

~~25-954~~

В. Н. ШАРОВ

РАДИОТЕХНИКА

1938—ЛЕНИНГРАД



[Handwritten signature]

В. И. ШАРОВ

ДЕП

РАДИОТЕХНИКА

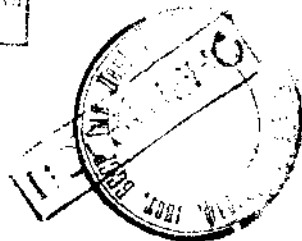
Издание II
стереотипное

Допущено ГУУЗ НКТП
в качестве учебника для вузов

РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА



ЛЕНИНГРАД
1935



1/303073

2

АННОТАЦИЯ

Настоящая книга предназначена служить учебником для электротехнических вузов, а также общим курсом радиотехники для инженеров неэлектриков, соприкасающихся с этой областью. В ней рассматриваются излучение, распространение и прием электромагнитной энергии, — в частности — направленные передача и прием, — все основные типы передатчиков и приемников, радиотелефония и коротковолновая радиотехника. Большое число примеров иллюстрирует материал; контрольные вопросы служат для самостоятельной его проработки.

1968

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Основные условные обозначения	7
Условные обозначения в схемах	8
Предисловие редактора	9
Предисловие автора	10

ГЛАВА I.

Замкнутый колебательный контур.

Колебательный разряд конденсатора. Уравнение колебательного процесса. Затухающие колебания. Резонанс. Оформление колебательного контура. Методы возбуждения электрических колебаний в замкнутом контуре. Излучение замкнутого колебательного контура. Длина волны. Контрольные вопросы и примеры. Литература

11

ГЛАВА II.

Связанные системы.

Виды связи. Коэффициент связи. Магнитная связь двух колебательных контуров. Явление биения. Влияние связи на величину декремента контуров. Емкостная связь. Связь колебательного контура с апериодическим. Контрольные вопросы и примеры. Литература

33

ГЛАВА III.

Открытый колебательный контур.

Переход от замкнутого контура к открытому. Электрические колебания в симметричном вибраторе. Стоячие волны. Заземленный вибратор. Сложные радиосети. Физические постоянные радиосети. Собственная длина волны радиосети. Удлинение и укорочение радиосети. Расчет статической емкости радиосети. Заземление. Особые типы радиосетей. Контрольные вопросы и примеры. Литература

46

ГЛАВА IV.

Излучение электромагнитной энергии.

Излучение электромагнитной энергии. Действующая высота радиосети. Сопротивление радиосети. Контрольные вопросы и примеры. Литература

79

ГЛАВА V.

Искровые передатчики.

Искровой метод возбуждения электрических колебаний высокой частоты. Простая схема Маркони. Система радиотелеграфной связи. Азбука Морзе. Недостатки схемы Маркони. Схема Брауна. Резонанс-трансформатор. Область применения искровых передатчиков в настоящее время. Контрольные вопросы и примеры. Литература

93

ГЛАВА VI.

Машинные передатчики.

Преимущества незатухающих колебаний. Машина Гольдшмидта. Машина Александерсона. Машина Вологодина. Статические умножители частоты. Удвоитель Эппштейна. Утроитель частоты Тейлора. Умножитель частоты Шмидта. Пример машинной радиостанции. Контрольные вопросы и примеры. Литература

102

ГЛАВА VII.

Дуговые передатчики.

Вольтова дуга. Статическая характеристика дуги. Генерирование незатухающих колебаний. Динамическая характеристика дуги. Два рода колебаний. Колебания 1-го рода. Колебания 2-го рода. Магнитное дутье. Генератор Паульсена. Схемы дуговых радиостанций. Контрольные вопросы и примеры. Литература

117

ГЛАВА VIII.

Электронные лампы.

Термионный эффект. Потенциал вылета. Уравнение Ричардсона. Катод. Накал катода. Двухэлектродная лампа. Уравнение Лангмюра. Характеристика двухэлектродной лампы. Семейство характеристик двухэлектродной лампы. Мощность лампы. Область применения двухэлектродных ламп. Трехэлектродные лампы. Коэффициент усиления лампы. Уравнение характеристики трехэлектродной лампы. Характеристики трехэлектродной лампы. Параметры трехэлектродной лампы. Ток сетки. Оформление электронных ламп. Лампы ВЭСО. Динатронный эффект. Многосеточные лампы. Двухсеточные лампы. Экранированные лампы. Пентоды. Лампы с переменной крутизной. Современные приемные лампы. Ламповый треугольник. Контрольные вопросы и примеры. Литература

130

ГЛАВА IX.

Ламповые передатчики.

Основные преимущества ламповых генераторов. Элементы лампового генератора. Отсечка тока. Коэффициент полезного действия. Включение контура. Генератор с независимым возбуждением. Генератор с самовозбуждением. Смещающее напряжение. Схемы ламповых генераторов с самовозбуждением. Схемы

питания ламповых генераторов. Параллельная работа ламп. Явление blocking'a. Общие замечания по расчету лампового генератора. Работа лампового генератора на радиочастоту. Современные ламповые радиотелеграфные передатчики. Тональные генераторы. Контрольные вопросы и примеры. Литература . . 191

ГЛАВА X.

Стабилизация колебаний ламповых генераторов.

Требования стабильности колебаний. Классификация методов стабилизации. Стабилизация Société Française Radio Electrique. Кварцевые стабилизаторы. Эквивалентная схема кварцевого стабилизатора. Схемы генераторов с кварцевой стабилизацией. Усиление мощности. Нейтродинирование. Умножение частоты. Турмалиновая стабилизация. Магнетострикционные стабилизаторы. Камертонные стабилизаторы. Контрольные вопросы и примеры. Литература. 224

ГЛАВА XI.

Распространение электромагнитной энергии.

Дальность действия передающей радиостанции. Практические формулы радиопередачи. Наиболее выгодная длина волны радиосвязи. Определение расстояния между радиостанциями на земном шаре. Теории распространения электромагнитных волн. Влияние различных условий на распространение электромагнитных колебаний. Контрольные вопросы и примеры. Литература 249

ГЛАВА XII.

Прием электромагнитной энергии.

Физическая картина приема электромагнитной энергии. Прием затухающих колебаний. Устройство телефонов. Детектирование. Контактный детектор. Детекторные приемники. Избирательность. Схемы детекторных приемников. Ламповый детектор. Регенеративный приемник. Прием незатухающих колебаний. Приемные радиосети. Прием на рамку. Помехи радиоприему. Атмосферные помехи. Помехи от электроустановок. Быстродействующая передача и прием. Контрольные вопросы и примеры. Литература 267

ГЛАВА XIII.

Ламповые приемники.

Классификация ламповых усилителей. Принцип усиления. Действующее значение коэффициента усиления. Усиление при $x=0$. Динамические характеристики лампы. Добротность лампы. Усиление при $R=0$. Каскадное усиление. Реостатные усилители. Дроссельные усилители. Трансформаторные усилители низкой частоты. Трансформаторные усилители высокой частоты. Резонансные усилители. Самогенерирование в ламповых усилителях. Нейтродинирование. Супергетеродины. Супер-

ГЛАВА XIV.

Радиотелефония.

Модулирование электрических колебаний. Глубина модуляции. Методы модуляции. Микрофон. Модуляция на сетку. Анодная модуляция. Основания расчета анодной модуляции. Схемы анодной модуляции. Однополупериодная модуляция. Баланс мощности при модуляции. Радиотелефонирование на боковых частотах. Двойная модуляция. Основные черты радиотелефонных приемников. Контрольные вопросы и примеры. Литература 390

ГЛАВА XV.

Короткие и ультра-короткие волны.

Особенности коротких и ультра-коротких волн. Генерирование коротких волн. Пример мощной коротковолновой установки. Генерирование ультра-коротких волн. Области применения ультра-коротких волн. Излучающие устройства при коротких и ультра-коротких волнах. Теория фидера. Система Лехера. Схемы питания излучающих антенн при ультра-коротких волнах. Распространение коротких волн. Распространение ультра-коротких волн. Прием коротких волн. Прием ультра-коротких волн. Контрольные вопросы и примеры. Литература 428

ГЛАВА XVI.

Направленная передача и прием.

Преимущества направленной радиосвязи. Рамка. Система Робинсона. Система Беллини-Тови. Кардионидный прием. Открытые ориентированные антенны. Радиопеленгаторные устройства. Лучевые системы. Параболическое зеркало. Плоские системы. Радиомаяки. Контрольные вопросы и примеры. Литература . . 507

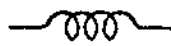
ОСНОВНЫЕ УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ.

относящиеся к области электрических явлений.

E, e	— электродвижущая сила.
U, u	— электрическое напряжение.
I, i	— сила тока.
W	— энергия.
P	— мощность.
Q, q	— электрический заряд.
ϵ	— диэлектрическая постоянная.
C	— электрическая емкость.
C_s	— статическая емкость.
Φ	— поток магнитной индукции.
B	— магнитная индукция.
F	— магнитодвижущая сила.
L	— коэффициент самондукции.
M	— коэффициент взаимной индукции.
k	— коэффициент связи
μ	— магнитная проницаемость.
H	— напряженность магнитного поля (магнитная сила).
E	— напряженность электрического поля.
ω	— угловая частота.
c	— скорость света в пустоте.
f	— частота колебания.
T	— период колебания.
φ	— разность фаз.
λ	— длина волны.
λ_0	— собственная длина волны радиосети.
θ	— логарифмический декремент колебания.
μ	— коэффициент усиления электронной лампы.
D	— проницаемость сетки электронной лампы.
S	— крутизна характеристики электронной лампы.
R_a	— внутреннее дифференциальное сопротивление электронной лампы.
G	— добротность лампы.

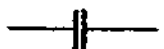
Примечание. При обозначении электродвижущей силы E , электрического напряжения U , силы тока I , в технике электронных ламп применяются индексы a, g, f (в соответствии с электродами: анод, сетка, катод).

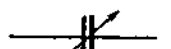
УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ В СХЕМАХ

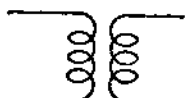
 Катушка самоиндукции без железа.

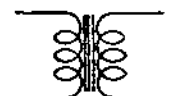
 Катушка переменной самоиндукции.

 Катушка самоиндукции с железным сердечником.

 Конденсатор постоянной емкости.

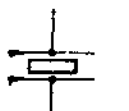
 Конденсатор переменной емкости.

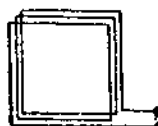
 Трансформатор без железного сердечника.

 Трансформатор с железным сердечником.

 Искровой разрядник.

 Кристаллический детектор.

 Кварц.

 Приемная рамка.

 Радиосеть.

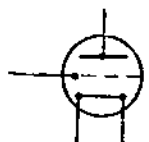
 Земля, заземление.

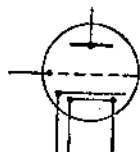
 Телефон.

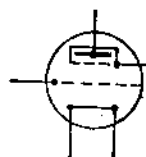
 Микрофон.

 Зуммер.

 Двухэлектродная лампа.

 Трехэлектродная лампа.

 Лампа с подогревом.

 Экранированная лампа.

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА.

Радиотехника вообще может быть отнесена к молодым отраслям электротехники, а ламповая, насчитывающая всего каких-либо полтора десятка лет, тем более. Однако, несмотря на свою относительную молодость, она занимает значительное место в науке и литературе, в промышленности и в быту. Ее значение как средства связи вообще, и в особенности, как средства проведения в массы современной культуры, огромно и всем известно под названием радиовещание.

Менее известны другие области применения явлений электрических колебаний, и менее разработана методика их технических приложений, как, например, в некоторых областях промышленности, медицине, биологии и др., где колебательный процесс является основным фактором, определяющим ход явления.

Можно с большой степенью уверенности думать, что популярность радиотехники будет непрерывно расти, равно как будет увеличиваться проникновение техники физических процессов, лежащих в ее основании, в иные области науки и техники.

Не развивая в подробностях обширнейший материал, накопившийся в особенности за последние два десятилетия, автор останавливает внимание читателя на главнейших моментах.

Книга В. И. Шарова „Общий курс радиотехники“, выпускаемая как учебник для студентов вузов, вместе с тем отвечает и на запросы инженерно-технических работников, работающих в области электрических колебаний и их технических приложений.

Ценность книги значительно увеличивается благодаря иллюстрации ее большим числом примеров, конкретизирующих излагаемый автором материал и вводящих читателя в круг численных представлений и соотношений, специфичных радиотехнике.

Проф. Н. Н. Циклинский.



ПРЕДИСЛОВИЕ.

В основу содержания данного курса радиотехники положен материал по основным вопросам, составлявшим программу занятий со студентами Электромеханического института.

Цель книги — дать расширенное понятие по всем основным вопросам радиотехники, с которыми приходится сталкиваться не только специализирующимся, но и техническим работникам в области электротехники сильных токов. Поэтому материал изложенной книги является в известной мере расширенным по сравнению с программным материалом, который излагался автором на лекциях.

Особое внимание в книге обращено на изложение физической сущности основных радиотехнических явлений с достаточным для понимания математическим обоснованием. Для наилучшего усвоения материала книга снабжена большим количеством рисунков. Кроме того для самостоятельной проработки курса каждая глава содержит в себе контрольные вопросы и примеры.

Считаю своей обязанностью отметить здесь большое и глубокое внимание, которое было оказано редактором этой книги проф. Н. Н. Циклинским, просмотревшим всю книгу и внесшим в нее большое число существенных поправок и дополнений.

В заключение считаю своим долгом выразить искреннюю благодарность директору издательства М. М. Голь, техническому директору Л. М. Сафрановичу и заведующему редакционным отделом А. И. Кузьминскому, которые отнеслись к книге с исключительным вниманием, содействуя ее изданию.

В. Шаров.

ГЛАВА I.

ЗАМКНУТЫЙ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ КОНТУР.

§ 1. Колебательный разряд конденсатора. Замкнутый колебательный контур является основным элементом всякой радиотехнической схемы, и поэтому вполне естественно будет начать изучение радиотехники с изучения электрических явлений, протекающих в этом контуре.

Замкнутым контуром, или, точнее, замкнутым электрическим контуром, называется замкнутая электрическая цепь, состоящая из катушки самоиндукции и конденсатора. Пусть коэффициент самоиндукции катушки равен L , а емкость конденсатора равна C (рис. 1). Обозначим, далее, через r величину сопротивления, обуславливающего в контуре потери электрической энергии на необратимые процессы. В действительности это сопротивление распределено по всей цепи (активное сопротивление соединительных проводов, сопротивление, эквивалентное диэлектрическим потерям в конденсаторе, потери, эквивалентные утечкам, и т. п.); мы же будем, для простоты рассуждений, предполагать, что сопротивление r существует в контуре как сосредоточенное.

Предположим теперь, что конденсатору C каким-либо образом сообщен электрический заряд Q . Это можно сделать помощью различных приспособлений, но во всех случаях необходимым является замыкание конденсатора на источник постоянного напряжения, равного U вольт. Тогда запас приобретенной конденсатором электрической энергии будет равен

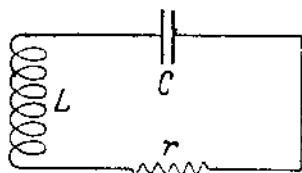


Рис. 1.

$$W = \frac{CU^2}{2} \dots \dots \dots (1)$$

Теперь, после того как конденсатор заряжен, предоставим ему свободу действия в замкнутом контуре. В начальный момент времени, очевидно, весь запас электрической энергии контура будет сосредоточен в конденсаторе, в его электрическом поле, и сила тока в контуре будет равна нулю (рис. 2-а). Тотчас же, однако, как только заряженный конденсатор окажется в замкнутой электрической цепи, заряды его обкладок начнут выравниваться, в контуре появится ток i , и электрическое поле конденсатора начнет уменьшаться. Одновременно с этим, одновременно с нарастанием тока i , вокруг катушки L начнет создаваться магнитное поле. В некоторый момент времени заряды на обкладках конденсатора сравняются, электрическое поле конденсатора сделается равным нулю, а магнитное поле катушки будет наибольшим (рис. 2-б). После этого магнитное поле, ничем не поддерживаемое, начнет исчезать, создавая ток в том же направлении, которое имело место в предшествующий момент. Этот ток будет перезаряжать конденсатор, и, когда исчезнет все магнитное поле катушки, конденсатор окажется полностью перезаряженным, и сила тока в замкнутом контуре опять сделается равной нулю (рис. 2-с). Тотчас же конденсатор вновь начнет разряжаться, создавая в этом случае ток направления, противоположного предыдущему случаю. Вновь этот ток начнет создавать вокруг катушки магнитное

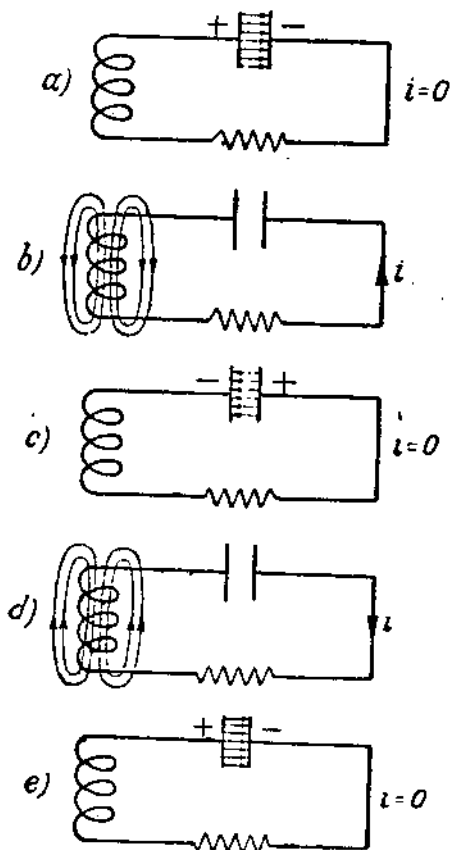


Рис. 2.

жестя полностью перезаряженным, и сила тока в замкнутом контуре опять сделается равной нулю (рис. 2-с). Тотчас же конденсатор вновь начнет разряжаться, создавая в этом случае ток направления, противоположного предыдущему случаю. Вновь этот ток начнет создавать вокруг катушки магнитное

поле, пока все электрическое поле конденсатора не исчезнет, пока магнитное поле катушки не достигнет своего максимума (рис. 2-d). Затем опять произойдет исчезновение магнитного поля и новая перезарядка конденсатора, что приведет нашу систему в исходное положение (рис. 2-e). Отсюда процесс начнется вновь и будет таким образом продолжаться до тех пор, пока весь первоначально полученный конденсатором запас электрической энергии P не израсходуется на необратимые процессы в сопротивлении r .

Итак, заряженный конденсатор в замкнутой цепи расходует свою энергию на создание колебательного электрического процесса — переменного тока, амплитуды которого во времени убывают до нуля. Нужно, однако, оговориться, что не всегда при этом мы получаем колебательный процесс. В некоторых условиях процесс разряда конденсатора в замкнутой электрической цепи может быть и не колебательным, а аperiodическим, т. е. таким, когда раз разрядившийся конденсатор уже вновь не перезарядается и когда, следовательно, никакого переменного тока в контуре не возникает. Наиболее просто все условия существования как процесса колебательного, так и процесса аperiodического определяются при математическом рассмотрении вопроса о колебательном разряде конденсатора. К этому рассмотрению мы сейчас и перейдем.

