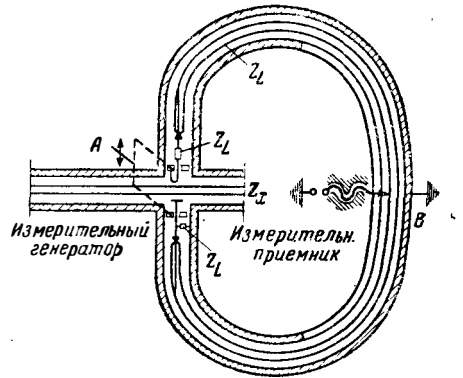


Рис. 25-70. Схема измерителя полного сопротивления с градуированной связью по току и напряжению.

ванную на обоих концах линию; в точке, где фазы их противоположны, они взаимно уничтожаются; таким образом, получение путем регулировок  $A$  и  $B$  нулевого показания индикатора позволяет определить величину и фазу исследуемого полного сопротивления. Градуировка точки минимума в угловых единицах, конечно, возможна только для одной частоты; поэтому для получения количественных результатов измерений приходится пользоваться поправочным коэффициентом, зависящим от частоты. Кроме того, результат измерения относится к плоскости поперечного сечения линии, в которой установлены элементы связи; его еще нужно транспонировать к выходу линии. Этот метод применяется в диапазоне частот от 5 до 500 Мгц и дает точность измерения порядка 2%.

## 25-23. РЕЗОНАНСНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Эти методы особенно пригодны для определения очень больших и очень малых полных сопротивлений, а также для измерения угла потерь и добротности.

**Метод вариации частоты.** По ширине резонансной кривой  $\Delta f$ , определенной на уровне 0,707 от показания индикатора при резонансе, находится добротность

$$Q = \frac{f}{\Delta f}, \quad (25-31)$$

которая (вплоть до сантиметровых волн) определяет свойства нагруженной или работающей холостую колебательной системы. Устройство, работающее по этому принципу, содержит элементы, необходимые для генерации колебаний, изменения частоты, индикации и связи с измеряемым объектом. Измеряемый объект должен быть поставлен в условия нормальной его работы, так как на частотах выше нескольких сотен мегагерц нельзя сделать однозначное заключение о свойствах системы, составные элементы которой были измерены в отдельности. Принимая это во внимание, элементы связи помещают в выносную голов-

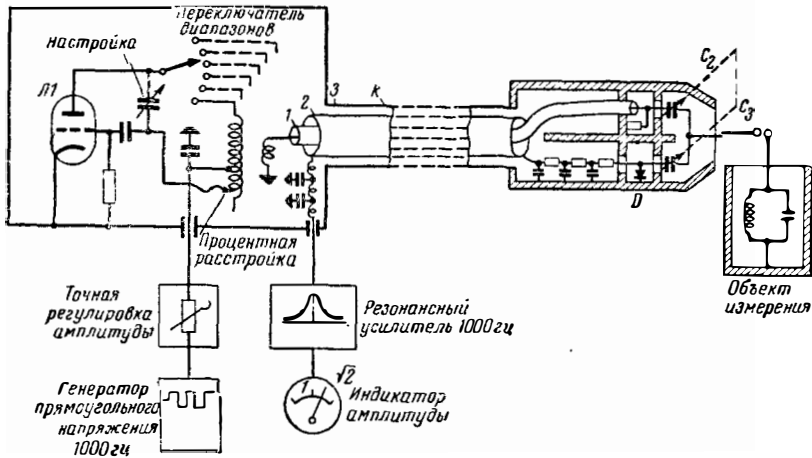


Рис. 25-71. Схема куметра.

ку, соединенную с измерительным устройством при помощи кабеля; такая конструкция дает возможность определять параметры как готовых контуров, так и вделанных в аппаратуру отдельных катушек и конденсаторов, соединяемых для образования колебательного контура.

На рис. 25-71 показана схема измерителя добротности (куметра) с прямым показанием добротности. Лампа 1 генерирует колебание в. ч., которое модулируется прямоугольной волной и по внутренней коаксиальной линии кабеля К и через конденсатор связи  $C_2$  подается на измеряемый объект. Часть напряжения, получающегося на последнем, подается через конденсатор  $C_3$  (спаренный с  $C_2$ ) на кристаллический детектор D, за которым включен фильтр нижних частот. Напряжение низкой частоты подается через обмотку 2 и еще один фильтр нижних частот к резонансному усилителю, настроенному на частоту 1000 гц, на выходе которого включен магнитоэлектрический прибор. Приемное устройство в целом, диод и усилитель градуированы по напряжению высокой частоты, равному 1 и  $\sqrt{2}$ . Для того чтобы получать прямой отсчет добротности во всем диапазоне частот генератора, частота, на которой производится измерение, устанавливается с помощью переменного конденсатора, а небольшая расстройка частоты осуществляется изменением индуктивности катушки. Такое разделение функций дает возможность получать определенное изменение частоты, не зависящее от установки переменного конденсатора. Резонансное сопротивление исследуемого объекта определяется на основе измерения Q по формуле

$$R_{\text{рез}} = \frac{Q}{\omega C}, \quad (25-32)$$

где C — общая емкость исследуемого контура. С помощью описанного устройства можно измерять добротности примерно от 10 до 1000 в диапазоне частот от 30 до 300 Мгц, но принцип измерения может быть применен во всем диапазоне от звуковых частот до сантиметровых волн.

В диапазоне дециметровых волн емкость выносной головки в несколько пикофарад уже неприемлема, так как она несколько изменяет резонансную частоту исследуемой колебательной системы. В этом случае лучше пользоваться коаксиальным резонатором (рис. 25-72), настроенным на частоту, на которой ведется измерение, и снабженным устройствами связи на входе и выходе; с этим резонатором связывается исследуемый объект (также настроенный на резонансную частоту). После того как с помощью поршня произведена грубая настройка на требуемую частоту, снимают резонансную кривую, производя небольшую расстройку генератора; резонансное сопротивление определяется по формуле

$$R_{\text{рез}} = \frac{Z_L}{\text{tg} \frac{\pi \Delta f}{4f_0}} \quad (25-33)$$

Если  $\Delta f \ll f_0$ , то формула упрощается и принимает вид:

$$R_{\text{рез}} = \frac{4Z_L f_0}{\pi \Delta f}, \quad (25-34)$$

где  $\Delta f$  — полоса пропускания резонансной системы, определенная по точкам  $\frac{1}{\sqrt{2}} U_{\text{рез}}$ . Предполагается, конечно, что влиянием реактивного сопротивления, подключенного параллельно  $R_{\text{рез}}$ , можно пренебречь.

Активные сопротивления  $R \ll Z_L$  определяются по формуле

$$R = Z_L \text{tg} \frac{\pi \Delta f}{4f_0} \approx Z_L \frac{\pi \Delta f}{4f_0}. \quad (25-35)$$

При этом измерении реактивное сопротивление, включенное последовательно с R (например, собственная индуктивность), должно быть пренебрежимо мало.

**Метод вариации длины.** Иногда вместо вариации частоты производят вариацию длины колебательной системы, выполненной из отрезка линии и настраиваемой короткозамы-

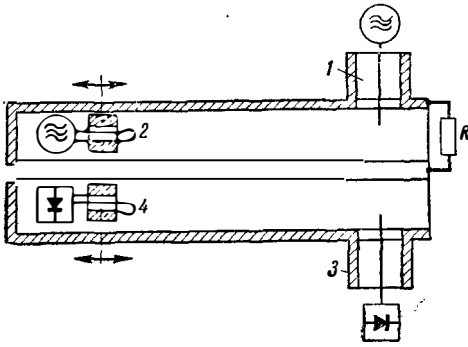


Рис. 25-72. К определению активных сопротивлений  $Z_L < R < Z_L$ .

кающим поршнем так, что проходит точка резонанса. Возбуждение подобной системы можно производить различным образом, как это видно из рис. 25-72. Возможные комбинации: 1, 4 или 2, 3 или 1, 3 или 2, 4, причем емкостные элементы связи 1 и 3 могут быть заменены индуктивными; расчетные формулы при этом не изменяются.

Если нагрузка имеет почти чисто активный характер (влиянием параллельно включенного реактивного сопротивления можно пренебречь), то для комбинаций 1, 4 и 2, 3

$$R_{\text{рез}} = \frac{Z_L \sqrt{1 + \sin^2 \frac{\pi \Delta l}{\lambda}}}{\sin \frac{\pi \Delta l}{\lambda}}, \quad (25-36)$$

а для комбинаций 1, 3 и 2, 4

$$R_{\text{рез}} = \frac{Z_L}{\text{tg} \frac{\pi \Delta l}{\lambda}}, \quad (25-37)$$

где  $Z_L$  — волновое сопротивление линии;  $\Delta l$  — длина перемещения поршня между точками, в которых напряжение равно  $\frac{U_{\text{рез}}}{\sqrt{2}}$ . Если  $\Delta l \ll \lambda$ , то оба выражения принимают вид:

$$R_{\text{рез}} = \frac{Z_L \lambda}{\pi \Delta l}. \quad (25-38)$$

Сопротивления  $R < Z_L$  в случае комбинаций 1, 4 или 2, 3 определяются из выражения

$$R = Z_L \sin \frac{\pi \Delta l}{\lambda}, \quad (25-39)$$

а в случае комбинаций 1, 3 или 2, 4 из выражения

$$R = Z_L \text{tg} \frac{\pi \Delta l}{\lambda}. \quad (25-40)$$

При  $\Delta l \ll \lambda$  эти выражения соответственно упрощаются.

Определив резонанс системы с распределенными постоянными при холостом ходе или при

коротком замыкании, легко найти ее добротность

$$Q = \frac{l}{\Delta l}, \quad (25-41)$$

где  $l$  — длина линии, т. е.  $\frac{\lambda}{4}$ ,  $\frac{3}{4}\lambda$ ,  $\frac{5}{4}\lambda$ , ... или  $\frac{\lambda}{2}$ ,  $\lambda$ ,  $\frac{3}{2}\lambda$ , ... По величине  $Q$  находят затухание линии

$$\alpha = \frac{\pi}{Q\lambda}. \quad (25-42)$$

В тех случаях, когда затухание линии оказывает заметное влияние на величину сопротивления или когда нельзя пренебречь влиянием реактивной нагрузки, рекомендуется пользоваться описываемым в § 25-24 методом определения отражения.

**Метод вариации емкости.** Метод вариации емкости также можно применять на частотах до очень высоких, при контурах с сосредоточенными и с распределенными параметрами, если только используемый переменный конденсатор не имеет индуктивности.

При пользовании этим методом добротность определяется формулой

$$Q = 2 \frac{C}{\Delta C}, \quad (25-43)$$

а резонансное сопротивление — формулой

$$R_{\text{рез}} = \frac{Q}{\omega} = \frac{2}{\omega \Delta C}, \quad (25-44)$$

где  $\Delta C$  — разность значений емкости, соответствующих точкам резонансной кривой, лежащим на уровне  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ .

**Метод сравнения резонансных напряжений.** Метод сравнения резонансных напряжений, применяемый на более низких частотах, можно при соответствующем выполнении измерительной аппаратуры применять и на частотах, значительно превышающих 1 000 Мгц. Практически проверенное устройство показано на рис. 25-73. Коаксиальный резонатор, т. е. четвертьволновый отрезок коаксиальной линии с низким волновым сопротивлением (примерно 20 ом), соединен с генератором через коаксиальную линию длиной  $\frac{\lambda}{2}$  (волновое сопротивление порядка 75 ом) и волноводный аттенуатор. Обратное действие резонатора на генератор невелико. Напряжение, поступающее с делителя на высокоомный конец резонатора, при холостом ходе равно  $U_L$ . К другому, низкоомному концу резонатора присоединяется измеряемый объект, параллельно которому включен переменный конденсатор, смонтированный в резонатор. Ламповый вольтметр измеряет напряжение  $U$  на конце резонатора при наличии измеряемого объекта, а затем в его отсутствие; при этом каждый раз с помощью переменной емкости производится настройка в резонанс.

Проводимость  $G$  на конце резонатора пропорциональна отношению  $\frac{U_L}{U}$ ; поэтому если

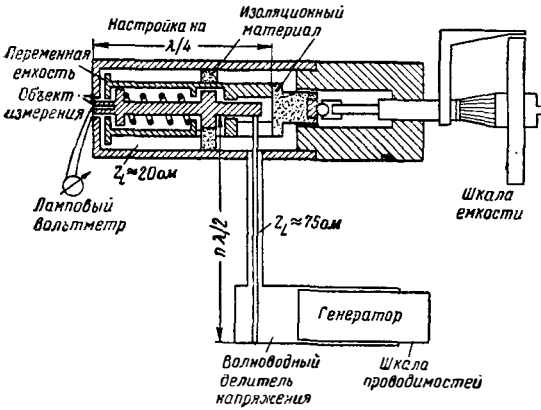


Рис. 25-73. Измеритель полного сопротивления методом сравнения резонансных напряжений на дециметровых волнах.

собственная активная проводимость  $G_0$  резонатора без измеряемого объекта известна, то активную проводимость  $G_m$  резонатора с измеряемым объектом можно найти из равенства

$$\frac{G_0}{G_m} = \frac{U_{L0}}{U_0} \cdot \frac{U_m}{U_{Lm}} = \frac{U_{L0}}{U_{Lm}} \cdot \frac{U_m}{U_0} \quad (25-45)$$

В таком случае

$$G = G_m - G_0 \quad (25-46)$$

Собственную активную проводимость  $G_0$  можно определить методом вариации емкости в соответствии с уравнением (25-44). На величину  $G_0$  оказывает влияние как затухание линии, так и полная проводимость диода.

Градуировка волноводного аттенюатора значительно точнее и стабильнее во времени, чем градуировка лампового вольтметра; поэтому последний используется только для установки напряжения  $U_0$  равным  $U_m$ , а отношение  $\frac{U_{L0}}{U_{Lm}}$

определяется по изменению длины волноводного аттенюатора. Реактивная составляющая проводимости получается непосредственно по разности емкостей, соответствующих двум настройкам в резонанс. Переменная емкость образуется между торцовыми поверхностями проводников резонатора. Диапазон измеряемых величин этого устройства от нескольких ом до нескольких десятков тысяч ом, а по емкости — примерно  $\pm 10$  пф при точности измерения порядка 2%. Диапазон частот от 200 до 1000 Мгц и даже выше.

**Метод замещения.** Описанный в § 25-21 резонансный метод с замещением может применяться на частотах в сотни мегагерц при соответствующей конструкции контура.

### 25-24. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ЛИНИЙ

В основе всех методов определения полных сопротивлений с помощью измерительных линий лежит соотношение (4-82)

$$\bar{\Gamma} = \Gamma e^{j\varphi_2} = \frac{Z_x - Z_L}{Z_x + Z_L} \quad (25-47)$$

причем волновое сопротивление играет роль нормирования для нормирования. Пересчет измеренного коэффициента отражения в сопротивление или проводимость можно производить аналитическим путем или графически с помощью диаграммы, приведенной на рис. 4-73.

**Измерительная линия со щелью.** Самый старый способ определения комплексного коэффициента отражения на очень высоких частотах состоит в том, что с помощью подвижного зонда исследуется распределение напряжения или тока в однородной линии; волновое сопротивление линии равно  $Z_L$ ; вдоль линии прорезана узкая щель для зонда (рис. 25-74). Результат наложения падающей волны (A) на волну (B), отраженную от измеряемого объекта, однозначно определяется отношением  $m =$

$$= \frac{U_{\text{мин}}}{U_{\text{макс}}} \quad [\text{уравнение (4-102), коэффициент бегущей волны напряжения}] \text{ или } k = -\frac{U_{\text{макс}}}{U_{\text{мин}}} \quad [\text{уравнение (4-102a), коэффициент стоячей волны напряжения}]$$

и расстоянием  $l'$  первого узла напряжения (тока) от конца линии (рис. 4-60). Зная эти величины, можно определить комплексный коэффициент отражения, а тем самым абсолютную величину и фазу или активную и реактивную составляющие исследуемого полного сопротивления.

Согласно § 4-20

$$\Gamma = \frac{1 - m}{1 + m} = \frac{k - 1}{k + 1} \quad (25-48)$$

$$\Delta m = 1 - m = \frac{k - 1}{k} = \frac{Z_L - R_{\text{мин}}}{Z_L} = \frac{R_{\text{макс}} - Z_L}{R_{\text{макс}}} \quad (25-49)$$

Если рассогласование  $\Delta m < 0,2$ , то приближенно

$$\Delta m \approx 2\Gamma \quad (25-50)$$

Для точки минимума напряжения, где полное сопротивление линии активно и проходит через минимальное значение  $R_{\text{мин}}$ , из уравнения (25-47) получается:

$$\bar{\Gamma} = \bar{\Gamma}_m = \Gamma e^{j\pi} \quad (25-51)$$

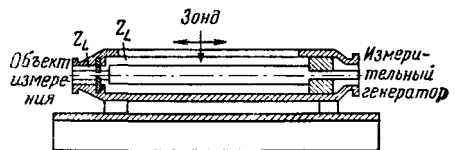


Рис. 25-74. Схема измерительной линии.

Для конца линии при отнесении к точке минимума

$$\bar{\Gamma} = -\Gamma e^{2\gamma l_{\text{мин}}} = -\frac{1-m}{1+m} e^{2\gamma l_{\text{мин}}}; \quad (25-52)$$

$$\frac{Z_x}{Z_L} = \frac{m - \text{th } \gamma l_{\text{мин}}}{1 - m \text{th } \gamma l_{\text{мин}}} = \frac{1 - k \text{th } \gamma l_{\text{мин}}}{k - \text{th } \gamma l_{\text{мин}}}; \quad (25-53)$$

(см. также § 4-20 и 4-25).

Из уравнения (4-151) получаются (при предположении, что затухание линии  $\alpha l_{\text{мин}} < 0,15$ ) следующие выражения для активной и реактивной составляющих полного сопротивления, нагружающего линию, при отнесении к волновому сопротивлению  $Z_L$ :

$$\frac{Z_x}{Z_L} = \frac{R}{Z_L} + j \frac{X}{Z_L} = \left| \frac{Z_x}{Z_L} \right| e^{j\zeta}; \quad (25-54)$$

активная составляющая

$$\frac{R}{Z_L} = \frac{(m - \alpha l_{\text{мин}})(1 + \text{tg}^2 \beta l_{\text{мин}})}{1 + (m - \alpha l_{\text{мин}})^2 \text{tg}^2 \beta l_{\text{мин}}}; \quad (25-55)$$

реактивная составляющая

$$\frac{X}{Z_L} = -\text{tg } \beta l_{\text{мин}} \frac{1 - (m - \alpha l_{\text{мин}})^2}{1 + (m - \alpha l_{\text{мин}})^2 \text{tg}^2 \beta l_{\text{мин}}}; \quad (25-56)$$

абсолютная величина

$$\left| \frac{Z_x}{Z_L} \right| = \sqrt{\frac{(m - \alpha l_{\text{мин}})^2 + \text{tg}^2 \beta l_{\text{мин}}}{1 + (m - \alpha l_{\text{мин}})^2 \text{tg}^2 \beta l_{\text{мин}}}}; \quad (25-57)$$

фаза

$$\text{tg } \zeta = -\text{tg } \beta l_{\text{мин}} \frac{1 - (m - \alpha l_{\text{мин}})^2}{(m - \alpha l_{\text{мин}})(1 + \text{tg}^2 \beta l_{\text{мин}})}. \quad (25-58)$$

Если собственное затухание  $\alpha l_{\text{мин}}$  линии пренебрежимо мало по сравнению с  $m$ , то формулы соответственно упрощаются.

Нормированная проводимость

$$\frac{Y_x}{G_L} = \frac{Z_L}{Z_x} = \left| \frac{Y_x}{G_L} \right| e^{j\nu} = \frac{G}{G_L} + j \frac{B}{G_L} \quad (25-59)$$

имеет активную составляющую

$$\frac{G}{G_L} = \frac{(m - \alpha l_{\text{мин}})(1 + \text{tg}^2 \beta l_{\text{мин}})}{(m - \alpha l_{\text{мин}})^2 + \text{tg}^2 \beta l_{\text{мин}}}; \quad (25-60)$$

реактивную составляющую

$$\frac{B}{G_L} = \text{tg } \beta l_{\text{мин}} \frac{1 - (m - \alpha l_{\text{мин}})^2}{(m - \alpha l_{\text{мин}})^2 + \text{tg}^2 \beta l_{\text{мин}}}; \quad (25-61)$$

абсолютную величину

$$\left| \frac{Y_x}{G_L} \right| = \sqrt{\frac{1 + (m - \alpha l_{\text{мин}})^2 \text{tg}^2 \beta l_{\text{мин}}}{(m - \alpha l_{\text{мин}})^2 + \text{tg}^2 \beta l_{\text{мин}}}} \quad (25-62)$$

и фазу

$$\text{tg } \nu = -\text{tg } \zeta. \quad (25-63)$$

**Определение  $m$  и  $k$ .** Определение этих величин чаще всего производится следующими методами.

Отношения

$$m = \frac{U_{\text{мин}}}{U_{\text{макс}}}; \quad k = \frac{U_{\text{макс}}}{U_{\text{мин}}} \quad (25-64)$$

можно определить по градуировочной кривой детектора резонансного зонда или (при использовании измерительного приемника) с помощью аттенюатора в усилителе-промежуточной частоты измерительного приемника.

Форма кривой распределения напряжения зависит от  $m$  (и  $k$ ). Эта зависимость особенно резко выражена в области минимума напряжения. По „ширине узла“  $\Delta x$ , измеренной между точками, в которых напряжение превышает минимальную его величину в  $\sqrt{2}$  раз, можно определить  $m$ :

$$m = \frac{\sin \frac{\pi \Delta x}{\lambda}}{\sqrt{1 + \sin^2 \frac{\pi \Delta x}{\lambda}}}. \quad (25-65)$$

Если  $\Delta x < \frac{\lambda}{30}$ , то с ошибкой меньше 1%

$$m = \frac{\pi \Delta x}{\lambda}. \quad (25-66)$$

При малом значении  $m$  сильная связь с зондом не опасна, так как работа все время происходит вблизи минимума амплитуды.

Измерения по этому методу рекомендуется производить лишь при  $m < 0,5$ .

По смещению поршня  $\Delta x$ , необходимому для уменьшения напряжения на зонде в  $\sqrt{2}$  раз по сравнению с напряжением при резонансе, можно в зависимости от вида связи определить  $m$ , пользуясь следующими выражениями:

для случая комбинаций 1, 4 или 2, 3

$$m = \frac{\sin \frac{\pi \Delta x}{\lambda}}{\sqrt{1 + \sin^2 \frac{\pi \Delta x}{\lambda}}}; \quad (25-67)$$

для случая комбинаций 1, 3 или 2, 4

$$m = \text{tg } \frac{\pi \Delta x}{\lambda}. \quad (25-68)$$

Полученные значения  $m$  зависят от тепловых потерь в линии, а также от дополнительного затухания, вносимого связями с генератором и индикатором. Если обе связи очень слабы и собственное затухание  $\alpha l_{\text{мин}}$  определено дополнительным измерением в режиме холостого хода или короткого замыкания [уравнение (25-42)], то указанные дополнительные влияния могут быть учтены.

**Метод смещения узла.** При передаче энергии вдоль линии, составленной из отрезков и имеющей разъемы, часто возникает задача устранения неоднородностей, создавае-

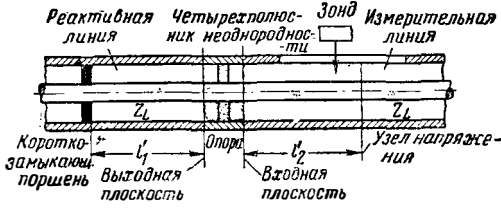


Рис. 25-75. К определению смещения узла.

ных изменением поперечного сечения линии или изменением диэлектрической проницаемости. Поведение подобных вносящих неоднородностей четырехполюсников (как на низких, так и на самых высоких частотах) можно выяснить, рассмотрев зависимость их полных сопротивлений от нагрузки. Особенно изящный способ определения величины отклонения волнового сопротивления представляет собой метод смещения узла.

При этом методе измерения исследуемый четырехполюсник (например, опора в виде шайбы из диэлектрика, рис. 25-75) включается между измерительной линией и «реактивной линией», представляющей собой отрезок линии с подвижным короткозамыкающим поршнем; обе линии имеют одинаковое волновое сопротивление  $Z_L$ . Если бы исследуемый четырехполюсник был однороден и имел такое же волновое сопротивление  $Z_L$ , то всякое смещение короткозамыкающего поршня точно воспроизводилось бы в виде соответствующего смещения узла напряжения в измерительной линии. Смещение узла  $\Delta l$  определяется выражением

$$\Delta l = \frac{\lambda}{2} - (l'_1 + l'_2) \quad (25-69)$$

При всякого рода неоднородностях в линии зависимость  $\Delta l$  от  $l'_1$  имеет характерный вид, показанный на рис. 25-76. Относительное отклонение волнового сопротивления четырехполюсника от  $Z_L$  при этом приближенно равно:

$$\frac{\Delta Z}{Z_L} = 2\pi \frac{\Delta l_{\max} - \Delta l_{\min}}{\lambda} \quad (25-70)$$

Этим методом можно определять очень малые отражения с хорошей точностью; он широко применяется при разработке элементов линий.

Описанные выше резонансные методы и

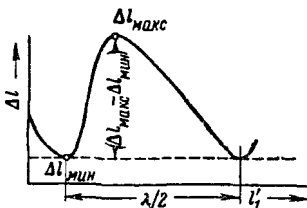


Рис. 25-76. Типичная кривая смещения узла.

методы с определением отражения применимы до самых высоких частот. В случае волноводов оперируют нормированными сопротивлениями (§ 5-21).

При практическом выполнении измерений необходимо следить за тем, чтобы в линии были только стабильные типы волн (§ 5-20). В случае измерения объекта, имеющего неоднородность, следует зонд удалять от неоднородности на расстояние, равное по крайней мере одной длине волны; тогда возбуждаемые неоднородностью поля высших порядков можно считать достаточно ослабленными.

Вместо настраиваемых зондов с кристаллическими детекторами на самых высоких частотах с успехом применяют аperiodические зондовые головки со следующим за ними измерительным приемником; преимущества заключаются в том, что скользящий контакт между зондовой головкой и внешним проводником линии оказывает меньшее влияние, устройство более чувствительно, чем гальванометр, и механические сотрясения меньше влияют на работу устройства. Специально для этой цели изготавливаемые приемники позволяют, используя калиброванный аттенуатор в усилителе промежуточной частоты, очень просто производить сравнение амплитуд  $U_{\min}$  и  $U_{\max}$  (в пределах свыше 60 дб).

Главными критериями качества измерительной линии являются: абсолютная однородность волнового сопротивления, отсутствие отражений от опоры внутреннего проводника линии на стороне измеряемого объекта; перемещение зонда должно происходить точно параллельно внутреннему проводнику линии; скользящий контакт между зондом и линией должен быть выполнен безукоризненно.

**Измерительная линия без щели.** С помощью бесщелевой коаксиальной линии можно определять параметры объектов, имеющих большое затухание, если использовать комбинацию связей 2, 3 или 1, 4 (рис. 25-72). Преимущество такой линии по сравнению с щелевой состоит в том, что отсутствуют неоднородности поля, создаваемые щелью, скользящим контактом зонда и отражением от опор. Особое внимание следует обращать на подвижный поршень, контактные пружины которого целесообразно выполнять из более мягкого материала, чем поверхность линии. Так как один из основных элементов устройства — линия или поршень — должен перемещаться, то измерительный генератор лучше связывать с неподвижным элементом связи, а диодный индикатор — с подвижным. В случае применения измерительного приемника лучше, чтобы смесительная головка и генератор перемещались с подвижной частью, так как колебания емкости, обусловленные прогибом кабеля, могут при очень высоких частотах оказать влияние на показания индикатора. Обе связи должны быть переменными. При малой длине внутреннего проводника линии опорная шайба может отсутствовать; при этом паразитные отражения могут быть уменьшены до величины порядка  $\%$ .

При исследовании почти вполне согласованных объектов результат измерений полу-

чается из наблюдений напряжения на измерительном приемнике, периодически изменяющегося при перемещении поршня; отношение экстремальных значений этого напряжения идентично значению  $m$  или  $k$ . Расстоянию минимума напряжения от конца щелевой линии соответствует в данном случае расстояние между поршнем и измеряемым объектом, при котором получается максимум амплитуды напряжения.

Полное сопротивление или полную проводимость измеряемого объекта определяют по формулам (25-55)—(26-63). В случае высокоомных или низкоомных объектов линия настраивается на  $n \frac{\lambda}{4}$  или  $n \frac{\lambda}{2}$  и  $m$  или  $k$

определяются по уравнению (25-67). Собственная добротность линии на частотах выше 3 000 Мгц имеет величину порядка 1 500; поэтому подобное измерительное устройство особенно пригодно для исследования материалов на очень высоких частотах.

**Кольцевая измерительная линия.** Для быстрого определения степени согласования коаксиальным и волноводным измерительным линиям придают кольцевую форму; подвижный зонд, центр вращения которого совпадает с центром кольцевой линии, обегает последнюю, и получающееся на зонде напряжение подается на электронный осциллограф, развертка которого синхронизирована с частотой вращения зонда. Преимуществом этого метода является его наглядность.

**Сжимная измерительная линия (фазосдвигающая линия).** В технике волноводных измерений применяется разновидность щелевой измерительной линии, у которой зонд и измеряемый объект неподвижны, а изменяется фазовая скорость распространения волн в отрезке линии, соединяющем их. В случае прямоугольного волновода это до-

стигается путем сжатия (на несколько десятых долей миллиметра) отрезка волновода (длина которого превышает примерно десять длин волны) в направлении, перпендикулярном щелям, прорезанным вдоль центральных линий широких стенок; в круглых волноводах это достигается поворотом полистироловой пластинки вокруг оси волновода.

Эти устройства дают возможность определять только коэффициент стоячей волны.

**Автоматическое измерение полного сопротивления методом нескольких зондов.**

Вдоль однородной щелевой измерительной линии (рис. 25-77) на расстоянии  $\frac{\lambda}{8}$  друг от друга установлены четыре зонда; ближайший к измеряемому объекту зонд установлен также на расстоянии  $\frac{\lambda}{8}$  от объекта. Наводимые в зонах напряжения подаются на квадратичные детекторы и усиливаются отдельными усилителями; затем эти напряжения подаются на четыре отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки. Отклонения электронного луча пропорциональны разности напряжений зондов 1, 3 и 2, 4; эти напряжения в отдельности определяются из уравнения

$$|U_x|^2 = \frac{U_0^2 |1 + z^* e^{-j2\beta x}|^2}{1 - 2\Gamma\Gamma_i \cos(\varphi + \varphi_i - 2\beta L) + \Gamma^2\Gamma_i^2} \quad (25-71)$$

Горизонтальное отклонение луча определяется напряжением

$$U_{гор} = 4k_1 U_0^2 \Gamma \cos \varphi, \quad (25-72)$$

а вертикальное отклонение

$$U_{вер} = 4k_2 U_0^2 \Gamma \sin \varphi. \quad (25-73)$$

Результирующее отклоняющее напряжение

$$U = 4k_3 U_0^2 \Gamma. \quad (25-74)$$

Напряжение  $U_0$ , поступающее в линию, определяет (так же как и коэффициент усиления усилителей) амплитуду отклонения, которая градуируется при помощи реактивной линии и (отрезок коаксиальной линии с подвижным короткозамыкающим поршнем) и путем регу-

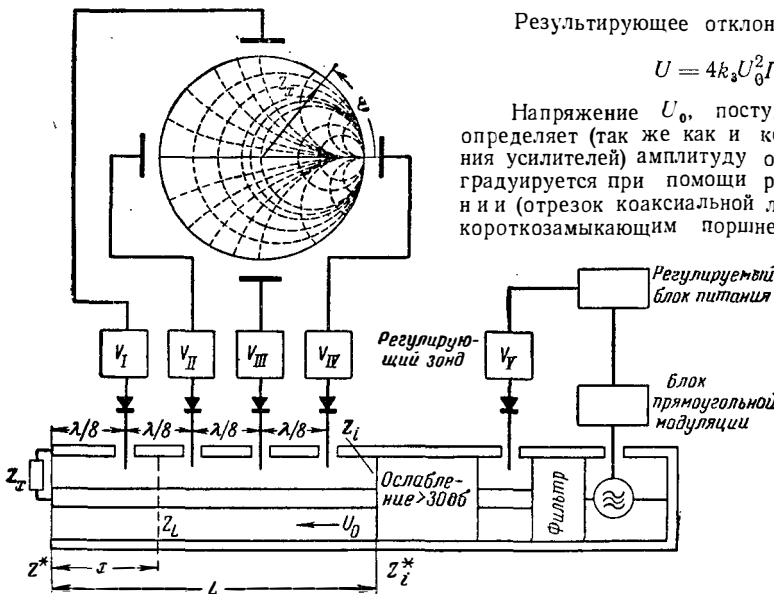


Рис. 25-77. Блок-схема измерителя полных сопротивлений и проводимостей с показом результата на круговой диаграмме.



лировки усилителей так, чтобы луч падал на точки соответствующих сопротивлений круговой диаграммы коэффициента отражения (рис. 4-73). Эта однажды правильно установленная амплитуда поддерживается затем с помощью регулирующего зонда неизменной на всех частотах. При изменении частоты все четыре зонда должны быть перемещены так, чтобы удовлетворялось условие  $\frac{\lambda}{8}$ . Конечно,

условием правильной работы устройства является независимость амплитуды колебаний высокой частоты  $U_0$  от  $Z_L'$ ; этого добиваются точным согласованием сопротивления источника  $Z_i$  с измерительной линией. Описанное устройство осуществлено на дециметровых и коротких волнах (искусственная линия) и дало точность измерения порядка 5%.

### 25-25. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ НАПРАВЛЕННЫХ ОТВЕТВИТЕЛЕЙ

Под направленными ответвителями понимают устройства, которые дают возможность извлекать из линии передачи контрольные напряжения, пропорциональные (в зависимости от расположения устройства) напряжению или падающей, или отраженной волны в линии передачи. Из сравнения этих двух контрольных напряжений непосредственно получается коэффициент отражения. Важным параметром направленного ответвителя является коэффициент направленности, т. е. отношение напряжений (или мощностей) волны, распространяющихся после ответвления в противоположных направлениях, если основная линия передачи нагружена на полностью согласованную нагрузку (т. е. если в основной линии имеет место только бегущая волна). Этот коэффициент выражается в децибелах и характеризует величину наименьшего коэффициента отражения, который еще может быть измерен с достоверностью. Вторым параметром направленного ответвителя является переходное затухание, т. е. отношение мощностей в основной линии и в ответвителе. Переходное затухание позволяет определять величину контрольного напряжения.

Из многих известных вариантов направленных ответвителей наибольший инте-

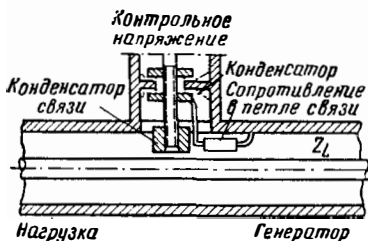


Рис. 25-78. Направленный ответвитель со связью петлей и зондом.

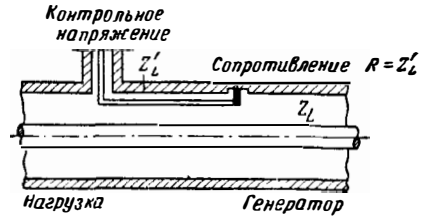


Рис. 25-79. Направленный ответвитель со связью отрезком линии.

рес представляют широкополосные устройства. На рис. 25-78 изображена схема направленного ответвителя со связью петлей и зондом. Контрольное напряжение ответвителя, создаваемое индуктивной и емкостной связью с основной линией передачи, зависит от тока и напряжения в линии; связь подбирается по величине и по фазе так, чтобы контрольное напряжение было равно нулю, если основная линия передачи нагружена сопротивлением, равным  $Z_L$ . Значительные коэффициенты направленности (порядка 40 дБ) можно получить только в ограниченной полосе частот, коэффициенты направленности  $< 30$  дБ — в диапазоне нескольких октав. Переходное затухание подобного устройства в пределах рабочего диапазона частот почти не зависит от частоты. Элементы связи должны быть малы по сравнению с длиной волны.

На рис. 25-79 изображена схема направленного ответвителя, элемент связи которого представляет собой отрезок однородной линии; такой ответвитель работает в диапазоне частот, охватывающем 7 октав, при коэффициенте направленности  $> 50$  дБ и оптимальном переходном затухании порядка 25 дБ. Контрольное напряжение пропорционально частоте, если длина системы  $< \frac{\lambda}{8}$ , и равно нулю при  $l = n \frac{\lambda}{2}$ .

Коэффициент направленности не зависит от длины провода. Верхняя частотная граница — около 3 000 Мгц.

На рис. 25-80 изображена схема широкополосного волноводного направленного ответвителя, образованного двумя отрезками волновода, связанными щелью; коэффициент направленности этого ответвителя около 40 дБ, переходное затухание — порядка 25 дБ.

**Рефлектометр.** Рефлектометром называется устройство, состоящее из двух направ-

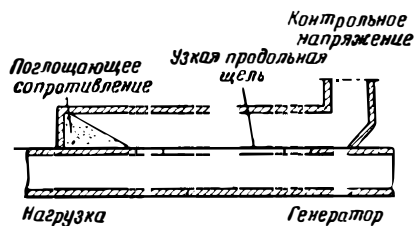


Рис. 25-80. Разрез широкополосного волноводного направленного ответвителя со щелью.

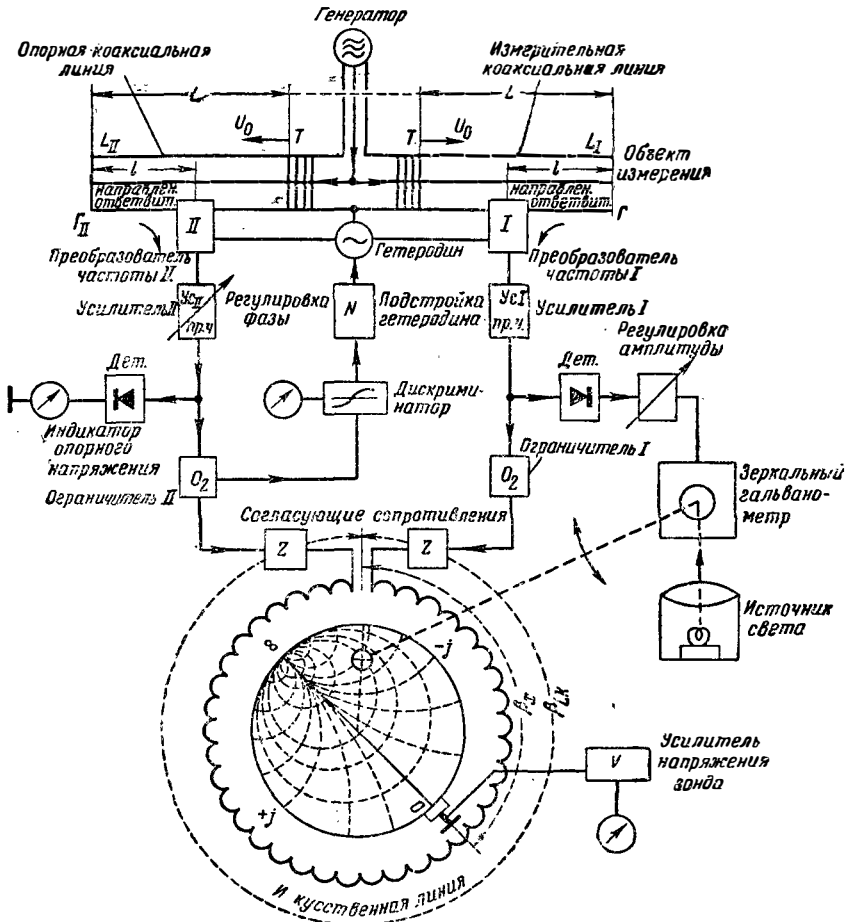


Рис. 25-31. Блок-схема автоматического измерителя полного сопротивления и проводимости четырехполюсников с показом комплексного коэффициента отражения на круговой диаграмме.

ленных ответвителей, из которых один реагирует только на падающую волну напряжения  $U_v$  в основной линии передачи, а другой—только на отраженную волну  $U_r$  в этой линии. С помощью высокочастотного переключателя к приемнику поочередно подаются напряжения  $|U_v|$ ,  $|U_r|$  и  $|U_v + U_r|$ ; отношение  $\frac{|U_r|}{|U_v|}$  определяет величину коэффициента отражения, а отношение  $\frac{|U_v + U_r|}{|U_v|}$  определяет отнесенную к  $|U_v|$  амплитуду  $(1 + \Gamma)$  стоячей волны. Обе эти величины могут быть представлены окружностями на диаграмме рис. 4-73, причем одна из точек пересечения определит искомое полное сопротивление. Правильная точка пересечения определяется путем пробного присоединения добавочного реактивного сопротивления (например, емкости) и наблюдения за напряжениями. Собственная ошибка подобного рефлектометра при определении коэффициента

отражения (при направленных ответвителях типа, показанного на рис. 25-79) имеет величину порядка 2%, так что коэффициенты отражения порядка 1% могут быть измерены с точностью 20%. Эта точность значительно превышает точность, получаемую с измерительной линией. Однако точность определения полных сопротивлений с помощью рефлектометра составляет только 5—10% при малом угле пересечения обеих окружностей.

**Индикатор согласования.** Напряжения, получаемые на выходе направленных ответвителей, можно выпрямить с помощью кристаллических диодов и полученные после выпрямления токи подвести к магнитоэлектрическому прибору. При малых напряжениях характеристики диодов можно считать квадратичными; поэтому точность измерения не превышает 5%, что, однако, достаточно в большинстве случаев эксплуатации и контроля режима аппаратуры.

**Автоматическое измерение полных сопротивлений с помощью направленных ответвителей.** Тенденция развития современной измерительной техники такова, чтобы измерения,

производящиеся вручную, а также связанные с ними расчеты и графические построения заменить полуавтоматическими или полностью автоматическими устройствами, показывающими результат измерения прямо на соответствующей диаграмме, например на диаграмме рис. 4-73. В данном случае речь идет об измерении комплексного коэффициента отражения и о визуальном наблюдении соответствующей полярной диаграммы. В качестве примера подобных устройств с применением направленных ответвителей ниже приведена схема, которая в значительной мере удовлетворяет требованиям, предъявляемым к автоматическим измерительным устройствам, и которая практически себя оправдала.

Две одинаковые коаксиальные линии (рис. 25-81), из которых одна является опорной, а другая — измерительной линией, возбуждаются с одинаковой амплитудой и фазой генератором *Ген* через два аттенюатора *T*. Направленные ответвители выделяют напряжения, отраженные от концов обеих линий, из которых одно пропорционально искомому коэффициенту отражения  $\Gamma$  от измеряемого объекта, а другое — известному коэффициенту отражения, получаемому при коротком замыкании конца опорной линии ( $\Gamma = -1$ ). На выходе направленных ответвителей эти напряжения преобразуются в промежуточную частоту 10 *Мгц* и усиливаются; после этого их амплитуды сравниваются, для чего магнитоэлектрический прибор устанавливают на показание, соответствующее опорной амплитуде сигнала, а отклонения зеркального гальванометра, соответствующие амплитуде сигнала, поступающего из измерительной линии, проектируют на полярную диаграмму. Измерение разности фаз полученных напряжений производится по-

средством искусственной линии после ограничения амплитуд этих напряжений с помощью двух ограничителей. Поступающие с обеих сторон согласованной искусственной линии равные по амплитуде напряжения взаимно уничтожаются в тех точках, где фазы их противоположны. Фазовому углу полярной диаграммы в  $360^\circ$  соответствуют  $180^\circ$  эл. град искусственной линии; искусственная линия окружает диаграмму, а получающийся на линии минимум находится с помощью зонда, связанного с вращающейся диаграммой.

Схема дает также возможность исключить влияние поворота фазы, обусловленного кабелем, включенным между измеряемым объектом и измерительным устройством; это достигается путем удлинения опорной коаксиальной линии кабелем такой же длины и с таким же волновым сопротивлением. Можно также получить в увеличенном масштабе часть диаграммы в области  $Z_L$ ; ошибка измерения в этой области всегда остается меньше 2%.

Наконец отметим, что характеристики передачи четырехполюсника можно визуально наблюдать прямо в виде амплитудно-фазовой диаграммы. Не говоря об удобствах измерения, подобные устройства имеют еще то преимущество, что необходимые сведения получаются с меньшей точностью и значительно быстрее, чем при обычных измерениях. Дальнейшее развитие в направлении представления полных диаграмм геометрических мест технически вполне возможно; однако получающаяся дополнительная экономия в несколько минут никак не окупается теми затратами, которые при этом потребуются, не говоря уже о возможном понижении точности измерений.

## Делители напряжения и магазины затуханий

### 25-26. ДЕЛИТЕЛИ НАПРЯЖЕНИЯ ДЛЯ ПРИЕМНИКОВ

Для ступенчатого регулирования пределов измерения вольтметра с усилителем обычно применяется делитель напряжения, состоящий из постоянного высокоомного сопротивления  $R_1$ , последовательно с которым соединены переключаемые сопротивления  $R'_2 - R'_n$  по числу пределов измерений (рис. 25-82). Падение напряжения на переключаемых сопротивлениях подается на сетку первой усилительной лампы. Вследствие того, что входное сопротивление сеточной цепи очень велико, выход делителя напряжения нагружен только сопротивлением утечки  $R_c$ . Коэффициент деления напряжения

$$\frac{U_1}{U_2} = 1 + R_1 \frac{R'_2 + R_c}{R'_2 R_c}$$

Для того, чтобы обеспечить высокое входное сопротивление подобного вольтметра, величина сопротивления  $R_1$  должна быть выбрана равной нескольким мегамам. На частотах выше 10 *кГц*

собственная емкость  $C_1$  этого сопротивления начинает сказываться как параллельная проводимость и коэффициент деления напряжения начинает зависеть от частоты. Однако, если параллельно сопротивлениям  $R'_2 - R'_n$  присоединить емкости  $C'_2 - C'_n$ , выбрав их так, чтобы постоянные времени  $R_1 C_1, R'_2 C'_2, \dots, R'_n C'_n$  были равны, эту зависимость коэффициента деления от частоты можно устранить. Практически зависимость коэффициента деления от частоты можно устранить только на частотах до нескольких сотен килогерц, так как, строго говоря, указанные конденсаторы не

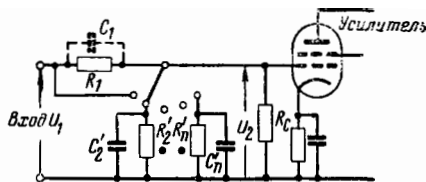


Рис. 25-82. Частотно-компенсированный активный делитель напряжения на входе усилителя.

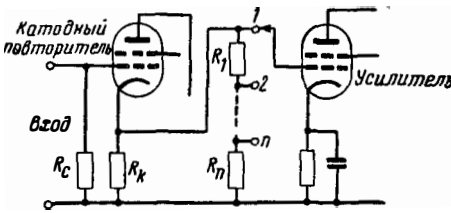


Рис. 25-83. Делитель напряжения на выходе катодного повторителя.

представляют собой чистые емкости, а обладают также индуктивностями. Величина паразитной емкости  $C_1$  различна у разных экземпляров сопротивлений  $R_1$ ; поэтому и емкости  $C_2' - C_n$  должны подбираться индивидуально для каждого экземпляра сопротивления  $R_1$ . Этой трудоемкой работы, особенно сложной в случае устройств со многими пределами измерений, можно избежать, применив низкоомный делитель напряжения, включенный на выходе катодного повторителя (рис. 25-83). В этом случае паразитные реактивные сопротивления делителя влияют значительно меньше. При общем сопротивлении такого делителя напряжения в несколько килоом он работает без искажений в диапазоне частот примерно до 2 Мгц. Кроме того, благодаря свойствам катодного повторителя входное сопротивление устройства очень велико, что имеет большое значение для таких приборов, как вольтметры.

Плавно регулируемые омические делители напряжения, например углеродистые (непроводочные) потенциометры, применяются в измерительных устройствах лишь там, где требуется производить регулирование напряжения без градуировки последнего. Нанося на изоляционную пластинку слои с различной проводимостью, можно добиться того, что коэффициент деления напряжения будет изменяться у потенциометра в широких пределах при изменении угла поворота движка. Однако вследствие не подающихся устранению неоднородностей этих слоев изменение коэффициента деления напряжения сопровождается значительными колебаниями; эти колебания можно устранить практически только путем присоединения к отводам потенциометра переменных сопротивлений, как это показано на рис. 25-84. Подгонка зависящих друг от друга сопро-

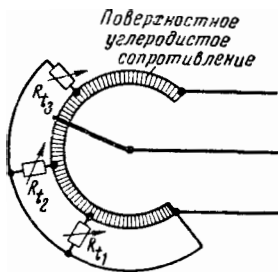


Рис. 25-84. Непроволочный потенциометр с выравнивающими сопротивлениями  $R_k$ .

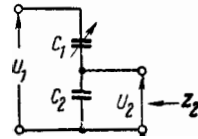


Рис. 25-85. Емкостный делитель напряжения.

тивлений  $R_1$  представляет довольно сложную задачу; получить точно заданный закон изменения сопротивления потенциометра можно только с помощью большого числа отводов. Поэтому такие потенциометры применяются редко.

Выходное сопротивление емкостного делителя (рис. 25-85)

$$Z_2 = \frac{1}{j\omega(C_1 + C_2)} \quad (25-75)$$

сильно зависит от частоты; поэтому такие делители почти не применяются в измерительных приемниках. Кроме того, при низких частотах активное сопротивление утечки сетки лампы сравнимо с  $Z_2$ , и тогда коэффициент деления напряжения изменится с изменением частоты.

На частотах выше 10 кгц широко применяется соединение емкостного делителя напряжения с предельным ослабителем (аттенюатором) (рис. 25-86), так как такая комбинация приводит к прибору простой конструкции (рис. 25-87), имеющему большой диапазон регулирования напряжения. Ослабление  $a$  предельного ослабителя с емкостной связью

$$a [\text{дБ}] = 2,405 \frac{l}{r} \quad (25-76)$$

пропорционально  $l$  и не зависит от формы электродов, если расстояние  $l$  превышает некоторую минимальную величину (несколько большую диаметра трубы). При меньших расстояниях величина ослабления изменяется очень быстро, если электроды имеют, например, форму шайб. Чтобы выравнять переход от больших значений ослабления к малым, в конструкции, изображенной на рис. 25-87, электроды выполнены так, что при сближении они могут вдвигаться один в другой. Таким образом, этот ослабитель при малых значениях коэффициента ослабления работает как обыкновенный емкостный делитель напряжения с переменным цилиндрическим конденсатором, а при больших ослаблениях — как предельный ослабитель.

У делителя, изображенного на рис. 25-85 и составленного из обычных конденсаторов, при работе на высоких частотах наблюдается зависимость коэффициента деления от частоты, так как на этих частотах индуктивное

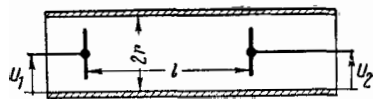


Рис. 25-86. Волноводный предельный ослабитель.

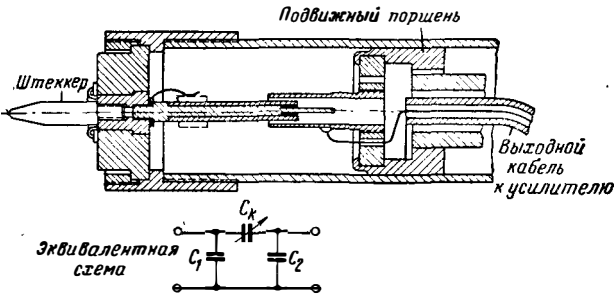


Рис. 25-87. Волноводный делитель напряжения с электродами специальной формы.

сопротивление соединительных проводов становится сравнимым с емкостным сопротивлением конденсаторов. Поэтому для частот, превышающих примерно 100 МГц, емкостный делитель выполняется в виде коаксиального делителя (рис. 25-88). В этой конструкции стенки вдвинутых друг в друга ци-

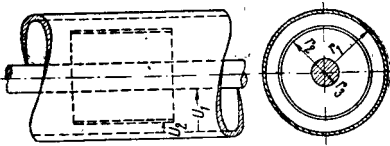


Рис. 25-88. Коаксиальный делитель напряжения.

линдрических труб образуют обкладки конденсатора. Такой делитель особенно целесообразно применять для ламповых вольтметров, включаемых непосредственно в коаксиальную линию передачи. Коэффициент деления напряжения не зависит от длины вдвинутых друг в друга цилиндров, а является только функцией диаметров цилиндров; он равен:

$$\frac{U_1}{U_2} = 1 + \frac{\ln \frac{r_2}{r_3}}{\ln \frac{r_1}{r_2}} \quad (25-77)$$

Измерительные приемники содержат обычно ослабитель промежуточной частоты, градуированный в относительных единицах. При наименьшей величине измеряемых напряжений, лежащих у порога чувствительности самого устройства, необходимо,

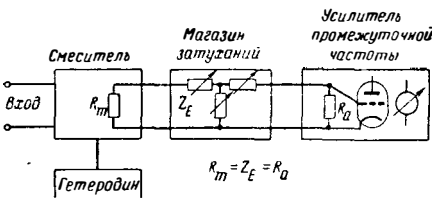


Рис. 25-89. Магазин затуханий между смесителем и усилителем промежуточной частоты измерительного приемника.