§ 2. Уравнение колебательного процесса. Рассмотрим произвольно выбранный момент времени, когда сила тока в замкнутом контуре равна i . Применим к контуру второй закон Кирхгофа, а именно:

$$ir + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int i dt = 0.$$

Дифференцированием из этого уравнения нетрудно получить следующее:

$$r \frac{di}{dt} + L \frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{i}{C} = 0$$

или

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{r}{L} \cdot \frac{di}{dt} + \frac{1}{LC} \cdot i = 0 \dots \dots \dots (2)$$

Как известно, уравнение, аналогичное полученному, т. е. дифференциальное уравнение второго порядка без свободного члена, имеет решение вида:

$$i = I_m \sin(\omega t + \phi) \cdot e^{-\alpha t} \dots \dots \dots (3)$$

Воспользуемся этим. Продифференцируем дважды уравнение (3)

$$\begin{aligned}\frac{di}{dt} &= \omega I_m \cos(\omega t + \psi) \cdot e^{-\alpha t} - \alpha I_m \sin(\omega t + \psi) e^{-\alpha t} \\ \frac{d^2 i}{dt^2} &= -\omega^2 I_m \sin(\omega t + \psi) \cdot e^{-\alpha t} - \alpha \omega I_m \cos(\omega t + \psi) \cdot e^{-\alpha t} - \\ &\quad - \alpha \omega I_m \cos(\omega t + \psi) \cdot e^{-\alpha t} + \alpha^2 I_m \sin(\omega t + \psi) \cdot e^{-\alpha t}.\end{aligned}$$

Подставляя все эти выражения в уравнение (2), получаем

$$\begin{aligned}& -\omega^2 I_m \sin(\omega t + \psi) \cdot e^{-\alpha t} - \alpha \omega I_m \cos(\omega t + \psi) \cdot e^{-\alpha t} - \\ & - \alpha \omega I_m \cos(\omega t + \psi) \cdot e^{-\alpha t} + \alpha^2 I_m \sin(\omega t + \psi) \cdot e^{-\alpha t} + \\ & + \omega \frac{r}{L} I_m \cos(\omega t + \psi) \cdot e^{-\alpha t} - \alpha \frac{r}{L} I_m \sin(\omega t + \psi) \cdot e^{-\alpha t} + \\ & + \frac{1}{LC} I_m \sin(\omega t + \psi) \cdot e^{-\alpha t} = 0\end{aligned}$$

или после упрощений

$$\begin{aligned}& \left(\alpha^2 - \omega^2 - \alpha \frac{r}{L} + \frac{1}{LC} \right) \sin(\omega t + \psi) + \\ & + \left(\omega \frac{r}{L} - 2\alpha\omega \right) \cos(\omega t + \psi) = 0 \dots \dots (4)\end{aligned}$$

Рассуждаем дальше таким образом: полученное уравнение удовлетворяется при всех значениях времени t ; пусть это время выбрано так, что $\sin(\omega t + \psi) = 0$. Тогда, соответственно, $\cos(\omega t + \psi) = 1$. В таких условиях уравнение (4) нам дает

$$\omega \frac{r}{L} - 2\alpha\omega = 0,$$

отсюда

$$\boxed{\alpha = \frac{r}{2L}} \dots \dots \dots (5)$$

Эта, важная в теории колебательного разряда конденсатора, величина носит название коэффициента затухания. Пусть,

далее, время выбрано так, что $\cos(\omega t + \phi) = 0$. Тогда, соответственно, $\sin(\omega t + \phi) = 1$, и уравнение (4) нам дает

$$\alpha^2 - \omega^2 - \alpha \frac{r}{L} + \frac{1}{LC} = 0,$$

отсюда

$$\omega = \sqrt{\alpha^2 - \alpha \frac{r}{L} + \frac{1}{LC}} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{r^2}{4L^2}}.$$

Ниже мы увидим, а сейчас можем сказать, что величина сопротивления r в замкнутых колебательных контурах является весьма малой, и что второй слагаемым в подкоренном выражении по сравнению с первым слагаемым можно пренебречь. Тогда

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Это есть угловая частота электрических колебаний в замкнутом контуре, угловая частота переменного тока, получающегося в замкнутом контуре вследствие колебательного разряда конденсатора.

Так как

$$\omega = 2\pi f,$$

то частота электрических колебаний, частота переменного тока будет выражаться через постоянные контура следующим образом:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$

Применяя здесь известное соотношение между частотой f колебаний и периодом T колебаний, а именно:

$$T = \frac{1}{f},$$

имеем

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \dots \dots \dots (6)$$

Это есть так называемая упрощенная формула Томсона а. Упрощенной она называется потому, что мы пренебрегли членом, зависящим от сопротивления r замкнутого контура. В противном случае нам надлежало бы иметь дело с полной формулой Томсона:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{r^2}{4L^2}}} \dots \dots \dots (7)$$

Из этой последней формулы мы можем заключить, что если

$$\frac{1}{LC} = \frac{r^2}{4L^2},$$

то период $T = \infty$, т. е. мы будем иметь дело с апериодическим разрядом конденсатора, при котором мы не получаем переменного тока в замкнутом контуре. Можно сделать вывод, что разряд конденсатора будет колебательным только в том случае, если налицо имеется условие

$$r < 2\sqrt{\frac{L}{C}} \dots \dots \dots (8)$$

Обращаясь теперь назад к уравнению (3), мы можем сделать еще одно заключение. В начальный момент времени $t=0$ разряд конденсатора еще не начался, и, следовательно, сила тока i равняется нулю, т. е.

$$I_m \sin \psi = 0,$$

а, следовательно,

$$\psi = 0,$$

и, таким образом, уравнение переменного тока в замкнутом контуре при колебательном разряде конденсатора будет

$$i = I_m \sin \omega t \cdot e^{-\alpha t} \dots \dots \dots (9)$$

Неясной для нас в этом уравнении осталась лишь величина силы начального тока I_m . Эту величину мы сумеем определить из следующих простых соображений: в начальный момент

разряда конденсатора запас его электрической энергии равен, как уже было указано выше,

$$W = \frac{CU^2}{2}.$$

При полностью разряженном конденсаторе весь запас его электрической энергии переходит в форму магнитной энергии катушки самоиндукции L :

$$\frac{LI_m^2}{2}.$$

Допуская, что при этом превращении формы энергии никаких потерь не происходит, имеем

$$\frac{CU^2}{2} = \frac{LI_m^2}{2},$$

откуда

$$I_m = U \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Обратим теперь внимание на то, что во всех вышеприведенных формулах этого параграфа мы имеем дело с физическими постоянными контура, выраженными соответственно: L — в генри, C — в фарадах, r — в омах.

§ 3. Затухающие колебания. Итак, при колебательном разряде конденсатора в замкнутом контуре устанавливаются электрические колебания, электрический переменный ток. Согласно выведенному в предыдущем параграфе уравнению 9, развернутая диаграмма этого переменного тока представится кривой, изображенной на рис. 3.

В отличие от привычных представлений о переменном токе с неизменно равными амплитудами, в данном случае мы будем иметь дело с переменным током, амплитуда которого убывает во времени. Это будут так называемые затухающие колебания. Для сравнения нам необходимо ввести критерий степени этого затухания колебаний. Таким критерием может служить, например, отношение двух последовательных амплитуд тока в контуре. Удобным является брать отношение двух последовательных и при этом однозначных амплитуд. Исходя

из рисунка 3 и принимая во внимание уравнение 9, мы можем такое отношение представить следующим образом:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{I_m \cdot e^{-\alpha t_1}}{I_m \cdot e^{-\alpha t_2}} = e^{\alpha(t_2 - t_1)},$$

но

$$t_2 - t_1 = T,$$

следовательно,

$$\frac{i_1}{i_2} = e^{\alpha T}.$$

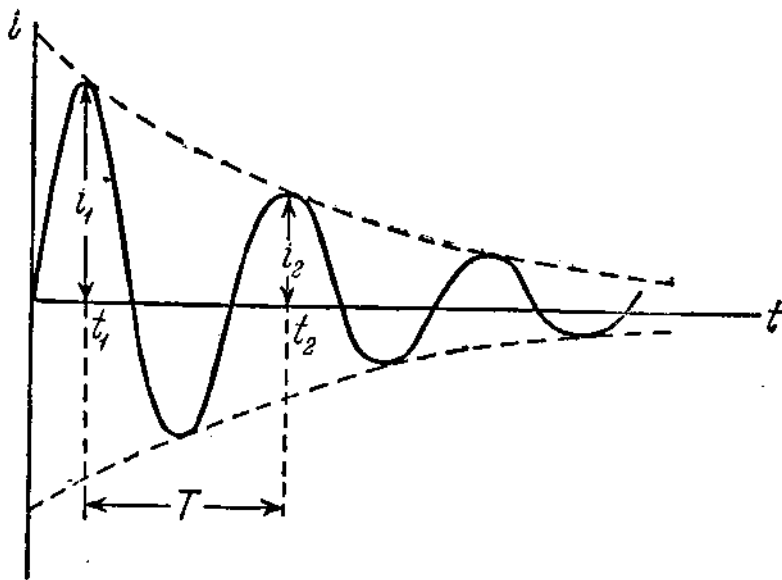


Рис. 3.

Принято иметь дело не с этим отношением, а с величиною его натурального логарифма.

Тогда

$$\lg \frac{i_1}{i_2} = \alpha T.$$

Эта величина, характеризующая собою степень убывания амплитуд колебаний, т. е. затухание колебаний, носит на-

значение логарифмического декремента колебаний обозначается символом ϑ :

$$\vartheta = \alpha T \dots \dots \dots (10)$$

Так как и α и T являются величинами постоянными для данного замкнутого контура, будучи функциями значений его физических постоянных r , L и C , то и декремент колебания также является для данного контура величиной постоянной. При помощи простейших преобразований формула 10 может быть представлена в различных видах. Например, так как

$$\alpha = \frac{r}{2L},$$

а

$$T = 2\pi\sqrt{LC},$$

то

$$\vartheta = \pi r \sqrt{\frac{C}{L}} \dots \dots \dots (11)$$

или отсюда

$$\vartheta = \frac{\pi r C}{\sqrt{LC}} = \frac{\pi r C \cdot 2\pi}{T} = \pi \omega r C \dots \dots \dots (12)$$

Принимая во внимание условие (8) возможности существования колебаний в замкнутом контуре, мы легко можем получить выражение для наибольшего значения декремента ϑ замкнутого контура, при котором еще возможно возникновение колебательного процесса. В самом деле, подставляя в уравнении (11) вместо r его значение по уравнению (8), получаем

$$\vartheta < \pi 2 \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{\frac{C}{L}} = 2\pi.$$

В радиотехнике замкнутые контуры с такими высокими значениями декремента не применяются, так как здесь мы имели бы дело с чрезвычайно сильно затухающими колебаниями, т. е. с невыгодной формой переменного тока. Наибольшее, практически допустимое значение декремента колебаний для замкнутого контура это

$$\vartheta \cong 0,2.$$

Обычно же значения декремента бывают значительно меньше.

В зависимости от величины декремента колебаний, и при этом совершенно условно, можно установить следующую классификацию:

- 1) сильно затухающие колебания, для которых $\theta > 0,1$,
 - 2) слабо затухающие колебания, для которых $\theta < 0,1$.
- Для полноты классификации отнесем сюда еще
- 3) незатухающие колебания, для которых $\theta = 0$.

Наглядное представление о форме колебаний в зависимости от величины декремента дано на рис. 4.

§ 4. Резонанс. Особенный интерес и особенную ценность во всех радиотехнических схемах представляет явление электрического резонанса. Сущность этого явления заключается в следующем. Представим себе, что в замкнутом контуре, обладающем параметрами r, L и C , действует переменная электродвижущая сила

$$e = E_m \sin \omega t.$$

Под действием этой электродвижущей силы в контуре возникнет ток

$$i = I_m \sin \omega t,$$

величина которого будет определяться полным сопротивлением контура, а именно:

$$I = \frac{e}{\sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

При постоянных значениях r, L и C сила этого тока будет зависеть от угловой частоты ω . Нетрудно заключить, что если

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0, \dots \dots \dots (13)$$

то сила тока достигнет своего наибольшего возможного значения

$$I = \frac{e}{r}.$$

Это явление и носит название явления резонанса.

Из уравнения (13) мы имеем

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

но

$$\frac{1}{\sqrt{LC}}$$

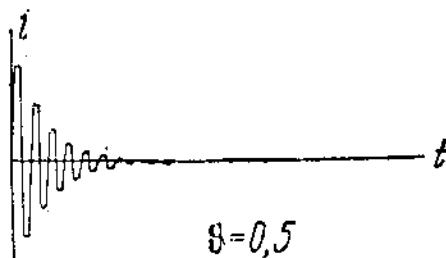
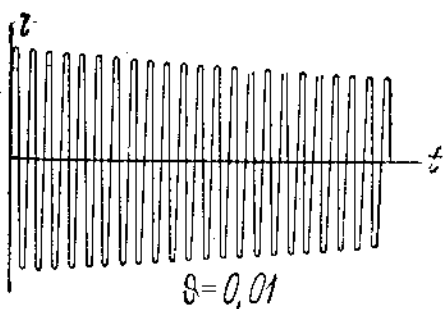
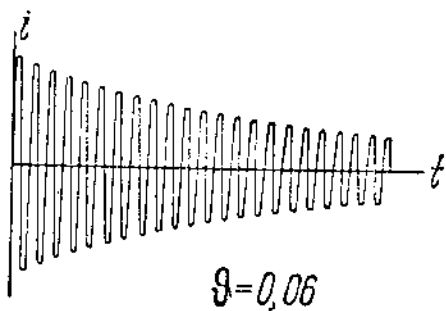
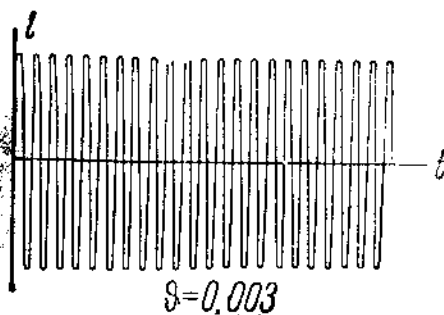
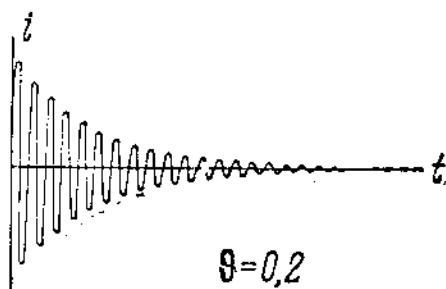
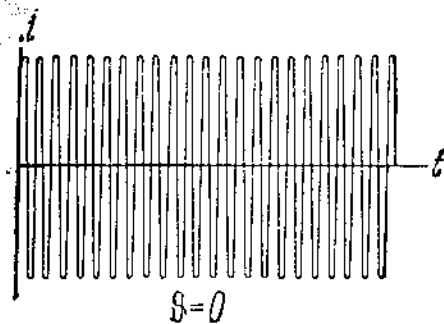


Рис. 4.

есть не что иное, как собственная угловая частота нашего замкнутого контура. Следовательно, для явления резонанса необходимо, чтобы частота питающего тока и собственная частота контура были равны между собою.

Рассмотрим подробнее явления, происходящие вблизи точки резонанса. Представим себе, что в замкнутом контуре r, L, C

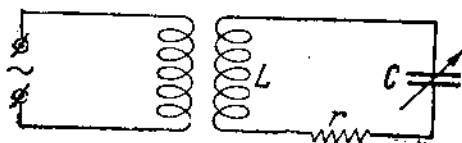


Рис. 5.

(рис. 5) возбуждаются электрические колебания от постороннего источника (генератора) переменного тока. Пусть при этом величина электродвижущей силы, индуктируемой в замкну-

том контуре, будет, независимо ни от каких условий, оставаться неизменно равной E . Настроим наш контур, при помощи конденсатора переменной емкости C , в резонанс на частоту генератора. Тогда сила тока в контуре определится по уравнению

$$I_r = \frac{E}{r}, \dots \dots \dots (14)$$

где I_r обозначает собою силу тока при резонансе, иначе говоря наибольшую возможную силу тока. Если теперь контур слегка расстроить, т. е. путем изменения его емкости в ту или другую сторону увеличить или уменьшить значение его собственной угловой частоты, по сравнению с угловой частотой ω генератора, то сила тока в контуре также изменится и сделается равной

$$I_1 = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C_1}\right)^2}}, \dots \dots \dots (15)$$

где C_1 — новое значение емкости контура. Заметим, что первоначальное значение емкости контура, т. е. значение его емкости при резонансе на частоту генератора, было C_r , причем

$$\omega L - \frac{1}{\omega C_r} = 0.$$

Имея в виду такое замечание, мы можем написать

$$\omega L - \frac{1}{\omega C_1} = \omega L - \frac{1}{\omega C_1} - \omega L + \frac{1}{\omega C_r} = \frac{1}{\omega C_r} - \frac{1}{\omega C_1}.$$

На основании этого уравнение (15) можно переписать следующим образом:

$$I_1 = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{1}{\omega C_r} - \frac{1}{\omega C_1}\right)^2}} = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \frac{1}{\omega^2 C_r^2} \left(\frac{C_r - C_1}{C_1}\right)^2}}$$

Но так как по уравнению (12)

$$\frac{1}{\omega C} = \frac{\pi r}{\theta},$$

то

$$I_1 = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{\pi r}{\theta}\right)^2 \left(\frac{C_r - C_1}{C_1}\right)^2}}.$$

Теперь мы можем написать

$$\frac{I_r}{I_1} = \frac{\sqrt{r^2 + \left(\frac{\pi r}{\theta}\right)^2 \left(\frac{C_r - C_1}{C_1}\right)^2}}{r} = \sqrt{1 + \frac{\pi^2}{\theta^2} \left(\frac{C_r - C_1}{C_1}\right)^2}$$

или

$$\boxed{\frac{I^2}{I_1^2} = 1 + \frac{\pi^2}{\theta^2} \left(\frac{C_r - C_1}{C_1}\right)^2} \dots \dots \dots (16)$$

Полученное уравнение связывает между собою значения силы тока в контуре с значениями настройки этого контура. Графическая интерпретация этого уравнения представлена кривою на рис. 6. Эта кривая носит название кривой резонанса колебательного контура. Форма этой кривой зависит от величины декремента контура, поэтому и сама резонансная кривая, полученная для какого-либо контура экспериментальным путем, может послужить для вычисления

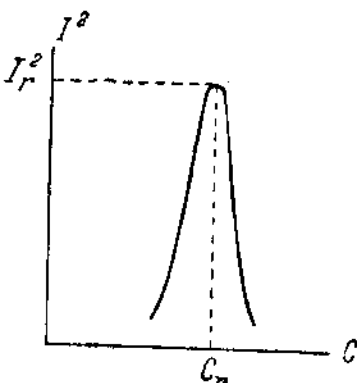


Рис. 6.

декремента этого контура. Проще всего такое вычисление производить в условиях, когда

$$I_r = 2I_1,$$

тогда

$$\vartheta = \pi \frac{C_r - C_1}{C_1} \dots \dots \dots (17)$$

Мы видим из этого выражения, что чем больше декремент контура, тем шире расставлены (тем больше разность $C_r - C_1$) обе ветви резонансной кривой и наоборот. Таким образом, контуры с малыми значениями декремента будут характери-

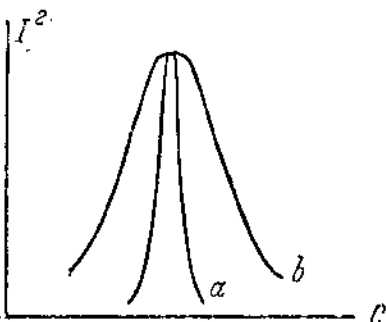


Рис. 7.

зоваться острой кривой резонанса (рис. 7, кривая *a*), а контуры с большими значениями декремента будут характеризоваться тупой кривой резонанса (рис. 7, кривая *b*).

§ 5. Оформление колебательного контура. Мы увидим ниже, что с формой резонансной кривой контура, когда он является контуром приемным, тесно связано основное качество приемника — его селективность (избирательность). Чем

острее кривая резонанса, тем большей селективностью обладает приемник. Такое положение требует, чтобы величина декремента контура была возможно малой. С другой стороны, когда замкнутый контур является элементом генератора токов высокой частоты, малое значение его декремента является совершенно неоспоримым. Таким образом, в радиотехнических схемах колебательные контуры должны характеризоваться малым значением декремента. Такое требование всегда надлежит иметь в виду при оформлении контура.

По уравнению (11) декремент зависит от постоянных контура r , L и C следующим образом:

$$\vartheta = \pi r \sqrt{\frac{C}{L}},$$

следовательно, в тех случаях когда требуется получение возможно меньшего значения декремента контура, надлежит прежде

всего обеспечить для него малую величину активного сопротивления r . Для этого применяются специальные провода, специальной конструкции катушки самоиндукции и конденсаторы с минимальными диэлектрическими потерями.

Для той же цели, т. е. для получения возможно меньшего значения декремента, надлежит выбирать возможно меньшее

значение отношения $\frac{C}{L}$ контура. Однако, слишком далеко идти

с уменьшением этого отношения нельзя: при увеличении коэффициента самоиндукции L катушки, т. е. при увеличении длины ее провода, соответственно увеличиваются и активные потери в этой катушке, и увеличивается величина r . Здесь задача правильной конструкции контура решается компромиссно.

§ 6. Методы возбуждения электрических колебаний в замкнутом контуре. Из того, что было изложено в § 1, вытекает простейший метод возбуждения в замкнутом контуре, удовлетворяющем условию электрических колебаний, выраженным уравнением (8). Практически нам необходимо осуществить в связи с замкнутым контуром такое

устройство, которое автоматически обеспечивало бы две функции: 1) сначала цепь колебательного контура является разомкнутой, и происходит заряд конденсатора от источника электрической энергии, 2) затем, как только конденсатор зарядился, происходит отключение источника с одновременным замыканием цепи контура, что дает возможность конденсатору разрядиться колебательно. Необычайно просто такой автоматизм получается при применении искрового промежутка, включенного в колебательный контур и при питании контура через посредство этого промежутка. Такой метод носит название искрового метода. Схема его изображена на рис. 8, а сущность заключается в следующем. На зажимы искрового промежутка F , т. е. воздушного промежутка между двумя электродами, подается переменное напряжение от обыкновенного машинного генератора переменного тока. Для повышения напряжения искровой промежуток присоединяется к генератору через повысительный

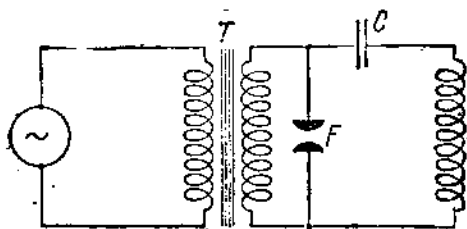


Рис. 8.