чтобы при регулировании коэффициента усиления по промежуточной частоте амплитуда шумов усилителя промежуточной частоты оставалась неизменной; а для того чтобы получить от устройства полное усиление, нужно, чтобы начальное ослабление ослабителя равнялось нулю. Эти требования можно выполнить с помощью магазина затуханий, включаемого между смесителем и входом усилителя промежуточной частоты (рис. 25-89). Если волновое сопротивление магазина затуханий равно внутреннему сопротивлению смесителя и магазин нагружен сопротивлением, равным волновому, то на сегке входной лампы усилителя промежуточной частоты будет всегда одно и то же входное активное сопротивление независимо от величины включенного затухания. Следовательно, шумовое сопротивление не будет изменяться и амплитуда шумов будет постоянна. Для грубой и плавной регулировки затухания магазин затуханий, как правило, имеет ступени затухания в 10; 1 и 0,1 дБ или 1; 0,1 и 0,01 нп.

Определение с помощью подобных измерительных приемников отношения двух напряжений высокой частоты производится путем регулирования затухания в усилителе промежуточной частоты так, чтобы показания выходного прибора оставались одинаковыми при подаче каждого из сравниваемых напряжений; отношение последних при этом равно разности затуханий, вносимых магазином. При этом несущественно, насколько сигнал превышает уровень шумов. Так как магазины затуханий для обычно применяемых промежуточных частот могут быть изготовлены с большой точностью и так как обычно имеет место линейное смешение, то точность таких измерений очень высока.

## 25-27. ДЕЛИТЕЛИ НАПЯЖЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Измерительные генераторы должны давать плавно регулируемое выходное напряжение известной величины, и выходное сопротивление их должно быть неизменно и известно по величине. В соответствии с тем, что волновые сопротивления высокочастотных кабелей имеют величину порядка 50—75 ом, нужно, чтобы и выходное сопротивление измерительного генератора было активным и имело такую же величину. Очень малые напряжения в. ч. не могут быть измерены прямо; поэтому регулируемое в широких пределах и известное по величине выходное напряжение (обычно изменяющееся от 1 мкв до 1 в) получают путем деления более высокого напряжения, легко поддающегося измерению.

Емкостный делитель удовлетворяет этому требованию, если на его выходе (рис. 25-90) включено в качестве внутреннего сопротивления активное сопротивление  $Z_0$

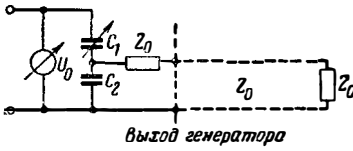


Рис. 25-90. Емкостный делитель с последовательно включенным активным сопротивлением в качестве выходного сопротивления.

требуемой величины и удовлетворяющее условию

$$\frac{1}{\omega C_2} < Z_0. \tag{25-78}$$

Емкостный делитель широко используется в измерительных генераторах, так как переменный конденсатор  $C_1$ , с помощью которого регулируется деление, представляет собой надежный и простой прибор. При соответствующей форме пластин деление напряжения в функции угла поворота ротора конденсатора можно производить по любому закону, например логарифмическому. Изменение входного сопротивления делителя при его регулировании может оказать нежелательное влияние на генератор, например изменять частоту колебаний последнего. Это влияние можно уменьшить, если в качестве конденсатора  $C_1$  использовать дифференциальный переменный конденсатор.

Тенденция к расширению диапазона частот измерительных генераторов привела к тому, что емкостные делители все более вытесняются делителями с активными сопротивлениями («омическими»). В то время как применение емкостного делителя лимитируется нижней граничной частотой, определяемой выражением (25-78), омический делитель напряжения можно использовать, начиная с нулевой частоты. Применение в измерительных генераторах таких делителей в виде цепной схемы, снабженной простым переключателем для отвода напряжений, весьма целесообразно (рис. 25-91).

В качестве делителей напряжения можно применять и магазины затуханий, рассматриваемые в § 25-28; однако они требуют более сложного, а следовательно, и более дорогого переключателя, что не оправдывает их применения. В качестве ступенчатого деления напряжения обычно выбираются величины 1:10 (или 20 дБ) или 1:√10 (или 10 дБ). Для плавного регулирования напряжения обычно перед цепной схемой включают потенциометр. Величина ослабления, создаваемого ступенью,

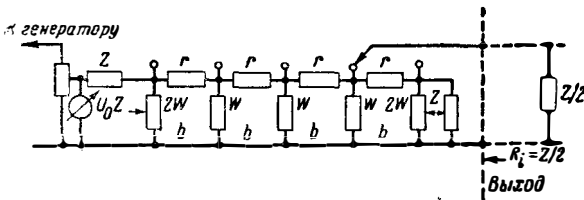


Рис. 25-91. Делитель напряжения в виде цепной схемы.

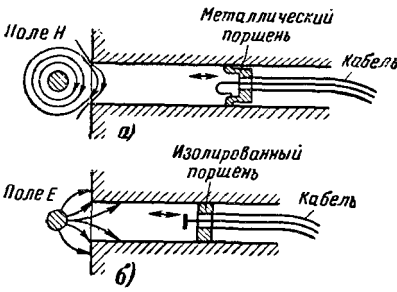
не должна значительно превышать 10 дБ для того, чтобы на высоких частотах паразитные емкости продольных сопротивлений не влияли на частотную характеристику устройства. При использовании 1/4-ваттных и 1/2-ваттных углеродистых поверхностных сопротивлений такие делители напряжения не зависят от частоты примерно до 50 МГц, даже при отсутствии компенсации реактивной составляющей сопротивления соединительных проводов. Если же выводы сопротивлений сделаны наименьшей длины и волновое сопротивление камеры, в которой находится цепной делитель, равно волновому сопротивлению самого делителя, то последний можно использовать на частотах до 300 МГц. Основным элементом делителя цепной схемы (рис. 25-91) является П-образное звено. Применение Т-образных звеньев нецелесообразно, так как в этом случае в продольные ветви приходится включать два сопротивления вместо одного. Делитель цепной схемы нагружается на конце сопротивлением  $Z$ , равным волновому сопротивлению схемы. На входе делителя последовательно с ним также включается сопротивление  $Z$ . При этом сопротивление между теми точками, с которых снимается напряжение, являющееся выходным сопротивлением генератора, равно  $Z/2$ , так как в этих точках оказываются включенными параллельно левая и правая части делителя, входные сопротивления каждой из которых равны  $Z$ . Следовательно, если волновое сопротивление измерительного кабеля равно 60 ом, то волновое сопротивление цепной схемы должно быть вдвое больше, т. е. должно быть равно 120 ом. При всех положениях переключателя нагрузка делителя, равная  $Z/2$ , не согласована с цепной схемой; поэтому начальное ослабление равно 0,5 и напряжение на выходе делителя равно:

$$U_n = \frac{U_0}{4} e^{-na}, \tag{25-79}$$

где  $n$  — число введенных звеньев;  $a$  — ослабление, создаваемое одним звеном как четырехполюсником. Входное сопротивление цепной схемы со стороны генератора практически постоянно при всех положениях переключателя, за исключением первого.

На частотах выше 100 МГц в измерительных генераторах лучше применять волноводные предельные ослабители с индуктивной или емкостной связью (рис. 25-92). Не слишком большая величина начального ослабления, простота устройства и возможность осуществлять точное и плавное ослабление напряжения являются преимуществами подобных ослабителей. Основное различие конструкции ослабителей с емкостной или индуктивной связью заключается в их длине. Если для обоих типов ослабителей взяты трубки одинакового диаметра, то при одной и той же величине ослабления ослабитель с индуктивной связью оказывается примерно на 30% длиннее ослабителя с емкостной связью; это объясняется тем, что ослабление емкостного ослабителя равно:

$$a_E \left[ \frac{\text{нп}}{\text{см}} \right] = 2,405 \frac{1}{r}, \tag{25-80}$$



25-28. МАГАЗИНЫ ЗАТУХАНИЙ

Магазин затуханий (искусственная линия, удлинитель) представляет собой четырехполюсник с постоянным активным волновым сопротивлением и с известным регулируемым в широких пределах затуханием. Магазин затуханий обычно хорошо согласовывается с волновым сопротивлением элементов, между которыми он включен, а в случае рассогласования действующее затухание определяется расчетом; поэтому магазины затуханий превосходят другие несогласованные или обладающие большим начальным затуханием ослабителя в отношении рабочего диапазона частот. Особенно прост и нагляден процесс измерения, если волновое сопротивление магазина затуханий равно волновому сопротивлению устройств, между которыми он включается (рис. 25-94). Если приемник имеет высокоомный выход, то магазин затуханий надо нагрузить дополнительно сопротивлением, равным его волновому сопротивлению. В этом случае действующее затухание равно установленному на магазине.

Напряжение на выходе магазина  $U_2$  можно определить или по напряжению источника  $U_0$ , или по напряжению на входе  $U_1$ :

$$U_2 = U_1 e^{-\alpha} \quad (25-82)$$

или

$$U_2 = \frac{U_0}{2} e^{-\alpha} \quad (25-83)$$

Если магазин затуханий нагружен несогласованным сопротивлением, то целесообразно последовательно со входом включать сопротивление, равное волновому сопротивлению (рис. 25-95). Это приводит к тому, что расчетная формула для определения  $U_2$  получается более простой, а именно:

$$U_2 = U_0 \frac{R}{R+Z} e^{-\alpha}; \quad (25-84)$$

в противном же случае приходится пользоваться более сложной формулой:

$$U_2 = U_1 \frac{1}{\operatorname{ch} \alpha + \frac{1}{R} \operatorname{sh} \alpha} \quad (25-85)$$

Другое преимущество включения последовательного сопротивления заключается в том, что в этом случае выходное напряжение является линейной функцией  $e^{-\alpha}$ ; если же относить выходное напряжение к входному напряжению  $U_1$ , то при малых затуханиях (меньше  $2 \operatorname{неп}$ ) линейности не будет.

Измерение ослабления или усиления с помощью магазина затуханий производится методом замещения или сравнения (рис. 25-96).

При этом нужно следить за тем, чтобы магазин затуханий был нагружен волновым сопротивлением или, если это невозможно, чтобы перед магазином было включено последовательно сопротивление, равное волновому. Тогда в первом случае рабочее затухание может быть непосредственно

Рис. 25-92. Волноводный предельный ослабитель. а—с индуктивной связью; б—с емкостной связью.

а ослабление индуктивного ослабителя равно:

$$a_{и} \left[ \frac{\operatorname{неп}}{\operatorname{см}} \right] = 1,84 \frac{1}{r}. \quad (25-81)$$

Постоянные коэффициенты в этих формулах справедливы только при сравнительно низких частотах. Отклонение величины ослабления на 1% от значений, даваемых этими формулами, получается: в случае индуктивного ослабителя, если радиус  $r = 0,04 \lambda$ , а в случае емкостного ослабителя, если  $r = 0,05 \lambda$ . Поэтому радиус трубы целесообразно выбирать настолько малым, чтобы при самой малой рабочей длине волны  $\lambda$  он не превышал указанную величину. Обратное влияние на генератор при очень сильной связи у индуктивного делителя слабее, чем у емкостного, так как трансформатор вообще дает лучшее согласование, чем емкостная связь.

В измерительных генераторах дециметровых и сантиметровых волн с предельными ослабителями целесообразно измерительные напряжения и выходное сопротивление генератора располагать в измерительной головке, пространственно отделенной от собственно делителя напряжения. При этом подвижная часть ослабителя упрощается и согласование ее с выходом генератора облегчается.

Принципиальная схема подобного измерительного устройства изображена на рис. 25-93. Отсчет напряжений, превосходящих 0,2 в, производится по индикаторному прибору. Меньшие напряжения определяются по шкале ослабителя после того, как установка шкалы выверена по правильности деления, соответствующего напряжению 0,2 в. Подобные устройства широко применяются на высоких частотах.

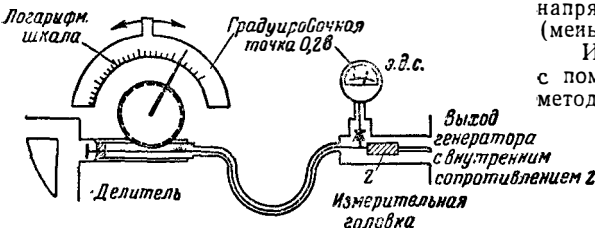


Рис. 25-93. Волноводный предельный ослабитель для генератора с измерительной головкой.

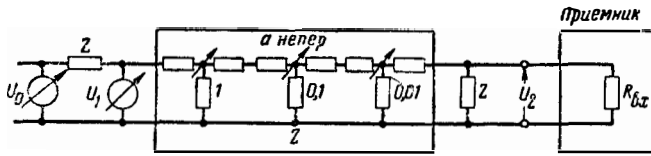


Рис. 25-94. Получение малых напряжений с помощью магазина затуханий (искусственной линии) при высокоомном входе приемника.

отсчитано по прибору, во втором же случае оно может быть определено с помощью простой функции, аналогичной представленной уравнением (25-84). Для сравнения напряжений при этих измерениях необходим индикаторный приемник. Желательно, чтобы входное сопротивление  $R_{вх}$  приемника было очень велико по сравнению с волновым сопротивлением  $Z$  магазина затуханий и с сопротивлением измеряемого объекта; тогда оба они в отдельности могут быть нагружены согласованными сопротивлениями. Если выходные напряжения

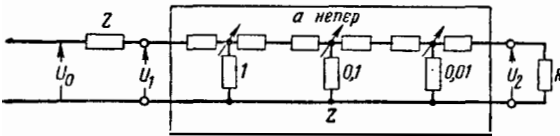


Рис. 25-95. Магазин затуханий, нагруженный несогласованным сопротивлением.

измеряемого объекта и магазина затуханий одинаковы, то вносимые ими затухания равны.

При измерении усиления магазина затуханий включается перед усилителем и ослабление регулируется так, чтобы напряжение на выходе усилителя стало равным напряжению на входе магазина, т. е. чтобы  $U_1 = U_a$ . Тогда усиление равно включенному затуханию.

При включении магазина затуханий между двумя объектами с неравными волновыми сопротивлениями  $Z_1$  и  $Z_2$  применяют два несимметричных четырехполюсника, у которых волновые сопротивления со стороны входа и выхода различны (рис. 25-97). С их помощью можно произвести согласование, сопровождающееся, однако, введением дополнительного затухания. Последнее возрастает по мере увеличения отношения волновых сопротивлений согласуемых объектов. При этом схема вносит определенное начальное затухание,

что неудобно, если нужно иметь возможность регулировать общее затухание, начиная с нуля. При расчете согласующего четырехполюсника и его действующего затухания необходимо учитывать, что коэффициенты передачи несимметричного четырехполюсника в прямом и обратном направлениях различны. Поэтому целесообразно различать и вносимые им со стороны входа и выхода затухания  $a_1$  и  $a_2$ , которые в сумме дают действующее начальное затухание схемы. Несимметричный четырехполюсник из двух элементов называется  $\Gamma$ -образным звеном.

Основным элементом магазина затуханий является звено, т. е. четырехполюсник, составленный из активных сопротивлений по симметричным П- или Т-образным схемам или



Рис. 25-97. Магазины затухания между двумя несимметричными четырехполюсниками, применяемыми для согласования при неравенстве волновых сопротивлений.

по Т-образной мостовой схеме; в некоторых случаях применяется и мостовая схема звена. При последовательном соединении звеньев должно быть обеспечено равенство волновых сопротивлений в точках соединения звеньев. В этом случае общее затухание цепочки звеньев равно сумме затуханий отдельных звеньев независимо от их схем.

В цепочке, составленной из П-образных звеньев, можно примыкающие друг к другу поперечные сопротивления  $2W$  объединить в одно сопротивление  $W$  (рис. 25-98,а). В цепочке, составленной из Т-образных звеньев, последовательно включены по два сопротивления  $\frac{r}{2}$

(рис. 25-98,б). Если не требуется снимать напряжение с отдельных звеньев, то эти два сопротивления можно заменить одним сопротивлением, равным  $r$ . Нагрузочное сопротивление, замыкающее цепочку или звено, должно быть равно волновому сопротивлению  $Z$  звена. В противном случае, т. е. при рассогласовании, коэффициент передачи напряжения  $A$  равен не  $e^{-a}$ , а

$$A = \frac{1}{\text{ch } a + \frac{Z}{R} \text{sh } a}, \quad (25-86)$$

где  $Z$  — волновое сопротивление четырехполюсника;  $R$  — сопротивление нагрузки четырехполюсника;  $a$  — затухание четырехполюсника (рис. 25-99).

Звенья выполняются из отдельных сопротивлений даже на высоких частотах. Из углеродистых поверхностных сопротивлений можно получить звенья, затухание которых не зависит от частоты примерно до 3 000 МГц

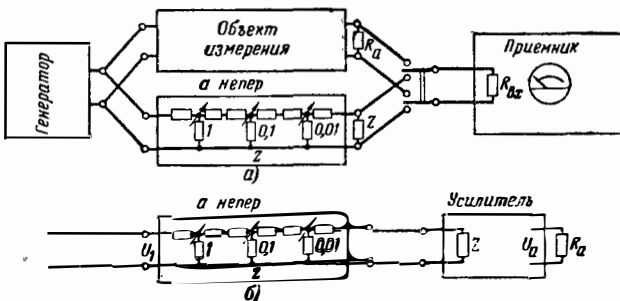


Рис. 25-96. Измерение ослабления (а) или усиления (б) методом сравнения.



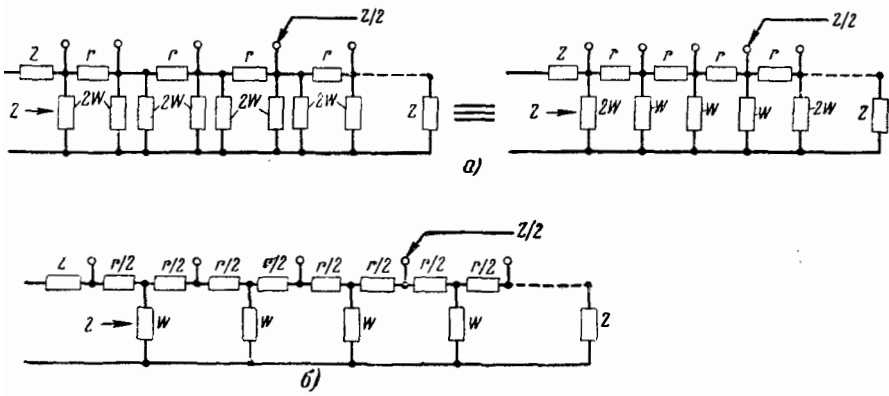


Рис. 25-98. Цепная схема с отводами.  
а — П-образные звенья; б — Т-образные звенья.

Таблица 25-1

**Симметричные четырехполюсники, используемые как звенья магазинов затуханий, и формулы для их расчета**

П-образный четырехполюсник	Т-образный четырехполюсник	Т-образный мостовой четырехполюсник	Мостовой четырехполюсник
Рис. а	Рис. б	Рис. в	Рис. г
Рис. д	Рис. е	Рис. ж	Рис. з
$r = Z \operatorname{sh} a$	$\frac{r}{2} = Z \operatorname{th} \frac{a}{2}$	$\alpha = e^a - 1$ $\alpha = A - 1$	$r = Z \operatorname{th} \frac{a}{2}$
$2W = \frac{Z}{\operatorname{th} a/2}$	$W = \frac{Z}{\operatorname{sh} a}$		$W = \frac{Z}{\operatorname{th} \frac{a}{2}}$
или $r = \frac{Z}{2} \cdot \frac{A^2 - 1}{A}$	или $\frac{r}{2} = Z \frac{A - 1}{A + 1}$		$Z = \sqrt{rW}$
$2W = Z \frac{A + 1}{A - 1}$	$W = \frac{2Z}{A - \frac{1}{A}}$		или $r = Z \frac{A - 1}{A + 1}$
$Z = \frac{2W}{\sqrt{1 + 2 \frac{2W}{r}}}$	$Z = \frac{r}{2} \sqrt{1 + \frac{2W}{r/2}}$		$W = Z \frac{A + 1}{A - 1}$

(продолжение см. на обороте)

Продолжение табл. 25-1

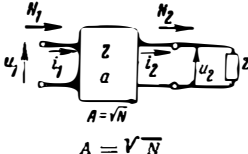
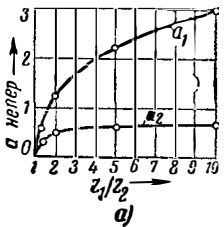
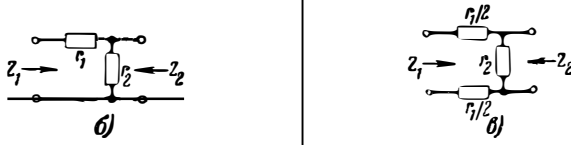
<p><math>Z</math> — волновое сопротивление четырехполюсника</p> <p><math>a</math> — затухание четырехполюсника</p>	 <p><math>N_1</math> <math>N_2</math></p> <p><math>A = \frac{i_1}{i_2}</math></p> <p><math>A = \sqrt{\frac{N_1}{N_2}}</math></p> <p><math>A = \sqrt{\frac{P_1}{P_2}}</math></p>	<p><math>A = \frac{i_1}{i_2}</math> — коэффициент передачи четырехполюсника по току</p> <p><math>N = \frac{N_1}{N_2}</math> — коэффициент передачи четырехполюсника по мощности</p>
--	--	---

Таблица 25-2

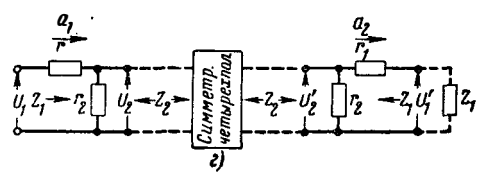
**Несимметричный четырехполюсник, используемый как звено магазинов затуханий**

(Формулы расчета и зависимость затухания от волнового сопротивления со стороны входа и выхода  $Z_1$  и  $Z_2$ )

 <p>а) <math>a</math> — непер</p> <p><math>Z_1/Z_2</math></p>	<p>Несимметричное звено</p>  <p>б) в)</p>	$r_1 = \sqrt{Z_1(Z_1 - Z_2)}$ $r_2 = Z_2 \sqrt{\frac{Z_1}{Z_1 - Z_2}}$
---	---	--

$Z_1$ [ом]	$Z_2$ [ом]	$r_1 = \sqrt{Z_1(Z_1 - Z_2)}$ [ом]	$r_2 = Z_2 \sqrt{\frac{Z_1}{Z_1 - Z_2}}$ [ом]	$a_1 = \ln \frac{U_2}{U_1}$ [неп]	$a_2 = \ln \frac{U'_1}{U'_2}$ [неп]
1	1	0	$\infty$	0	0
1	0,9	0,316	2,84	0,376	0,274
1	0,8	0,447	1,79	0,590	0,369
1	0,7	0,548	1,28	0,794	0,436
1	0,6	0,632	0,949	1,002	0,491
1	0,5	0,707	0,707	1,23	0,534
1	0,4	0,774	0,516	1,48	0,572
1	0,3	0,837	0,358	1,81	0,606
1	0,2	0,894	0,227	2,25	0,637
1	0,1	0,949	0,105	2,97	0,667

$$a_1 = \ln \frac{Z_2}{\sqrt{Z_1(Z_1 - Z_2)} + Z_1}; \quad a_2 = \ln \frac{1}{\sqrt{\frac{Z_1}{Z_1 - Z_2} + 1}}; \quad a_1 = \ln \frac{U_2}{U_1}; \quad a_2 = \ln \frac{U'_1}{U'_2}$$

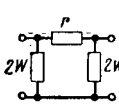
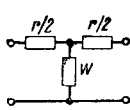
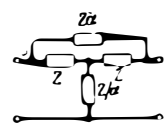


На высоких частотах волновое сопротивление практически неизбежно отклоняется от активной величины, и это вызывает появление дополнительного затухания  $a_2$ . Если отклонение мало, то им можно пренебречь, однако всегда рекомендуется перед звеном или магазином включать сопротивление, равное волновому сопротивлению звена, и при расче-

те деления напряжения исходить из напряжения источника  $U_0$ . Величина отклонения волнового сопротивления четырехполюсника на высоких частотах оценивается коэффициентами бегущей волны  $m_g$  или  $m_b$ , характеризующими согласование четырехполюсника с генератором или нагрузкой; эти коэффициенты измеряются с помощью измерительной линии,

Таблица 25-3

**Зависимость численных величин сопротивлений четырехполюсника от затухания звена в непергах**

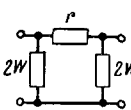
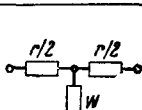
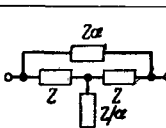
П-образный четырехполюсник			Т-образный четырехполюсник		Т-образный мостовой четырехполюсник		
							
			$Z = 1\ 000\ \text{ом}$				
$a$ [неп]	$r$ [ом]	$2W$ [ом]	$r/2$ [ом]	$W$ [ом]	$Z/a$ [ом]	$Za$ [ом]	$a$ [дБ]
0,01	10	200 000	5	100 000	99 500	10,05	0,08686
0,02	20	100 000	10	50 000	49 950	20,20	0,1737
0,03	30	66 600	15	33 300	33 280	30,45	0,2606
0,04	40	50 000	20	25 000	24 500	40,81	0,3474
0,05	50	40 000	25	20 000	19 500	51,27	0,4343
0,06	60	33 300	30	16 660	16 170	61,84	0,5212
0,07	70	28 570	35	14 250	13 790	72,51	0,6080
0,08	80	25 000	40	12 500	12 000	83,33	0,6949
0,09	90	22 220	45	11 100	10 620	94,17	0,7817
0,1	100,2	20 020	49,96	9 983	9 508	105,2	0,8686
0,2	200,3	10 030	99,67	4 968	4 517	221,4	1,737
0,3	304,5	6 716	148,9	3 284	2 858	349,9	2,606
0,4	410,7	5 066	197,4	2 435	2 033	491,8	3,474
0,5	521,1	4 083	244,9	1 919	1 541	648,7	4,343
0,6	636,6	3 433	291,3	1 571	1 216	822,1	5,212
0,7	758,6	2 973	336,4	1 318	986,4	1 014	6,080
0,8	888,1	2 632	379,9	1 126	815,9	1 225	6,949
0,9	1 026	2 370	421,9	974,2	685,1	1 460	7,817
1	1 175	2 164	462,1	850,9	582,0	1 718	8,686
2	3 627	1 313	761,6	275,7	156,5	6 389	17,37
3	10 020	1 105	905,1	99,83	52,39	19 080	26,06
4	27 290	1 037	964,0	36,64	18,66	53 600	34,74
5	74 200	1 013	986,6	13,48	6,784	147 400	43,43
6	201 700	1 005	995,0	4,957	2,485	402 400	52,12
7	548 300	1 002	998,2	1,824	0,9127	1 096 000	60,80
8	1 490 000	1 001	999,3	0,6709	0,3356	2 980 000	69,49
9	4 051 000	1 000	999,7	0,2468	0,1234	8 102 000	78,17
10	11 013 000	1 000	999,9	0,0908	0,0454	22 020 000	86,86

$1\ \text{неп} = 8,686\ \text{дБ};$

$10\ \text{дБ} = 1,151\ \text{неп}$

Таблица 25-4

**Зависимость численных величин сопротивлений четырехполюсника от затухания звена в децибелах**

П-образный четырехполюсник			Т-образный четырехполюсник		Т-образный мостовой четырехполюсник		
							
			$Z = 1\ 000\ \text{ом}$				
$a$ [дБ]	$r$ [ом]	$2W$ [ом]	$r/2$ [ом]	$W$ [ом]	$Z/a$ [ом]	$Za$ [ом]	$a$ [неп]
0,1	11,51	173 800	5,75	86 880	86 430	11,57	0,01151
0,2	23,02	86 880	11,51	23 440	42 040	23,29	0,02302
0,3	34,53	57 940	17,26	28 960	28 470	35,13	0,03453
0,4	46,04	43 350	23,02	21 720	21 230	47,11	0,04604
0,5	57,53	34 760	28,77	17 380	16 880	59,24	0,05753
0,6	69,10	28 960	34,53	14 480	13 990	71,50	0,06906
0,7	80,65	24 830	40,32	12 390	11 920	83,90	0,08057
0,8	92,23	21 750	46,11	10 840	10 370	96,47	0,0921
0,9	103,5	19 490	51,30	9 662	9 152	109,1	0,1036
1	115,5	17 390	57,50	8 660	8 203	121,9	0,1151
2	232,2	8 680	115,2	4 306	3 863	258,8	0,2302
3	352,2	5 850	171,0	2 839	2 425	412,4	0,3453

Продолжение табл. 25-4

$a$ [дБ]	$r$ [ом]	$2W$ [ом]	$r/2$ [ом]	$W$ [ом]	$Z/a$ [ом]	$Za$ [ом]	$a$ [неп]
4	476,8	4 419	226,3	2 097	1 710	584,7	0,4604
5	607,7	3 571	230,0	1 645	1 285	778,0	0,5755
6	746,6	3 010	332,2	1 339	1 005	994,9	0,6906
7	896,7	2 615	382,4	1 116	807,5	1 238	0,8057
8	1 057	2 323	430,4	946,2	661,8	1 511	0,9208
9	1 231	2 100	476,1	812,0	550,0	1 818	1,036
10	1 422	1 927	519,0	703,0	462,7	2 161	1,151
12	1 864	1 672	598,0	536,6	335,7	2 979	1,381
14	2 404	1 500	666,8	416,0	249,5	4 008	1,611
16	3 075	1 376	726,4	325,2	188,3	5 309	1,842
18	3 907	1 288	776,3	255,9	144,1	6 941	2,072
20	4 947	1 222	818,1	202,1	111,2	8 994	2,302
25	8 852	1 119	893,3	112,9	59,66	16 760	2,877
30	15 780	1 065	938,6	63,37	32,68	30 590	3,453
35	28 060	1 036	965,0	35,63	18,13	55 150	4,028
40	49 940	1 020	980,2	20,02	10,11	98 880	4,604
45	88 750	1 011	988,8	11,27	5,665	176 500	5,179
50	157 900	1 006	993,7	6,334	3,177	314 800	5,755
55	280 600	1 004	996,4	3,564	1,786	559 900	6,330
60	499 100	1 002	998,0	2,003	1,003	997 200	6,906
65	886 100	1 001	998,9	1,128	0,564	1 772 000	7,480
70	1 578 000	1 001	999,4	0,6338	0,317	3 156 000	8,057
75	2 803 000	1 000	999,6	0,3567	0,178	5 605 000	8,632
80	4 988 000	1 000	999,8	0,2004	0,100	9 976 000	9,208

1 неп = 8,686 дБ;

10 дБ = 1,151 неп

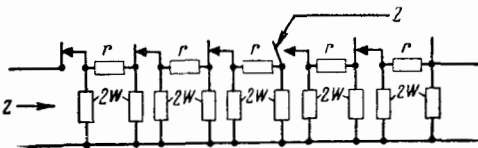


Рис. 25-99. Цепная схема из П-образных звеньев с отводом, отключающим неиспользуемую часть схемы.

волновое сопротивление которой должно быть равно номинальному значению волнового со-

противления четырехполюсника (§ 4-20). Дополнительное затухание  $a_z$  определяется тогда выражением

$$a_z \approx \ln \frac{(1 + m_g)(1 + m_v)}{4 \sqrt{m_g m_v}} \quad (25-87)$$

Если, например,  $m_g = m_v = 0,8$ , т. е. имеет место отклонение величины волнового сопротивления на 20%, то величиной  $a_z$  можно практически пренебречь.

## Измерительные генераторы

### 25-29. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ДЛЯ ЧАСТОТ НИЖЕ 300 Мгц

Измерительные генераторы широкого применения должны выдавать регулируемые по амплитуде модулированные колебания, частота и выходное напряжение которых изменяются в широких пределах и точно известны. Измерительные генераторы, предназначенные для определения чувствительности приемников и исследования усилителей, должны давать на выходе напряжения достаточно малой величины. Мощные измерительные генераторы должны выдавать напряжения более высокого уровня.

**Генерирование колебаний.** Колебания выходной частоты получают в измерительных генераторах прямо с помощью генератора с обратной связью или путем умножения или смещения частот. Измерительные генераторы, построенные на принципе умножения частоты, отличаются высоким постоянством частоты и отсутствием обратного действия; кроме того, при частотной модуляции

они имеют большую девиацию частоты, меньшие искажения модуляции и меньшую паразитную амплитудную модуляцию. Для исключения ненужных частот в каждой ступени умножителя должен быть включен колебательный контур.

**В генераторах, построенных на принципе смещения,** колебания выходной частоты  $f$  получаются в результате смещения частот  $f_1$  и  $f_2$  двух вспомогательных генераторов. Если при этом одно из напряжений с частотой  $f_1$  имеет достаточно большую амплитуду, то выходное напряжение в основном определяется только более слабой амплитудой второго колебания с частотой  $f_2$ . Обычно одну из этих частот  $f_v$  можно изменять в соответствии с заданным диапазоном настройки, тогда как в другом генераторе — в целях плавного изменения частоты  $f$  — имеется возможность регулировать частоту в малых пределах около среднего значения  $f_g$ . В генераторах, построенных на принципе смещения, колебания желательной частоты извлекаются из смеси частот с помощью фильтров (в простейшем случае

фильтров нижних или верхних частот). Нежелательные продукты смещения, как, например,  $f_1$ ,  $f_2$  и др., могут быть подавлены путем применения соответствующих схем смещения.

В генераторах на биениях обычно выделяется разностная частота  $f_F - f_V$ , лежащая относительно далеко от частот  $f_F$  и  $f_V$ . Частота  $f_V$  изменяется почти до  $f_F$ , и это дает возможность без переключений перекрывать диапазон выходных частот примерно до 1:1000. Так как нестабильность частот обоих генераторов полностью проявляется в нестабильности колебаний выходной частоты, то генераторы на биениях отличаются малой стабильностью частоты, в особенности на участке нижних частот, даже если оба вспомогательных генератора выполнены по возможности одинаковыми; поэтому в схему вводится устройство для проверки и установки нулевой точки градуировки. Оба входящие в схему генератора должны быть хорошо развязаны между собой, так как иначе происходит захватывание частоты, расширяется область нулевых биений и возрастает коэффициент нелинейных искажений на низких выходных частотах.

**Измерительные генераторы с высокочастотной модуляцией** особенно пригодны для измерения полосы пропускания. В этих генераторах несущая частота  $f_0$  (которую можно регулировать) модулируется переменной частотой  $f_m$  (лежащей за звуковым диапазоном), которая в свою очередь может быть модулирована. Путем плавной перестройки частоты  $f_m$  можно изменять используемые для измерений боковые частоты  $f_0 + f_m$  и  $f_0 - f_m$  (независимо от  $f_0$ ) на равные абсолютные величины. Так как подобные генераторы используются главным образом для испытания селективных приемников, то подавление несущей частоты  $f_0$  и неиспользуемой боковой полосы частот можно не производить.

**Типы измерительных генераторов** (§ 18-12—18-15). Применяются главным образом следующие типы генераторов: генераторы типов  $LC$  и  $RC$ , генераторы с контуром типа «бабочка», генераторы с горшкообразными контурами, генераторы с контурами в виде отрезков линий, кварцевые генераторы. Последние имеют наиболее высокую стабильность частоты и пригодны для генерирования только фиксированных частот (§ 18-22).

**Диапазоны частот.** Генераторы типа  $LC$  применяются в диапазоне частот примерно от 0,5 кгц до 600 Мгц, генераторы типа  $RC$  — от 0,1 гц до 300 кгц, испытательные  $RC$  генераторы — до 10 Мгц, а при схемах, подобных изображенной на рис. 25-108, — до 180 Мгц. Перекрытие диапазона без переключений у генераторов типа  $LC$  с настройкой переменным конденсатором равно примерно  $1/\sqrt{10}$  в области частот от 10 кгц до 30 Мгц и  $1/2$  в области частот от 30 до 300 Мгц; у генераторов типа  $RC$  с настройкой емкостью перекрытие равно  $\frac{1}{10}$ , с настройкой сопротивлением оно

равно  $\frac{1}{500}$  (от 30 гц до 15 кгц в одном диапазоне); с электрической настройкой (рис. 25-108) оно равно  $\frac{1}{100}$ .

В отношении **стабильности частоты** генераторы типа  $LC$ , начиная примерно с частоты 10 кгц, превосходят генераторы типа  $RC$ . При низком уровне помех изменение частоты генератора определяется следующими составляющими:

$$\frac{\Delta f}{f} \approx \frac{\Delta f_0}{f_0} - \frac{\Delta \alpha}{2s_{\varphi 0}} + \frac{\Delta s_{\varphi 0}}{s_{\varphi 0}} \cdot \frac{\alpha}{2s_{\varphi 0}} + \frac{f'(t)}{f_0} = v_0 + v_{\alpha} + v_s + v_r \quad (25-88)$$

Здесь  $v_0$  — относительное изменение нулевой частоты настраиваемого четырехполосника, определяющего настройку (частоты со сдвигом фазы  $\varphi=0$  или  $\pi$ ).  $v_0$  может быть сделано малым, если элементы конструкции, определяющие частоты, предварительно подвергнуты старению и имеют малые температурные и амплитудные коэффициенты, если работа происходит при малых нагревах, если применена температурная компенсация и если электроды лампы слабо связаны с четырехполосником, определяющим настройку (рис. 25-102).

Составляющая  $v_{\alpha}$  обусловлена изменением величины поворота фазы  $\alpha$  в усилителе, что может быть вызвано, например, колебаниями рабочих напряжений. Величина  $s_{\varphi 0}$  есть относительная крутизна фазовой характеристики четырехполосника обратной связи; у генераторов типа  $LC$  она равна добротности контура  $Q$ . Поворот фазы в усилителе определяется главным образом явлениями, рассматриваемыми при описании схемы рис. 25-102. На более высоких частотах оказывает также влияние фазовый угол крутизны, обусловленный временем пролета электронов в генераторной лампе (§ 13-10 и 13-11). Величину  $v_{\alpha}$ , как показано на примере схемы рис. 25-102, можно получить очень малой. Соотношения, характеризующие генераторы типа  $RC$ , рассмотрены в пояснениях к рис. 25-106 и 25-107.

Составляющая  $v_s$  обусловлена изменением крутизны фазовой характеристики и у генераторов типа  $LC$  оказывает незначительное влияние на постоянство частоты (в отличие от генераторов типа  $RC$  с мостовой стабилизацией) (рис. 25-106). Составляющая  $v_r$  учитывает временные изменения величины усиления петли обратной связи  $r=kV$ ; эти изменения вызывают процессы нарастания и затухания колебаний, сопровождаемые отклонением частоты. Так, например, под влиянием скачков напряжений питания номинальная величина усиления петли обратной связи изменяется до тех пор, пока колебания не установятся под действием механизма регулирования амплитуды, имеющего свою постоянную времени. Составляющая  $v_r$  невелика, если рабочие напряжения неизменны, а механизм регу-

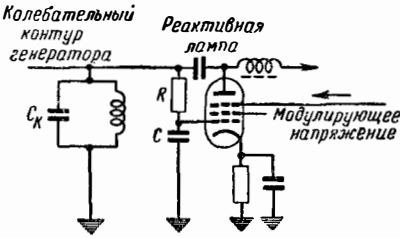


Рис. 25-100. Схема частотной модуляции с помощью реактивной лампы.

лирования амплитуды имеет большую крутизну регулирования и небольшую постоянную времени по сравнению с временем нарастания и затухания колебаний. У генераторов типа LC добротность катушки велика, а регулирование амплитуды действует быстро, поэтому составляющая  $\nu_r$  мала. У генераторов типа RC соотношения получаются менее благоприятными из-за меньшей крутизны фазовой характеристики, особенно если регулирование амплитуды производится с помощью термосопротивлений. Поэтому на высоких частотах следует предпочитать быстродействующие регуляторы.

**Частотная модуляция** (§ 21-47—21-59) измерительного генератора обычно осуществляется путем изменения частоты четырехполосника, определяющего настройку. В генераторах типа LC для этого используется реактивная лампа или реактивные сопротивления с регулируемым углом отсечки тока, а в генераторах типа RC — схемы с настройкой напряжением (рис. 25-108).

На рис. 25-100 изображена схема реактивной лампы, работающей как индуктивность; эта схема обычно применяется, когда колебательный контур генератора настраивается конденсатором. Если  $\omega CR \gg 1$ , то при малых значениях  $\Delta f/f$  изменению крутизны  $\Delta S$  реактивной лампы соответствует изменение частоты

$$\Delta f \approx \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\Delta S}{C_k \omega CR} \quad (25-89)$$

Для схемы частотной модуляции, изображенной на рис. 25-101, при малых значениях  $\frac{\Delta f}{f}$  справедлива приближенная формула (25-90), если удовлетворяются следующие условия:  $U_{в.ч} \gg$  порогового напряжения;  $\frac{1}{\omega C} \gg$  прямого сопротивления диодов;  $U_{н.ч} <$

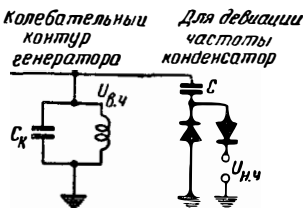


Рис. 25-101. Схема частотной модуляции с помощью конденсатора, угол отсечки тока через который регулируется.

$< 0,6U_{в.ч}$  и среднее напряжение смещения на каждом выпрямителе  $\approx 0,5U_{в.ч}$ ;

$$\Delta f \approx \frac{f}{\pi} \cdot \frac{C}{C_k} \cdot \frac{U_{н.ч}}{U_{в.ч}} \quad (25-90)$$

**Постоянство амплитуды.** Изменения усиления петли обратной связи вызывают изменение амплитуды генерируемых колебаний. У генераторов типа LC на амплитуду колебаний влияют главным образом изменения резонансного сопротивления контура при изменении его настройки (влияют также старение ламп и колебания питающих напряжений). Поэтому, чтобы уменьшить зависимость амплитуды колебаний от частоты, нужно увеличивать затухание колебательного контура (лучше всего с помощью термисторов или полупроводниковых детекторов, сопротивление которых зависит от амплитуды колебаний) или применять схемы регулирования амплитуды (рис. 25-103 и 25-104).

У генераторов типа RC при правильном выборе элементов настройки амплитуда колебаний мало зависит от частоты; такие генераторы с мостовой схемой стабилизации (рис. 25-106) отличаются особенно высоким постоянством амплитуды. Однако при использовании в этих схемах термосопротивлений амплитуда  $U$  колебаний изменяется при изменении окружающей температуры  $\theta$ . При повышении температуры регулирующего сопротивления до  $\theta_{ii}$

$$\frac{\Delta U}{U} \approx -0,5 \frac{\Delta \theta}{\theta_{ii}}$$

**Коэффициент нелинейных искажений.** У генераторов типа LC коэффициент нелинейных искажений равен:

$$K_{н.н2} = \frac{2}{3} \cdot \frac{K'_2}{Q}; \quad K_{н.н3} = \frac{3}{8} \cdot \frac{K'_3}{Q} \quad (25-91)$$

Здесь  $K'_2$  — вторая,  $K'_3$  — третья гармоники анодного тока, а  $Q$  — действующая добротность контура (с учетом затухания, вносимого лампой и схемой). При ограничении смещения за счет сеточного тока (рис. 25-102) и коэффициенте усиления петли обратной связью  $kV_a = 2 \div 6$  величина  $K'_2 \approx 0,3 \div 0,8$ , а  $K'_3 \approx 0,1 \div 0,5$ . При схеме стабилизации без сеточного тока и применении лампы с удлиненной характеристикой  $K_{н.н2} \approx i/4$ , где  $i$  — возбуждение по току (рис. 25-103). Влияние регулирующего диода разъяснено при описании рис. 25-103. Можно получить коэффициент нелинейных искажений порядка  $10^{-4}$ .

У генераторов типа RC коэффициент нелинейных искажений, создаваемый  $n$ -й гармоникой при отсутствии перевозбуждения,

$$K_{н.нn} = \frac{K'_n}{1 - k_n V} \quad (25-92)$$

Здесь  $K'_{н.нn}$  — коэффициент нелинейных искажений усилителя при разомкнутой петле обратной связи, но при том же выходном напряжении

и при тех же условиях нагрузки, что и в режиме генерации. Усиление петли обратной связи для  $n$ -й гармоники  $k_n V$  можно рассчитать с помощью табл. 25-5 и пояснений к схеме рис. 25-105. У генераторов типа RC с мостовой схемой стабилизации были получены коэффициенты нелинейных искажений ниже  $10^{-5}$  (20 гц—20 кгц).

**Паразитная модуляция.** Если регулятор амплитуды работает достаточно инерционно, то резонансное усиление паразитных напряжений в генераторе равно  $\delta = \frac{1}{1 - kV}$  При

этом для генерируемой частоты  $kV$  должно быть лишь немного меньше единицы для того, чтобы генератор, несмотря на селективно усиливаемый шум, давал ограниченное выходное напряжение. Возникающие в колебательной цепи паразитные боковые полосы модуляции (например, вызванные фоном сети), отстоящие на величину  $\Delta f$  от частоты  $f_0$ , повышаются в  $\delta \approx \frac{f_0}{\Delta f S_{\phi 0}}$  раз, если  $\frac{\Delta f}{f_0} \ll \frac{1}{S_{\phi 0}}$

и постоянная времени регулятора амплитуды велика по сравнению с периодом возникающих возмущений. Регуляторы амплитуды, действующие достаточно быстро, подавляют, особенно при высокой крутизне регулирования, амплитудную модуляцию, вызываемую фоном и шумами, а также и частотную модуляцию, поскольку причиной последней являются колебания амплитуды.

**Генератор с ограничением за счет сеточного тока (аудионное ограничение):** (10 кгц—30 Мгц) (рис. 25-102). Схема дает возможность получать колебания с высокой стабильностью частоты. Если в качестве генераторной лампы применен высокочастотный пентод с большой крутизной, а контур имеет высокую добротность, то электроды лампы могут быть связаны с колебательным контуром очень слабо. На нижнем конце диапазона целесообразно выбрать величину усиления петли обратной связи  $kV_0 \approx 2$ , а связь с сеткой в 2—3 раза слабее, чем с анодом. Эта схема дает возможность получить: малые расстройки при смене ламп; незначительное обратное действие анода на фазовые соотношения вследствие того, что внешнее сопротивление в анодной цепи мало, а внутреннее сопротивление велико (слабая связь с контуром, постоянное напряжение на экранирующей сетке меньше, чем на аноде, малые амплитуды колебаний); малое влияние сеточного тока на фазовые со-

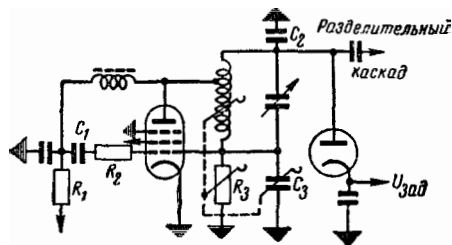


Рис. 25-103. Генератор с задержанной регулировкой напряжения сетки (10 кгц—30 Мгц).

отношения, так как поворот фазы, создаваемый делителем в цепи сетки, невелик (выходное реактивное сопротивление делителя по возможности мало по сравнению с входным сопротивлением сеточной цепи  $R_E \approx R_C/3$ , зависящим от напряжений питания и амплитуды); малое влияние фазы гармоник, так как вследствие слабой связи с лампой полностью используются фильтрующие свойства контура. Вследствие этого мало изменяется и крутизна фазовой характеристики при колебаниях внутреннего сопротивления лампы.

**Генератор с задержанной регулировкой напряжения сетки** (рис. 25-103). При правильном расчете схемы, работающей без сеточного тока, одновременно достигаются: высокое постоянство выходного напряжения при изменении настройки, рабочих напряжений или параметров лампы; малый коэффициент нелинейных искажений, так как амплитуда колебаний на электродах лампы невелика и добротность контура высока; высокое постоянство частоты, так как связь с лампой слаба, гармоники пренебрежимо малы и отсутствует влияние сеточного тока на фазовые соотношения. Путем задержанного выпрямления диодом напряжения колебательного контура на емкости  $C_3$  образуется регулирующее напряжение, используемое для стабилизации амплитуды; с помощью напряжения задержки  $U_{зад}$  можно изменить амплитуду колебаний, а с помощью емкостного делителя  $C_2 C_3$ — величину используемого участка характеристики генераторной лампы. Чтобы исключить возможность увеличения коэффициента нелинейных искажений из-за импульсов тока диода, нужно выбирать сопротивление  $R_3$  большим по сравнению с емкостным сопротивлением колебательного контура для гармоник. Для устранения же прерывистых колебаний, могущих возникнуть при большой постоянной времени  $R_3 C_3$ , служит дифференцирующая ячейка  $R_1, C_1, R_2$ , которая создает сильную отрицательную обратную связь для релаксационных колебаний.

**Генератор у. к. в., стабилизированный по амплитуде** (рис. 25-104). В этой схеме эффективная стабилизация амплитуды обеспечивается тем, что анодное напряжение лампы 1 регулируется двухкаскадным усилителем постоянного тока на лампах 2 и 3; на вход этого усилителя поступает разность между стабилизированным постоянным напряжением (регулируемым при помощи сопротивления  $R_{пер}$ ) и напряжением, полученным после выпрямления напряжения высокой частоты с по-

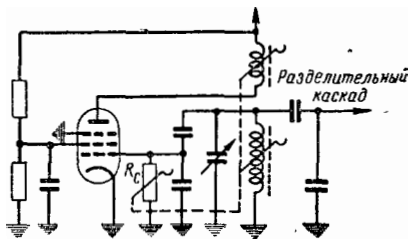
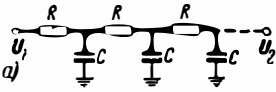

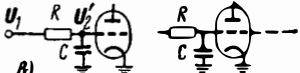
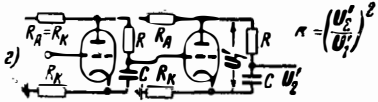
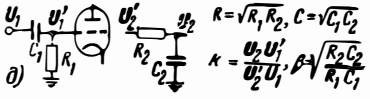
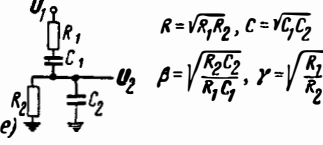
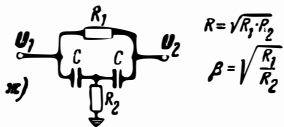
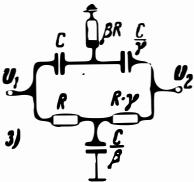
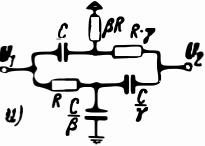


Рис. 25-102. Генератор с ограничением за счет сеточного тока (10 кгц—30 Мгц).