устройство, которое автоматически обеспечивало бы две функции: 1) сначала цепь колебательного контура является разомкнутой, и происходит заряд конденсатора от источника электрической энергии, 2) затем, как только конденсатор зарядился, происходит отключение источника с одновременным замыканием цепи контура, что дает возможность конденсатору разрядиться колебательно. Необычайно просто такой автоматизм получается при применении искрового промежутка, включенного в колебательный контур и при питании контура через посредство этого промежутка. Такой метод носит название искрового метода. Схема его изображена на рис. 8, а сущность заключается в следующем. На зажимы искрового промежутка F , т. е. воздушного промежутка между двумя электродами, подается переменное напряжение от обыкновенного машинного генератора переменного тока. Для повышения напряжения искровой промежуток присоединяется к генератору через повысительный

трансформатор T . Пусть напряжение на зажимах вторичной обмотки этого трансформатора, иначе говоря, на искровом промежутке, изменяется по простому гармоническому закону, изображенному графически на рис. 9-а. Установим длину воздушного промежутка F так, чтобы при достижении питающим переменным напряжением своего амплитудного значения E , этот промежуток, вследствие его ионизации, пробивался бы искрой. Теперь рассмотрим, что будет происходить при таких условиях в нашей схеме.

В начальный момент времени, когда напряжение e на зажимах искрового промежутка равно 0, цепь колебательного контура CLF является разомкнутой. Разомкнутой эта цепь остается

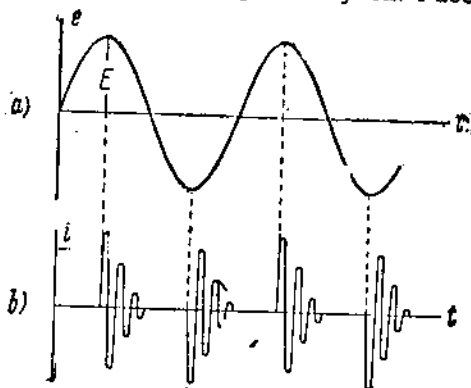


Рис. 9.

все время, пока нарастает напряжение e ; в это время конденсатор C заряжается. Но как только величина напряжения e достигнет своего амплитудного значения E_m — в промежутке F проскочит искра, зашунтирует вторичную обмотку трансформатора T и что самое главное, замкнет цепь колебательного контура CLF . Конденсатор C колебательно разрядится: в контуре CLF

мы получим первую группу затухающих колебаний, частота которых определится параметрами контура L и C (рис. 9-б). С окончанием этих колебаний, т. е. когда сила колебательного тока в контуре упадет до некоторого минимального значения, при котором наступает деионизация промежутка, — искра потухнет. Восстановятся первоначальные условия, и конденсатор C начнет вновь заряжаться в течение следующего полупериода, питающего переменного напряжения e ; затем опять произойдет пробой искрового промежутка, опять мы получим группу затухающих колебаний и т. д. Все время, пока искровой промежуток питается переменным током от трансформатора, в контуре CLF мы будем иметь последовательные группы затухающих колебаний. Еще раз подчеркиваем, что частота этих колебаний зависит от параметров контура L и C ; при соответственном выборе этих параметров частота колеба-

ний в контуре может быть получена сколь угодно высокой. Частота же групп будет, как это легко заключить из рис. 9, равна удвоенной частоте питающего переменного тока. Эта последняя довольно часто берется равной 1000 периодам в секунду; тогда частота групп ν будет

$$\nu = 2 \cdot 1000 = 2000.$$

Получаемая колебательным контуром электрическая мощность, таким образом, будет

$$P = \frac{CE^2}{2} \nu \dots \dots \dots (18)$$

При всей своей простоте искровой метод характеризуется тем недостатком, что он дает нам затухающие электрические колебания. Ниже мы увидим, что затухающие электрические колебания весьма узко разрешают вопрос беспроволочной связи, не говоря уже о том, что они мало экономичны. Во всех случаях беспроволочной связи более предпочтительным является применение незатухающих электрических колебаний, т. е. колебаний, для которых декремент равен нулю. Так как декремент колебательного контура не может быть равным нулю, то для получения незатухающих колебаний необходимо применение специальной операции. Эта процедура заключается в том, что, в отличие от рассмотренного нами способа питания контура электрической энергией при искровом методе, мы должны подводить к контуру энергию в такт с совершающимися в нем колебаниями высокой частоты, т. е. через промежутки времени, равные периоду колебаний. Пополняя таким образом запас электрической энергии в каждый период колебаний, мы можем получить требуемое для нас равенство амплитуд, т. е. получить колебания незатухающие. Такая процедура осуществляется в специальных генераторных схемах, а именно, в схемах дуговых генераторов и в схемах ламповых генераторов.

§ 7. Длина волны. Из всего изложенного выше следует, что при возбуждении в пространстве электромагнитных колебаний, в каждой точке пространства мы имеем переменные электрические явления: переменное электрическое поле напряженностью E и связанное с ним переменное магнитное поле напряженностью H . Оба эти явления происходят поляризованно в двух взаимноперпендикулярных плоскостях. Оба эти явле-

ния совпадают во времени по фазе, т. е. максимальные, равно как и минимальные, значения напряженностей электрического и магнитного полей получаются в одни и те же моменты времени. А так как распространение электромагнитной энергии неизбежно связано с различными потерями, то по мере удаления от излучающего первоисточника амплитудные значения названных напряженностей все время уменьшаются. Сказанное может быть иллюстрировано условным рисунком (рис. 10). Здесь изменения электрического поля изображены в виде затухающей синусоидальной кривой, расположенной

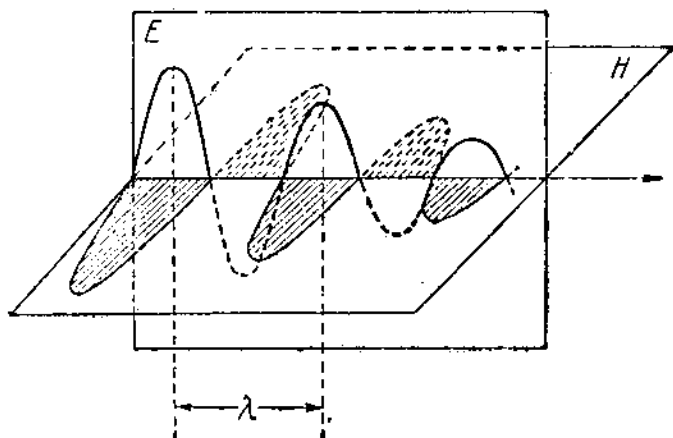


Рис. 10.

в плоскости E ; изменения магнитного поля изображены также в виде затухающей синусоидальной кривой, расположенной в плоскости H , перпендикулярной к плоскости E . Если учесть направление электрических явлений, связанных с индукционным эффектом переменного тока смещения, то нетрудно прийти к заключению, что при указанных на рис. 10 направлениях электрического и магнитного полей направление движения электромагнитной энергии будет совпадать с направлением, указанным на рисунке стрелкой. Это и выражено в так называемом правиле Пойнтинга: если поместить указательный палец левой руки по направлению магнитного поля, а средний по направлению электрического поля, то большой палец укажет на направление движения электромагнитной энергии.

Выше мы указывали, что скорость распространения электромагнитных колебаний в пустоте равна скорости света c (свет также представляет собою электромагнитные колебания), причем как известно

$$c \cong 3 \cdot 10^8 \text{ м.}$$

Отсюда одна и та же фаза состояния движущейся электромагнитной энергии, если период колебания равен T , будет периодически повторяться в точках пространства, удаленных друг от друга на расстояние

$$\lambda = c T \dots \dots \dots (19),$$

Это расстояние λ , т.е. путь, проходимый электромагнитной энергией за время одного периода, носит название длины волны электромагнитного колебания. Так как по формуле Томсона

$$T = 2\pi \sqrt{LC},$$

то

$$\lambda = c \cdot 2\pi \sqrt{LC},$$

где L выражено в генри, а C — в фарадах. Это уравнение применяется обычно в несколько ином виде. Дело в том, что единица измерения коэффициента самоиндукции — один генри — и единица измерения емкости — одна фарада — являются единицами больших значений указанных физических постоянных. В радиотехнике колебательные контуры, в соответствии с высокими частотами тока, обычно оформляются при очень небольших значениях коэффициента самоиндукции катушек и емкости конденсаторов. Здесь удобным представляется измерять эти постоянные в более мелких единицах. Поэтому для измерения коэффициента самоиндукции в радиотехнике обычно применяется сантиметр, причем

$$1 \text{ H} = 10^9 \text{ см (в эл.-маг. сист. ед.)}.$$

Для измерения емкости также применяется сантиметр, причем

$$1 \text{ F} = 9 \cdot 10^{11} \text{ см (в эл.-ст. сист. ед.)}.$$

Если мы теперь в вышеприведенном уравнении для длины волны выразим L и C в сантиметрах, если, для общности, мы и скорость света c также выразим в сантиметрах, то получим

$$\lambda = 3 \cdot 10^{10} \cdot 2\pi \sqrt{\frac{L}{10^9} \cdot \frac{C}{9 \cdot 10^{11}}}.$$

$$\lambda = 2\pi\sqrt{LC}, \dots \dots \dots (20)$$

где все величины будут выражены в сантиметрах. Полученное выражение для длины волны колебаний, генерируемых колебательным контуром, легко запоминается по своей тождественности с формулой Томсона.

Для целей радиосвязи в современной радиотехнике применяются колебания в широком диапазоне длин волн: от 30 000 м до 0,5 м и ниже. По специфическим особенностям распространения длины волн этого диапазона могут быть разбиты на три категории:

длинные волны, занимающие диапазон от 30 000 м до 300 м;

короткие волны, занимающие диапазон от 300 м до 10 м;

ультра-короткие волны, занимающие диапазоны от 10 м и ниже.

Такая классификация является, однако, в известной степени условной.

§ 8. Контрольные вопросы и примеры.

1) При каких условиях разряд конденсатора в замкнутом контуре будет колебательным?

2) В чем состоит разница между собственными и вынужденными колебаниями в контуре?

3) Замкнутый колебательный контур имеет катушку, коэффициент самоиндукции которой $L = 100000$ см, и конденсатор, емкость которого $C = 1000$ см. Действующее активное сопротивление контура $r = 12$. Определить длину волны λ_0 собственных колебаний контура и его декремент δ .
Отв. $\lambda_0 = 628$ м, $\delta = 0,01$.

4) Конденсатор замкнутого контура, имеющий емкость 1000 см, заряжается при помощи искрового разрядника от источника переменного напряжения частоты $f = 1000$ периодов в секунду до разности потенциалов $U = 10000$ вольт. Определить мощность колебаний.
Отв. $P = 111$ ватт.

5) Каковы главные принципы, лежащие в основе конструктивного оформления замкнутого колебательного контура?

6) Рассчитать (найти значения емкости C конденсатора и коэффициента самоиндукции L катушки) замкнутый колебательный контур на частоту $f = 3 \cdot 10^5$, если действующее активное сопротивление r того контура ожидается порядка 10 Ом, а декремент колебания не должен быть больше 0,1.
Отв. $L = 167000$ см, $C = 1500$ см.

7) Показать, что декремент колебания, определяемый по формуле $\delta = \frac{r}{2L}$, представляет собою отношение электрической энергии в поглощенной

в контуре за время одного полупериода, и электрической энергии контура в начале этого времени.

Решение. Расход электрической энергии за время одного полупериода можно представить следующим выражением:

$$W = \frac{1}{2} I^2 r \frac{1}{2} T,$$

где I — амплитуда силы тока. Полный же запас электрической энергии в контуре будет

$$W = \frac{P L}{2},$$

отсюда

$$\frac{W}{W} = \frac{r T}{2 L} = \delta.$$

8) В каком диапазоне частот пользование упрощенной формулой для определения декремента $\delta \propto \sqrt{\frac{L}{C}}$ может повести к ошибкам? Как изменяется формула в этом случае?

9) Если в замкнутом колебательном контуре возбуждаются собственные незатухающие колебания, то мы должны сказать, что их декремент $\delta \approx 0$. Однако декремент контура никак не может быть равным нулю. Как устраняется это противоречие?

10) Проведите качественное сравнение колебаний затухающих и колебаний незатухающих.

11) В чем заключается разница между радиокосебаниями и светом?

§ 9. Литература.

1) L. O. Heath. «The production of damped oscillations». GER, декабрь, 1915, стр. 1110—1117.

2) W. Eccles. «An abac for the calculation of wavelength». The FI, декабрь 17, 1915.

3) R. B. Abbott. «Damped electric oscillations». Phys Rev, 1921, апрель, стр. 42—492.

4) Д. А. Рожанский. «Резонансные явления при различных типах затухания». Т. и Т.б.п., 1922, октябрь, стр. 634—651, декабрь, стр. 714—728.

5) C. P. Steinmetz. «Condenser discharges through a general gas circuit». JAJEE, 1922, март, стр. 210—223.

6) C. F. Jenkins. «A dynamic model of tuned electrical circuits». JIEE, 1922, август, стр. 939—941.

7) В. К. Лебединский. «Электрические лучи» Т. и Т.б.п., 1923, март, стр. 70—80.

8) L. T. Bird. «Reactance and admittance curves. Applied to tuned circuits with and without resistance». EWWE, 1928, июнь, стр. 327—334, июль, стр. 371—377.

9) С. Э. Хайкин. «Незатухающие колебания». Библиотека «Радио-Фронт». Москва, 1932.

10) И. А. Черданцев. «Электромагнитные колебания и волны». Москва, 1925.

- 11) Д. А. Рожанский. „Электрические лучи“. Петербург, 1913.
 - 12) Н. Н. Луценко. „Основы теории радиотехники“. Ленинград, 1931.
 - 13) А. И. Дрожжин. „О формулах полного сопротивления колебательных цепей“. ВЭ, 1931, январь, стр. 22—26; октябрь, стр. 365—369.
 - 14) М. Осиос. „Свойства цепи, обладающей самоиндукцией, емкостью и сопротивлением“. ВЭ, 1931, август, стр. 246—247.
 - 15) C. Cutton. «Radiotechnique générale». Paris. 1926.
 - 16) J. H. Morecroft. «Principles of radio communication». London, 1927.
 - 17) И. Г. Фрейман. „Курс радиотехники“. Госиздат, 1928.
-

ГЛАВА II.

СВЯЗАННЫЕ СИСТЕМЫ.

§ 10. Виды связи. Как в схемах передатчиков (установок, излучающих в пространство свободные электромагнитные колебания), так и в схемах приемников (установок, воспринимающих эти колебания), исключительное применение получили связанные системы. Под этим последним понятием подразумеваются такие системы, которые, в простейшем случае, образованы двумя контурами, причем если по какой-либо причине в одном из контуров возникнут электрические колебания, то они непременно появятся и в другом контуре. Иначе говоря, в связанных системах мы имеем условия, обеспечивающие переход, перекачку электрической энергии из одного контура в другой, а, следовательно, и обратно. Самые контуры, образующие собою связанную систему, могут быть либо оба колебательными, либо оба апериодическими, либо же, наконец, один из контуров является колебательным, а другой апериодическим.

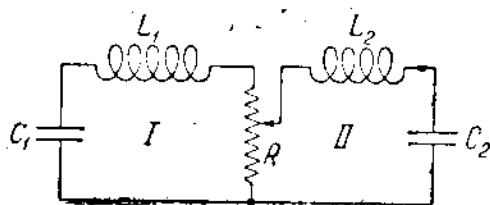


Рис. 11.

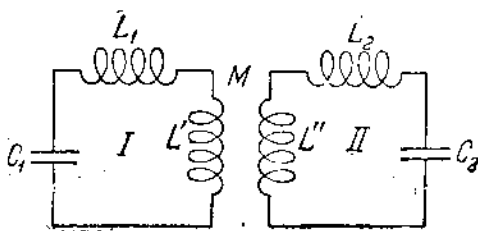


Рис. 12.

Большое число примеров связанных систем можно привести и из практики техники сильных токов низкой частоты; сюда относятся генераторная электрическая станция и линия передачи, потенциометрическая схема градуировки вольтметра и т. п.

В радиотехнике мы преимущественно имеем дело с такими связанными системами, где оба контура являются колебательными. Самое же условие перехода электрической энергии из одного контура в другой осуществляется связыванием контуров либо гальванически, либо магнитно, либо конденсаторно. Отсюда

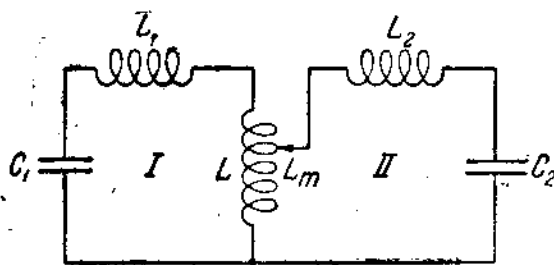


Рис. 13.

мы имеем три вида связи. Связь гальваническая, когда оба контура связаны общим активным сопротивлением R (реостатом). Схема такой связи изображена на рис. 11. Количество электрической энергии, переходящей из

контура I в контур II, определяется величиною падения напряжения на общем сопротивлении R . Чем больше это сопротивление, тем больше переход энергии, тем, как говорят, сильнее связь. Этот вид связи, вследствие тепловых потерь на сопротивлении R , является малоэкономичным и в радиотехнической

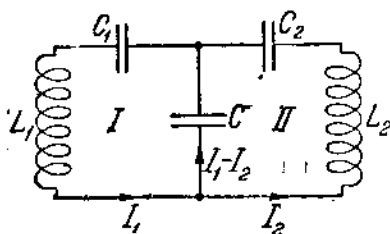


Рис. 14.

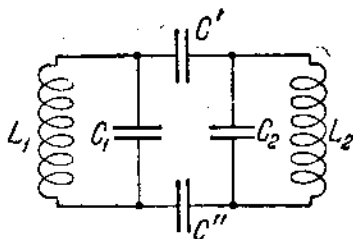


Рис. 15.

практике встречается редко. Дальше, — связь магнитная, когда оба контура связаны общим магнитным потоком. Такая связь может быть осуществлена двояко: трансформаторно (рис. 12), что является общим случаем магнитной связи, и автотрансформаторно (рис. 13), что является частным случаем магнитной связи. Глубокой разницы между этими двумя разновидностями магнитной связи нет. Обе они одинаково часто встречаются в радиотехнической практике, занимая, перед всеми

другими видами связи, преимущественное положение. Здесь количество электрической энергии, переходящей из контура I в контур II, определяется величиною общего обоим контурам магнитного потока. Чем больше этот последний, тем больше связь.

И, наконец, связь емкостная, когда оба контура связываются при помощи конденсаторов. Это связывание может быть осуществлено различными способами. Два из них указаны на схемах, приведенных на рис. 14 и рис. 15. Встречаются также и смешанные связи, когда связь одного контура с другим осуществляется одновременно и как магнитная и как емкостная (напр., в трансформаторах с железом).

§ 11. Коэффициент связи. В качестве меры перехода энергии из одного контура в другой, характеризующей степень связи этих контуров, служит так называемый коэффициент связи. Эта величина определяется следующим образом:

$$k = \frac{x_m}{\sqrt{x_1 \cdot x_2}} \dots \dots \dots (21)$$

где x_m — общее реактивное сопротивление связанной системы (индуктивное или емкостное, в зависимости от вида связи), x_1 — соответственное (т. е. индуктивное или емкостное) сопротивление первого контура, x_2 — соответственное сопротивление второго контура.

Для примера, коэффициент связи для случая, изображенного на рис. 12, согласно уравнению (21), будет

$$k = \frac{\omega M}{\sqrt{\omega(L_1 + L') \cdot \omega(L_2 + L'')}} = \frac{M}{\sqrt{(L_1 + L')(L_2 + L'')}}.$$

Коэффициент связи может изменяться, теоретически от 0, при отсутствии перехода электрической энергии из одного контура в другой, до 1, при полном переходе энергии. Обычно коэффициент связи выражается в процентах.

От величины коэффициента связи в непосредственной степени зависит величина взаимной реакции одного контура связанной системы на другой. В соответствии с величиной этой реакции различают связь очень слабую, когда величина этой реакции невелика ($k < 1\%$), связь слабую ($k < 5\%$), связь сильную ($k > 5\%$).

Очень слабая связь характеризуется весьма небольшим количеством энергии, переходящей из первичной цепи связанной системы во вторичную; при этом обратного воздействия энергии вторичного контура на первичный контур не наблюдается. При возбуждении первичного контура, например при помощи искры, в нем возникнут собственные затухающие колебания с частотой f_1 и декрементом δ_1 ; во вторичном контуре при этом появятся вынужденные колебания с теми же значениями частоты f_1 и декремента δ_1 и, кроме того, свободные, собственные колебания с частотой f_2 и декрементом δ_2 . При действии же в первичном контуре незатухающих колебаний, вынужденные колебания во вторичном контуре также будут незатухающими.