**Характеристики цепей, определяющих**  
 Сокращенные обозначения:  $K = \frac{U_2}{U_1} = e^{(b+j\varphi)}$ ;  $a = \omega RC$ ;

Индекс 0 означает, что данная величина относится к частоте, при которой

№	Цепь	Схема	Число звеньев	$a_0$	$\beta$
1	Фазосдвигающая RC цепочка*		3	$\sqrt{6}$	
			4	$\sqrt{\frac{10}{7}}$	
2	Однородная RC линия	 $\frac{dC}{dl} = \text{const}$ $\frac{dR}{dl} = \text{const}$		$2\pi^2$	
3	Развязанная RC цепочка*	 Для n звеньев $\kappa = (U_2'/U_1)^\eta$	3	$\sqrt{3}$	
			4	1	
			$\rightarrow 0$	$\rightarrow \infty$	
4	Фазовращатель*	 $\kappa = \left(\frac{U_2'}{U_1}\right)^2$		1	
5	Развязанная CR-RC цепочка	 $R = \sqrt{R_1 R_2}, C = \sqrt{C_1 C_2}$ $\kappa = \frac{U_2' U_1'}{U_2 U_1}, \beta = \sqrt{\frac{R_2 C_2}{R_1 C_1}}$		1	1
6	Звено Вина	 $R = \sqrt{R_1 R_2}, C = \sqrt{C_1 C_2}$ $\beta = \sqrt{\frac{R_2 C_2}{R_1 C_1}}, \gamma = \sqrt{\frac{R_1}{R_2}}$		1	1
				1	1
				1	1
7	T-образное мостовое звено	 $R = \sqrt{R_1 R_2}$ $\beta = \sqrt{\frac{R_1}{R_2}}$		1	1
8	Двойное T-образное звено				0,5
					< 0,5
					> 0,5
					1
					1
9	Обращенное двойное T-образное звено			1	1
					2,414

\* При замене R на C и наоборот a нужно заменять на 1/a и +j на -j. Предельные значения обозначены жирным шрифтом.



$$s_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\left(\frac{a}{a_0} - \frac{a_0}{a}\right)}; \quad x = \frac{1}{K_0 s_{\varphi 0}}$$

кривая геометрических мест K пересекает вещественную ось

γ	$\frac{1}{\beta_0}$	$s_{\varphi 0}$	x	$\frac{1}{K}$	Литература	
					Схема	Генератор (диапазон частот)
	-2,9	-0,51	57,3	$1 - 5a^2 - j(a^3 - 6a)$	[Л. 164]	[Л. 164] 30 гц 300 кгц
	-18,4	-0,65	28,3	$1 + a^4 - 15a^2 - j(7a^3 - 10a)$	[Л. 165]	[Л. 165] Теория
	-11,6	-0,79	14,7	$\frac{1}{2} e^{\left(\sqrt{\frac{a}{2}} + j\sqrt{\frac{a}{2}}\right)}$	[Л. 166]	[Л. 166] 0,15— 1,5 Мгц
	-8	-0,65	12,3	$1 - 3a^2 - j(a^3 - 3a)$	[Л. 165]	[Л. 146]...14 Мгц
	-4	-1	4	$1 + a^4 - 6a^2 - j(4a^3 - 4a)$		
	-1	-1,57	-0,64	при n звеньях $1/K = (1 + ja)^n$		
	-4	-1	4	$4e^{j4 \arctg a}$	[Л. 167]	[Л. 167] 0,2—10 кгц
	2	-0,5	-4	$1 + \beta^2 + j\beta \left(a - \frac{1}{a}\right)$		
	1,33	-0,43	-3,08			
$\sqrt{2}/2$	2	-0,25	-8	$1 + \gamma^2 \left[1 + \beta^2 + j\beta \left(a - \frac{1}{a}\right)\right]$	[Л. 168] [Л. 169] [Л. 165]	[Л. 168] 4 гц— 1,3 Мгц [Л. 169] Расчет [Л. 165] } Теория [Л. 141]
1	3	-0,33	-9			
$\sqrt{2}$	5	-0,4	-12,5			
	1,5	0,17	9	$1 + \frac{2 - j\beta^2 \left(a - \frac{1}{a}\right)}{\beta^2 + \left(-\frac{1}{a}\right)^2}$		[Л. 170] 30 гц—3 Мгц
	4	0,92	4,36			
	13,5	2,31	5,83			
	51	4,90	10,4			
1	∞		4	$1 - 4j \frac{1}{a - \frac{1}{a}}$	[Л. 171] [Л. 172]	[Л. 173] 20 гц—15 кгц
1	<0			См. [Л. 171, 174]		
1	>0					
1	4	0,75	5,33			
→∞	→∞		→2	$1 - 2j \frac{1}{a - 1/a}$		
1	1,33	-0,25	-5,33	$\frac{4}{3} + j \frac{1}{3} \left(a - \frac{1}{a}\right)$	[Л. 175]	[Л. 175] 0,5—1,5 Мгц
→∞	→1	→-0,5	→-2	$1 + j \frac{1}{2} \left(a - \frac{1}{a}\right)$		
→∞	→0,83	-				

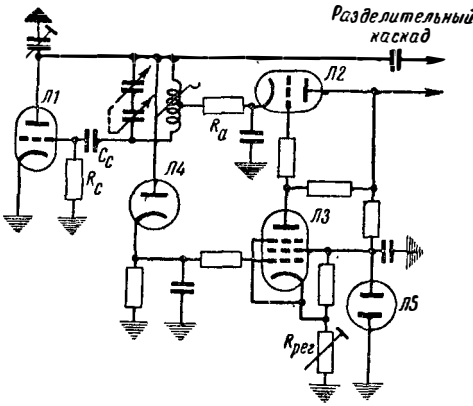


Рис. 25-104. Генератор, стабилизированный по амплитуде (30—300 Мгц).

мощью лампы 4. Так как одновременно имеет место ограничение за счет сеточного тока с малой постоянной времени  $R_c C_c$ , то прерывистая генерация не может возникнуть даже при большой инерционности регулирующей цепи Л4—Л3—Л2— $R_a$ .

**Обзор генераторов типа RC.** В генераторах типа RC частота колебаний определяется цепочкой RC, включенной в петлю обратной связи. При правильном выборе схемы и ее элементов и при усилении без сдвига фазы частота колебаний равна:

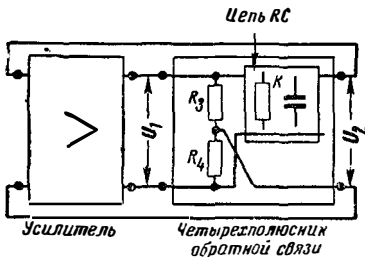
$$f_0 = \frac{a_0}{2\pi RC} \quad (25-93)$$

В табл. 25-5 приведены для различных цепочек RC значения  $a_0$ , а также используемые в дальнейшем параметры  $K_0$ ,  $s_{\tau 0}$  и  $x$ .

В генераторах типа RC с простой петлей обратной связи условие самовозбуждения выполняется, если абсолютная величина коэффициента усиления петли обратной связи больше, чем  $\frac{1}{K_0}$ , а знак его таков же, как у  $K_0$ .

Элементы цепочки RC могут быть распределены по цепи усилителя; например, на рис. 25-107 приведена схема усилителя с тремя звеньями RC (№ 3), образующего петлю обратной связи. Относительная крутизна фазовой характеристики при простой петле обратной связи равна  $s_{\tau 0}$ .

**Генераторы типа RC с мостовой схемой**



$$V = \frac{1}{k_0}; \quad \frac{U_2}{U_1} = K - \tau; \quad \tau = \frac{R_4}{R_3 + R_4}$$

Рис. 25-105. Генератор типа RC с мостовой схемой.

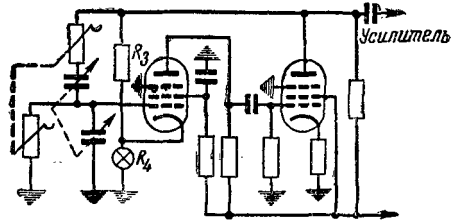


Рис. 25-106. Генератор, стабилизированный по амплитуде, с применением схемы моста Вина с термоспротивлениями (0,1 гц—300 кгц).

(рис. 25-105). В режиме генерации усиление петли связи  $kV = (K - \tau)V = 1$ , где величина  $K$  определяется по табл. 25-5, а выражение для  $\tau$  дано на рис. 25-105. С помощью дополнительной, не зависящей от частоты связи  $\tau$  можно использовать для настройки и такие дощечки, которые на частоте  $f_0$  создают отрицательную обратную связь или полюс затухания. Относительная крутизна фазовой характеристики всех схем с не зависящей от частоты дополнительной связью, охватывающей весь усилитель (даже если эта связь осуществляется не с помощью мостовой схемы), при усилении на частоте возбуждения равна:

$$s'_{\tau 0} = \frac{V}{x} \quad (25-94)$$

В схемах с мостовой стабилизацией в целях регулирования амплитуды колебаний дополнительную связь  $\tau$  выполняют так, чтобы она изменялась в нужном направлении в зависимости от напряжения. Тогда  $\tau$  устанавливается автоматически на нужном для поддержания колебаний значении  $\tau = K_0 - \frac{1}{V}$ . В качестве примера на

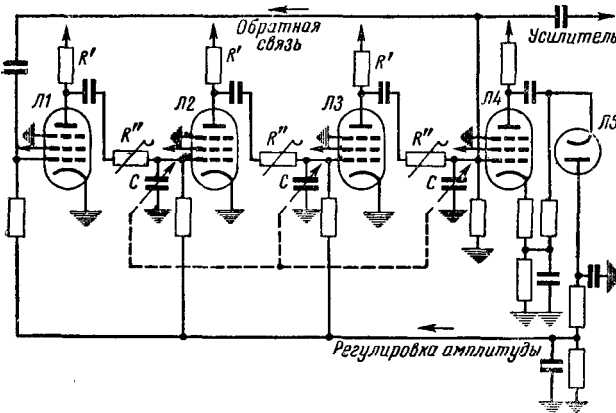
рис. 25-106 приведена схема с мостом Вина. В этой схеме используется звено № 6 (табл. 25-5), к которому для образования моста присоединены сопротивления  $R_3$  и  $R_4$ . Для стабилизации амплитуды колебаний в качестве сопротивления  $R_3$  или  $R_4$  используют термосопротивление. Так как при этом усилитель может работать в оптимальной точке при малых амплитудах раскачки и петля обратной связи создает сильную отрицательную обратную связь для гармоник, то схема дает возможность получить колебания с малым коэффициентом нелинейных искажений.

Нестабильность частоты генераторов типа RC оценивается составляющими  $v_a$  и  $v_s$  [формула (25-88)]. С учетом уравнения (25-94) имеем:

$$v_a + v_s = -\frac{x\Delta\alpha}{2V} + \frac{\Delta V}{V} \cdot \frac{\alpha x}{2V} \quad (25-95)$$

У генераторов типа RC мостовой схемы главную роль на высоких частотах играет составляющая  $v_s$ ; это означает, что всякие колебания усиления вызывают изменения частоты. Поэтому на частотах выше 300—500 кгц предпочтительны схемы, в которых регулятор амплитуды действует на усиление  $V$ , так как тогда при  $k = \text{const}$

$$\frac{\Delta V}{V} = 0.$$



Фиг. 25-107. Генератор с развязанной цепочкой RC (10 кГц—10 Мгц).

**Генератор с развязанной цепочкой RC** (рис. 25-107). Эта схема пригодна для частот примерно до 10 Мгц. В ней используется цепь № 3 (табл. 25-5), сопротивления  $R$  которой образуются сопротивлениями  $R'$  (рис. 25-107) на верхнем участке диапазона и сопротивлениями  $R' + R''$  — на нижнем участке. Лампа 5 служит для получения регулирующего напряжения; с ее помощью производится задержанное выпрямление колебаний, усиленных лампой 4. Стабильность частоты генератора сравнительно хороша, несмотря на малость относительной крутизны фазовой характеристики ( $s_{\epsilon 0} = 0,65$ ). Составляющая  $v_r$  [уравнение (25-88)] мала, так как имеет место регулирование; составляющая  $v_s$  [уравнение (25-95)] равна 0, так как имеет место регулирование усиления. Вследствие указанного регулирования величина крутизны ламп 1—3 остается в среднем неизменной. Колебания напряжения накала, вызывающие изменения емкости пространственного заряда, мало влияют на генерируемую частоту, если напряжение на экранирующей сетке стабилизировано.

На верхнем участке диапазона фазовые сдвиги усилителя входят в действие цепочки RC; поэтому составляющая  $v_a$  также очень мала и увеличивается только при значительных амплитудах колебаний вследствие влияния фаз гармоник.

**Генератор типа RC с электрической настройкой** (рис. 25-108). Лампа 1 работает как усилитель, лампы 2—5 и конденсаторы C образуют цепочку RC; продольными сопротивлениями этой цепочки являются выходные сопротивления катодных повторителей, равные

$$\frac{1}{S} R_k$$

$$\frac{1}{S + R_k}$$

в целях настройки или частотной модуляции регулируется изменением напряжения  $U_c$ . Катодные сопротивления могут быть заменены [Л. 148] внутренними сопротивлениями ламп; при этом можно получить изменение частоты в отношении до 1:100. С подобным трехкаскадным усилителем, в котором электрической настройкой одновременно с  $U_c$  регулировалась величина  $R_a$ ,

получен диапазон настройки от 100 до 170 Мгц.

**Амплитудная модуляция** (§ 21-1—21-24) задающего генератора применяется только в однокаскадных измерительных генераторах; малая абсолютная величина полосы пропускания колебательного контура на низких частотах и появление частотной модуляции из-за колебаний амплитуды на высоких частотах являются причинами этого. В задающих генераторах с ограничением за счет сеточного тока можно осуществлять модуляцию на экранирующую сетку или на анод. В многокаскадных генераторах модуляция производится на управляющую, экранирующую, защитную сетку или на анод с применением предварительного усиления.

Уменьшения искажений модуляции можно добиться с помощью отрицательной обратной связи (рис. 25-110), а большой коэффициент модуляции (до 100%) с малыми искажениями можно получить путем частичного подавления несущей.

**Примеры многокаскадных измерительных генераторов.** Схема измерительного генератора с амплитудной и частотной модуляцией, предназначенного для испытания приемников, изображена на рис. 25-109. В этом генераторе девиация частоты и коэффициент модуляции определяются измерением модулирующего напряжения ( $D_6$  и  $D_7$ ). На частотах выше 20 Мгц генератор можно модулировать видеосигналами. При этом ключи  $S_F$  следует замкнуть; пиковым детектированием колебаний с помощью  $D_4$  лампа 4 получает надлежащее смещение. С помощью градуированных делителей напряжения  $T_1$  и  $T_2$  можно установить точно известную величину выходного напряжения, так как колебательное напряжение на контуре и усиление лампы 4 устанавливаются равными значениям этих величин, имевшим место при предварительной градуировке. Для этой цели служат, с одной стороны,  $D_3, I_1$  и  $R_2$ , а с другой —  $S_c, D_5, I_1$  и  $R_3$ . Регулируемый с помощью  $R_2$  ограничитель (диоды  $D_1$  и  $D_2$ ) получает смещение, равное катодному потенциалу лампы 3. Ограничитель поддерживает амплитуду колебаний генератора неизменной и этим уменьшает паразитную амплитудную модуляцию при частотной модуляции. Потенциометр  $R_1$ , спаренный с переменным конденсатором настройки и регулирующий величину модулирующего напряжения при частотной модуляции, дает возмож-

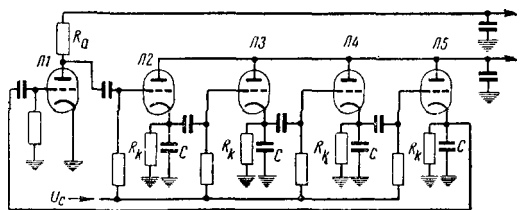


Рис. 25-108. Генератор типа RC с электрической настройкой.

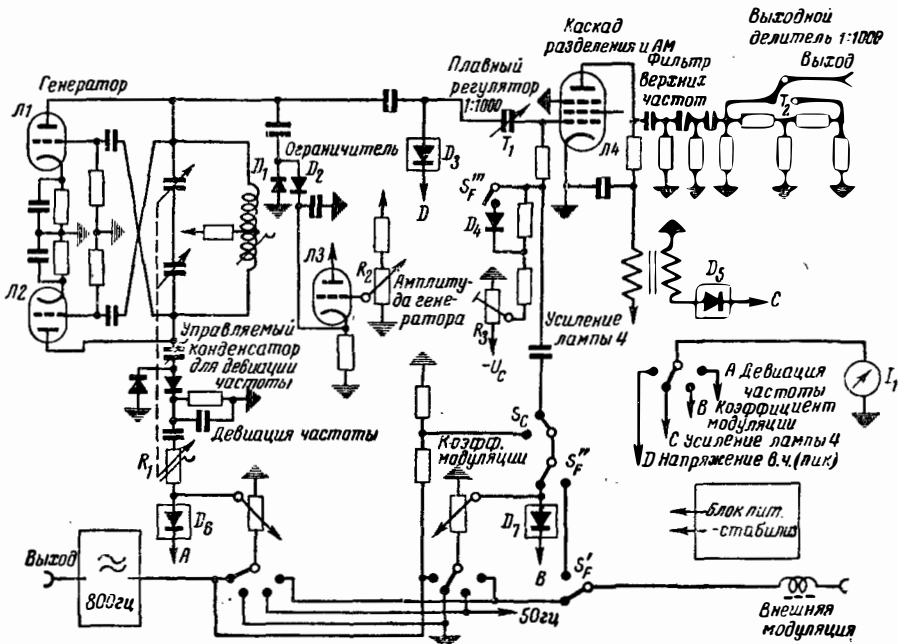


Рис. 25-109. Принципиальная схема измерительного АМ—ЧМ генератора для испытания приемников (5—240 Мгц, 0,05 мкв—50 мв, фирма Сименс—Гальске).

ность в значительной мере компенсировать зависимость девиации частоты от несущей частоты.

Измерительные генераторы с отрицательной обратной связью в цепи модуляции (рис. 25-110). Задающий генератор возбуждает колебания, стабильные по частоте и амплитуде; он слабо связан с буферным двухкаскадным двухтактным усилителем, имеющим задержанную регулировку. Выходное напря-

жение усилителя имеет малый коэффициент нелинейных искажений по высокой частоте и мало зависит от колебаний частоты, нагрузки и напряжения сети.

Модуляция по амплитуде производится на сетки ламп второго каскада буферного усилителя. Нелинейные искажения модуляции снижены с помощью отрицательной обратной связи в цепи модуляции. Вследствие значительной амплитуды высокочастотных колебаний

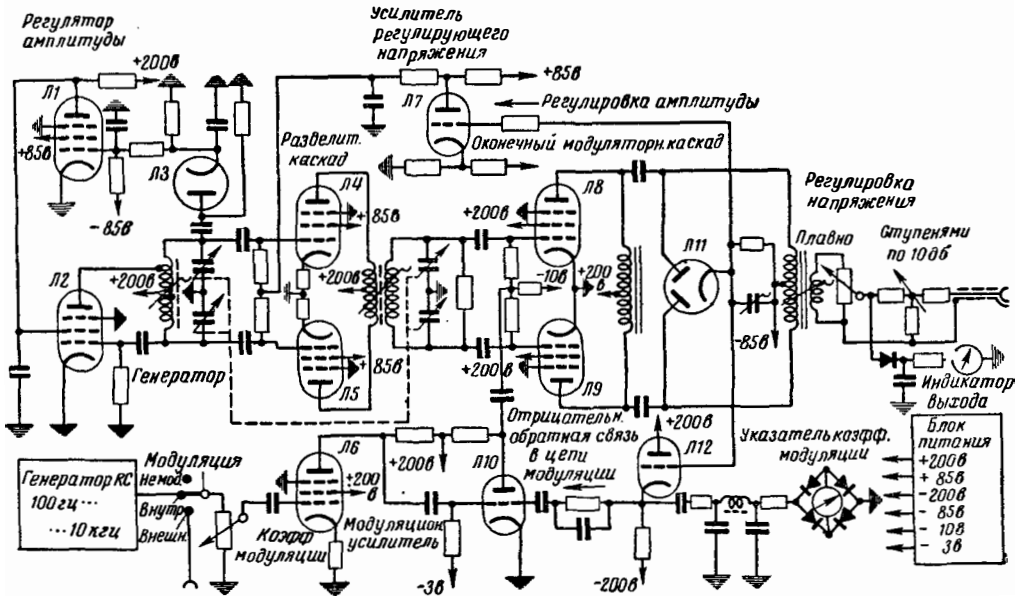


Рис. 25-110. Принципиальная схема измерительного генератора с мощным выходом для испытания приемников (30 кгц—30 Мгц, 10 в—0,1 мкв, фирма Родэ—Шварц).

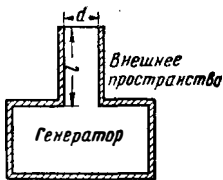


Рис. 25-111. Экранирующая трубка.



Рис. 25-112. Проход изоляционной оси через экран.

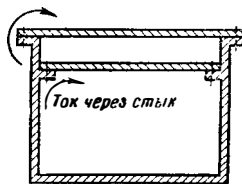


Рис. 25-114. Крышка корпуса с двойным экранированием.

выпрямленное напряжение, получающееся после лампы 11, свободно от искажений вплоть до очень больших значений коэффициента глубины модуляции; это напряжение в качестве напряжения отрицательной обратной связи подается через лампы 12 и 10 в цепь модулятора. Напряжение несущей частоты, поддерживаемое неизменным на анодах лампы 11, делает отрицательную обратную связь независимой от нагрузки и частоты и дает возможность определять коэффициент глубины модуляции прямо по величине напряжения низкой частоты, измеренного на лампе 11.

**Экранирование и дросселирование.** Измерительные генераторы, предназначенные для определения чувствительности приемников, выдают при применении соответствующих делителей напряжения до  $0,1 \text{ мкв}$  (§ 25-27). При столь малых выходных напряжениях недопустимо, чтобы между генератором и исследуемым приемником возникали малейшие паразитные связи. Поэтому генератор экранируют, помещая его в одинарный или многократный металлический экран; если толщина стенок экрана достаточно велика по сравнению с глубиной проникновения тока, то выход энергии высокой частоты возможен только через отверстия, пазы, выводы осей и провода, подводящие питание. Поле, выходящее из отверстия, можно ослабить в  $\sigma$  раз с помощью экранирующей трубки (рис. 25-111), если последняя не будет вести себя как волновод или резонатор (§ 5-2). Если  $l \geq d/2$ , то

$\sigma \approx e^{-\frac{F l}{d}}$ . Для электрического поля  $F=4,8$ ; для магнитного  $F=3,68$  [Л. 153]. Трубки весьма пригодны для экранирования изоляционных осей (рис. 25-112). Экранирование металлических осей более сложно. На рис. 25-113 изображена конструкция, которая в отношении экранирования примерно равноценна конструкции, изображенной на рис. 25-112.

Крышки создают неплотности (рис.

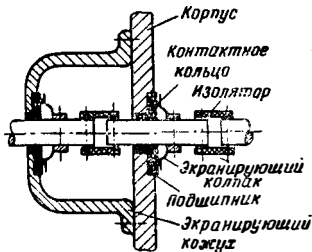


Рис. 25-113. Проход металлической оси через экран (двойное экранирование).

25-114), если через стыки проходят токи от крышки к корпусу. Влияние этих неплотностей тем меньше, чем больше число контактов между корпусом и крышкой и чем меньше их сопротивление. Лучшие результаты получаются, если контакты образуются большими посеребренными и хорошо прилегающими друг к другу поверхностями, стянутыми между собой во многих местах. Дальнейшее улучшение экранирования получается при устройстве двойных крышек (рис. 25-114). Чтобы токи, протекающие через стыки и корпус, были возможно меньше, следует дополнительно экранировать те элементы внутренней конструкции генератора, которые создают сильное электрическое или магнитное поле. Всю схему целесообразно монтировать на шасси, которое соединено с корпусом только через экран выходного кабеля и с которым соединены все внутренние экраны. Замкнутые цепи, по которым протекают сильные токи высокой частоты, должны охватывать по возможности малые площади, должны быть удалены от неплотностей корпуса и расположены параллельно поверхности крышки. Провода, подводящие питание, целесообразно помещать в экран внутри генератора и выводить наружу через одно- или многозвенный фильтр нижних частот (рис. 25-115). На этой схеме  $C_d$  — проходные конденсаторы, отличающиеся тем, что до очень высоких частот их взаимное сопротивление в  $\sigma$  раз меньше отношения выходного напряжения к входному току, мало. Дроссели должны быть малоемкостными, и в них должно отсутствовать явление последовательного резонанса, что лучше всего достигается при помощи дисковой обмотки.  $L_6, L_7$  и  $R_1$  препятствуют прохождению уравнивающих токов через двойные соединения между внутренним корпусом генератора и дополнительно экранирующим наружным кожухом. Остаточные токи высокой частоты в блоке питания задерживаются с помощью фильтров из  $L_1-L_5, C_1, C_2$ .

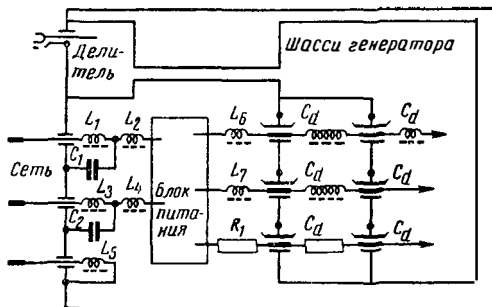


Рис. 25-115. Дросселирование генератора.

### 25-30. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ДЛЯ ЧАСТОТ ВЫШЕ 300 Мгц

При конструировании генераторов дециметровых волн затруднительно ввести лампу в конструкцию резонансного контура так, чтобы выполнялись условия обратной связи и усиления. Даже у миниатюрных ламп выводы электродов настолько велики по сравнению с длиной волны, что они вместе с емкостью электродов образуют недоступные внутренние резонансные контуры и сильно влияют на свойства резонансных контуров, присоединяемых извне. Поэтому для этого диапазона частот разработаны лампы с дисковыми впамями, хорошо согласующиеся с колебательными системами. Выводы электродов этих ламп через стеклянную колбу осуществляются с помощью круглых металлических шайб или цилиндров, имеющих вне колбы большую контактную поверхность. Если такие лампы встраиваются, например, в горшкообразный резонатор или в отрезок коаксиальной линии, то электродные шайбы или цилиндры образуют продолжение резонансной системы, нарушенной в месте включения лампы, и неоднородности не возникают. При этом генераторная лампа дециметровых волн, механически плотно связанная с резонансной системой, является вместе с тем легко сменяемым элементом конструкции. Измерительные генераторы на лампах с дисковыми впамями имеют диапазон частот примерно до 4 000 Мгц; в отношении высокой стабильности частоты колебаний, простоты устройства блока питания эти генераторы имеют преимущество перед клистронными генераторами.

Более дешевые миниатюрные лампы в соединении с переменным конденсатором и катушечным барабаном в схеме Колпитца дают возможность получать колебания на частотах до 600 Мгц. При применении же контура, в котором одновременно изменяются  $L$  и  $C$  (так называемый контур «бабочка»), можно получить колебания на частотах до 900 Мгц.

Генератор по схеме Колпитца для высоких частот изображен в двух вариантах на рис.

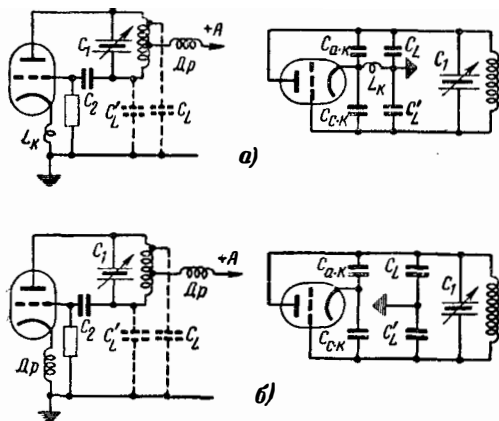


Рис. 25-116. Генератор по схеме Колпитца.  
а — катод соединен с корпусом; б — катод соединен с корпусом через дроссель.

25-116, а и б; эти варианты различаются между собой только способом присоединения катода. Целесообразно выполнять статор переменного конденсатора из двух пакетов пластин, между которыми вводится укрепленный на изоляторе ротор; это дает возможность устранить скользящие контакты.