Слабая связь характеризуется началом воздействия колебаний во вторичной цепи на цепь первичную, вызывая в этой последней изменения ее параметров. Особенно заметным становится это изменение параметров (уменьшение коэффициента самоиндукции и увеличение затухания первичного контура) при дальнейшем увеличении связи.

При сильной связи при наличии такого воздействия (предполагая при этом, что оба контура настроены в резонанс) мы получим в системе следующие явления. Частота собственных колебаний первичного контура получит некоторое изменение и сделается равной f_1' с декрементом δ_1' . Под действием этих колебаний во вторичной цепи возникнут вынужденные колебания такого же рода, т. е. с такою же частотой f_1' и декрементом δ_1' . Одновременно во вторичном контуре будут существовать и собственные колебания с частотой f_2'' и декрементом δ_2'' . В свою очередь эти колебания вызовут в контуре первичном вынужденные колебания с такою же частотой f_2'' и декрементом δ_2'' . Следовательно, при сильной связи мы получаем в каждом контуре по два колебания, собственные и вынужденные.

§ 12. Магнитная связь двух колебательных контуров. Случай двух связанных между собою колебательных контуров является наиболее часто встречающимся в практике радиотехники, при этом обычно применяется магнитный способ связи. Рассмотрим подробнее такую связанную систему. Пусть она будет образована двумя колебательными контурами L_1C_1 и L_2C_2 , связанными общим магнитным потоком Φ_m (рис. 16). Пусть в первичном контуре I от какого-либо источника возбуждаются электрические колебания

$$E_1 \sin \omega t.$$

Для упрощения рассуждений будем предполагать, что значения активных сопротивлений каждого контура малы и ими можно пренебречь. Тогда

$$E_1 = I_1 \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right) + I_2 \omega M,$$

где I_1 и I_2 — соответственные значения силы тока в первичном и вторичном контурах. Кроме того

$$I_1 \omega M = I_2 \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right).$$

Из этих двух уравнений получаем

$$\frac{E_1}{I_1} = \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right) + \frac{I_2}{I_1} \omega M$$

и

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\omega M}{\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}},$$

следовательно,

$$\frac{E_1}{I_1} = \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right) + \frac{\omega^2 M^2}{\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}}.$$

Полученное уравнение позволяет нам теперь определить то значение или те значения, частоты ω , при которой (которых) ток I_1 достигает наибольшей своей силы. Условие последнего заключается в равенстве реактивного сопротивления нулю

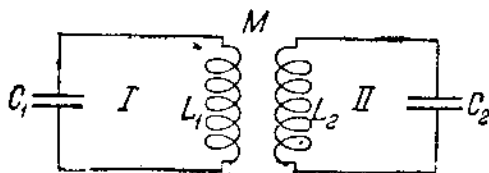


Рис. 16.

$$\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right) + \frac{\omega^2 M^2}{\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}} = 0.$$

Решение этого уравнения дает

$$\omega = \sqrt{\frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 \pm \sqrt{(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + 4k^2 \omega_1^2 \omega_2^2}}{2(1 - k^2)}}, \dots (22)$$

где k — коэффициент связи

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}},$$

ω_1 — собственная угловая частота первичного контура

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}},$$

ω_2 — собственная угловая частота вторичного контура

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}.$$

В радиотехнической практике связываемые колебательные контуры обычно являются настроенными предварительно в резонанс, т. е.

$$\omega_1 = \omega_2.$$

При этом условии уравнение (22) переписывается следующим образом:

$$\omega = \sqrt{\frac{2\omega_1^2 \pm 2k\omega_1^2}{2(1-k^2)}} = \frac{\omega_1}{\sqrt{1 \pm k}} \dots \dots (23)$$

Полученное уравнение позволяет нам сделать заключение, что в связанной системе при действии внешней электродвижущей силы получается два значения резонансной частоты; одна из этих резонансных частот ω' больше резонансной частоты ω_1 каждого из контуров,

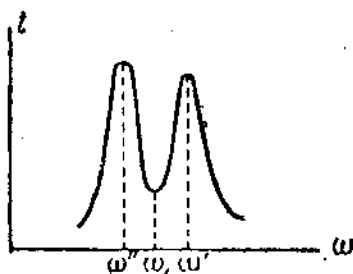


Рис. 17.

$$\omega' = \frac{\omega_1}{\sqrt{1-k}}, \dots \dots (24)$$

другая из этих резонансных частот ω'' меньше частоты ω_1 ,

$$\omega'' = \frac{\omega_1}{\sqrt{1+k}} \dots \dots (25)$$

В соответствии с этим кривая зависимости силы тока от частоты внешних колебаний будет иметь вид, изображенный на рис. 17, характеризующийся наличием двух пиков, соответственно двум значениям резонансных частот ω' и ω'' ; мини-

мум кривой, лежащей между обоими пиками, соответствует собственной частоте ω' каждого из контуров. Расстояние между обоими пиками, т. е. разность $\omega' - \omega''$, будет зависеть от величины связи k , увеличиваясь с увеличением последней, а именно,

$$\frac{\omega'}{\omega''} = \frac{\sqrt{1+k}}{\sqrt{1-k}},$$

откуда

$$k = \frac{\omega'^2 - \omega''^2}{\omega'^2 + \omega''^2}.$$

Это обстоятельство дает начало очень простому методу измерения величины коэффициента связи k .

§ 13. Явление биения. Представим себе теперь, что мы имеем связанную систему типа, изображенного на рис. 16. Пусть каждый из контуров в отдельности будет настроен на угловую частоту ω_1 .

Пусть коэффициент связи между этими контурами будет равен k . Если теперь возбудить в одном из контуров собственные колебания, например, при помощи указанного выше искрового метода, то в нашей связанной системе мы получим два колебательных процесса, угловые частоты которых будут соответственно определяться уравнениями (24) и (25). В нашей связанной системе мы будем иметь

два переменных тока. Вследствие разности частот эти токи в своем взаимном отношении имеют переменную фазу. Если в какой-либо момент времени фаза равна нулю, мы имеем сложение токов, увеличение амплитуды колебаний: здесь мы получаем преобладающее действие токов одной частоты. Немедленно после этого, в связи с возрастающим расхождением фаз, мы получим уменьшение амплитуд тока, которое, перейдя

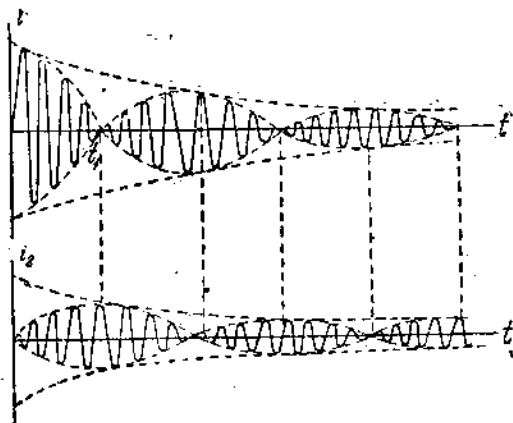


Рис. 18.

через нуль изменит свой знак, т. е. процесс будет нарастать в направлении увеличения амплитуд тока, но уже другой частоты. Диаграмма двух таких результирующих токов в связанной системе изображена на рис. 18. Самое же явление носит название явления биения.

Таким образом, при возбуждении в одном из контуров собственных колебаний, в связанной системе мы получаем два колебания. Такая система будет излучать электромагнитные колебания двух частот, будет излучать две волны

$$\lambda' = \lambda_1 \sqrt{1 - k}$$

и

$$\lambda'' = \lambda_1 \sqrt{1 + k},$$

где λ_1 — длина волны каждого из контуров связанной системы в отдельности. Подобного рода „двуволнистость“ часто встречалась в прежних искровых радиопередатчиках, работающих по сложной схеме (схема Брауна).

Надлежит отметить, что описываемое явление может существовать в связанной системе только при собственном возбуждении одного из контуров. В том случае, когда в системе задаются колебания от внешнего источника (например, в схеме с задающим генератором), то в связанной системе будет существовать только одна частота задающего генератора. Здесь будут уже иметь место вынужденные колебания.

§ 14. Влияние связи на величину декремента контуров. Взаимная реакция двух связанных контуров сказывается не только на изменении значений собственной частоты этих контуров, как это было только что рассмотрено. Изменению подвергаются и значения собственных декрементов обоих результирующих колебаний, причем величина этого изменения, как и в предыдущем случае, зависит от величины коэффициента связи k .

Данные теории для случая двух магнитно-связанных колебательных контуров (рис. 16) приводят к следующим выражениям. Если величина собственного декремента одного контура равна ϑ_1 , а величина собственного декремента второго контура равна ϑ_2 и если коэффициент связи обоих контуров равен k , то результирующие колебания ω' и ω'' , о которых говорилось выше, будут характеризоваться соответственно

новыми значениями декрементов ϑ' и ϑ'' , а именно:

$$\vartheta' = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2\sqrt{1-k}}$$

и

$$\vartheta'' = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2\sqrt{1+k}}.$$

§ 15. Емкостная связь. Простейший вид емкостной связи изображен на рис. 14, где контуры L_1C_1 и L_2C_2 связаны друг с другом посредством емкости C . Рассмотрим влияние этих контуров друг на друга. Пусть в первом контуре возбуждаются от постороннего источника электрические колебания, угловая частота которых равна ω . Будем попрежнему, для простоты рассуждений, предполагать что контуры не содержат активного сопротивления. Если величину электродвижущей силы в первом контуре обозначить через E_1 , а силы токов в контурах первом и втором, соответственно, через I_1 и I_2 , то мы можем написать

$$E_1 = \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right) I_1 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right) I_2$$

и

$$\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right) I_2 + \frac{1}{\omega C} (I_1 - I_2) = 0.$$

Из этих уравнений имеем

$$\frac{I_2}{I_1} = - \frac{1}{\omega C \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} - \frac{1}{\omega C} \right)}$$

и

$$\frac{E_1}{I_1} = \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right) + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right) \frac{I_2}{I_1},$$

отсюда

$$\frac{E_1}{I_1} = \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right) - \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right) \left[\frac{1}{\omega C \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} - \frac{1}{\omega C} \right)} \right].$$

Полученное уравнение позволяет определить те значения частоты ω , при которых ток I_1 достигает максимума. Условие последнего заключается в равенстве

$$\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right) - \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right) \left[\frac{1}{\omega C \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} - \frac{1}{\omega C}\right)} \right] = 0.$$

Решение этого уравнения дает

$$\omega = \sqrt{\frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 \pm \sqrt{(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + 4k^2\omega_1^2\omega_2^2}}{2}}, \quad \dots (26)$$

где k — коэффициент связи

$$k = \frac{\sqrt{C_1 C_2}}{\sqrt{(C_1 + C)(C_2 + C)}},$$

ω_1 — собственная угловая частота первого контура

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{C_1 + C_2}{L_1 C_1 C}},$$

ω_2 — собственная угловая частота второго контура

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{C_2 + C}{L_2 C_2 C}}.$$

Если

$$\omega_1 = \omega_2,$$

то уравнение (26) примет вид:

$$\omega = \sqrt{\frac{2\omega_1^2 \pm 2k\omega_1^2}{2}} = \omega_1 \sqrt{1 \pm k} \quad \dots \dots (27)$$

Полученное уравнение приводит к выводу, что рассматриваемая связанная система характеризуется двумя значениями резонансной частоты; одна из этих резонансных частот ω , больше резонансной частоты ω_1 каждого из контуров,

$$\omega' = \omega_1 \sqrt{1 + k},$$

другая из этих резонансных частот ω'' меньше частоты ω_1 ,

$$\omega'' = \omega_1 \sqrt{1 - k}.$$

При очень слабой связи, когда $k \rightarrow 0$, мы имеем

$$\omega' = \omega'' \rightarrow \omega_1.$$

При сильной связи, когда $k \rightarrow 1$, мы имеем

$$\omega' = \sqrt{2}\omega_1$$

и

$$\omega'' \rightarrow 0.$$

§ 16. Связь колебательного контура с апериодическим.
В § 2 было указано основное соотношение между физическими постоянными контура (уравнение 8), при котором контур будет колебательным. Контур, для которого

$$r > 2\sqrt{\frac{L}{C}},$$

т. е. в котором преобладает активное сопротивление r , носит название апериодического, собственные колебания в таком контуре невозможны.

В радиотехнике такие апериодические контуры встречаются очень часто. Электрические колебания в этих контурах получаются путем связи их с контурами колебательными. Рассмотрим связанную систему подобного рода (рис. 19). Пусть в колебательном контуре CL_1 действует переменная электродвижущая сила $E \sin \omega t$. Пусть активное сопротивление апериодического контура равно R . Напишем уравнение Кирхгофа для каждого из контуров

$$E = I_1 \left(r + j\omega L_1 - j\frac{1}{\omega C} \right) + I_2 j\omega M$$

и

$$I_2 (R + j\omega L_2) + I_1 j\omega M = 0.$$

Определив из второго уравнения значение силы тока I_2 и подставив это значение в первое уравнение, находим

$$\frac{E}{I_1} = \left(r + j\omega L_1 - j\frac{1}{\omega C} \right) + \frac{\omega^2 M^2}{R + j\omega L_2}.$$

Полученное отношение дает нам величину полного сопротивления колебательного контура в условиях связи его с контуром аperiodическим. Вскроем это отношение:

$$\begin{aligned} \frac{E}{I_1} &= \frac{rR + j\omega RL_1 - jR\frac{1}{\omega C} + j\omega L_2 - \omega^2 L_1 L_2 + \frac{L_2}{C} + \omega^2 M^2}{R + j\omega L_2} = \\ &= \frac{rR^2 + \omega^2 RM^2 + r\omega^2 L_2^2 + j\left(\omega^3 L_1 L_2^2 - \omega \frac{L_2^2}{C} - \omega^3 L_2 M^2 + \omega R^2 L_1 - \frac{R^2}{\omega C}\right)}{R^2 + \omega^2 L_2^2} = \\ &= r + \frac{\omega^2 M^2}{R^2 + \omega^2 L_2^2} \cdot R + j \left[\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C} \right) - \frac{\omega^2 M^2}{R^2 + \omega^2 L_2^2} \cdot \omega L_2 \right]. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что при связывании аperiodического контура с контуром колебательным, активное сопротивление последнего вырастает, а реактивное — уменьшается; особенное значение для нас имеет первая часть этого вывода, так как увеличение активного сопротивления колебательного контура ведет за собой увеличение декремента контура и, следовательно, понижение избирательности (см. § 5). С этим обстоятельством мы встретимся в простых схемах приемников с кристаллическим детектором.

§ 17. Контрольные вопросы и примеры.

1) В чем состоит разница между трансформаторной и автотрансформаторной связями?

2) В чем состоит разница между связанными цепями, применяющимися в практике радиотехники, и связанными цепями (силовые трансформаторы), применяющимися в практике сильных токов?

3) Вывести выражение для коэффициента связи k для случая связанной системы, изображенной на рис. 13.

Отв.

$$k = \frac{L_m}{\sqrt{(L_1 + L) (L_2 + L_m)}}.$$

4) В схеме рисунка 14, что будет делаться с величиной коэффициента связи при уменьшении емкости C ?

Отв. Коэффициент связи будет возрастать, так как

$$k = \frac{\sqrt{C_1 + C_2}}{\sqrt{(C_1 + C) (C_2 + C)}}.$$

5) Каковы предельные значения круговых частот связи ω' и ω'' для случая связанной системы, изображенной на рис. 16, при условии, что

коэффициент связи k стремится к единице. Оба контура предварительно настроены в резонанс на частоту ω_1 .

Отв.

$$\omega' = \omega_0; \quad \omega'' = \frac{\omega_1}{\sqrt{2}}.$$

6) При прочих равных условиях, как изменяется декремент колебательного контура при увеличении активного сопротивления связанного с ним контура апериодического?

§ 18. Литература.

1) M. Wien: „Ueber die Rückwirkung eines resonirenden Systems“. Wied. Ann., 1897, B. 61, 151.

2) В. Ивановский: „Теоретическое исследование колебаний в связанных системах“. 1917, Петроград.

3) V. Bush: „The coupled circuit by the method of generalized angular velocities“. PIRE, 1917, октябрь, стр. 363-382.

4) E. Bellini: „Three magnetically coupled circuits“. The El., 1920, июль 16, стр. 78, август 6, стр. 161.

5) С. Н. Ржевский: „Колебания связанных контуров, из которых один содержит равномерно распределенную емкость и самоиндукцию“. Т. и Т. б. п., 1921, январь, стр. 342-351.

6) N. v. Korshenewsky, M. Wien: „Entkoppelung elektrischer Systeme“. Jdd T u T, 1922, май — июнь, стр. 356-382.

7) K. Heegner: „Ueber labile Röhrenschwingungen und Schwebungen in gekoppelten Kreisen“. Jdd T u T, 1923, август, стр. 73-80.

8) E. Taylor Jones: „Valve-generated oscillations in coupled circuits“. Phil. Mag., 1924, апрель, стр. 625-647.

9) L. S. Palmer, H. W. Forshaw: „Coupling between two oscillatory circuits“. JIEE, 1924, октябрь, стр. 895-900.

10) M. L. Ollat: „Etude expérimentale de la résonance des circuits couplés“, L'On. El., 1925, октябрь, стр. 424-432.

11) E. H. Loftin, S. I. White: „Combined electromagnetic and electrostatic coupling and some uses of the combination“. PIRE, 1926, октябрь, стр. 605-611.

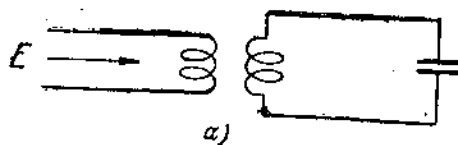
12) E. Mallett: „The resonance curves of coupled circuits“. E. W. W. E., 1928, август стр. 437-442.

13) А. А. Рассушин: „О резонансных частотах цепей, имеющих одновременно электромагнитную и электростатическую связь“. Труды ГФТА, Москва, 1930, выпуск 13, стр. 8-13.

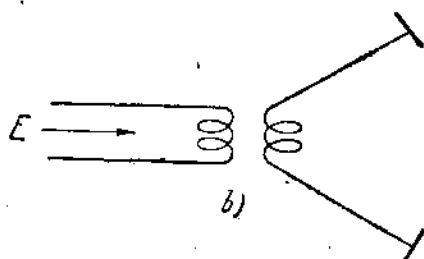
ГЛАВА III.

ОТКРЫТЫЙ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ КОНТУР.

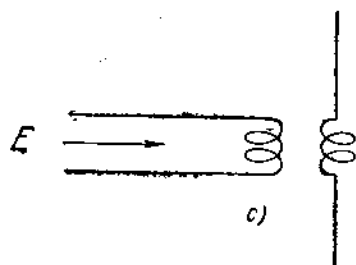
§ 19. Переход от замкнутого контура к открытому. Возьмем замкнутый колебательный контур, в котором электрические колебания возбуждаются при помощи какого-либо источника (рис. 20-а).



a)



b)



c)

Рис 20.

Постепенно раздвигая обкладки конденсатора этого контура, мы все больше и больше будем увеличивать тот объем диэлектрика (воздух), в котором проходят переменные токи смещения (рис. 20-б). В конце концов мы можем совершенно выпрямить нашу систему, выбросить из нее и обкладки и катушки самоиндукции, заменив их надлежащие удлиненным

проводом. В этом случае мы получим наибольший объем диэлектрика, занятого переменными токами смещения (рис. 20-с), а следовательно, и наибольшую интенсивность излучения электромагнитной энергии. Мы получим открытый колебательный контур, который, в отличие от контура замкнутого с его сосредоточенными параметрами, будет характеризоваться параметрами, распределенными по длине провода, распределенной емкостью и распре-

деленной самоиндукцией.

Этот открытый колебательный контур называется двусторонним симметричным вибратором или просто симметричным вибратором.

§ 20. Электрические колебания в симметричном вибраторе. Процесс получения электрических колебаний в симметричном вибраторе ничем не отличается от процесса получения электрических колебаний в замкнутом колебательном контуре. Так, например, для получения затухающих электрических колебаний достаточно будет поместить в центре вибратора искровой промежуток F , зажимы которого присоединены к источнику переменного напряжения низкой частоты (рис. 21). Далее процесс будет протекать точно так же, как и в случае, описанном в § 6 для замкнутого контура, а именно, при нарастании на-

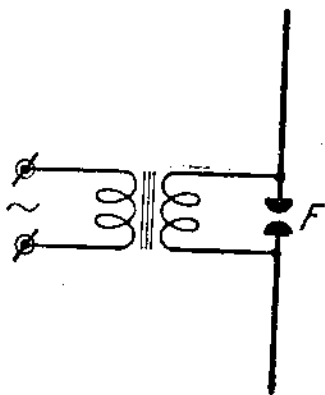


Рис. 21.



Рис. 22.

пряжения на зажимах искрового промежутка происходит заряд обеих ветвей вибратора; затем, после пробоя промежутка искрой, происходит колебательный разряд. Однако, самый колебательный процесс в вибраторе будет значительно отличаться от колебательного процесса в замкнутом контуре. Отличие это вытекает из того обстоятельства, что физические постоянные колеблющегося провода, как это уже было сказано, в отличие от физических постоянных замкнутого контура, являются равномерно распределенными по всей длине вибратора. Мы прежде всего здесь должны считаться с тем, что каждый элемент провода обладает некоторой емкостью. При всяком заряде эти элементарные емкости возьмут на себя часть тока, идущего от центра вибратора к его свободным концам, вследствие чего сила тока по длине вибратора распределится неравномерно: сила тока в центре вибратора будет периодически достигать своего наибольшего значения, сила тока на свободных концах вибратора всегда будет равна нулю. Картина такой неравномерности распределения силы тока вдоль вибратора изоб-

ражена на рис. 22, где в продольном разрезе представлен один из концов вибратора, а стрелками указано ответвление тока в элементарные емкости.

Заключение о том, что на концах симметричного вибратора сила тока должна быть равна нулю, можно сделать еще и на основании известной зависимости

$$I = -C_k \frac{dU}{dt}, \dots \dots \dots (28)$$

связывающей собою силу тока I , выходящего из емкости, и изменение потенциала этой емкости. Так как здесь величина конечной емкости C_k равна нулю то очевидно, и сила тока I также будет равна нулю.

Перейдем теперь к рассмотрению дифференциальных уравнений колебательного процесса в симметричном вибраторе. Начало координат поместим на одном из концов вибратора, направив ось x -ов вдоль вибратора. Пусть величина емкости на единицу длины провода будет C_0 , а величина коэффициента самоиндукции — L_0 . Выделим линейный участок dx на проводе. Активным сопротивлением участка будем пренебрегать. Тогда разность потенциалов на концах участка dx будет

$$\frac{\partial U}{\partial x} dx = -L_0 dx \frac{\partial I}{\partial t} \dots \dots \dots (29)$$

Далее, сила тока, входящего в участок dx , должна быть больше, нежели сила тока из него выходящая; следовательно,

$$-\frac{\partial I}{\partial x} dx = C_0 dx \frac{\partial U}{\partial t} \dots \dots \dots (30)$$

Из уравнения (29) имеем

$$\frac{\partial I}{\partial t} \cdot \frac{\partial I}{\partial x} = -\frac{1}{L_0} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$$

и из уравнения (30)

$$\frac{\partial I}{\partial x} \cdot \frac{\partial I}{\partial t} = -C_0 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}.$$

Из двух полученных уравнений имеем

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \frac{1}{L_0 C_0} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$$

Полученное дифференциальное уравнение и определит собою напряжение на вибраторе в функции времени и координаты x . Решение этого уравнения дает

$$U = A \sin(kx + \varphi) \sin k\omega_0 t, \dots (31)$$

где A , k , φ , ω_0 — постоянные, причем

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}.$$

Нетрудно получить теперь аналогичное уравнение и для силы тока; в самом деле, из уравнения (30), подставляя в него значение U из уравнения (31), имеем

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -C_0 A \omega_0 k \cdot \sin(kx + \varphi) \cos k\omega_0 t,$$

откуда

$$I = \omega_0 A C_0 \cos(kx + \varphi) \cos k\omega_0 t \dots (32)$$

Для определения угла φ воспользуемся тем обстоятельством, что при любом симметричном вибраторе значения силы тока при $x=0$ и при $x=l$, где l — длина вибратора, будут между собою равны. Тогда из уравнения (32) мы имеем

$$\begin{aligned} I_{x=0} &= \omega_0 A C_0 \cos \varphi \cdot \cos k\omega_0 t = I_{x=l} = \\ &= \omega_0 A C_0 \cos(kl + \varphi) \cos k\omega_0 t \end{aligned}$$

и отсюда

$$\cos \varphi = \cos(kl + \varphi).$$

Подобное равенство может существовать при условии

$$kl + 2\varphi = 2\pi,$$

откуда

$$\varphi = \pi - \frac{kl}{2}.$$

Подставляя найденное значение угла φ в уравнения (31) и (32), после простых преобразований получаем для напряжения и силы тока в вибраторе следующие выражения:

$$U = -A \sin k\left(x - \frac{l}{2}\right) \sin k\omega_0 t, \dots (33)$$

$$I = -\omega_0 A C_0 \cos k\left(x - \frac{l}{2}\right) \cos k\omega_0 t \dots (34)$$

Теперь осталось найти величину постоянной k . Рассмотрим на вибраторе точку, для которой $x=0$. С одной стороны, сила тока в этой точке определяется из уравнения (34). С другой стороны, сила тока в этой точке может быть определена на основании уравнения (28) с подстановкой в него величины $\frac{dU}{dt}$, определенной по уравнению (33). Приравняв эти выражения друг другу, получаем

$$C_k A k \omega_0 \sin k \frac{l}{2} \cos k \omega_0 t = -\omega_0 A C_0 \cos k \frac{l}{2} \cos k \omega_0 t,$$

а отсюда

$$k = -\frac{C_0}{C_k} \operatorname{ctg} k \frac{l}{2} \dots \dots \dots (35)$$

Полученное выражение для постоянной k справедливо для общего случая симметричных вибраторов, т. е. когда величина оконечной емкости C_k не равна нулю (например, вибратор Герца, представляющий прямолинейный провод с металлическими шарами по концам). В рассматриваемом нами случае симметричного вибратора величина оконечной емкости C_k равна нулю, а следовательно,

$$\frac{C_0}{C_k} = \infty.$$

При таком условии уравнение (35) может существовать лишь в том случае, если

$$\operatorname{ctg} k \frac{l}{2} = 0,$$

откуда

$$k \frac{l}{2} = \frac{(2n+1)\pi}{2}$$

или

$$k = \frac{(2n+1)\pi}{l},$$

где n — любое целое число.

Теперь искомые уравнения колебательного процесса в симметричном вибраторе (при $C_k=0$) могут быть написаны

в окончательном виде:

$$U = -A \sin \frac{2n+1}{l} \pi \left(x - \frac{l}{2} \right) \sin \frac{2n+1}{l} \pi \omega_0 t, \dots (36)$$

$$I = -\omega_0 A C_0 \cos \frac{2n+1}{l} \pi \left(x - \frac{l}{2} \right) \cos \frac{2n+1}{l} \pi \omega_0 t, \dots (37)$$

где n — любое целое число.

§ 21. Стояние волны. Уравнения (36) и (37) определяют собою для симметричного вибратора длинный ряд колебательных процессов с различными кратными значениями частоты. Наименьшая из этих частот соответствует значению $n=0$. Эту частоту мы будем называть основной частотой. При всех других значениях $n=1, 2, 3$ и т. д. получаются высшие гармонические колебания. Само собою разумеется, что в симметричном вибраторе при колебательном процессе все эти частоты, основная и гармонические, существуют одновременно. Наибольшей амплитудой будет характеризоваться основное колебание, и с возрастанием порядка гармонического колебания будет происходить резкое убывание его амплитуды.

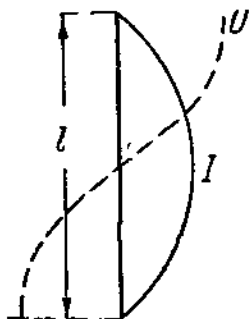


Рис. 23.

Обратимся к основному колебанию. Из уравнений (36) и (37) при $n=0$ имеем:

x	I	U
0	0	$+\max$
$\frac{l}{2}$	$\max$	0
l	0	$-\max$

т. е. сила тока и напряжение основного колебания распределяются по длине симметричного вибратора по закону синуса, и это распределение имеет вид, изображенный на рис. 23.

Точки, в которых сила тока или напряжение равны нулю, называются узлами. Точки, в которых сила тока или напря-

жение достигают своего наибольшего возможного значения, называются пучностями. Самое же распределение носит название стоячей волны. Картину стоячей волны электрического колебания нужно понимать так: вдоль колеблющегося провода в каждой его точке мы имеем колебательный процесс (изменение U и I с изменением времени t); амплитуды же этих колебаний изменяются от точки к точке по закону синуса (изменение U и I с изменением координаты x).

Установим, далее, значение частоты f основного колебания. Из уравнений (36) и (37) следует

$$2\pi f = \frac{\pi\omega_0}{l},$$

откуда

$$f = \frac{\pi\omega_0}{2\pi l}.$$

Заменяя здесь величину $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$, имеем

$$f = \frac{\pi}{2\pi l \sqrt{L_0 C_0}} = \frac{1}{2\sqrt{(L_0 l) \cdot (C_0 l)}} \dots \dots (38)$$

Но произведения $L_0 l$ и $C_0 l$ дают нам полные значения коэффициента самоиндукции и емкости для всего вибратора; это будут так называемые статические значения:

$$L_0 l = L_s,$$

$$C_0 l = C_s.$$

Подставляя эти значения в уравнение (38), получаем

$$f = \frac{1}{2\sqrt{L_s C_s}}.$$

Теперь легко получить интересное соотношение между собственной длиной волны λ_0 симметричного вибратора и геометрической длиной l провода вибратора. Напомним, что под собственной длиной волны какого-либо колебательного контура понимается длина волны электромагнитных колебаний, частота которых есть собственная (основная) частота электрических колебаний в этом контуре. Нам известно и соотношение между этими величинами

$$\lambda = \frac{c}{f},$$

где c — скорость света.

Для получения искомого соотношения воспользуемся известными нам из электростатики и электродинамики выражениями для емкости и коэффициента самоиндукции уединенного провода длиной l и радиуса r , а именно:

$$L_s = 2l \cdot \ln \frac{2l}{r} \text{ эл.-м. ед.,}$$

$$C_s = \frac{l}{2 \ln \frac{2l}{r}} \text{ эл.-ст. ед.}$$

Выражая C_s также в эл.-м. единицах

$$C_s = \frac{l}{c^2 2 \ln \frac{2l}{r}}$$

(где c — скорость света), и подставляя значения L_s и C_s приведенные выше уравнения, получаем

$$\boxed{\lambda_0 = 2l}, \dots \dots \dots (39)$$

что и изображено на рис. 23.

Теперь несколько слов относительно высших гармонических колебаний в симметричном вибраторе. Из рассмотрения уравнений (36) и (37) следует, что при последовательной подстановке вместо n ряда целых чисел (1, 2, 3 и т. д.) мы получим соответственный последовательный ряд нечетных гармоник (3-ю, 5-ю, 7-ю и т. д.). Эти колебания также будут иметь форму стоячих волн, но с соответственно увеличенным числом узлов и пучностей. В качестве иллюстрации на рис. 24 приведена картина распределения силы тока вдоль симметричного вибратора: основного колебания i_1 , третьей гармоники i_3 и пятой гармоники i_5 .

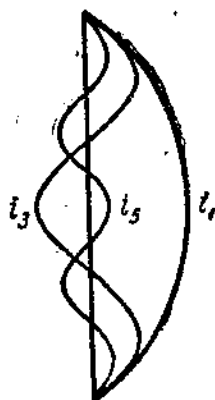


Рис. 24.

Неравномерное распределение силы тока (или напряжения) вдоль открытого колебательного контура, которым характеризуется процесс стоячих волн, составляет одно из отличий

открытого колебательного контура от замкнутого колебательного контура. В этом последнем распределение сил тока (или напряжения) вдоль провода остается одинаковым по величине для всех точек; такое распределение сил тока (или напряжения) иногда называется квазистационарным.

§ 22. Заземленный вибратор. Ниже, в главе IV, мы увидим, что излучение вибратором электромагнитной энергии происходит, главным образом, в плоскости, перпендикулярной к проводу вибратора. Отсюда вытекает необходимость вертикального расположения вибратора. Если принять во внимание,

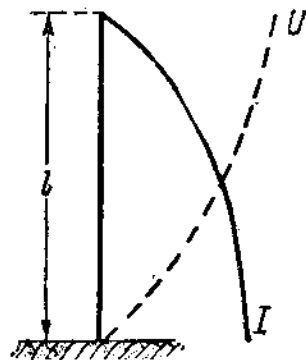


Рис. 25.

что питание вибратора электрической энергией происходит в его середине, если принять во внимание соотношение между длиной волны вибратора и геометрической длиной провода вибратора (уравнение 39), то нетрудно будет подойти к выводу о полной непрактичности применения симметричного вибратора для связи на длинных волнах. В самом деле, при рабочей длине волны радиосвязи, равной, например, 10000 метров, полная длина провода вибратора составит 5000 метров, и все питающее электрическое устройство нужно будет расположить на высоте 2500 метров от земли.

Подобная непрактичность симметричного вибратора побудила поиски такого его преобразования, при котором отпали бы указанные недостатки. Рассматривая кривую распределения напряжения основного колебания (рис. 23), нетрудно заключить, какие преобразования симметричного вибратора необходимы для достижения поставленной цели. В самом деле, так как для основного колебания узел напряжения лежит в средней точке вибратора, то при заземлении этой точки мы не в малейшей степени не изменим имеющихся в вибраторе электрических процессов. Картины стоячих волн тока и напряжения сохранятся в прежнем виде (рис. 25), т. е. на открытом конце провода мы будем иметь узел тока и пучность напряжения, а на заземленном конце — пучность тока и узел напряжения.

Полученная открытая колебательная система носит название заземленного вибратора. Применение заземлен-

ного вибратора дает преимущества двоякого рода: 1) все питающее устройство может быть расположено на земле, так как для возбуждения этого вибратора источник питания должен включаться вблизи заземленного конца, 2) длина провода, при заданной рабочей длине волны, сокращается вдвое, так как в этом случае

$$\lambda_0 = 4l$$

Однако, и этот преобразованный вибратор, состоящий из одиночного вертикального провода, сохраняет еще ряд практических недостатков. Прежде всего, невелика емкость такого вибратора, а, следовательно, невелика и мощность его, т. е. невелико значение электрической энергии, которую можно вложить в этот вибратор (см. уравнение 1). Далее, применение такого вибратора, в виду наличия соотношения (40), потребует применения, при работе на длинных волнах, длинного провода, потребует дорого стоящей высокой опоры для закрепления верхнего конца этого провода.

Совокупность указанных обстоятельств вызвала дальнейшее практическое развитие формы вибратора. Для увеличения емкости (и связанного с нею увеличения мощности) стали прибегать к применению системы параллельных проводов. Для уменьшения высоты опоры стали применять присоединение к верхнему концу вибратора системы проводов, располагаемых либо горизонтально, либо под некоторым углом к горизонту.

Таким образом и возникли различные формы более или менее сложных открытых вибраторов, известных в настоящее время под названием радиосетей или антенн.

§ 23. Сложные радиосети. Геометрические формы радиосетей бывают самые разнообразные. Трудно перечислить все встречающиеся на практике формы. Наиболее часто встречающимися в настоящее время надлежит признать следующие:

Г-образные радиосети. Представляют собою систему плоско-параллельных вертикальных проводов, переходящую вверх в систему проводов горизонтальных (рис. 26-а). Встречаются также Г-образные сети с подъемом (рис. 26 б) и Г-образные сети с наклоном (рис. 26-с). Заметим, что вертикальная система проводов носит название снижения. Это снижение может быть образовано и системой проводов, расположенных под некоторым углом к горизонту (рис. 26-д).

Т-образные радиосети. Отличаются от Г-образных симметрией в верхней части. Встречаются Т-образные радиосети плоские (рис. 27-а), с подъемом (рис. 27-в), с наклоном (рис. 27-с).

Цилиндрические радиосети. Отличаются от выше перечисленных форм только тем, что вместо плоско-параллельного

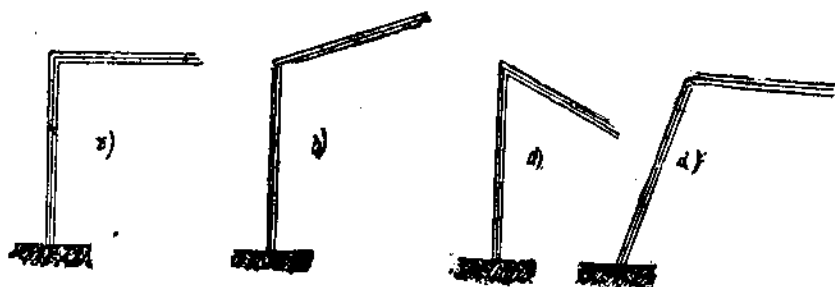


Рис. 26.

соединения проводов применяется соединение проводов, расположенных по образующим цилиндра небольшого диаметра ($1 \div 2$ м).

Зонтичные радиосети. Представляют собою вертикальный провод, от верхнего конца которого снижается под некоторым

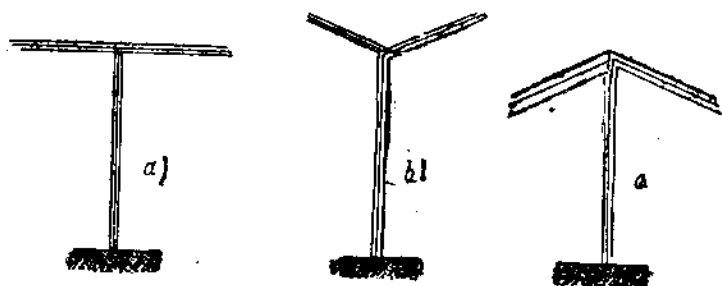


Рис. 27.

углом к горизонту система проводов в виде зонтика (рис. 28). В настоящее время такие радиосети почти не встречаются.

Веерные радиосети. Представляют собою систему проводов, веерно расходящихся от земли кверху (рис. 29). В настоящее время эти радиосети также вышли из употребления.

Перечисленные формы радиосетей являются типичными для отправительных радиостанций, работающих при этом на длинных волнах. Ниже мы еще познакомимся с радиосетями приемными, а также и с радиосетями, применяющимися в коротковолновой и ультракоротковолновой практике.

§ 24. Физические постоянные радиосети. Вернемся к одностороннему заземленному вибратору. Выше мы установили, что значение основной частоты собственных колебаний в сим-

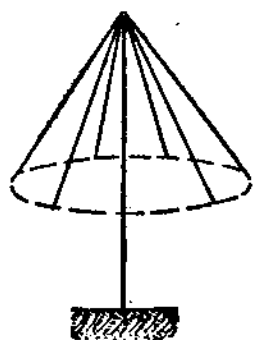


Рис. 28.

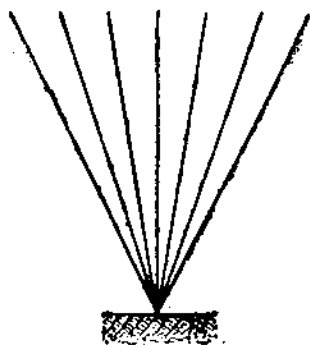


Рис. 29.

метричном вибраторе определяется уравнением (38), в котором l есть полная геометрическая длина провода симметричного вибратора.

Для рассматриваемого случая одностороннего заземленного вибратора, при той же частоте f собственных колебаний, полная геометрическая длина провода сокращается в два раза. Таким образом, если переписать уравнение (38) для заземленного вибратора, то мы должны заменить в нем величину l величиною $2l$. Тогда мы получаем

$$f = \frac{\pi}{2\pi \cdot 2l \sqrt{L_0 C_0}},$$

или

$$f = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{\pi} L_0 l \cdot \frac{2}{\pi} C_0 l}} = \frac{1}{2\pi \sqrt{\frac{2}{\pi} L_s \cdot \frac{2}{\pi} C_s}} \dots (40)$$

Отсюда

$$f = \frac{1}{4 \sqrt{L_s C_s}},$$

а также

$$\lambda_0 = 4l \dots \dots \dots (41)$$

Сравнивая теперь выражение (40) с хорошо нам известным выражением для частоты собственных колебаний замкнутого контура

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}},$$

мы должны сделать вывод об эквивалентности величин

$$\frac{2}{\pi}L_s \text{ и } \frac{2}{\pi}C_s.$$

представляющих собою некоторые доли статических значений коэффициента самоиндукции емкости вибратора, соответственным величинам коэффициента самоиндукции и емкости, определяющим частоту собственных колебаний по основной формуле Томсона. Таким образом, мы сталкиваемся здесь, в случае открытого колебательного контура, с необходимостью введения новых представлений о физических постоянных.

Эта необходимость естественно вытекает из неравномерности распределения тока и потенциала вдоль провода. В самом деле, хорошо известные выражения физических постоянных при стационарном распределении тока и потенциала, а именно, выражение для коэффициента самоиндукции

$$L_s = \frac{\Phi}{I}$$

и выражение для емкости

$$C_s = \frac{Q}{U}$$

(статические постоянные), — теряют свою ясность при переходе к постоянным колеблющегося провода, где ни одна из величин, входящих в правые части выражений, не остается одинаковой для всех точек провода.