На работу схемы сильное влияние оказывают емкости ламп и соединительных проводов. На эквивалентных схемах, изображенных на том же рис. 25-116, эти емкости показаны отдельно. Емкости  $C_{а.к}$  и  $C_{с.к}$ , соединенные последовательно, оказываются включенными параллельно колебательному контуру. Точка их соединения с катодом симметрична для напряжения на колебательном контуре; поэтому переменные напряжения на сетке и на аноде сдвинуты по фазе на  $180^\circ$  и даже на высоких частотах нет нужды симметризовать схему с помощью отвода от катушки анодного контура. Такой отвод даже будет мешать, так как практически невозможно поддерживать в широком диапазоне частот обе точки симметрии под одинаковым потенциалом. Показанное на схеме соединение с катушкой предназначено только для обеспечения прохождения тока питания. От конструкции генераторной лампы и ее цоколевки зависит, насколько мала обозначенная на схеме индуктивность  $L_k$ . Последняя вместе с емкостями лампы и схемы  $C_L$  образует резонансный контур, через который при несимметрии схемы протекает уравнивающий ток, искажающий работу генератора. Поэтому, как показано на рис. 25-116, б, прямо к катоду присоединяется большая индуктивность, действующая как дроссель. Опыт показывает, что генератор по схеме Колпитца мало подвержен возникновению паразитных релаксационных колебаний; это связано с тем, что емкость сеточного конденсатора  $C_2$  может быть относительно мала. Но, с другой стороны, такой генератор отличается наличием сильных гармоник, так как неизбежное на высоких частотах уменьшение элементов колебательной системы оказывает отрицательное влияние на ее добротность. Переклещивание диапазонов целесообразно производить с помощью катушечного барабана, который конструктивно должен составлять одно целое с переменным конденсатором и лампой, чтобы соединительные провода были возможно более короткими. Верхний предел диапазона частот лежит примерно около 600 Мгц. Достижимая стабильность частоты при стабилизированных источниках питания равна от  $10^{-4}$  до  $10^{-5}$  в течение времени измерения порядка 15 мин.

Если в схеме Колпитца вместо катушки и конденсатора использовать контур «бабочку», то верхнюю границу диапазона частот можно повысить примерно до 1 000 Мгц. Конструкция контура «бабочки» показана на рис. 25-117. Этот контур подобно переменному конденсатору состоит из пакетов роторных и статорных пластин; ротор не имеет скользящего контакта. Контур «бабочка» дает большое перекрытие по частоте (достигающее 1—3 с учетом емкости лампы), что является следствием особой формы пластин: некоторые секторы пластин статора ведут себя главным образом как индуктивность, а другие —

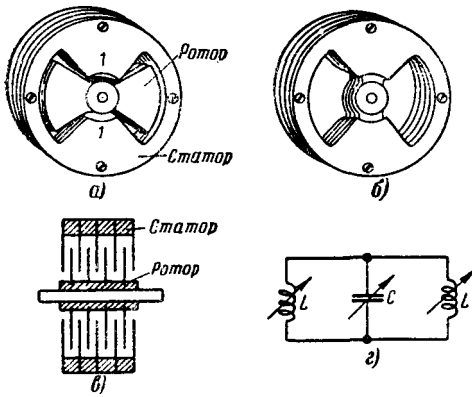


Рис. 25-117. Колебательный контур «бабочка» и его эквивалентная схема.

а — положение для высоких частот; б — положение для низких частот.

— главным образом как емкость. При вращении ротора секторы 1—1 (рис. 25-117,б) образуют максимальную емкость, а дуги, соединяющие эти секторы, — максимальную индуктивность. При повороте ротора на 90° индуктивность дуг уменьшается; одновременно уменьшается и емкость контура. Контур «бабочка» имеет высокую добротность, а следовательно, и высокое резонансное сопротивление. Точки, между которыми получается высокое резонансное сопротивление и к которым следует присоединять электроды лампы, обозначены на чертеже цифрами 1—1.

Другой тип резонансного контура для дециметровых волн с большим диапазоном настройки изображен на рис. 25-118. С лампой

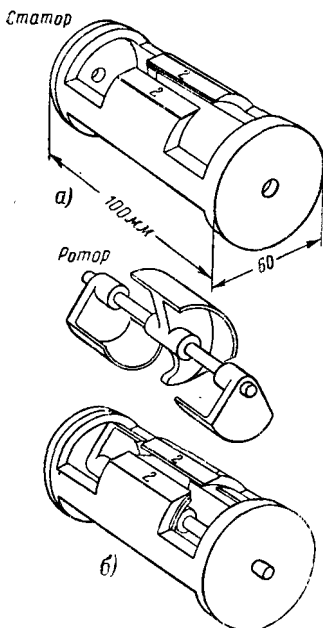


Рис. 25-118. Настраиваемый резонансный контур для дециметровых волн.

а — ротор и статор изображены в отдельности; б — собранная конструкция.

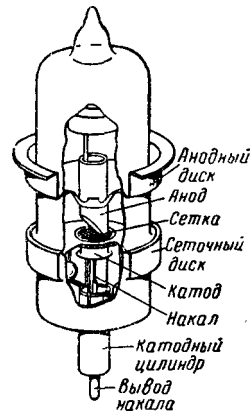


Рис. 25-119. Лампа с дисковыми впамями типа EC55.

контур перекрывает диапазон частот от 300 до 900 Мгц. Резонансная система образована стенками цилиндра с вырезами и ротором специальной формы. И в этой конструкции ротор не имеет скользящих контактов. Точки, между которыми получается высокое резонансное сопротивление, обозначены цифрами 2—2. Эти точки лежат примерно в середине конструкции, т. е. отрезки цилиндра колеблются подобно симметричной полуволновой линии. Изменение частоты контура получается за счет того, что на низких частотах ротор увеличивает емкость на концах линии, при высоких частотах уменьшается волновое сопротивление линии.

Измерительные генераторы для частот выше 1000 Мгц строятся на лампах с дисковыми впамями с применением двух настроенных контуров. На рис. 25-119 изображен разрез подобной лампы, а на рис. 25-120 она показана встроеной в коаксиальную линию. Достоинство конструкции заключается в том, что с помощью перестраиваемых линий можно на электродах лампы, где возникают колебания, так преобразовать высокое резонансное сопротивление, что выполняются условия баланса амплитуд и фаз. Сетка генераторной лампы разделяет резонансные контуры по высокой частоте; поэтому необходима искусственная обратная связь. Ее можно образовать (как показано на рисунке) с помощью металлического штифта или с помощью петель связи, введенных в каждую из коаксиальных линий. Другой способ обратной связи состоит в том, что сетка лампы соединяется по высокой частоте не прямо с корпусом, а через конденсатор. Так как через последний одновременно протекают токи анодного и катодного контуров, то контуры оказываются связанными.

В линиях условия резонанса могут быть многозначны (§ 8-2). Чтобы не допустить во время работы перескока с одного вида колебаний на другой, нужно быть уверенным в том, что условия самовозбуждения выполняются только для одной частоты. Это достигается тем, что емкостная нагрузка обеих линий делается неодинаковой, в результате чего гармоники смешаются относительно друг друга. Таким образом, анодный и катодный контуры

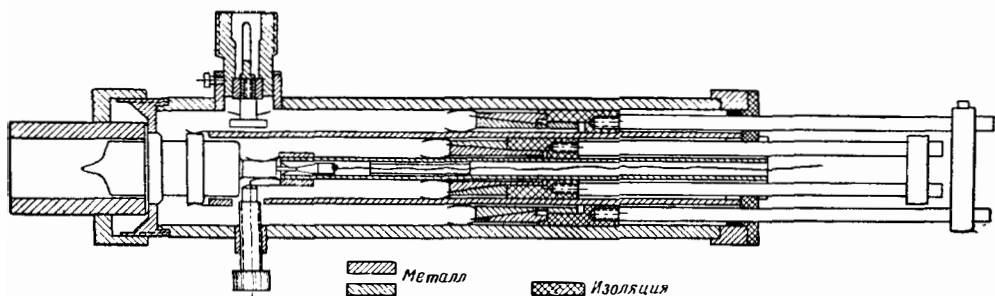


Рис. 25-120. Генератор дециметровых волн на лампе с дисковыми впадинами типа ЕС55 и с отрезками коаксиальных линий в качестве резонансных контуров.

настраиваются в резонанс на одной частоте, а для их гармоник резонанс наступает не одновременно. Изображенное на рис. 25-120 гальваническое короткое замыкание линии вызывает из-за плохого контакта не поддающиеся контролю изменения напряжения и частоты; поэтому замыкание линий часто выполняется емкостным замыкателем. Однако при больших пределах изменений трудно при коротком поршне получить достаточно большую замыкающую емкость. Так как перемещения поршней в анодном и катодном контурах могут быть неодинаковыми, то механизмы, осуществляющие эти перемещения, не должны быть жестко связаны между собой.

В генераторе, изображенном на рис. 25-121, применены ленточные линии. Генератор имеет четыре диапазона, переключаемых путем подсоединения линий различной длины; внутри каждого диапазона частоту можно изменять с помощью перемен-

ного конденсатора. Общий диапазон частот генератора от 1 000 до 1 900 Мгц достигнут применением анодного контура в виде полуволновой линии. Подобная же конструкция, в которой применены четвертьволновые линии, дает наивысшую частоту только 1 000 Мгц. Это объясняется тем, что на конце разомкнутой четвертьволновой линии имеется значительная емкостная нагрузка. С полуволновой линией могут быть получены значительно более высокие частоты, так как здесь указанная емкостная нагрузка на конце линии отсутствует. Настройка катодной цепи осуществляется аналогично, но только в режиме  $\frac{\lambda}{4}$  и  $\frac{3}{4}\lambda$ ,

и конструкция предусматривает одновременно выполнение катодных выводов лампы. В принципе можно и здесь использовать полуволновые линии. Изменение частоты в каждом из четырех поддиапазонов невелико; поэтому настройка катодного и анодного контуров может быть сопряжена и тем самым обеспечено одноручечное управление генератором. Переключаемые линии укреплены на поворотном диске. Контакты расположены относительно далеко от максимума тока и поэтому не создают никаких затруднений. Стабильность частоты равна примерно  $2 \cdot 10^{-5}$  в течение 15 мин, что является результатом жесткой конструкции и хорошего отвода тепла через большое поперечное сечение линии между лампой и корпусом.

Все генераторы дециметровых волн очень склонны к возбуждению паразитных колебаний. Паразитную генерацию легко проглядеть, что приводит к ошибкам при измерениях. Поэтому эти генераторы часто контролируются с помощью гетеродина, например с помощью гетеродинного волномера. При наличии паразитных колебаний продукт смешения выявляется в виде нечистого тона или шума. Причиной паразитных колебаний являются релаксационные процессы, возникающие в случае, если спад колебаний в генераторе происходит быстрее, чем разряд сеточного конденсатора через сопротивление утечки сетки. Опыт показывает, что не удается повысить добротность контура настолько, чтобы при повышении частоты не уменьшалось время установления колебаний генератора. Поэтому генераторы дециметровых волн при уменьшении времени установления тем более подвержены паразитным колебаниям, чем вы-

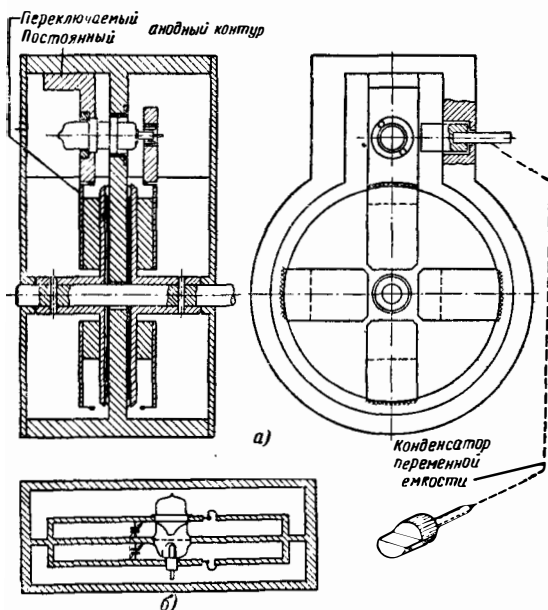


Рис. 25-121.

а — генератор дециметровых волн на лампе с дисковыми впадинами типа ЕС55 с четырьмя переключаемыми ленточными линиями в качестве резонансных контуров; б — эквивалентная схема генератора.



ше частота. Резким уменьшением постоянной времени сеточной цепи и установлением возможно более слабой обратной связи паразитные колебания обычно устраняются.

При импульсной работе необходимо выбирать обратную связь возможно более сильной, чтобы получить малое время нарастания и малые искажения формы импульса. Таким образом, при одном виде работы необходима возможно более слабая обратная связь, а при другом — возможно более сильная; вследствие этого строятся генераторы дециметровых волн, удвоявительно работающие в обоих режимах, затруднительно.

Через емкость между электродами дециметровой лампы протекает значительная часть общего колебательного тока, поэтому колебания напряжения питания сильно сказываются

на частоте генератора дециметровых волн. Устройства для поддержания постоянства и фильтрации напряжения источников питания требуются в дециметровых генераторах значительно большего места, чем в генераторах низких частот. Обычно анодное напряжение поддерживается постоянным с помощью электронного стабилизатора на двух лампах (управляющей и усилительной) и стабилитрона (неоновой лампы) с точностью 2—3%. Стабилизировать напряжение накала можно, например, с помощью двухкаскадного усилителя и термисторного моста; когда регулируемое напряжение выходит за допустимые пределы изменения, на выходе моста получается напряжение, которое после усиления добавляется или вычитается из регулируемого напряжения.

## Измерения параметров антенн

### 25-31. ИЗМЕРЕНИЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ, ВЫГРЫША И ЭФФЕКТИВНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПЛОЩАДИ АНТЕННЫ

Измерения на средних и коротких волнах. На длинных и средних волнах поляризация обычно вертикальна; поэтому для снятия диаграммы направленности следует пользоваться измерительными генераторами и измерительными приемниками, излучающими или принимающими вертикально поляризованные волны. Расстояние от объекта измерения должно быть велико по сравнению с размерами объекта (передающая или приемная антенна) и во всяком случае больше одной длины волны (измерение поля в дальней зоне). Диаграмму направленности в горизонтальной плоскости снимают с помощью передвижных измерительных устройств (устанавливаемых, например, на автомашинах). При снятии диаграммы направленности в вертикальной плоскости используются самолеты, воздушные змеи и шары, радиозонды. Вторичные излучатели, особенно расположенные вблизи от конечного пункта измерительного участка, должны быть устранены или обезврежены.

На коротких волнах представляет интерес выигрыш антенны, определяемый так же, как и для антенн сверхвысоких частот (см. ниже); в принципе он может быть измерен теми же методами. Однако выполнение измерений этими методами затруднительно из-за геометрических размеров коротковолновых антенн. Практически поступают следующим образом: напряжение  $U_2$  на выходе исследуемой коротковолновой приемной антенной (ромбической, V-образной), сравнивают с напряжением  $U_1$ , принятым полуволновым диполем, подвешенным на высоте, соответствующей средней высоте исследуемой антенны. Обе антенны облучаются при одинаковом угле падения. Это можно выполнить, например, с помощью самолета или воздушного шара. Если использование самолета нежелательно, то можно сравнивать напряжения обеих антенн, полученные при приеме дальней станции. При этом для

устранения влияния замирания следует работать со статистически регистрирующими устройствами. Напряженности поля, которые оказываются превышенными в обеих антеннах в течение  $T\%$  времени, сравниваются между собой. Выражение

$$G = \left( \frac{U_2}{U_1} \right)^2 \quad (25-96)$$

дает значение выигрыша антенны по сравнению с полуволновой антенной.

Измерения на сверхвысоких частотах. При резко выраженной направленности, т. е. в случае диаграмм с хорошей концентрацией излучения в вертикальной и горизонтальной плоскостях, как это обычно имеет место на коротких и ультракоротких волнах, и в особенности на сверхвысоких частотах, для оценки направленности излучения достаточно произвести одно горизонтальное и одно вертикальное сечение пространственной диаграммы излучения антенны (рис. 25-122). В обоих сечениях при любой поляризации нужно измерять как горизонтальную, так и вертикальную составляющие поля; таким образом, для получения полной характеристики направленности нужно снять четыре диаграммы, а именно:  $E_\varphi(\varphi, \vartheta = 90^\circ)$ ;  $E_\varphi(\varphi = 0^\circ, \vartheta)$ ;  $E_\theta(\varphi, \vartheta = 90^\circ)$  и  $E_\theta(\varphi = 0^\circ, \vartheta)$ .

При снятии диаграмм направленности необходимо следить за тем, чтобы пункт измерения был удален от антенны на расстояние, большое по сравнению с размерами антенны (измерения должны производиться в интерференционном поле Фраунгофера, а не в поле Френеля). Это расстояние определяется соотношением

$$r \geq K \frac{a^2}{\lambda}, \quad (25-97)$$

где  $r$  — расстояние между антенной и пунктом измерений;  $a$  — наибольший линейный размер антенны;  $K$  — коэффициент, равный в зависимости от вида антенны от 2 до 4.

Для быстрого снятия диаграмм направленности можно воспользоваться устройством,

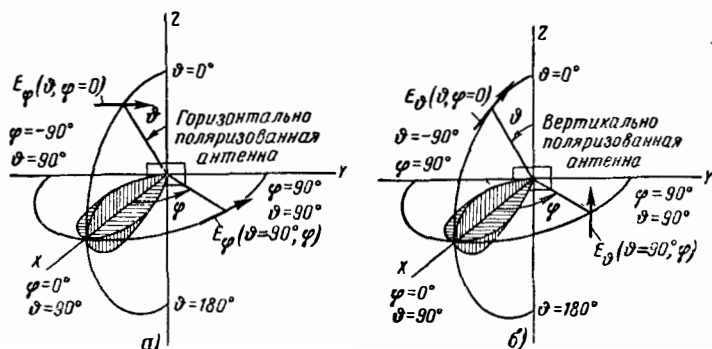


Рис. 25-122. Диаграммы в вертикальной и горизонтальной плоскостях. а — для горизонтально поляризованной антенны, б — для вертикально поляризованной антенны.

схематически изображенным на рис. 25-123. На вращающемся столе установлена исследуемая антенна. Она может работать как передающая или как приемная антенна и облучать жестко установленную измерительную антенну или принимать излучение последней. С осью вращающегося стола связан привод регистрирующего устройства, что дает возможность автоматически снимать характеристику направленности. Исследуемую антенну предпочтительнее испытывать как передающую антенну. Передатчик модулируется прямоугольной волной с частотой 1 000 гц, и выпрямленный после приема сигнал подается обратно к вращающемуся столу по линии постоянного тока. Для того чтобы можно было снимать острые диаграммы направленности на сверхвысоких частотах, угловые деления вращающегося стола должны быть нанесены так, чтобы можно было производить отсчет угла с точностью до минут.

На сверхвысоких частотах представляет интерес так называемая «диаграмма направленности антенны в свободном пространстве». Поэтому при снятии диаграммы направленности следует следить за тем, чтобы отражения от вторичных излучателей, и прежде всего от поверхности земли, отсутствовали. Этого можно достигнуть, если, во-первых, в качестве измерительной антенны использовать направленную антенну, исключающую все нежелательные побочные излучения, и если, во-вторых, устанавливать измерительную и исследуемую антенны на высоких башнях, зданиях и т. п. Наличие или отсутствие паразитных отражений от вторичных излучателей или от поверхности земли устанавливается путем непрерывного изменения (в небольших пределах) излучаемой частоты. Если имеют место вторичные излучения, то будут наблюдаться быстрые синусоидальные изменения принимаемого сигнала



Рис. 25-123. Измерение диаграммы излучения.

с периодом, соответствующим разности путей прямого и отраженного лучей.

Для инженера-исследователя часто оказывается удобнее не снимать саму диаграмму направленности, а исследовать распределение амплитуд или фаз в раскрыве антенны. Распределение амплитуд можно установить с помощью устройства, изображенного на рис. 25-124, а распределение фаз — с помощью

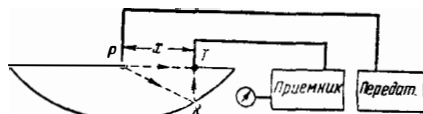


Рис. 25-124. Измерение распределения амплитуд в раскрыве антенны.

устройства, изображенного на рис. 25-125. В точке P находится диполь, возбуждающий антенну, в точке T — небольшая антенна — зонд; напряжение зонда подается к приемнику. При исследовании распределения фаз из линии W<sub>1</sub>, заканчивающейся согласованной нагрузкой, получается напряжение, фазу которого можно регулировать; это напряжение вводится в резонансную линию W<sub>2</sub> и сравнивается с напряжением, получаемым от зонда. Перемещая отводы P<sub>2</sub> и P<sub>3</sub>, устраняют разность амплитуд этих напряжений. Фаза определяется по положению отвода P<sub>1</sub> (нулевое показание прибора I).

**Определение выигрыша интегрированием измеренных характеристик.** Выигрыш антенны,

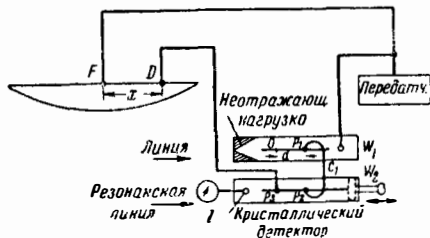


Рис. 25-125. Измерение распределения фаз в раскрыве антенны.

отнесенный к изотропной антенне, определяется равенством, приведенным в § 9-9,

$$G_0(\varphi, \vartheta) = \frac{4\pi U}{P} = \frac{4\pi(U_\varphi + U_\vartheta)}{P}, \quad (25-98)$$

где  $U$  — интенсивность излучения с учетом обоих направлений поляризации;  $P$  — общая мощность излучения,

$$P = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (U_\varphi + U_\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = \\ = \frac{r^2}{Z_0} \int (E_\varphi^2 + E_\vartheta^2) d\Omega, \quad (25-99)$$

где  $E_\varphi$  — горизонтальная,  $E_\vartheta$  — вертикальная составляющая напряженности поля, а  $U_\varphi$  и  $U_\vartheta$  — соответствующие интенсивности излучения (§ 9-4). При снятии характеристик величины  $E_\varphi$  и  $E_\vartheta$  обычно измеряются не в абсолютных единицах (например, в/м), а в относительных единицах  $E_{\varphi r}$  или  $E_{\vartheta r}$ , так что

$$E_\varphi = K E_{\varphi r} \quad \text{и} \quad E_\vartheta = K E_{\vartheta r}, \quad (25-100)$$

где  $K$  — коэффициент пропорциональности. Тогда

$$P = \frac{K^2}{Z_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (E_{\varphi r}^2 + E_{\vartheta r}^2) r^2 \sin \vartheta d\vartheta d\Omega = \\ = \frac{K^2 r^2}{Z_0} (A + B), \quad (25-101)$$

где

$$A = \int E_{\varphi r}^2 d\Omega \quad \text{и} \quad B = \int E_{\vartheta r}^2 d\Omega, \quad (25-102)$$

$\alpha$  коэффициент пропорциональности

$$K = \sqrt{\frac{Z_0 P}{r^2 (A + B)}}. \quad (25-103)$$

„Общий выигрыш“ антенны с учетом обоих направлений поляризации

$$G_0 = G_{0\varphi} + G_{0\vartheta} = \frac{4\pi r^2 K^2 (E_{\varphi r}^2 + E_{\vartheta r}^2)}{P Z_0} = \\ = \frac{4\pi r^2 (E_\varphi^2 + E_\vartheta^2)}{P Z_0}. \quad (25-104)$$

Таким образом, определение выигрыша сводится к вычислению коэффициента  $K$  или интегралов  $A$  и  $B$ . При выполнении интегрирования исходным материалом являются измеренные характеристики. Если имеются налицо горизонтальные диаграммы  $E_\varphi$  и  $E_\vartheta$  для различных постоянных значений  $\vartheta$ , то

$$A = 2 \int_0^\pi \left( \sin \vartheta \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} E_{\varphi r}^2 d\varphi \right) d\vartheta. \quad (25-105)$$

$$\int_0^{2\pi} \frac{1}{2} E_{\varphi r}^2 d\varphi \text{ — площадь полярной диаграммы } E_{\varphi r},$$

определяемая путем планиметрирования для различных значений  $\vartheta$ . Тогда суммирование площадей при различных значениях  $\vartheta$  заменяет интегрирование по  $\vartheta$ .

Найденный таким образом „общий выигрыш“, при определении которого учтены оба направления поляризации, имеет смысл только тогда, когда (в случае приемной антенны) падающая волна имеет поляризацию, соответствующую диаграмме, или (в случае передающей антенны) излучение имеет поляризацию, которая действительно принимается. В общем случае это не имеет места. Поэтому выигрыш заранее уточняется раздельно как выигрыш  $G_\varphi$  для горизонтальной составляющей и выигрыш  $G_\vartheta$  — для вертикальной составляющей.

Выигрыш антенны можно определять по диаграмме излучения в случае диаграмм средней направленности. При остро направленной диаграмме этот метод неточен, в чем легко убедиться, если рассмотреть случай двух антенн, из которых одна излучает всю энергию в малом пространственном угле  $\Omega$ , а другая излучает небольшую часть энергии  $\alpha$  в остаточном угле  $(1 - \Omega)$ .

В первом случае выигрыш

$$G_0 = \frac{4\pi}{\Omega}; \quad (25-106)$$

во втором случае выигрыш

$$G'_0 = \frac{4\pi}{\Omega + 4\pi\alpha} \quad (25-107)$$

Таким образом,

$$G'_0 = G_0 \frac{1}{1 + G_0\alpha}. \quad (25-108)$$

Если выигрыш  $G_0 = 2500$  и  $\alpha = 10^{-4}$ , то  $G'_0 = 2000$ ; таким образом, при рассеянном излучении, равном только 1/100% излучения в главном направлении, выигрыш падает до 80% от величины, получающейся в идеальном случае. Всякая реальная антенна излучает, хотя бы и с очень малой интенсивностью, во всех направлениях. Однако это слабое излучение, распределенное по очень большому пространственному углу, может иметь мощность не столь уж малую по сравнению с общей мощностью. Точно измерить это слабое излучение все же затруднительно, так как на него могут накладываться паразитные излучения, возбуждаемые главным лучом в окружении антенны, от которых его нельзя отделить.

**Определение выигрыша антенны методом сравнения с известной антенной.** Вместо невыполнимой изотропной антенны можно в качестве опорной антенны использовать для сравнения полуволновый диполь. С помощью одного и того же приемника (рис. 25-126) производят прием излучения передатчика сперва на опорную антенну, а затем на исследуемую и сравнивают напряжения  $U_1$  и  $U_2$ , полученные на приемнике. При этом предполагается, что обе антенны согласованы со входом приемника, так что отражения от входа последнего отсутствуют. Выигрыш исследуемой антенны

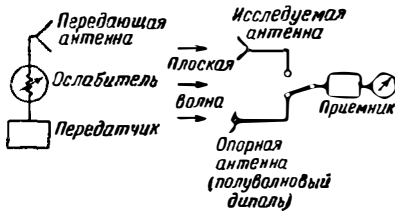


Рис. 25-126. Измерение выигрыша антенны методом сравнения.