Совершенно естественным будет говорить в этом случае о некоторых условных, средних значениях постоянных, которые характеризовали бы электрический процесс в цепи в целом.

Таковыми условными значениями постоянных и являются указанные выше значения коэффициента самоиндукции и ем-

кости, равные при синусоидальном распределении тока и потенциала вдоль провода и при основном колебании

$$L_d = \frac{2}{\pi} C_s,$$

$$C_d = \frac{2}{\pi} C_s.$$

Этим условным значениям постоянных открытого вибратора приписано наименование динамических.

Выясним физический смысл этих новых понятий. Рассмотрим прямолинейный заземленный провод длиной l , на котором установилась по простому синусоидальному закону стоячая волна потенциала основного колебания с амплитудой U_0 в пучности (рис. 30). На произвольно выбранном на расстоянии x от земли участка провода dx величина электрического заряда dQ будет

$$dQ = C_0 dx U.$$

Так как

$$U = f(x) = U_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda_0} x$$

(где λ_0 — собственная длина волны провода), то

$$dQ = C_0 U_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda_0} x \cdot dx.$$

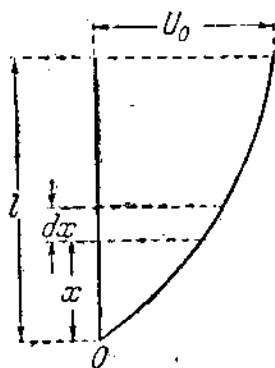


Рис. 30.

Отсюда, величина полного заряда провода будет

$$Q = \int_0^l C_0 U_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda_0} x \cdot dx = -C_0 U_0 \frac{\lambda_0}{2\pi} \left[\cos \frac{2\pi}{\lambda_0} l - 1 \right].$$

Так как для основного колебания

$$\lambda_0 = 4l,$$

то

$$\cos \frac{2\pi}{\lambda_0} l = 0,$$

и, следовательно,

$$Q = C_0 U_0 \frac{\lambda_0}{2\pi} = \frac{2}{\pi} C_0 I U_0 = \frac{2}{\pi} C_d U_0$$

или

$$Q = C_d U_0,$$

т. е.

$$C_d = \frac{Q}{U_0},$$

иначе говоря, динамическая емкость прямолинейного заземленного провода равна отношению полного заряда провода к амплитудному значению потенциала в пучности.

Рассуждая аналогичным образом, мы можем получить выражение и для динамического коэффициента самоиндукции,

$$L_d = \frac{\Phi}{I_0},$$

т. е. динамический коэффициент самоиндукции прямолинейного заземленного провода равен отношению полного магнитного потока провода к амплитудному значению силы тока в пучности.

§ 25. Собственная длина волны радиосети. В § 21 нами уже было дано определение понятия собственной длины волны какого либо колебательного контура. В полном соответствии с этим определением мы можем сказать, что собственная длина волны излучаемых радиосетью электромагнитных колебаний определяется частотой собственных электрических колебаний в радиосети, т. е. частотой колебаний, возникающих в радиосети в условиях отсутствия каких бы то ни было добавочных емкостей и самоиндукций, включенных в эту радиосеть. Частота собственных колебаний радиосети определяется исключительно значениями ее собственной распределенной емкости и собственной распределенной самоиндукции. Естественно поэтому ожидать некоторую связь между величиной собственной длины волны радиосети λ_0 и геометрической длиной провода радиосети l . Действительно, такая связь нами уже была установлена для симметричного вибратора (уравнение 39) и для заземленного прямолинейного вибратора (уравнение 41). Обобщая мы можем написать, что для любой, сколь угодно сложной радиосети, ее собственная длина волны λ_0 связана с геометрической длиной радиосети l уравнением

$$\lambda_0 = \beta l,$$

где под геометрической длиной l надлежит понимать полную длину наидлиннейшего провода радиосети (от точки заземления до точки узла силы тока). Так, например, для Т-образной радиосети под геометрической длиной l надлежит понимать сумму длины вертикального провода h и длины горизонтального плеча b (рис. 31)

$$l = h + b.$$

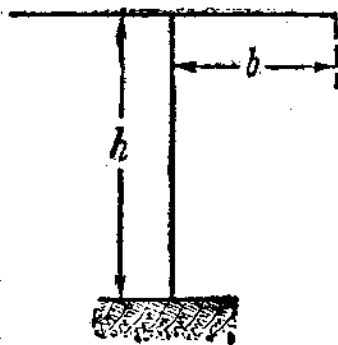


Рис. 31.

В приведенном выше уравнении коэффициент пропорциональности β носит название волнового коэффициента. Величина этого коэффициента зависит от типа радиосети, числа проводов и многих прочих обстоятельств, влияющих на величину собственной погонной емкости и собственной погонной самоиндукции радиосети (например, окружающих радиосеть предметов). Приближенные, найденные из практики значения волнового коэффициента для различных типов радиосетей приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Тип радиосети	β
Вертикальный провод	4,0 ÷ 4,1
Наклонный провод	4,2
Горизонтальный провод на расстоянии 1 м от земли	5
Т-образная сеть с несильно развитой горизонтальной частью	4,5 ÷ 5
Т-образная сеть с широкой горизонтальной частью	5 ÷ 7
Т-образная сеть с шириной горизонтальной части, равной ее длине	9
Г-образная сеть	4,4 ÷ 4,8
Зонтичная сеть с небольшим числом лучей	6 ÷ 8
Зонтичная сеть с очень большим числом лучей	8 ÷ 10

§ 26. Удлинение и укорочение радиосети. Итак, система большего или меньшего количества проводов, так или иначе расположенных в пространстве и образующих собою радиосеть, характеризуется основной, единственной собственной длиной волны, единственной собственной частотой колебаний, единственной резонансной настройкой. При эксплуатации такой радиосети всегда возникает необходимость изменения этой настройки, т. е. либо увеличение, либо уменьшение

собственной длины волны радиосети. Рассмотрим способы, при помощи которых удовлетворяется такая необходимость.

Пусть, например, требуется удлинить волну радиосети, т. е. так изменить ее физические постоянные, чтобы рабочая длина волны получилась больше собственной. Нам известно, что собственная длина волны радиосети определяется уравнением

$$\lambda_0 = 4 \sqrt{L_s C_s},$$

где L_s и C_s — статические значения. Совершенно очевидно, что для увеличения длины волны λ_0 потре-

буется либо увеличение самоиндукции L_s , либо увеличение емкости C_s . Для осуществления первого, т. е. для увеличения коэффициента самоиндукции радиосети, необходимо будет включение последовательно с проводом радиосети дополнительной катушки самоиндукции. Для осуществления второго потребуется включение параллельно проводу радиосети конденсатора, что невозможно. Поэтому для удлинения радиосети исключительно применяется включение в радиосеть, вблизи ее заземленного конца, катушки с надлежащим значением коэффициента самоиндукции L (рис. 32). При таком включении прежде всего изменяются условия распределения тока и потенциала вдоль геометрической длины l провода радиосети. Здесь, при соблюдении прежних условий образования стоячей волны на проводе в его верхнем конце (узел тока и пучность напряжения)

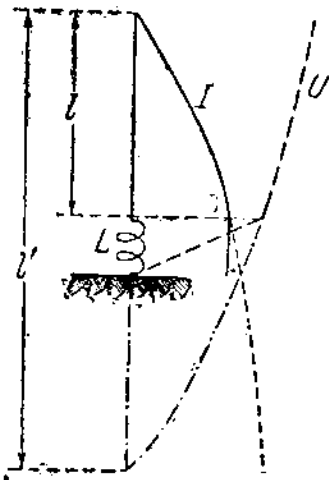


Рис. 32.

и в его нижнем конце (пучность тока и узел напряжения), сама картина стоячих волн резко изменяется. Картину эту, однако, нетрудно получить, исходя из построений синусоидального распределения тока и напряжения на длине провода l' , эквивалентной рабочей длине волны. Рис. 34 дает ясное представление об этих построениях, равно как и картину распределения тока I и потенциала U .

При удлинении радиосети при помощи катушки самоиндукции L получающаяся в этом случае рабочая длина волны λ может быть приближенно рассчитана по уравнению

$$\lambda = 4\sqrt{(L_s + L)C_s},$$

где L_s и C_s — статические значения. Мы говорим здесь — приближенно — потому, что суммирование распределенной самоиндукции L_s и сосредоточенной самоиндукции L не может быть выполнено просто алгебраически.

Способ вычисления рабочей длины волны в рассматриваемом случае был указан Л. Кохеном (L. Cohen) и состоит в том, что для ее определения надлежит пользоваться формулой

$$\lambda = \frac{2\pi}{Q} \sqrt{L_s C_s},$$

где

$$Q = f\left(\frac{L}{L_s}\right).$$

Значения этой функции приведены в таблице 2 (стр. 64).

Пусть теперь требуется укоротить радиосеть или так изменить ее физические постоянные, чтобы рабочая длина волны получилась меньше собственной. Исходя из того же уравнения

$$\lambda_0 = 4\sqrt{L_s C_s},$$

мы можем заключить, что для укорочения длины волны λ_0 требуется либо уменьшение емкости C_s , либо уменьшение самоиндукции L_s . Для уменьшения емкости радиосети, необходимо будет включение последовательно с проводом радиосети конденсатора. Для уменьшения самоиндукции потребуются

Таблица 2.

$\frac{L}{L_s}$	Q	$\frac{\lambda_0}{\lambda}$	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$
0,00	1,570	1,000	1,00
0,05	1,510	0,962	1,04
0,10	1,460	0,909	1,10
0,20	1,310	0,838	1,194
0,30	1,220	0,777	1,29
0,40	1,140	0,728	1,37
0,50	1,078	0,687	1,45
0,60	1,022	0,651	1,53
0,70	0,968	0,616	1,62
0,80	0,925	0,589	1,70
0,90	0,892	0,568	1,76
1,00	0,853	0,544	1,84
1,50	0,735	0,468	2,13
2,00	0,650	0,414	2,42
2,50	0,590	0,376	2,66
3,00	0,545	0,347	2,88
3,50	0,510	0,325	3,08
4,00	0,475	0,302	3,31
5,00	0,437	0,278	3,60
6,00	0,400	0,252	3,98
7,00	0,369	0,235	4,26
8,00	0,347	0,220	4,52
9,00	0,327	0,208	4,8
10,00	0,312	0,199	5,03

включение параллельно проводу радиосети катушки самоиндукции, что опять невозможно. Поэтому для укорочения радиосети исключительно применяется включение конденсатора надлежащей емкости C (рис. 33) в радиосеть, вблизи ее заземленного конца. При таком включении также происходит изменение в распределении тока и потенциала вдоль геометрической длины l провода радиосети. Необходимые построения для

получения картины стоячих волн тока и потенциала изображены на рис. 33.

При укорочении радиосети при помощи конденсатора C , получающаяся в этом случае рабочая длина волны λ может быть приближенно рассчитана по уравнению

$$\lambda = 4 \sqrt{L_s \frac{CC_s}{C + C_s}}$$

Более точно рабочая длина волны укороченной радиосети определяется по формуле

$$\lambda = \frac{2\pi}{K} \sqrt{L_s C_s},$$

где

$$K = f\left(\frac{C}{C_s}\right).$$

Значения этой функции приведены в таблице 3.

При работе радиосети на длине волны λ , отличной от собственной длины волны λ_0 , динамические значения емкости и коэффициента самоиндукции изменяются; новые их значения могут быть определены по формулам

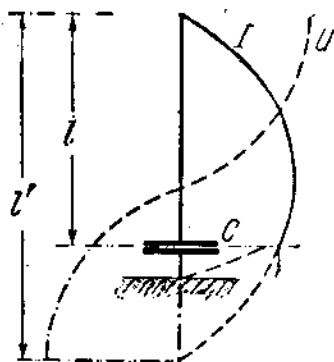


Рис. 33.

$$C_s = C_s \frac{\sin \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}}{\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}}$$

$$L_d = L_s \frac{1 - \cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}}{\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}}$$

§ 27. Расчет статической емкости радиосети. Расчет статической емкости радиосети любой формы может быть произведен с достаточно высокой степенью точности при

Таблица 3.

$\frac{C}{C_s}$	K	$\frac{\lambda_0}{\lambda}$	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$
3,00	1,7577	1,119	0,894
2,80	1,7687	1,126	0,888
2,60	1,7812	1,134	0,882
2,40	1,7969	1,144	0,874
2,20	1,8142	1,155	0,866
2,00	1,8378	1,170	0,855
1,80	1,8661	1,188	0,842
1,60	1,8928	1,205	0,830
1,40	1,9242	1,225	0,816
1,20	1,9682	1,253	0,798
1,00	2,0294	1,292	0,774
0,90	2,0671	1,316	0,760
0,80	2,1111	1,344	0,744
0,70	2,1614	1,376	0,727
0,60	2,2179	1,412	0,708
0,50	2,2933	1,460	0,685
0,45	2,3247	1,480	0,675
0,40	2,3719	1,510	0,661
0,35	2,4347	1,550	0,646
0,30	2,4975	1,590	0,630
0,25	2,5604	1,630	0,612
0,20	2,6546	1,690	0,592
0,15	2,7489	1,750	0,571
0,10	2,8588	1,820	0,549
0,05	3,0002	1,910	0,525
0,00	3,1416	2,000	0,500

помощи специальных методов. К числу этих последних относятся метод Хау (Howe) и метод Шулейкина. Заметим лишь, что оба метода, а в особенности наиболее точный метод

Хау, требуют многочисленных вычислений; их применение оправдывается лишь при ответственном проектировании.

Для обиходной практики вполне удовлетворительные результаты получаются по эмпирическим формулам, из которых приводим нижеследующие.

Для любого плоского типа радиосети (Г- и Т-образные с горизонтальной плоской верхней системой проводов) может быть применена формула Остина (Austin):

$$C = \left(4\sqrt{a} + 0,885 \frac{a}{h} \right) \left(1 + 0,015 \frac{l}{b} \right) 10^{-8},$$

где C — статическая емкость радиосети в μF ,
 a — площадь верхней части радиосети в m^2 ,
 h — средняя геометрическая высота радиосети в m ,
 l — длина горизонтальной части радиосети в m ,
 b — ширина горизонтальной части радиосети в m .

Для радиосетей того же плоского типа при длинной горизонтальной части с относительно тесным расположением проводов может быть применена формула Экклеса (Eccles)

$$C = C_0 l \sqrt{n-1},$$

где C — статическая емкость радиосети в cm ,
 l — длина горизонтальной части радиосети,
 n — число проводов в горизонтальной части,
 C_0 — емкость на единицу длины одиночного горизонтального провода, т. е.

$$C_0 = \frac{1}{2 \ln \frac{2h}{r}},$$

где h — высота подвеса горизонтальных проводов,
 r — радиус провода.

Для той же формы радиосети статическая емкость также может быть подсчитана и по формуле Эттенренха

$$C = 0,36 AA' \sqrt{lb} + 0,79 BB' \frac{lb}{h},$$

где все величины выражены в сантиметрах и имеют прежние значения; коэффициенты A , A' , B и B' зависят от геометри-

ческих размеров горизонтальной части радиосети, являясь функциями величин

$$k = n \sqrt{\frac{l}{b}}$$

и

$$k' = \frac{\sqrt{lb}}{r},$$

где n — число параллельных проводов в горизонтальной части радиосети,

r — радиус проводов радиосети.

Значения этих коэффициентов приведены в таблицах 4 и 5.

Таблица 4.

$\frac{l}{b}$	1	2,65	4,16	6,0	10,6	16,7
A	1,03	1,08	1,16	1,22	1,35	
B	1,11	1,20	1,27	1,40	1,63	1,88

Таблица 5.

k	12			24			36		
k'	500	2000	20000	500	2000	20 000	500	2000	20000
A'	0,86	0,74	0,68	0,95	0,90	0,82	0,98	0,94	0,89
B'	0,72	0,59	0,46	0,86	0,74	0,61	0,88	0,77	0,67

Наконец, статическая емкость распространенной среди радиолюбителей однопроводной Т-образной радиосети может быть подсчитана по формуле

$$C = A \cdot l_v + B \cdot l_h,$$

где C — статическая емкость радиосети в см,

l_v — длина вертикальной части радиосети в м,

l_k — длина горизонтальной части радиосети в м,
 A и B — коэффициенты, зависящие от высоты подвеса радиосети h в м; значения этих коэффициентов приведены в таблице 6.

Таблица 6.

h	A	B
20	10,2	,96
30	9,45	8,35
40	8,96	7,97
50	8,60	7,70

§ 28. Заземление. Превращение симметричного двухстороннего вибратора в вибратор односторонний принципиально сводится к присоединению в точке нулевого потенциала проводящего тела достаточно большой емкости. Проводящим это тело должно быть потому, что через него происходит замыкание токов смещения, возникающих в окружающем вибратор диэлектрике, с проводниковыми токами в самом вибраторе. Требование достаточно большой емкости вытекает из необходимости сохранения нулевого значения потенциала.

Последнему требованию удовлетворяет земля, имеющая огромную емкость и потенциал, принимаемый равным нулю. Это обстоятельство и объясняет собою применение заземления радиосетей.

Однако, земля не является достаточно хорошим проводником, и поэтому заземление всегда является дополнительным источником активных потерь электрической энергии в общей системе радиосети. И основной задачей при устройстве заземления является сведение этих потерь к возможному минимуму.

В общих чертах заземление сводится к тому, что нижний конец радиосети зарывается в землю и к нему припаивается система металлических проводников, создающих в большей или меньшей степени надежный и постоянный контакт с почвой. Система проводников может иметь разнообразное устройство, но должна характеризоваться достаточно большой поверхностью соприкосновения с почвой. Соблюдение последнего требования особенно важно при заземлениях мощных отправи-

тельных радиосетей. Требование осуществления заземления малого сопротивления в соответствии с большим разнообразием видов почвы ведет к большому разнообразию форм устройства заземления, при этом, чем выше проводимость почвы, тем проще это устройство.

С точки зрения проводимости, почвы могут быть подразделены на три класса: 1) почвы высокой проводимости; сюда относятся почвы болотистые, почвы с густым травяным покровом, суглинки, почвы, омываемые речной или морской водой; 2) почвы средней проводимости; сюда относятся почвы с промежуточными свойствами; 3) почвы дурной проводимости — супесок, скалы. Огромное значение на проводимость почвы и на ее качество с точки зрения устройства заземления оказывают грунтовые воды, близость этих грунтовых вод к поверхности земли. Если глубина залегания грунтовых вод не превышает одного метра, то всякая почва становится удовлетворительной для устройства заземления.

В соответствии с указанной классификацией вида почвы различают заземления: 1) одиночные и многократные, 2) заземленные противовесы, 3) воздушные противовесы.

Одиночное заземление, устраиваемое при наличии хорошо проводящей почвы и при небольшой мощности отправительной радиосети, представляет собою металлическую пластину, закрываемую на ребро, металлический цилиндр или трубу, закрываемые вертикально, к которым припаивается нижний конец провода радиосети. Материалом заземления может служить железо, оцинкованное железо, цинк или медь.

Многократное заземление устраивается также при наличии хорошо проводящей почвы, но при мощности отправительной станции, достигающей больших значений. Такое заземление представляет собою многократное повторение одиночных заземлений, располагаемых под проекцией радиосети по окружности. При большой мощности отправительной радиосети эти одиночные заземления располагаются по концентричным окружностям. Число отдельных заземлений в каждом таком кольце должно быть пропорционально радиусу кольца. Радиус наружного кольца системы одиночных заземлений должен выходить за радиус проекции радиосети по крайней мере на величину высоты радиосети.

Заземленный противовес устраивается при почве средней проводимости и представляет собою систему многих проводов, либо радиально расходящихся от снижения радиосети, либо образующих прямоугольную сетку. Контур этой

системы проводов должен выступать за пределы проекции радиосети по крайней мере на высоту радиосети. Провода применяются железные, железные оцинкованные или медные, диаметром до 5 мм. Провода закапываются на глубину до 40 см при взаимных расстояниях до 20 м. В качестве иллюстрации на рис. 34 приведена схема устройства заземленного противовеса на германской радиостанции в Лангенберге при Т-образной радиосети.

Воздушный противовес устраивается при почве дурной проводимости. Идея воздушного противовеса заключается в замене земли, как тела большой емкости, системой проводов, подвешенной под радиосетью на небольшой высоте (2÷4 м) и хорошо изолированной от земли. Надежный противовес должен иметь размеры, значительно превышающие размеры проекции радиосети, а его емкость по отношению к земле должна превышать емкость радиосети раз в 20. Хорошие качества противовеса, с точки зрения уменьшения активных потерь радиосети, послужили основанием к тому, что воздушный противовес применяется не только при почве дурной проводимости, но и при почве с хорошей проводимостью. Интересны в этом отношении статистические данные, приведенные в таблице 7. В этой таблице под величиною R_0 подразумевается сопротивление радиосети, эквивалентное всем вредным потерям, включая и потери в заземлении. В таблице приведены также и значения рабочей длины волны, при которой было измерено вредное сопротивление R_0 .

Таблица 7.

Радиостанция	Тип заземления	λ м	R_0 Ω
Clifden	Многократное заземление	5700	4,5
"	Воздушный противовес	5700	0,6
Bureau of Stand	Заземление	800	13
" " "	"	2000	28
San Pado	Заземленный противовес	11000	3,75
Carnarvon	Заземление	14000	2,1
"	Воздушный противовес	14000	0,9
Berne	Воздушный противовес	3400	0,6

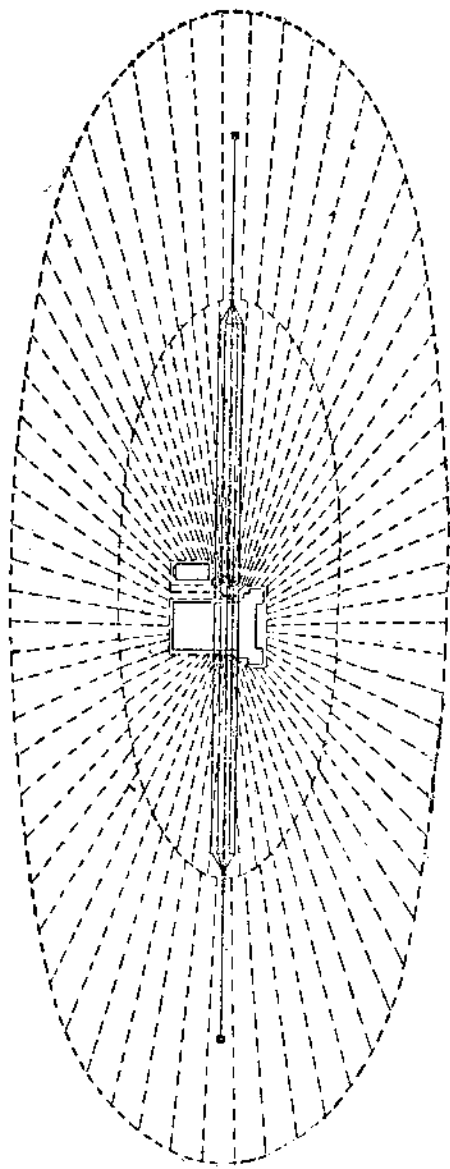
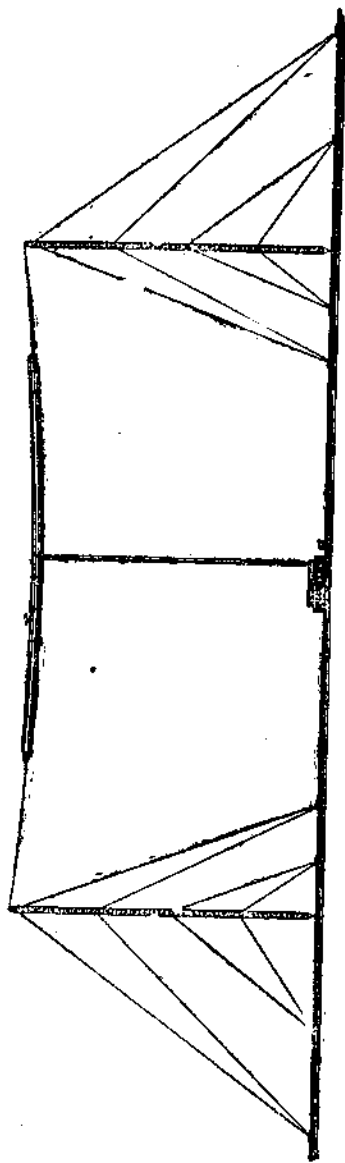


Рис. 34.

В приемных радиосетях, характеризующихся чрезвычайно малым значением силы тока, требования к заземлению могут быть значительно понижены. Так, в радиолюбительских приемных радиосетях достаточно удовлетворительным заземлением является присоединение к системе труб центрального отопления, водопровода и пр. Присоединения приемной радиосети к системе газопровода, однако, следует избегать.

§ 29. Особые типы радиосетей. Кроме указанных выше типов, в практике радиотехники настоящего времени встречаются и многие другие типы радиосетей. Здесь мы имеем большое многообразие, обусловленное необходимостью особо выявить то или иное свойство радиосети, или же необходи-

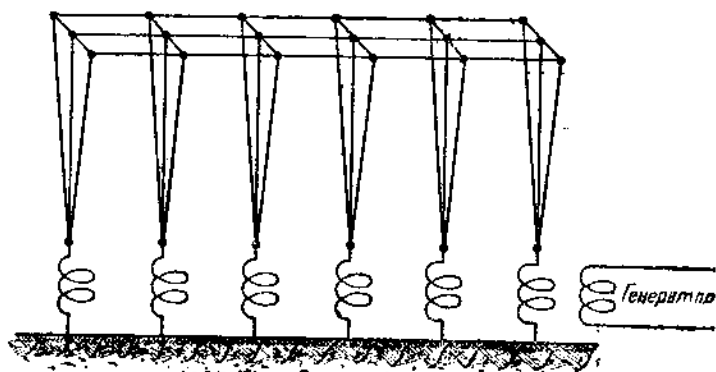


Рис. 35.

мостью приспособить радиосеть к специфическим условиям ее применения. Ниже мы перечисляем некоторые из этих особых типов радиосетей, оставляя рассмотрение многих других до соответствующих глав данной книги.

При наличии почвы дурной проводимости для уменьшения сопротивления заземления прибегают, очень редко однако, к устройству специальной радиосети, известной под названием радиосети Александерсона. Радиосеть Александерсона (рис. 35) представляет собою несколько (до шести) отдельных вертикальных радиосетей, соединенных общей системой горизонтальных проводов. Каждая из составных радиосетей имеет свое отдельное заземление, вследствие чего общее сопротивление заземления радиосети значительно уменьшается (параллельное включение заземлений). Питается такая радио-

сеть при помощи генератора Г, связанного с одной из составных радиосетей. Для того же, чтобы электрические колебания во всех составных радиосетях происходили в одной и той же фазе, все эти радиосети настраиваются в резонанс. Такая настройка осуществляется при помощи катушек самоиндукции, включаемых в пучностях тока каждой из составных радиосетей. Эта радиосеть характеризуется некоторой направленностью действия.

Особо большое распространение беспроводная связь на первых ступенях своего развития получила в мореходной практике. Это и понятно, так как затерянное в океане судно может связываться с внешним миром только посредством радио. И можно утверждать, что именно в судовой обстановке протекала эволюция радиосети. Ограниченные возможности требовали здесь наиболее эффективного разрешения вопроса о форме радиосети. Судовые радиосети в своем историческом прошлом насчитывают многообразие этих форм, перешедшее в конце концов к отстоявшемуся Г- и Т-образному типу с плоской горизонтальной частью. Этот тип утвердился затем и на огромном большинстве береговых радиосетей, вытеснив такие фантастические формы, как веерные, зонтичные, пирамидальные и т. п. В качестве особых преимуществ Г- и Т-образных форм радиосетей по сравнению со всеми другими в условиях судовой обстановки надлежит отметить их малую парусность и большую живучесть во время боя. Естественными опорами для подвешивания радиосети на судне, конечно, являются мачты. При небольшом разnose мачт обычно устраиваются Г-образные радиосети, при разnose мачт свыше 30 метров—Т-образные. Для заземления используется металлический корпус судна, к которому при помощи широкой медной ленты припаивается нижний конец снижения. Надежный электрический контакт с корпусом судна достигается при помощи медных полос, прикрепляемых к металлической обшивке судна при помощи болтов или заклепок. Для улучшения контакта между полосами и обшивкой прокладываются листы станиоля.

Схожи с судовыми поезданые радиосети. Главное их отличие заключается в небольшой высоте подвеса горизонтальной части. Эта последняя представляет собою ряд плоскопараллельных проводов, протянутых над крышей вагона на высоте около 20—80 сантиметров. Соответственно длине вагона, длина такой радиосети достигает 15—18 метров. Для заземления используется металлический корпус вагона.

Аэропланные радиосети осуществляются в виде кабельного провода из фосфористой бронзы, выпускаемого с аэроплана при полете. К нижнему концу провода привешивается небольшой груз, вследствие которого радиосеть при полете принимает положение, близкое к вертикальному (рис. 36). В зависимости от длины рабочей волны, длина такого свешивающегося провода может быть различной (100 метров и более). Для заземления используется металлическое обрамление аэроплана; в деревянных конструкциях аэроплан для этой цели покрывается сеткой проводов. Такое устройство заземления на аэропланах надлежит, конечно, отнести к типу воздушных противовесов.

Особый интерес имеют подземные радиосети, появившиеся в результате борьбы с атмосферными помехами (см. § 153), как радиосети приемные. Они представляют собою медный хорошо изолированный провод, имеющий ту или иную форму и погруженный на небольшой глубине в почву. Прием электромагнитных колебаний такой подземной системой определяется наличием в поверхностной электромагнитной волне тех линий электрического поля, которые замыкаются в земле (см. § 135). Важно поэтому иметь вокруг подземной радиосети почву с хорошей проводимостью. Простейшей подземной радиосетью является радиосеть Роджерса, представляющая собою два горизонталь-

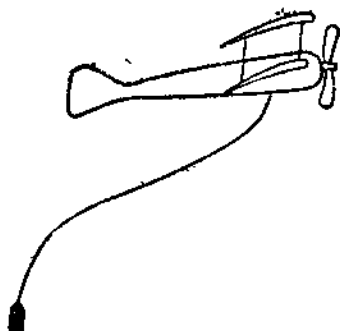


Рис. 36.

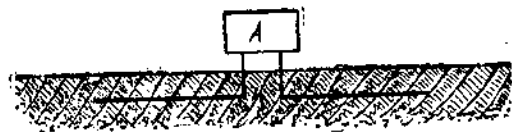


Рис. 37.

но уложенных в почве прямолинейных провода, включаемых своими сближающимися концами на приемное или передающее устройство А, расположенное на поверхности земли (рис. 37). Требование высокой изоляции погруженного в землю провода особенно тщательно должно выполняться при использовании подземной радиосети для целей передачи, так как в противном случае могут сильно возрасти вредные потери вследствие утечки тока. В этих случаях провод радиосети укладывается

в центре зарытой в землю трубы из обожженной глины; диаметр трубы берется порядка 15 см.

Только для целей приема может быть применена своеобразная подземная радиосеть, изображенная на рис. 38. В вырытую в земле яму, размерами приблизительно 1×1 метра,

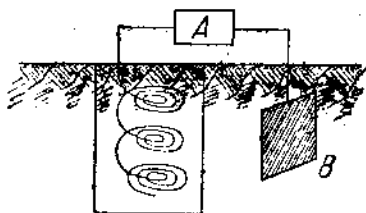


Рис. 38.

укладывается медный изолированный провод в виде ряда плоских спиралей, располагаемых по вертикали. Конец провода выводится на поверхность земли и присоединяется к приемному устройству А. Другой вывод от приемника присоединяется к заземлению В. Этот способ, однако, применяется редко.

Опыт показывает, что на заземленную радиосеть прием радиосигналов осуществим даже во время сильной местной грозы, т. е. в условиях, когда прием при помощи надземной радиосети совершенно невозможен.

Схожими по условиям работы с радиосетями подземными являются подводные радиосети, применяющиеся главным образом на подводных лодках.

§ 30. Контрольные вопросы и примеры.

1) В чем заключается разница между волной стоячей и волной бегущей при колебательном электрическом процессе на проводе?

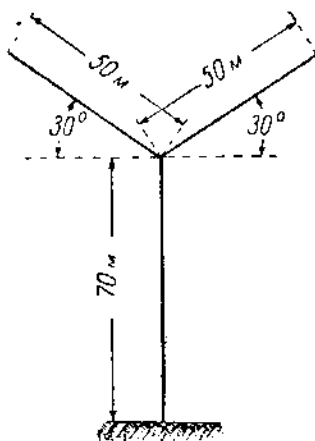


Рис. 39

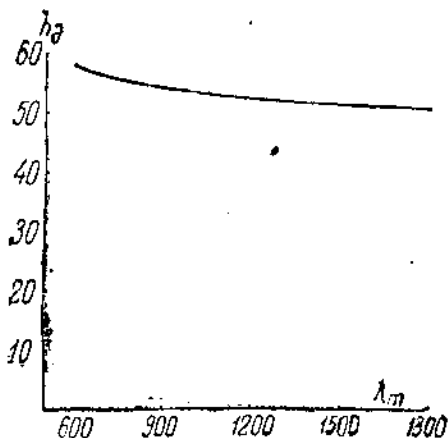


Рис. 40.

2) Каковы основные преимущества прямолинейного заземленного вибратора по сравнению с двусторонним симметричным вибратором?

3) Каковы основные преимущества сложной радиосети по сравнению с прямолинейным заземленным вибратором?

4) Дана радиосеть, собственная длина волны которой $\lambda = 500$ м, а статическая емкость $C_s = 1000$ см. Определить коэффициент самоиндукции L катушки, которую необходимо включить в пучность тока радиосети для настройки ее на рабочую длину волны $\lambda = 1000$ м.

Отв. $L = 189000$ см.

5) Дана радиосеть, состоящая из 4 параллельных лучей, имеющая форму и размеры, указанные на рис. 39. Вычислить и построить для этой радиосети зависимость действующей высоты от длины рабочей волны $[h_d = f(\lambda)]$, если собственная длина волны λ_0 равна 600 м.

Отв. Искомая зависимость изображена на рис. 40.

§ 31. Литература.

1) А. Е. а. н. «Über die Bestimmung des Spannungsknotens von Luftleitern». Phys. Zeit., 1912, июнь 1, стр. 495—498.

2) G. W. O. Howe. «On the capacity of radio-telegraphic antennae». The El., 1914, август 28, стр. 829—832; сентябрь 4, стр. 859—864; сентябрь 11, стр. 906—909; 1916, сентябрь 8, стр. 761—762; сентябрь 15, стр. 880—883.

3) М. В. Шулейкин. «Расчет емкости радиосети». Т. и Т. б. п., № 1 стр. 24—38.

4) В. В. Татарников. «Об определении постоянных антенны с равномерным распределением емкости и самоиндукции». Т. и Т. б. п., 1920, июль, стр. 222—228.

5) W. H. Eccles. «The capacitance of flat top antennae». The El., 1921, январь 14, стр. 72.

6) И. Г. Клячкин. «Расчет воздушного противовеса». Т. и Т. б. п., 1921, январь, стр. 306—321.

7) A. Hund. «Formeln für die wahren, effektiven und (scheinbar) effektiven Konstanten einer horizontalen Antenne». J d d T и T, 1921, май, стр. 349—365.

8) H. Bakhuis. «Eine neue Methode zur Bestimmung der dynamischen Kapazität einer Antenne». J d d T и T, 1921, июль, стр. 33—38.

9) A. Meissner. «Über den Erdwiderstand von Antennen». J d d T и T, 1921, ноябрь, стр. 322—337.

10) М. В. Шулейкин, В. И. Баженов. «Аналитическое исследование потерь в системе: антенна — противовес — грунтовые воды». Т. и Т. б. п., 1922, январь, стр. 140—146; 1925, апрель, стр. 129—156.

11) Bethenod. «Use of the counterpoise in radio-telegraphic stations». L'On. El., 1922, февраль, стр. 90—95.

12) Д. А. Рожанский. «Динамические постоянные воздушного провода». Т. и Т. б. п., № 13, стр. 293—302.

13) И. Г. Фрейман. «Об эквивалентной схеме радиосети». Т. и Т. б. п. № 13, стр. 303—306.

14) Guerre. «Antennes horizontales, basses, souterraines ou immergées». Radioélectricité, 1922, август, стр. 321—328.

15) P. Bouvier. «Antennes à prises de terre multiples». Radioélectricité, 1922, ноябрь, стр. 459—466; декабрь, стр. 523—529.

16) И. Г. Фрейман. «Об эквивалентных постоянных радиосети». Т. и Т. б. п., 1923, май, стр. 117—126.

- 1) И. Г. Фрейман. „О вычислении длины собственной волны радиосети“. Т. и Т. б. п., 1923, июль, стр. 250—257.
- 18) H. A. M. „Die Erdnungsfrage bei Antennen und die Verminderung der Erdverluste“. ETZ, 1924, Heft 48.
- 19) А. Б. Слепня. „К расчету емкости антенн“. Т. и Т. б. п., 1924 октябрь, стр. 377—385.
- 20) В. Татаринов. „О настройке распределенного наезмления“. Т. и Т. б. п., 1924, декабрь, стр. 511—516.
- 21) И. Г. Фрейман. „Об эволюции радиосети“. Э., 1925, № 4, стр. 242—246.
- 22) A. H. A. M. „Die Erdnungsfrage bei Grossstationsantennen und die Verminderung der Erdverluste“. J d d T. и Т. 1925, апрель, стр. 111—114.
- 23) E. A. Anson. „Kite aerials“. W. W. R. R., 1925, август 26, стр. 263—264.
- 24) А. А. Петровский. „Радиосети“. Ленинград, 1924.
- 25) R. Mayer. „Ein Beitrag zur Berechnung von Erdverlusten bei Antennenanlagen“. J d d T. и Т. 1927, март, стр. 71—76.
- 26) W. H. F. Griffiths. „The resultant capacity of aerial systems employing series tuning condensers“. E. W. W. E., 1927, апрель, стр. 206—212.
- 27) R. M. Wilmotte. „The distribution of current in a transmitting antenna“. JIEE, 1928, июнь, стр. 617—627.
- 28) А. Е. Сувант. „Об определении собственной длины волны радиосети“. Т. и Т. б. п. 1929, февраль, стр. 6—15.
- 29) Б. П. Асеев. „Электромагнитные колебания“. Ленинград, 1931.
- 30) И. С. Гоноровский. „Графостатический метод механического расчета антенны“. ВЭ, 1931, август, стр. 241—246.
- 31) F. M. Colebrook. „An experimental and analytical investigation of earthed receiving aerials“. JIEE., 1932, июль, стр. 235—251.

ГЛАВА IV.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ.

§ 32. Излучение электромагнитной энергии. Выше в этой книге указывалось, что при наличии электрических колебаний в какой-либо цепи, в окружающем эту цепь пространстве возникают свободные электромагнитные колебания, иначе говоря, при наличии в какой-либо цепи электрических колебаний, эта цепь излучает в окружающее пространство энергию, существующую в форме переменного электромагнитного поля.

Это электромагнитное поле излучения (электромагнитная волна) состоит из взаимно связанных во времени и пространстве электрической E и магнитной H составляющих. Всегда при этом во времени эти составляющие находятся в фазе, т. е. одновременно проходят через свои нулевые и максимальные значения, а пространственно — векторы E и H расположены перпендикулярно друг к другу (см. рис. 10). Направление движения и величина электромагнитной энергии при этом определяются направлением и величиной вектора Пойнтинга (§ 7).

§ 33. Действующая высота радиосети. Конечное назначение всякой излучающей радиосети заключается в создании в некотором отдаленном от нее приемном проводе электрического тока. Сила этого тока, иначе говоря, эффект приема, будет зависеть от величины электрической составляющей свободного электромагнитного поля E или от величины магнитной составляющей H поля в точке приема.

Несомненно, что обе эти величины находятся в определенной зависимости от силы тока в излучающей радиосети.

Выше мы рассмотрели, что сила тока в излучающей радиосети не является величиной постоянной для различных точек сети. Каждый элемент радиосети, излучая количество энергии в соответствии с силой тока в нем, дает отличные значения величин E и H поля в точке приема. Переходя к конечным значениям E и H в точке приема, мы для упрощения всей задачи этого рассмотрения заменяем реальную радиосеть

с неравномерным распределением тока по ее длине радиосетью гипотетической, вдоль которой ток распределяется равномерно. Такой искусственный способ не только облегчает нам расчет значений составляющих электромагнитного поля в удаленной от радиосети точке приема, но и позволяет легко производить сравнение радиосетей различных форм и геометрических размеров по их эффекту на приемной радиостанции.

Рассмотрим простейший случай замены реальной радиосети с неравномерным распределением тока, радиосетью с постоян-

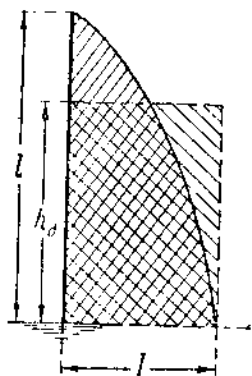


Рис. 41.

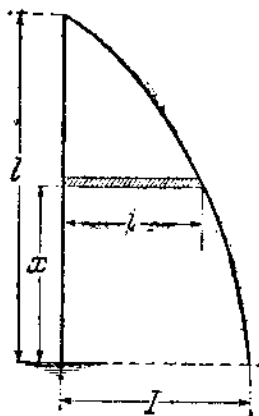


Рис. 42.

ным (квазистационарным) распределением тока, а именно рассмотрим случай однопроводной заземленной вертикальной сети (рис. 41).