по сравнению с полуволновым диполем равен:

$$G' = \left( \frac{U_2}{U_1} \right)^2. \quad (25-109)$$

Так как выигрыш полуволнового диполя по сравнению с изотропной антенной  $G=1,64$ , то измеренный выигрыш исследуемой антенны относительно изотропной антенны равен:

$$G_0 = 1,64 \left( \frac{U_2}{U_1} \right)^2. \quad (25-110)$$

При выполнении этого измерения необходимо обеспечить отсутствие взаимного влияния антенн.

**Абсолютный метод определения выигрыша антенны.** Две одинаковые антенны (рис. 25-127) устанавливаются на расстоянии  $r$  одна от другой.  $r$  определяется условием (25-97); одна из антенн используется в качестве передающей, а другая — в качестве приемной. Согласно § 9-11

$$P_{пр} = GP_{пер} \frac{F}{4\pi r^2} = P_{пер} \left( \frac{G\lambda}{4\pi r} \right)^2$$

или

$$G = \frac{4\pi r}{\lambda} \sqrt{\frac{P_{пр}}{P_{пер}}}, \quad (25-111)$$

где  $P_{пер}$  — излученная, а  $P_{пр}$  — принятая мощность; они измеряются болометрическим методом (мощности в пределах от 1 мквт до 10 мвт могут быть легко измерены этим методом); соответствующие напряженности поля равны от 0,1 до 50 в/м.

**Определение выигрыша методом отражения.** Можно обойтись без измерения мощности, если установить только одну антенну вблизи от отражателя с достаточно большой поверхностью (рис. 25-128). Между антенной и генератором включают измерительную линию и согласовывают антенну в отсутствие отражателя. Затем на расстоянии  $x$  от антенны устанавливают отражатель и с помощью измерительной линии определяют коэффициент отражения  $\Gamma$  (§ 25-24). Между мощ-

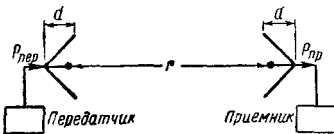


Рис. 25-127. Абсолютный метод измерения выигрыша антенны с помощью двух одинаковых антенн.

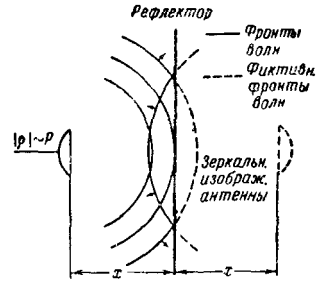


Рис. 25-128. Измерение выигрыша антенны методом отражения.

ностью  $P_{пер}$ , излученной антенной и мощностью  $P_{пр}$ , возвращенной антенне отражателем, имеет место, согласно уравнению (25-111), следующее соотношение:

$$P_{пр} = P_{пер} \left( \frac{G\lambda}{8\pi x} \right)^2. \quad (25-112)$$

Это выражение легко получить, если заменить отражатель зеркальным изображением антенны ( $r=2x$ ).

Коэффициент отражения, измеренный с помощью измерительной линии, равен:

$$\Gamma = \sqrt{\frac{P_{пр}}{P_{пер}}} \quad (25-113)$$

а измеряемый выигрыш антенны

$$\frac{1}{\Gamma} = \left( \frac{8\pi}{G\lambda} \right) x. \quad (25-114)$$

Это измерение выполняют при различных расстояниях  $x$  и наносят результаты в функции  $x$ ; в результате должна получиться прямая, проходящая через начало координат. Наклон этой прямой дает значение  $G$ . Практика показывает, что на эту прямую накладывается синусоида с малой амплитудой, что объясняется многократными отражениями, происходящими между антенной и отражателем. Однако не составляет труда провести приближенную прямую, дающую искомый наклон.

Для того чтобы уравнение (25-111) было справедливо, отражатель должен быть достаточно больших размеров. Наилучшим образом уравнение (25-111) выполняется при малых значениях  $x$ ; поэтому, если даже размеры рефлектора недостаточны, начальная крутизна, определенная для точки  $x=0$ , дает удовлетворительный результат в отношении выигрыша.

Этот метод особенно пригоден для малогабаритных антенн при очень коротких волнах. По мере увеличения антенны и длины волны требуемые размеры рефлектора быстро становятся неприемлемыми.

Следует также иметь в виду, что выигрыш  $G_0$ , определенный по диаграмме излучения, отличается от выигрыша  $G'_0$ , определенного методом сравнения или абсолютным методом, так как в  $G'_0$  входит коэффициент полезного действия  $\eta$  антенны, учитывающий мощность,

теряемую в антенне (активные потери, рассогласование). В результате получается:

$$G'_0 = \eta G_0. \quad (25-115)$$

Коэффициент полезного действия  $\eta$  антенн сантиметровых волн имеет величину порядка 1.

Эффективная поглощающая площадь антенны  $F$  связана согласно § 9-10 с выигрышем антенны соотношением

$$F = G_0 \frac{\lambda^2}{4\pi}. \quad (25-116)$$

Следовательно, если измерен выигрыш антенны  $G_0$ , то известна и эффективная поглощающая площадь антенны  $F$ ; эта площадь меньше геометрической площади антенны  $F_r$ , и коэффициент

$$W = \frac{F}{F_r} \quad (25-117)$$

обычно равен от 0,5 до 1.

## 25-32. ИЗМЕРЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ

Измерение напряженности электромагнитного поля передатчиков можно производить с помощью настроенного лампового вольтметра, соединенного с антенной, у которой зависимость напряжения на выходе от напряженности поля установлена путем градуировки или расчета. Если напряженность поля превышает 1 мв/м, то можно использовать вольтметр без предварительного усиления, соединенный с настроенной антенной (измерение поля в ближней зоне). При измерении напряженности поля до 1 мкв/м применяются приемники (измерение поля в дальней зоне); перед измерением должна быть проверена градуировка приемника для того, чтобы исключить влияние колебаний усиления приемника на результаты измерений; это может быть выполнено различными способами.

В качестве антенны для диапазона частот примерно до 30 Мгц более всего пригодна рамочная антенна. Если плоскость рамки совпадает с направлением на исследуемый передатчик, то э. д. с., наведенная в рамке, равна:

$$U [\text{в}] = \frac{E \left[ \frac{\text{в}}{\text{м}} \right] nF [\text{м}^2] \omega}{3 \cdot 10^8}, \quad (25-118)$$

где  $E$  — напряженность поля;  $n$  — число витков рамки;  $F$  — площадь рамки.

При настройке рамки в резонанс на конденсаторе можно получить значительное усиление напряжения (примерно в 100 раз). Дополнительно получающееся в рамке напряжение, создаваемое электрическим полем, устраняют симметрированием или экранированием витков. Уравнение (25-118) дает достаточно точные результаты только в том случае, если размеры рамки меньше измеряемой длины волны по крайней мере в 12 раз; собственная частота рамки должна быть выше измеряемой частоты по крайней мере в 3 раза. Вследствие сказанного, верхний предел частот,

на которых можно производить измерения с помощью рамок, равен примерно 100 Мгц.

На более высоких частотах используется полуволновый диполь, длина которого должна соответствовать длине измеряемой волны. Наведенная в нем э. д. с. равна:

$$U [\text{в}] = - \frac{E \left[ \frac{\text{в}}{\text{м}} \right] \cdot 3 \cdot 10^8}{\pi f [\text{гц}]}, \quad (25-119)$$

где  $E$  — напряженность поля.

Соединение диполя с приемником производится симметричным кабелем, волновое сопротивление которого должно быть равно волновому сопротивлению диполя (70 Ом); в таком случае напряжение на входе приемника независимо от частоты равно половине величины, определяемой уравнением (25-119).

Можно также использовать короткий по сравнению с длиной волны диполь или стержневую антенну. На очень высоких частотах применяются рупорные антенны.

Прямое показание напряженности поля можно получить с помощью (селективного) лампового вольтметра, соединенного с настроенной рамкой. Пересчет отсчитанного по вольтметру напряжения в величину напряженности поля производится на основе уравнения (25-118) с учетом добротности контура рамки. Последняя определяется по ширине полосы пропускания рамки.

Необходимость знать добротность рамки и усиление приемника отпадает, если при измерениях производить градуировку, как показано на рис. 25-129. От измерительного генератора (частота которого равна принимаемой частоте) через малое сопротивление  $R$  в контур рамки вводится напряжение такой величины, чтобы на выходе приемника получилось напряжение, равное создаваемому измеряемым полем. Так как добротность рамки одинакова как при приеме исследуемого поля, так и при приеме сигнала измерительного генератора, то искомая напряженность поля определяется непосредственно из уравнения (25-118). Измерительный генератор можно связывать с рамкой и индуктивно; при этом отпадают влияние сопротивления  $R$  на затухание рамки и затруднения, связанные с изготовлением малых сопротивлений, не зависящих от частоты. К приемнику никаких специальных требований не предъявляется, кроме одного: должна иметься

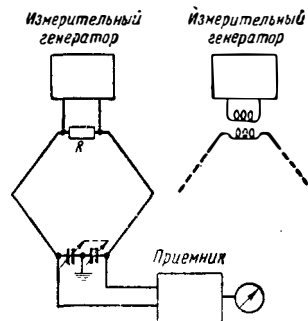


Рис. 25-129. Схемы градуировки измерителя напряженности поля с рамочной антенной.

возможность производить отсчет выходного напряжения. Измерительный генератор можно упростить, если в усилитель промежуточной частоты приемника включить градуированный делитель напряжения; в этом случае градуировка может производиться при большой амплитуде напряжения измерительного генератора.

Измерение напряженности поля можно свести к сравнению напряжений, если с помощью градуировочного генератора образовать поле, напряженность которого известна. Градуировочный генератор питает антенну, напряженность поля которой рассчитывается по току в антенне. В качестве антенны используются главным образом рамки и полуволновые диполи. Напряженность поля, создаваемого рамочной антенной, определяется по формуле

$$E \left[ \frac{в}{м} \right] = \frac{nF [м^2] \omega^2 I_a [а]}{3 \cdot 10^{15} d [м]}, \quad (25-120)$$

где  $n$  — число витков рамки;  $F$  — площадь рамки;  $d$  — расстояние между передатчиком и приемником;  $I_a$  — ток в антенне.

В случае полуволнового диполя напряженность поля определяется по формуле

$$E \left[ \frac{в}{м} \right] = \frac{60 I_a [а]}{d [м]}. \quad (25-121)$$

Эти формулы справедливы для поля дальней зоны ( $d > 5\lambda$ ) и в направлении максимума. Изложенным методом можно пользоваться независимо от формы приемной антенны также и на очень высоких частотах, когда введение в антенну определенного напряжения затруднительно.

Следует учитывать влияние окружающих предметов на напряженность поля, создаваемую в месте измерения. Если размеры вторичных излучателей имеют порядок рабочей длины волны, то эти излучения вызывают сильные искажения поля, особенно на очень высоких частотах. Поэтому антенну следует устанавливать по возможности на свободном месте. Даже сам приемник или устройство, в которой размещено измерительное устройство, искажают поле.

В поле дальней зоны имеют место сильные флуктуации напряженности поля во времени. Наблюдение за ними лучше всего производить с помощью приемника с присоединенным к нему регистрирующим устройством. Для наблюдения флуктуации в широком диапазоне запись производится в логарифмическом масштабе. Регистрация напряженности поля всех передатчиков, работающих в широком диапазоне частот, производится с помощью специальных устройств.

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

### А

Автогенератор 224  
 Автокоррекция 440  
 Автоматическое смещение сетки 194  
 Аддитивное смещение 261  
 Активации (возбуждения) энергия 14  
 Акустическая обратная связь 78  
 Акцепторные примеси 25  
 Амплитудно-импульсная модуляция (АИМ) 388, 363  
 — модулированное колебание 359, 362  
 — частотная характеристика (усилителя) 137  
 Амплитудные искажения 441  
 Амплитудные характеристики (генератора) 225  
 Анодная модуляция 370  
 Анодное детектирование 254  
 Анодные колебательные характеристики 224  
 Антенна рамочная 567  
 Антенны 563—567  
 Аперриодический переходной процесс 283  
 Армстронга метод (фазовой модуляции) 416  
 Арсеневой — Хейль генератор 115  
 Атенуатор 542  
 Аудионная схема детектирования 251

### Б

«Бабочка» контур 560  
 Бегущие электрические поля 108  
 Беккера-Де Фриса уравнения 103  
 Бинарный счет 402  
 Биндер 48  
 Блокинг-генератор 315  
 Бод 446  
 Бокковые колебания 359  
 — частоты 359  
 Больцмана постоянная 331  
 Бушера мост 463

### В

Вагон 46  
 Варнация длины колебательной системы метод 533  
 — емкости метод 534

Вариации частоты метод 532  
 Варимю лампа 62  
 Ваттметры 512  
 Видеотоки 433  
 Вильгельма номограмма 276  
 Включения процесс 441  
 — функция 441  
 Возбуждающая система 285  
 Возбуждение колебаний 282  
 — колебательного контура 290, 308  
 Вокодер 450  
 Волновых параметров теория 464  
 Волны в коаксиальных линиях 519  
 — пространственного заряда 110  
 — частичные 119  
 Вольтметры ламповые 509  
 — электростатические 504  
 Вольфрамовый катод 43  
 Временное квантование 452  
 — уплотнение 389, 471  
 Временные функции 434  
 Время жизни (носителей заряда) 30  
 — запаздывания 182, 188  
 — пролета электронов 92  
 Вторичная эмиссия (изоляторов) 78  
 Выключатели газоразрядные 80  
 Выпрямитель неуправляемый 80  
 Выпрямление 245  
 Выходная мощность (генератора) 216

### Г

Г-образное звено 546  
 Газопоглотители (геттеры) 50  
 Галактическое излучение 330  
 Гармоник фильтрация 463  
 Гасящий искровой разрядник 291  
 Гаусса закон распределения хаотических флуктуаций 328  
 Гексод 65  
 Генераторы Герца искровые 284  
 — двухполосники 286  
 — для частот выше 300 МГц 560



- Импульсов группа 317  
 — интегрирование 320  
 — усилители 322  
 — формирователь 317  
 Импульсы информации 448  
 Инверсионная плотность 25  
 Индикатор нуля 527  
 — согласования 530, 540  
 Индикаторы электронно-световые 73  
 Индуктивное гудение 77  
 Инерционные явления в полупроводнике 28  
 Инжекция 30  
 Интегрирование импульсов 320  
 Интерференция двух передатчиков 411  
 — нескольких передатчиков 479  
 Информация дискретные источники 448  
 — единица 446  
 — импульсы 448  
 — кажущийся поток 450, 452  
 — количество 448, 449  
 — непрерывные источники 448  
 — передача 433  
 — плетка 449  
 — поток 448  
 — теория 446  
 Ионное реле 80  
 Ионный шум 330  
 Искажение затухания 441  
 Искажений нелинейных коэффициент 199, 362  
 Искажения в приемниках ЧМ колебаний 481  
 — — усилителях мощности 196  
 — времени запаздывания (времени пробега, фазовые) 188, 414, 441  
 — динамические (в дискриминаторе) 427  
 — за счет гистерезиса 200  
 — — сеточных токов 201  
 — модуляции 363  
 — нелинейные 441, 454  
 — — при отрицательной обратной связи 204  
 — передачи 441  
 — при диодном детектировании 245  
 — — идеальной кривой избирательности 415  
 — — комплексной нагрузке 200  
 — — малом индексе модуляции 415  
 — — преме АМ колебаний 478  
 — системы при ФИМ и ШИМ 396  
 — фазовые 188, 414, 441  
 Искусственные линии задержки 324  
 Испарительное охлаждение ламп 52
- К**
- Кабели задержки 324  
 Канал несущей частоты 434  
 — (тракт) высокой частоты 433  
 — — низкочастотный 433  
 Канала емкость 446, 449  
 Карбидирование вольфрама 43  
 Карсиотроны 124  
 Каскадные усилительные клистроны 11  
 Каскадная схема (усилителя) 139  
 Катафорез (электрофорез) 44  
 Катоды измерение параметров 82  
 — промежуточного слоя сопротивление 84  
 Катодов работа выхода 54  
 — свойства 54  
 — удельная эмиссия 45  
 Катоды 43  
 — виртуальные (мнимые) 63, 92  
 — Лемменса 44  
 — оксидные 43  
 — — импрегнированные (пропитанные) 45  
 — — металлокапиллярные 43  
 — — сетчатые 44  
 — — спеченные (синтерированные) 43  
 — пленочные 43  
 — полиборидные 45  
 Качества усилительного каскада коэффициент 126  
 Квадратичный детектор 349  
 Квадруплет 162  
 Квантование 401  
 Керамика 48  
 Кирхгофа закон 282  
 Клиппер 317  
 Клистронов конструкция 129  
 Клистроны 113  
 — отражательные 115  
 — трехрезонаторные 115  
 Ковая (вакон) 45  
 Кодирование 401  
 Кодово-импульсная модуляция (КИМ) 388  
 Колебание амплитудно-модулированное 359  
 — модулирующее 359  
 — несущее 359  
 Колебаний амплитуды ограничение 299  
 Колебаний амплитуды стабилизация 300  
 — боковые полосы 360  
 — в диодах возбуждение 113  
 — генерирование 550  
 — клистрона области 116  
 — релаксационных синхронизация 316  
 — самовозбуждение микрое и жесткое 298  
 — стабильность 298  
 — уравнивания 282  
 — установившихся условия существования 287  
 — установления процесс 308  
 Колебания гармонические 282, 283, 284  
 — с круговой частотой магнитного поля 125  
 Ларморовской частотой 125  
 — паразитные 140  
 — регулировочные (качения) 306  
 — релаксационные 308, 310  
 — типа л  
 Колебательная система 285  
 Колебательного контура возбуждение 308  
 — — комплексная проводимость 283  
 — — проводимости диаграмма 284  
 Колебательные системы 282  
 — — с несколькими собственными частотами 302  
 — — электроно-механические 304  
 — характеристики 224  
 Колебательный контур с компенсированным затуханием 285  
 — — типа «бабочка» 296, 561  
 Колебательных связанных контуров возбуждение 290  
 — систем с малым затуханием возбуждение 298  
 Количество информации 449  
 Колпитца схема (генератора) 267, 560  
 Комбинационные помехи 475  
 Компандер 389  
 Компенсационные схемы 306  
 Комплексные сопряженные числа 282  
 Конвекционный ток 101, 338  
 Коверсионная частота 361  
 Константа крутизны 61  
 Конструкции ламп, работающих на частотах выше 500 Мгц 127  
 — оксидных катодов 44  
 — плоскостных транзисторов 39  
 Контактная разность потенциалов 56  
 Контур анодный удлиненный 466  
 — возбудителя 227  
 — сеточный 227  
 Контура одиночного эквивалентные схемы 142  
 Коррекционные схемы (для сопряжения настройки) 278  
 Космическое излучение 330  
 Котельникова теорема 388  
 Коэффициент выпрямления (диода) 28  
 — депрессии 335  
 — диффузии (в полупроводниках) 30  
 — заполнения 507  
 — использования анодного напряжения 213  
 — — тока 210  
 — качества (усилителя) 137  
 — линейного расширения металлов 48  
 — модуляции 359  
 — направленности 539  
 — нелинейных искажений 426, 552  
 — напряжения 531, 566  
 — отрицательной обратной связи 202  
 — передачи 441  
 — — детектора 241  
 — — мощности (преобразователя) 29  
 — — разомкнутого контура 202  
 — подавления высшей гармоники 199  
 — полезного действия (генератора) 215  
 — распространения волны 117  
 — рассеяния (термистора) 16  
 — снижения затухания 253  
 — температурный сопротивления термистора 15  
 — трансформации тока 247  
 — усиления 61, 136  
 — — по мощности 193  
 — Хольбрука — Диксона 405  
 — широкополосности 73  
 — шума 340, 345, 353  
 Критический режим (лампового генератора) 215  
 Критическое внутреннее сопротивление лампы 222  
 — напряжение (анода) 96  
 Крутизна конверсии 262  
 — преобразования 71, 84, 262  
 — фазовая (четырёхполосника) 295  
 — (характеристики лампы) 61, 83  
 Куметр 528
- Л**
- Л-катод 44  
 Ламп бегущей волны замедляющие системы 117



- Ламп бегущей волны коэффициент шума 344  
 — — — усиление 123  
 — дробовый эффект 333  
 — измерение характеристик и параметров 84  
 — конструкция 43, 50, 52, 127, 131  
 — некоторых типов данные 73  
 — острота управления 60  
 — полные проводимости 68  
 — полных проводимостей измерение 86  
 — сеточных токов измерение 85  
 — тренировка 43  
 Ламповые генераторы на тетрадах и пентодах 220  
 — — с неограниченным током эмиссии 221  
 — — посторонним возбуждением 209  
 Ламповых характеристик семейства 195  
 Лампы бегущей волны 121, 132  
 — варимю 62  
 — газоразрядные 79, 80, 81  
 — генераторные с водяным охлаждением 52  
 — — радиационным охлаждением 52  
 — инверторные 197  
 — как возбуждающие четырехлюсики 288  
 — критическое внутреннее сопротивление 222  
 — металлические 50  
 — миниатюрные 61  
 — многосеточные 64  
 — неоновой характеристика 310  
 — обратной волны (ЛОВ) 124  
 — реактивные индуктивные и емкостные 416  
 — с гребешковой ножкой 50  
 — — динамическим управлением электронным потоком 91  
 — — дисковыми вводами 296  
 — — катодной сеткой 66  
 — — коаксиальными выводами анода и сетки 234  
 — — кольцевыми выводами электродов 235  
 — — плоской ножкой 50  
 — — тормозящим полем 112  
 — — удаленной отсечкой 62  
 — — удлиненной характеристикой 52  
 — смесительные 71, 85, 260  
 — субминиатюрные 52  
 — счетные 76  
 — фазовращающие 198  
 — электрометрические 74  
 — электронно-волновые 124  
 Ларморовская (круговая) частота магнитного поля 95, 126  
 Левеллина — Петерсона уравнения 105  
 Линейная трактовка вопросов детектирования 246  
 Линейный детектор 350  
 Линейных мостов схемы 530  
 Линейчатый спектр 366  
 Линия задержки 323  
 — — магнитоотрицательные 325  
 — — электромеханические 325  
 — — ленточные 562  
 Линия измерительная без щели 537  
 — — кольцевая 538  
 — — сжимная 538  
 — — со щелью 535  
 — — фазосдвигающая 538  
 — искусственная 545  
 Лиссажу фигуры 524  
 Логические операции 326  
 — схемы 326  
 Лучевой тетрод 65  
 Люксембургский эффект 363
- М**
- Магазины затухания 545  
 «Магическая полоска» 73  
 Магнетрона рабочая диаграмма 126  
 — резонаторная система 120  
 Магнетронов конструкция 131  
 Магнетроны многорезонаторные 125  
 — с бегущим полем 125  
 Магнитное гудение 77  
 Магнитоотрицательные линии задержки 325  
 Максвелла мост 524  
 Максвелловское распределение скоростей электронов 54  
 Максимальная энтропия функции информации 448  
 Манипуляция двухтональная 366  
 — длинноволновых передатчиков 472  
 — жесткая 365  
 — многократная 471  
 — мягкая 365  
 — непрерывных колебаний 471  
 — явущей амплитудная 365  
 — сдвигом частоты (частотная) 366  
 — тональная 365  
 — тонально-модулированных колебаний 471  
 Маркова процесс 447  
 Матрицы выпрямителей 326  
 Мгновенная мощность потерь на аноде 215  
 Мгновенные значения токов и напряжений на электродах лампы 209  
 Мейснера схема (генератора) 268  
 Мера истинного содержания информации 447  
 Мерцания эффект 330, 346  
 Металлизация керамики 48  
 Мешающее излучение 488  
 Мешающие эффекты в лампах (кроме шума) 76  
 Микрофонный шум в лампах 78  
 Многоканальная передача с временным уплотнением каналов 389  
 Многократное преобразование частоты 260  
 Модулятора идеальная характеристика 362  
 — статическая характеристика 363  
 Модуляторы балансные 374, 418  
 — звездные 375  
 — кольцевые 374  
 — магнитные 422  
 — однополосные 385  
 — сerratoidные 319, 422  
 — фазовые 416, 422  
 — — электронно-лучевые 424  
 — частотные 416  
 Модуляции методов сравнения 405  
 — коэффициент 359  
 — коэффициента измерение 361  
 — фазовый метод Армстрога 416  
 — режим класса В 374  
 — частотной теория 406  
 Модуляционная характеристика 362, 367  
 — характеристика при девиации частоты 417  
 Модуляционное гудение 77  
 Модуляционные характеристики 226  
 Модуляция 359  
 — амплитудная 366  
 — — поглощением 373  
 — амплитудно-импульсная (АИМ) 387, 388, 391  
 — амплифазовая 378  
 — анодная 370  
 — — в классе В 372  
 — — на предварительную лампу 372  
 — дефазированием (по Ширексу) 376  
 — дроссельная в классе В 373  
 — кодово-импульсная (КИМ) 388, 401  
 — с помощью конденсаторного микрофона 422  
 — многократная 363  
 — на защитную сетку 368  
 — — экранирующую сетку 368  
 — — однополосная 384  
 — оптимально-импульсная (ОИМ) 400  
 — паразитная 553  
 — перекрестная 363, 412  
 — питающих выпрямителей 383  
 — по Бушке 382  
 — — Догерти 379  
 — — Дому 382  
 — — методу пилообразных колебаний 397  
 — — Халуэ  
 — — Тватту 381  
 — — Хсиянгу 372  
 — — Хоферу и Гюртлеру 383  
 — — Ширексу 376  
 — — поглощением 373  
 — — с анодным дросселем 372  
 — — обратной подачей мощности 382  
 — — плавающей несущей 383  
 — сеточная 366  
 — синусоидальная 240  
 — угловая 407  
 — фазовая 416, 422  
 — фазово-импульсная (ФИМ) 388, 395  
 — частотная 406, 422  
 — частотно-импульсная (ЧИМ) 400  
 — широтно-импульсная (ШИМ) 388, 394  
 — эквидистантная 396  
 — электронов по плотности 338  
 — — — скорости 338  
 Мост двойной 516  
 — дифференциальный 526, 529  
 — для измерения температур 500  
 — Максвелла 524  
 — Робинсона 519  
 — Т-образный двойной 526, 531  
 — тля RC 529  
 — Уитстона 524  
 — Шерннга 524  
 Моста фазового метод 515  
 Мосты измерительные 84  
 — линейные 530  
 — типа RC 529

Мощностей передатчиков схемы сложения 465  
 Мощности измерение 511  
 — — калориметрическим методом 513  
 — — с помощью ламп накаливания 513  
 — — проходящей измерение 511  
 — СВЧ измерение с помощью термисторов 21  
 Мощность возбуждения (генератора) 217  
 — звуковая (голоса человека) 436  
 — подводимая 196, 209  
 — полезная (генератора) 210  
 — разговорных токов в линиях дальней связи 437  
 — рассеяния (на аноде) 196, 210  
 — потеря 210  
 — — термисторов 21  
 Мульти vibrator 314  
 Мультиплекс временной 389  
 Мультипликативное смещение (частот) 261  
 Мюллера уравнения 107  
 «Мягкая» манипуляция 365  
 «Мягкие» сигналы 471  
 Мягкое самовозбуждение 225, 298

## Н

Наведенный ток 102, 338  
 Нагрузочная диаграмма 117  
 Нагрузочное внутреннее сопротивление (лампы) 195  
 Найквиста спад 444  
 — формула (для расчета флуктуаций) 331, 336  
 Направление пропускания в полупроводнике 26  
 Направленности коэффициент 539  
 Направленные ответвители 512, 539  
 Напряжения насыщения (генератора) 210  
 — остаточное на аноде генератора 214  
 — пилообразное 311  
 — раскачки (усилителей мощности) 193  
 — среднее температурное 55, 93  
 — управляющее (лампового генератора) 210  
 Напряжения делители 541, 543  
 — делители коаксиальные 543  
 — — с активными сопротивлениями 544  
 — делитель емкостный 542  
 Напряженность поля 567  
 Настройки острота 112  
 — приемника сопряжение 278  
 — — — в двух точках 279  
 — — — — трех точках 280  
 Насыщения лампы ток 84  
 Недонапряженный режим лампового генератора 215  
 Нейтрализация 140, 226, 236  
 — анодная 231  
 — — с индуктивной связью 228  
 — в схеме с заземленной сеткой 235  
 — генератора 227  
 — генераторов на пентодах и тетрадах 236  
 — по мостовой схеме 229  
 — — схеме двойного моста 233  
 — сеточная 232  
 — — с делителем напряжения 229  
 — — — Т-образным резонансным звеном 230  
 Нелинейные искажения (в усилителе) 199, 204  
 Нелинейных искажений коэффициент 199  
 Неоновой лампы характеристика 310  
 Непрерывный спектр 366  
 Неравновесные носители (заряда) 30  
 Несущей частоты подъем 257  
 Неустойчившиеся процессы в термисторе 18  
 Нормальный закон распределения флуктуаций 328  
 Нормированные коэффициенты распространения волн 121  
 Нулевые значения (частоты) 283  
 — методы 529  
 Нуль-компаратор дециметровых волн 531

## О

Обозначения токов и напряжений транзистора 33  
 Обратная отрицательная связь 201  
 — связь 139  
 — — в генераторе 289  
 — — охватывающая несколько каскадов 140  
 — частотно-независимая связь 292  
 Обратное действие 227, 274  
 — — смещение 275  
 — сопротивление (диода) 29  
 Обратной связи коэффициент 139  
 Обратные действия в смесительных каскадах 274  
 Образенная пространственно-временная диаграмма движения электронов 101  
 Ограничение амплитуды колебаний 299  
 — сигналов по амплитуде 317  
 Ограничитель амплитудный неидеальный 409  
 — тока или напряжения 317  
 Однополосная система с несущей 444

Однополосный модулятор 384  
 Оксидный катод 43  
 Оксиды (смеси) для термисторов 14  
 Октод 66  
 Ослабитель предельный 542  
 — промежуточной частоты 543  
 Ослабления коэффициент (в ЛБВ) 123  
 Остаточное напряжение на аноде 214  
 Острота управления 60  
 Ответвители направленные 539  
 Отношение выпрямления (в диодах) 28  
 Отношений мост 524  
 Отражения коэффициент 596  
 Отрицательная обратная связь 201, 558  
 — проводимость 308  
 Отрицательный температурный коэффициент термистора 13  
 Охлаждения термическая постоянная 18

## П

Падающая характеристика (термистора) 17  
 Паразитная модуляция 553  
 Паразитные колебания 140  
 Параметр пространственного заряда 121  
 — усиления 121  
 Параметры транзисторов 35  
 — триода 61  
 Пауза речи 438  
 Пентагидный преобразователь 66  
 Пентод 64  
 Пентода характеристика 227  
 Пентодов коэффициент широкополосности 75  
 — — полные проводимости 70  
 Перевозбуждение (гетеродина) 268  
 Передатчик 433  
 Передатчика выходного каскада схема «X/2» 462  
 — гармоник фильтрация 463  
 — манипулированного спектра 365  
 — мощные оконечные каскады 458  
 — мощный каскад с заземленной сеткой 467  
 — несимметричный выход и нейтрализация 461  
 — предоконечные каскады 466  
 — разделительный каскад 467  
 — связанные контуры 453  
 — трансформаторная связь 462  
 — удлиненный колебательный контур 466  
 Передатчика широкополосные трансформирующие устройства 464  
 — электролитание 468  
 Передатчики коротковолновые 468  
 — однополосные 387, 469  
 — радиовещательные мощные 467  
 — телеграфные 471  
 — ультракоротковолновые 470  
 Передатчиков виды работы 457  
 — каскады предварительного усиления 466  
 — конструктивное оформление 458  
 — модуляции 458  
 — мощностей схемы сложения 465  
 — нескольких интерференция 479  
 — параллельное включение 464  
 — системы управления частотой 468  
 — схемы 467  
 Передача речи и звучания 453  
 Передачи динамический коэффициент 414  
 — линейные системы 441  
 — отрезков речи метод 451  
 — ширина полосы 439  
 Переключатели электронные 76  
 Перемещение частотное 360  
 Перенапряженный режим лампового генератора 215  
 Переходной четырехполосник 136  
 Переходные явления в линейных системах 441  
 Переходы  $p-n$  в полупроводнике 25  
 Периодическая структура (замедляющей системы) 118  
 «Плавающей сетки» режим 348  
 Плазматрон 79, 82  
 Планка постоянная 330  
 Плитка информация 440  
 Плоскостной транзистор 31  
 Плотность вероятности 328  
 Подводимая мощность 209  
 Подъем несущей 257  
 Полиой проводимости измеритель 532, 540  
 Положительная обратная связь 227  
 Полоса частот при передаче информации 450  
 — — — музыки 438  
 Полосовые системы 443  
 Полосы частот расширенные 452  
 — — сжатие 453  
 Полупроводника акцепторные атомы 25  
 — донорные атомы 25  
 — запорное направление 26

Полупроводника инверсионная плотность 25  
 — направление пропускания 26  
 — носители (заряда) основные 26  
 —  $p$ - $n$  переходы 25  
 — примесная проводимость 25  
 — равновесное состояние 25  
 Полупроводников «дырочная» проводимость 24  
 — примеси 14  
 — проводимость 13, 24, 25  
 Полупроводникового диода эквивалентная схема 29  
 Полупроводниковых диодов конструкции 29  
 — основные данные 30  
 Полос (значения частоты) 283  
 Поля напряженности измеренные 567  
 Помех снижение 488  
 Помеха (на промежуточной частоте) 475  
 Помехи импульсные при ЧМ 410  
 — интерференционные при ЧМ 411  
 — от гармоник передатчиков 479  
 — модулированного передатчика 256  
 — переходные при ФИМ — АМ 398  
 — при линейном и логарифмическом квантовании 401, 402  
 — флуктуационные (гладкие) 328  
 — шумовые при ограничении амплитуды 408  
 — — ФИМ — АМ 397  
 Поперечная разрешающая способность 439  
 Порог детектирования 241  
 Постоянная времени термистора 13  
 — выпрямления (диода) 28  
 Потенциального барьера диаграмма 53  
 Потенциометры углеродистые 542  
 Потери на аноде мгновенная мощность 215  
 — угол для стекла 46  
 Поток информации 448  
 Потоки электронные в триодах 108  
 Предельная частота усиления (транзистора) 38  
 Преобразование двухсеточное 475  
 — частоты 260  
 — — аддитивное 261  
 — — мультипликативное 261  
 — — двухсеточное 261, 269  
 — — односеточное 261, 270  
 Преобразования крутизна 71  
 — частоты автогенераторные каскады 272  
 Преобразователь информации воспринимающий 433  
 — — передающий 433  
 Преселекция 260  
 Прием многократный 489  
 — одной боковой полосы частот 488  
 — разнесенный 489  
 Приемник 433  
 — АМ колебаний 492  
 — импульсно-модулированных колебаний 495  
 — супергетеродинный 260  
 — ЧМ колебаний трансляционный 494  
 Приемника АМ колебаний реальная избирательность 475  
 — виды детектирования 475  
 — входного контура индуктивная связь 487  
 — — — настройка 487, 488  
 — — — согласование с антенной 486, 487  
 — входной цепи коэффициент передачи 486  
 — входные цепи 486  
 — искажения 492  
 — настройки сопряжение 278  
 — перекрестные искажения 475  
 — погрешность настройки 474  
 — устойчивость настройки 474  
 — фильтровая избирательность 475  
 — экранирование 488  
 Приемники импульсных сигналов 482  
 Приемников автоматическая регулировка усиления 483  
 — — подстройка частоты 482, 484  
 — входные цепи 482  
 — испытания 490  
 — отношения сигнал/помеха измерение 491  
 — примеры схем 492  
 — пропорциональная автоподстройка частоты 484  
 — пространственный разнос 489  
 — реальная избирательности измерение 490  
 — соединение при многократном приеме 489  
 — стабилизация настройки 482  
 — усилители промежуточной частоты 482  
 — фазовая и частотная регулировка 484  
 — частотный разнос 489  
 «Прямонаводящий» генератор 127  
 Примеси 14  
 Примесная проводимость в полупроводнике 25  
 Пробега групповое время 442  
 Проводимости измерение 528, 532  
 — колебательного контура диаграмма 284  
 — комплексная диаграмма 284  
 — механазм (полупроводников) 13

Проводимости ток (конвекционный) 338  
 — частотная диаграмма (связанных колебательных контуров) 291  
 Проводимость взаимная (четырёхполюсника) 289  
 — внутренняя 61  
 — волновая 283  
 — встречная 289  
 — «динамическая» 288  
 — колебательного контура комплексная 283  
 — ламп полная 67  
 — нормированная 283  
 — отрицательная 285, 308  
 — полупроводников 13, 25  
 — транзистора выходная полная 35  
 Продольная разрешающая способность 439  
 Пролетные явления (в триодах) 66  
 Пролетный кистрой 113  
 — угол электронов 92, 103  
 Пролетных углов функция 105  
 Промежуточная частота 260  
 Проницаемость 61  
 Пространственного заряда постоянная 57  
 — — уравнение (закон Степена  $3/2$ ) 57  
 Пространственные гармоники 119, 124  
 Пространство возбуждения кистрона (уловитель) 113  
 — группировки кистрона 113  
 — дрейфа кистрона 113  
 Прэ-эмфазис 407  
 Прямое сопротивление (диода) 29  
 Пуассона уравнение 57  
 Пусковые термисторы 22, 24

## Р

Работа выхода 53  
 Равновесное состояние (в полупроводнике) 25  
 Радиовещательная одноволновая система 468  
 Радиовещательные передатчики 457, 467  
 Радиоканалов уплотнение 471  
 Радиоприемника отношение сигнал/помеха 474  
 — реальная избирательность 474  
 — чувствительность 474  
 Разбавленные термисторы 14  
 Разнос частот 260  
 Разностных изображений способ 452  
 Разогрев контакта точечного диода 25  
 Разряд дуговой 80  
 — — в газах 287  
 — — газовый аномальный 80  
 — — тихий (темный) 79  
 — — тлеющий 79  
 Разрядник искровой гасящий 291  
 Раскачки напряжение 193  
 Раскрыв антенны 564  
 Распространения волны коэффициент 117  
 — коэффициент 108  
 Рассеяния резонанс 197  
 Расстройка нормированная контура 142  
 Реактивная линия 537  
 Реакция анода 210  
 Редунданс 388, 448  
 Резервирования активного метод 468  
 Резонанс рассеяния 197  
 Резонанса острота (четырёхполюсника) 295  
 Резонансный контур (для дециметровых волн) 561  
 Резонатор коаксиальный 533  
 Рекомбинация в полупроводниках 25  
 Реле ионные 80  
 Рефлексная схема 277  
 Рефлектометр 539  
 Ринке диаграмма 117, 126  
 Ричардсона прямые 53  
 RC-мосты 529

## С

Самовозбуждение автогенератора 225, 288  
 — ламп акустическое 78  
 — усилителя 141  
 «Самогетеродинирование» приемника 476  
 Свободные электроны 53  
 Связки (в резонаторной системе магнетрона) 121  
 Связь емкостная в узкополосных усилителях 179  
 — критическая 144  
 — обратная частотно-независимая 292  
 Сдвига фаз 0 и  $90^\circ$  определение 515  
 Селекция временная 389  
 Серрассоидный модулятор 319  
 Сетка защитная (антидинамронная) 64  
 Сетки действующее напряжение 60  
 — отрицательные токи 62  
 — сопротивление утечки (гридлик) 63  
 Сеточная модуляция 366  
 Сеточный контур 227

- Сеточный ток (автогенераторных преобразовательных ламп) 273  
 Сигнал/помеха отношение при АИМ-ЧМ 392  
 — — — высоком уровне шумов 398  
 — — — малом уровне шумов 397  
 — — — приеме АМ колебаний 477  
 — — — ЧМ колебаний 480  
 — пороговое значение отношения 409  
 — — — при КИМ/АМ 402  
 Сигнал (ток) низкой частоты 433  
 Сигнал/фон отношение в приемнике 474  
 Сигнал/шум отношение в приемнике 474  
 — при квадратичном детектировании 345  
 Сигнала и шумового напряжения выпрямление 349  
 Сигналы информации 433  
 Симметричная полосовая система 443  
 Синхродин 257  
 Синхронизация релаксационных колебаний 316  
 Синхронный прием 257  
 Система передач пропускающая верхние частоты 444  
 — — — нижние частоты 442  
 — — — нижние частоты с отражением 443  
 — — — с временным уплотнением каналов 389  
 Системы электронно-лучевые 98  
 Скачкообразное изменение частоты (гетеродина) 268  
 Скорость дрейфа носителей 31  
 Сложение мощностей передатчиков 465  
 Смесительные лампы 71  
 Смещение 260  
 — аддитивное и мультипликативное 72, 261  
 — на гармониках 276  
 — обратное 275  
 — — в рефлексных схемах 277  
 — односеточное и двухсеточное 261  
 — с помощью кристаллических детекторов 265  
 Смещения схемы 269  
 Смещения ток 102, 338  
 — узла метод 537  
 Собираемые схемы 326  
 Совпадения схемы 326  
 Солнечное излучение 330  
 Сообщения функция 388  
 Сопротивление балансирующее 465  
 — внутреннее динамическое сместителя 72  
 — — нагрузочное 195  
 — волновое (замедляющей линии) 118  
 — динамическое (диола) 27  
 — обратной передачи (транзистора) 34  
 — отрицательное 287  
 — погонное луча 109  
 — промежуточного слоя катода 84  
 — прямой передачи (транзистора) 34  
 — резонансное колебательного контура 142, 529  
 — связь 118  
 — удельное металлов 15  
 — — термисторов 15  
 — утечки сетки (гридлик) 63  
 Сопротивления в передатчике трансформация 463  
 — входное и выходное транзистора 34  
 — нагрузочные 513  
 — полное автоматическое измерение методом не-  
 скольких зондов 538  
 — — измерение 524, 529, 531, 536, 539  
 Сопряжение настройки 278  
 Сосредоточенные (локальные) затухания 123  
 Состояния (уровни) энергетические 13  
 Спектр видеотоков 439  
 — временный функции 434  
 — частотно-модулированного колебания 407  
 Спектральная плотность 328  
 Спектральное уравнение (модулированного колеба-  
 ния) 359  
 Сплавные плоскостные транзисторы 32  
 Срыв колебаний 224  
 Стабилизация мощности накала термисторами 21  
 — частоты 304  
 Стабилизирующие цепи при обратной связи 205  
 Стабилитроны 80  
 Стабильность колебаний 298, 492, 551  
 Стабильные колебательные системы 304  
 Статическое анодное гудение 77  
 — сеточное гудение 76  
 Стекла вязкость 46  
 — линейное расширение 46  
 — с металлом спай 47  
 — точка превращения 46  
 — угол потерь 46  
 — удельной проводимости тока  $J_{к100}$  46  
 Стекло спеченное 47  
 Стеклая ножка 47  
 Степень отрицательной обратной связи 202  
 Стоячей волны коэффициент 612  
 Супергетеродинный приемник 260  
 Схемы эквивалентные транзисторов 34  
 Счетная лампа 76  
 Счетчики частоты 519, 520, 521
- Т**
- Телевидение 438, 454  
 Телеграфии временные функции 435  
 — кратковременные спектры 435  
 Телефония временные функции 436  
 Температура электронная газовых разрядов 355  
 Температурное напряжение 55, 93  
 Теорема отсчетов 388  
 Тепловые флуктуации 330  
 Термисторы включенные 20  
 — вольт-амперные характеристики 16, 17, 301  
 — диапазон регулировки 16  
 — измерительных данные 23  
 — конструктивные формы 14  
 — коэффициент рассеяния 16  
 — мощность рассеяния 21  
 — неустановившиеся процессы 18  
 — отрицательный температурный коэффициент 13  
 — постоянная времени 13  
 — — разогрева 18  
 — постоянство сопротивления 19  
 — применение 19  
 — промышленные типы 23  
 — пусковых данные 22, 24  
 — с косвенным подогревом данные 24  
 — способы изготовления 14  
 — температурная зависимость сопротивления 15  
 — температурный коэффициент сопротивления 13, 15  
 — термическая постоянная времени 18  
 — удельное сопротивление 15, 16  
 — характеристики 17, 301  
 — холодное сопротивление 15, 19  
 Термисторы 13  
 — для замедления включения реле 22  
 — — измерения мощности СВЧ 21  
 — — — температуры 19  
 — — компенсации изменения температуры 20  
 — — стабилизации мощности накала 21  
 — пусковые 24  
 — разбавленные 14  
 — регулировочные 20  
 — с косвенным подогревом 21  
 — стержневые 20  
 Термокаатода начальный ток 55  
 Термометр воздушный 500  
 Термопреобразователи 498  
 Термосопротивления (термисторы) 13  
 Термоэлектронной скорости 54  
 Тетрод лучевой 65  
 — (экранированная лампа) 64  
 Тетроды конструкции для частот выше 500 Мгц 129  
 — характеристики 220  
 Тетроды и пентоды в схемах генераторов 220  
 — — с кольцевым выводом экранирующей сетки 237  
 Тиратроны 81, 311  
 — двухсеточные 81  
 Тихий разряд 79  
 Ток емкостный 102  
 — конвекционный 101  
 — наведенный 102  
 — насыщения 53  
 — покоя 83  
 — пробоя в полупроводниках 26  
 — сетки 62  
 — (сигнал) низкой частоты 433  
 — смещения 102  
 Тока измерители 497  
 — силы измерение 497  
 — трансформатор 502  
 Токотрождения в вакууме законы 55  
 Тональная манипуляция 365  
 Торированные катоды 43  
 Точечные диоды 27  
 — транзисторы 31  
 Тракт (канал) высокой частоты 433  
 — — низкочастотный 433  
 Транзистор с общей базой 33  
 — — общим коллектором и эмиттером 33  
 — — точечный 31  
 Транзистора взаимосвязь параметров 35  
 — внешнее характеристическое сопротивление 36  
 — «время выключения» 38  
 — входное сопротивление 34, 36  
 — выходное сопротивление 35  
 — гибридные параметры 35  
 — коэффициент прямого усиления 35  
 — параметров обозначения 36



## Ч

- Частот полосу 450
  - по половинной мощности 529
  - при буквопечатающей телеграфии 435
  - разнос 260
  - спектры при АИМ 391
  - сравнение методом блений 523
  - с помощью осциллографа 524
- Частота граничная нижняя 197
  - верхняя 198
  - зеркальная 260
  - изображения 439
  - комплексная 283
  - конверсионная 361
  - нормированная 283
  - предельная усиления транзистора 38
  - промежуточная 260
  - собственной нейтрализации 140
  - строк 439
  - шахматной доски 439
  - щели граничная 439
- Частотная диаграмма (проводимости) 286
  - манипуляция (сдвигом частоты) 366
  - модуляция 552
  - отрицательная обратная связь 480
  - характеристика при отрицательной обратной связи 203
    - усилителя 137
- Частотно-модулированные колебания 406, 407, 414
- Частотного преобразования принцип 260
- Частотное перемещение 360
  - уплотнение радиоканала 471
- Частотные демодуляторы 424
  - характеристики (систем передачи) 441
- Частоты вариации метод 532
  - двухсеточное преобразование 269
    - смещение 261, 269
    - деление 316
    - измерение методом гетеродинирования 523
      - определения длины волны 518
      - с помощью мостовых схем 519
      - измеритель на тиратронах 520
      - многократное преобразование 260
      - односеточное смещение 261
      - преобразование 260
        - двухсеточное 269
        - односеточное 261, 270
      - резонансные измерители 519
      - счетчики с накоплением импульсов 520
      - увлечение 254
      - умножение 115, 218
      - эталоны переменные (декадные) 521
      - первичные и вторичные 521
  - Четырехполосника острота резонанса 295
    - фазовая крутизна 295
    - цепная схема 294
    - эквивалентного расчет 247
    - — схемы применения 246, 218
  - Четырехполосники двойные Т-образные 526
    - (магазинов затухания) 547
    - переходные 136, 141
  - Числа бинарные 402
  - Число элементов изображения 439

## Ш

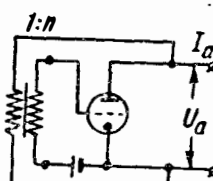
- Шеринга мост 624
- Широкополосности пентодов коэффициент 73
- Шокли и Хейнса эксперимент 30
- Шоттки формула 333
- Шум белый 329
  - гладкий 329
  - за счет распределения тока 330
  - ноиный 330

- Шум квантования 401
  - сопротивлений и контуров 330
  - эмиссионный 338
- Шума внешнего и внутреннего уровня 345
  - измерение при помощи генератора стандартных сигналов 353
    - коэффициент ламп бегущей волны 344
    - линейных активных четырехполосников 340
    - усилителей 340, 343
    - преобразователей частоты 345
    - коэффициента достижимые значения 345
      - измерение 353
      - — при помощи шумового диода 354
      - приемников значения 340, 342
      - прохождение через ограничитель 352
      - спектры на выходе нелинейных схем 348
      - уровень 345, 450
- Шумовая мощность 332
  - температура 332
- Шумового тока составляющие 338
  - — стоячие волны 339
- Шумовой генератор 353
  - шумовые помехи при идеальном ограничении амплитуды 408

## Э

- Эквивалентное шумовое сопротивление лампы 138, 336
- Эквивалентный четырехполосник (детектора) 246
- Экранирование 559
- Экспоненциальная характеристика (триода) 62
- Электрические бегущие поля 108
  - линии задержки 323
- Электродов ламп плоские системы 91, 103, 106
  - — цилиндрические системы 94
- Электрометрические лампы 74
- Электронвольт 25, 55
- Электронная проводимость (в полупроводнике) 25
  - пушка Пирса 98
  - — со сферическим катодом 98
- Электронно-световые индикаторы 73
- Электронной проводимости ток 101
- Электронные лампы 43
  - умножители 75
- Электронный луч цилиндрический 99
  - поток в бегущем поле 108
- Электронных ламп конструкция 43
- Электронов возбуждение 14
  - движение в слабых переменных электрических полях 101
    - — вблизи оси симметрии 97
    - максвелловское распределение скоростей 54
    - наиболее вероятная скорость 54
    - потоки в электрических полях 91
    - пролетное время 91, 92
    - фазовая фокусировка 113
    - циклоидальные траектории 96
- Электроны проводимости 53
- Электрофорез 44
- Эмиссионное гудение 77
- Эмиссия изоляторов вторично-электронная 79
  - термоэлектронная 53
- Эмиттер вторично-электронный (динод) 75
- Энергетическая спектральная плотность 329, 440
- Энергетические уровни (состояния) 13
- Энергия возбуждения (активации) 14
- Энтропия белого шума 448
  - источника информации 447
  - человеческой речи 450
- Эталон частоты 521
- Эффект длинной линии 304
  - мерцающая 330, 346
  - микрофонный (в лампах) 78
  - подавления (сигнала) 412
- Эффективная поглощающая площадь (антенны) 563
- Эффекты мешающие в лампах (кроме шума) 76

## СПИСОК ИСПРАВЛЕНИЙ

Страница	Столбец	Строка	Напечатано	Должно быть
35	правый	3 снизу	146	145
55	"	ф-ла (12-15)	$\frac{T_K}{11\ 600} [^{\circ}\text{K}]$	$\frac{T_K [^{\circ}\text{K}]}{11\ 600}$
55	"	12 снизу	$T_T$	$T_K$
241	Подпись к рис. 16-11		высокой	с в:чсокой
252	Подпись к рис. 16-34		детектора	детектора от времени
292	левый	рис. 18-21	Рисунок неправи- лен	
305	"	8 сверху	$f$	$f_0$
305	правый	ф-ла (18-62)	1	2
319	"	3 снизу	$\gg$	$\ll$
334	"	ф-ла (20-43)	$\bar{\delta}^2 - \delta^2$	$\bar{\delta}^2 - \delta^2$
394	"	7 сверху	$\sqrt{2}$	$\sqrt{2}$
405	"	1 снизу	—	<p>Добавить: „Надпись КИМ—АМ относится к кри- вой с горизонтальной частью“.</p>
446	"	2 снизу	диаграмма	диграмма
448	"	ф-ла (22-66)	—	=
454	"	12 сверху	Для линий теле- фонной связи	Эту строку читать перед формулами
491	"	9 снизу	МККТТ	МККФ
492	левый	21 сверху	МККТТ	МККФ
554	Табл. 25-5 графа № 3		$\rightarrow 0 \rightarrow \infty$	$\rightarrow \infty \rightarrow 0$
559	левый	12 снизу	$\approx$	$\geq$
566	правый	ф-ла (25-114)	=	= (
569	левый	28 сверху	Майснера	Мейснера
569	левый	20 снизу	Де-Эмфазис	Де-эмфазис
569	правый	6 снизу	Изолоны	Изопоны
570	левый	35 снизу	Каскадная	Каскодная
570	правый	13 сверху	125	,
575	левый	23 сверху	Трансреакторная	Трансректорная