Здесь мы заменяем площадь, очерченную синусоидальной частью распределения тока на геометрической высоте h радиосети (равной в данном случае геометрической ее длине l) при силе тока в пучности равной I , равновеликой площадью прямоугольника, построенного, как на основании, на том же значении силы тока I в пучности.

Математически такую замену можно выразить уравнением (рис. 42)

$$\int_0^l i \cdot dx = h_0 \cdot I,$$

откуда

$$h_0 = \frac{1}{I} \int_0^l i \cdot dx.$$

Величина h_0 носит название действующей высоты радиосети.

Наряду с понятием о действующей высоте радиосети распространено понятие о коэффициенте распределения тока

$$\alpha = \frac{h_0}{h}$$

Перейдем теперь к рассмотрению величин действующей высоты радиосети и коэффициента распределения тока для различных форм этой радиосети. Предварительно введем обозначение m для углового измерения единицы длины провода радиосети

$$m = \frac{2\pi}{\lambda},$$

где λ — длина волны, на которой работает радиосеть. Величину силы тока i , как функцию расстояния x , мы можем представить следующим образом:

$$i = I \frac{\sin m(l-x)}{\sin ml}.$$

Рассмотрим для начала случай плоской радиосети, т. е. радиосети Г- или Т-образной с горизонтальной верхней системой проводов и вертикальным снижением (рис. 43). Здесь

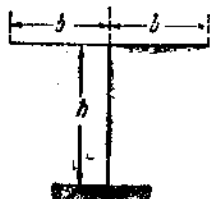


Рис. 43.

$$l = b + h.$$

Пользуясь приведенными выше зависимостями, имеем для данного случая

$$\alpha = \frac{1}{I \cdot h} \int_0^h I \frac{\sin m(l-x)}{\sin ml} dx = \frac{2 \sin m \left(l - \frac{h}{2} \right) \sin \frac{mh}{2}}{mh \cdot \sin ml} \dots (42)$$

Известно, что если угол мал, например меньше 30° , то синус угла может быть заменен аргументом. Такое обстоятельство позволяет значительно упростить вид уравнения (42). Условием этого упрощения является в таком случае

$$ml \leq \frac{\pi}{6}$$

или

$$\frac{2\pi l}{\lambda} \leq \frac{\pi}{6},$$

или

$$\lambda \geq 12l.$$

Пользуясь этим, получаем,

$$\alpha = 1 - \frac{h}{2l} \dots \dots \dots (43)$$

Так как (см. § 23)

$$4l \cong \lambda_0,$$

то мы можем условие, при котором можно пользоваться упрощенной формулой (43), взамен точной формулы (42), определить следующим образом: упрощенная формула для подсчета коэффициента распределения тока и действующей высоты радиосети может быть применена в том случае, когда рабочая длина волны превышает собственную длину волны не меньше чем в 3 раза.

Выведенные выше формулы позволяют определить величину коэффициента распределения тока для следующих простейших случаев:

1) Радиосеть образована одиночным вертикальным заземленным проводом (рис. 44). В этом случае

$$b = 0,$$

$$h = l,$$

$$\lambda = 4l.$$

По уравнению (42)

$$\alpha = \frac{2 \sin \frac{\pi}{2l} \frac{l}{2} \sin \frac{\pi}{2l} \frac{l}{2}}{\frac{\pi}{2l} l \cdot \sin \frac{\pi}{2l} l} = \frac{2 \sin^2 \frac{\pi}{4}}{\frac{\pi}{2} \sin \frac{\pi}{2}} = \frac{4 \sin^2 \frac{\pi}{4}}{\pi} = \frac{2}{\pi}.$$

2) Радиосеть образована (рис. 45) одиночным вертикальным заземленным проводом и имеет очень большое удлинение (включением большой катушки самоиндукции). В этом случае

$$h = l, \\ \lambda \geq 12l.$$

По уравнению (43)

$$\alpha = 1 - \frac{l}{2l} = \frac{1}{2}.$$

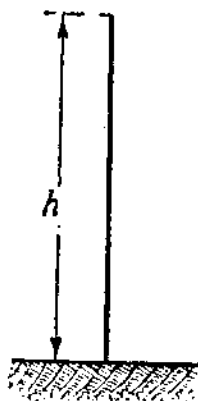


Рис. 44.

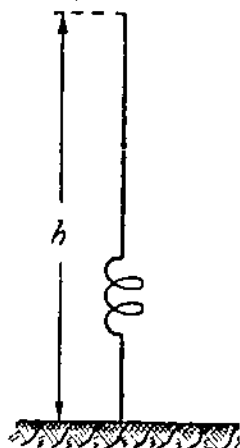


Рис. 45.

3) Радиосеть образована одиночным вертикальным заземленным проводом с сильно развитой горизонтальной частью (рис. 46). В этом случае

$$l = b + h, \\ l \geq h, \\ \lambda = 4l.$$

По уравнению (42)

$$\alpha = \frac{2 \sin \frac{\pi}{2l} l \cdot \sin \frac{\pi}{2l} \cdot \frac{h}{2}}{\frac{\pi}{2l} h \cdot \sin \frac{\pi}{2l} l} = \approx \frac{2 \frac{\pi}{2l} \cdot \frac{h}{2}}{\frac{\pi}{2l} h} = 1.$$

Сравнивая между собою полученные, результаты мы можем сделать следующие заключения:

а) навешивание горизонтальной части проводов увеличивает действующую высоту радиосети (еще одно преимущество сложных радиосетей в добавление к перечисленным в главе III),

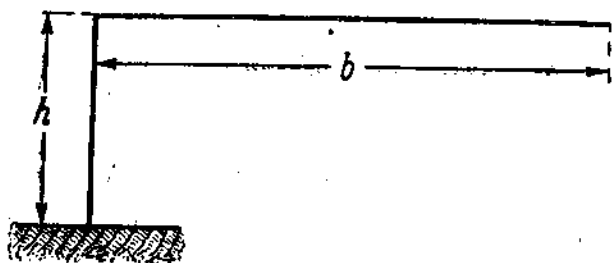


Рис. 46.

б) удлинение радиосети (при помощи катушки самоиндукции) уменьшает действующую высоту радиосети.

Вообще действующая высота радиосети, изменяясь с длиной рабочей волны, имеет наибольшее значение при работе на собственной длине волны λ_0 и уменьшается с увеличением λ , переходя к постоянному значению для всех значений $\lambda > 3\lambda_0$. Принципиальный характер зависимости $h_d = f(\lambda)$ изображен на рис. 47.

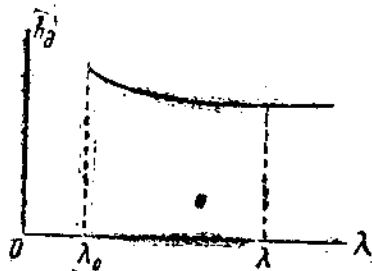


Рис. 47.

Действующая высота радиосетей с поднимающейся верхней системой проводов (рис. 48) может быть определена как сумма составляющих действующих вы-

сот вертикальной и наклонной частей

$$h_d = \alpha_h \cdot h + \alpha_b \cdot F,$$

где α_h — коэффициент распределения тока по высоте радиосети h ;

α_b — коэффициент распределения тока по проводу b ,

F — проекция верхнего провода на вертикаль.

Так как в данном случае

$$l = b + h,$$

$$f = b \cdot \sin \varphi,$$

то

$$\alpha_h = \frac{2 \sin m \left(l - \frac{h}{2} \right) \sin \frac{mh}{2}}{mh \cdot \sin ml}$$

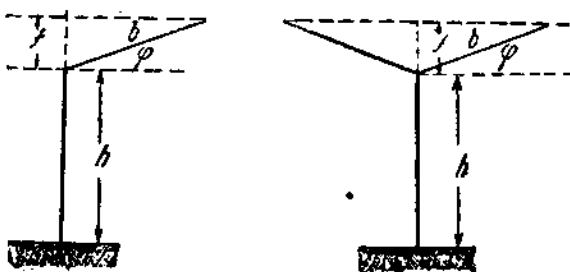


Рис. 43.

$$\alpha_b = \frac{1}{lb} \int_h^l \frac{\sin m(l-x)}{\sin ml} dx = \frac{1 - \cos mb}{mb \cdot \sin ml} =$$

$$= \frac{2 \sin^2 \frac{mb}{2}}{mb \cdot \sin mb} \dots \dots (44)$$

Попрежнему, при условии $\lambda > 3\lambda_0$ формула (44) может быть упрощена, а именно:

$$\alpha_b = \frac{b}{2l} \dots \dots \dots (45)$$

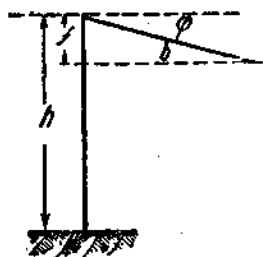


Рис. 49.

Аналогично определяется ее действующая высота радиосети с наклонной верхней частью (рис. 49). В этом случае

$$h_0 = \alpha_h \cdot h - \alpha_b \cdot f.$$

§ 34. Сопротивление радиосети. Подводимая к радиосети электрическая мощность P , при величине действующего зна-

чения силы тока I в ее пучности, может быть представлена обычным выражением

$$P = I^2 \cdot R_A.$$

Коэффициент пропорциональности R_A в этом выражении представляет собою, очевидно, эквивалентное всем потерям сопротивление; это сопротивление носит название полного сопротивления радиосети.

Принимая во внимание специфический для радиосети процесс излучения электромагнитной энергии, мы можем баланс мощности радиосети представить выражением

$$P = P_g + P_z,$$

где P_g — мощность, теряемая в самой радиосети и окружающих ее предметах на необратимые процессы,
 P_z — мощность, излучаемая радиосетью.

Вышеприведенное уравнение мы можем переписать таким образом:

$$I^2 R_A = I^2 R_g + I^2 R_z,$$

или

$$R_A = R_g + R_z$$

Таким образом, полное сопротивление радиосети R_A мы должны рассматривать состоящим из двух слагаемых:

1) сопротивления потерь R_g — как коэффициента при мощности, теряемой в самой радиосети и в окружающих ее предметах; это сопротивление называется собственным сопротивлением радиосети; мы должны его классифицировать как сопротивление вредное;

2) сопротивления потерь R_z — как коэффициента при мощности, излучаемой радиосетью; это сопротивление называется сопротивлением излучения; это будет полезное сопротивление.

Указанные понятия приводят к выражению коэффициента полезного действия радиосети, как отношению полезной мощности к мощности полной, подводимой к радиосети, а именно:

$$\eta = \frac{I^2 R_z}{I^2 (R_g + R_z)} = \frac{R_z}{R_g + R_z}.$$

Отсюда следует прямое указание на то, что при конструировании радиосети надлежит стремиться к увеличению сопротивления излучения R_z и к уменьшению собственного сопротивления R_0 .

По классической теории электромагнитных колебаний выражение для сопротивления излучения заземленной радиосети имеет следующий вид:

$$R_z = 160 \pi^2 \left(\frac{h_0}{\lambda} \right)^2, \dots (46).$$

где h_0 — действующая высота радиосети,
 λ — рабочая длина волны.

Непосредственно из этого выражения вытекает заключение о выгодности применения для радиосвязи коротких волн, оставляя в стороне вопрос об условиях распространения электромагнитной энергии.

Вредное сопротивление радиосети R_0 надлежит рассматривать состоящим из большого количества слагаемых, а именно:

$$R_0 = R_k + R_f + R_e + R_0 + R_r + R_h + R_l,$$

которые могут быть охарактеризованы следующим образом:

R_k — сопротивление, эквивалентное потерям на диэлектрический гистерезис в окружающих радиосеть диэлектриках: в изоляторах, деревянных мачтах, строениях, деревьях и пр., при этом

$$R_k \equiv \lambda.$$

R_f — сопротивление, эквивалентное потерям на токи Фуко в окружающих радиосеть металлических массах: мачтах, оттяжках, штангах, трубах и пр. Зависимость этого вида сопротивления от длины рабочей волны имеет вид

$$R_f \equiv \frac{1}{\lambda}.$$

R_e — сопротивление, эквивалентное потерям на токи проводимости в заземлении,

$$R_e \equiv \lambda^2.$$

R_0 — сопротивление, эквивалентное потерям в проводах радиосети на Джоулев эффект, .

$$R_0 \equiv \frac{1}{\lambda}.$$

R_r — сопротивление, эквивалентное потерям на индукцию в окружающих радиосеть резонирующих цепях: оттяжках, штагах, проволочных линий связи и пр. При этом

$$R_r \equiv \frac{1}{\lambda^2}.$$

R_k — сопротивление эквивалентное потерям на корону

$$R_k \equiv \lambda.$$

R_i — сопротивление, эквивалентное потерям на утечку тока при плохой изоляции радиосети,

$$R_i \equiv \lambda^2.$$

Суммируя все указанные виды сопротивления радиосети по их зависимости от длины рабочей волны, мы можем получить зависимость от длины рабочей волны величины полного сопротивления радиосети R_A . Эта суммарная кривая, равно как и ее составляющие, изображены на рис. 50. Мы видим здесь, что при некоторой определенной для данной радиосети рабочей длине волны полное ее сопротивление R_A имеет минимум. Опыт показывает, что это оптимальное значение длины рабочей волны

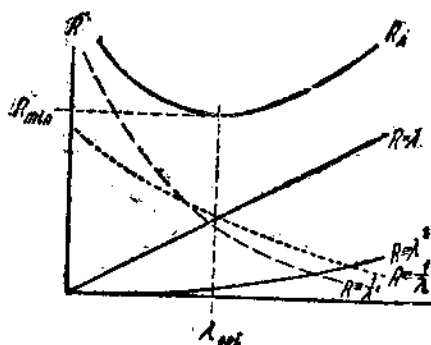


Рис. 50.

раза в два превосходит значение собственной длины волны радиосети

$$\lambda_{opt} \cong 2\lambda_0.$$

Для определения величины вредного собственного сопротивления радиосети М. В. Шулейкин предложил формулу

$$R_{\text{с}} = A \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0}, \dots \dots \dots (47)$$

где A — коэффициент пропорциональности, численно равный вредному сопротивлению радиосети, работающей на собственной длине волны. Из ряда опытов оказывается, что величина A непостоянна и зависит от многих причин: качества заземления, окружающих предметов и т. п., заставляющих его принимать ряд значений в пределах от 0,3 до 7.

Принимая во внимание уравнения (46) и (47), мы можем выражение для полного сопротивления радиосети представить в следующем виде:

$$R_{\text{с}} = 160 \pi^2 \left(\frac{h_{\text{с}}}{\lambda} \right)^2 + A \frac{\lambda}{\lambda_0}.$$

Условие минимума полного сопротивления радиосети найдем обычным образом, а именно:

$$\frac{A}{\lambda_0} - 2 \cdot 160 \pi^2 \frac{h_{\text{с}}}{\lambda_{\text{опт}}} \cdot \frac{h_{\text{с}}}{\lambda_{\text{опт}}^2} = 0, \dots \dots (48)$$

откуда

$$\frac{A}{\lambda_0} = \frac{2}{\lambda_{\text{опт}}} \cdot R_{\text{с}} \dots \dots \dots (49)$$

или

$$R_{\text{с}} = 2 R_{\text{з}},$$

т. е. минимальным значением полного сопротивления $R_{\text{с}}$ радиосеть будет обладать при такой рабочей длине волны, когда вредное сопротивление радиосети равно удвоенному сопротивлению излучения. Это минимальное значение полного сопротивления радиосети при этом будет

$$R_{\text{с min}} = R_{\text{с}} + R_{\text{з}} = 3 R_{\text{з}} \dots \dots \dots (50)$$

Значение оптимальной длины волны, при которой полное сопротивление радиосети имеет минимальное значение, легко определяется из уравнения (48), а именно:

$$\lambda_{\text{опт}} = \sqrt[3]{\frac{2 \cdot 160 \cdot \pi^2 h_{\text{с}}^2 \lambda_0}{A}} = 14,7 \sqrt[3]{\frac{h_{\text{с}}^2 \lambda_0}{A}}.$$

Из уравнения (50), и принимая во внимание уравнение (49) имеем

$$R_{A \min} = \frac{3}{2} A \cdot \frac{\lambda_{\text{opt}}}{\lambda_0},$$

откуда

$$A = \frac{2}{3} R_{A \min} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{opt}}}.$$

И, наконец, исходя из уравнения (46), имеем

$$h_d^2 = \frac{R_z \lambda_{\text{opt}}^2}{160 \pi^2} = \frac{R_{A \min}}{3} \cdot \frac{\lambda_{\text{opt}}^2}{160 \pi^2},$$

откуда

$$h_d = \frac{\lambda_{\text{opt}}}{68,8} \sqrt{R_{A \min}}.$$

Изложенное выше определяет чрезвычайно простой способ экспериментального нахождения ряда величин, характеризующих радиосеть. Сняв экспериментально кривую

$$R_A = f(\lambda),$$

мы можем при ее помощи найти значения λ_{opt} и $R_{A \min}$, после чего при помощи вышеприведенных уравнений вычисляются A , h_d , наимыгоднейшее удлинение и т. п.

Эти построения, выведенные М. В. Шулейкиным, относятся к сетям, работающим на длинных волнах.

§ 35. Контрольные вопросы и примеры.

1) Определить действующую высоту цилиндрической радиосети (рис. 51) как функцию рабочей длины волны. Основные размеры сети указаны на рисунке. Диаметр цилиндра равен 1 м. Число проводов в цилиндре — 6. Диаметр провода — 3 мм. Собственная длина волны радиосети $\lambda_0 = 900$ м.

Решение. Искомая действующая высота в данном случае будет

$$h_d = \alpha_c \cdot h,$$

где коэффициент распределения тока α_c найдется по уравнению (42)

$$\alpha_c = \frac{2 \sin m \left(l - \frac{c}{2} \right) \sin \frac{mc}{2}}{mc \cdot \sin ml}.$$

Здесь

$$c = 84,8 \text{ м},$$

$$l = c + b = 204,8 \text{ м}.$$

Следовательно,

$$\alpha_c = \frac{2\lambda \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(204,8 - \frac{84,8}{2} \right) \cdot \sin \frac{2\pi 84,8}{2\lambda}}{2\pi \cdot 84,8 \cdot \sin \frac{2\pi \cdot 204,8}{\lambda}} =$$

$$= \frac{\lambda \cdot \sin \frac{58464^\circ}{\lambda} \cdot \sin \frac{15264^\circ}{\lambda}}{266,3 \cdot \sin \frac{73728^\circ}{\lambda}}.$$

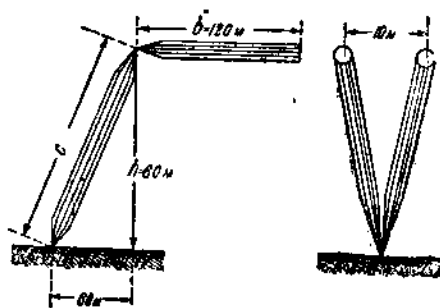


Рис. 51.

Решая полученное уравнение для ряда значений рабочей длины волны λ , получаем

λ	900	1000	1500	2000	3000	7000
α_c	0,903	0,877	0,824	0,813	0,794	0,781
h_0	54,18	52,62	49,44	48,78	47,64	46,86

2) Радиосеть концертной радиостанции ВЦСПС в Москве имеет при рабочей длине волны $\lambda = 938 \text{ м}$ действующую высоту $h_0 = 104 \text{ м}$. Определить сопротивление излучения.

Отв.: $R_{\Sigma} = 19,5 \Omega$.

3) Та же радиосеть имеет собственное сопротивление $R_0 = 2,7 \Omega$. Определить коэффициент полезного действия радиосети.

Отв.: $\eta = 87\%$.

§ 36. Литература.

- 1) W. H. Eccles. „Theory of antenna resistance“. The El., 1920, апрель 2, стр. 370.
 - 2) A. Press. „Antenna form factors“. The El., 1920, октябрь 29, стр. 492 — 493.
 - 3) A. Press. „The radiation resistance of various types of antenna construction“. JIEE, 1921, апрель, стр. 439 — 442.
 - 4) L. Brillouin. „Sur l'origine de la résistance de rayonnement“. Radio-electricité, 1922, апрель, стр. 147 — 152.
 - 5) F. Cutting. „A simple method of calculating radiation resistance“. PIRE, 1922, апрель, стр. 129 — 136.
 - 6) Д. А. Рожанский. „Об излучении антенны“. Т. и Т. 6. п., 1922, июнь, стр. 436 — 445.
 - 7) S. Ballantine. „On the radiation resistance of a simple vertical antenna at wave lengths below the fundamental“. PIRE, 1924, декабрь, стр. 823 — 832; 1925, апрель, стр. 251 — 255.
 - 8) И. Фрейман. „Об единице излучения радиосети“. Т. и Т. 6. п., 1925, июнь, стр. 309 — 314.
 - 9) И. Г. Кляцкин. „Излучение вертикального наземного провода“. Т. и Т. 6. п., 1927, февраль, стр. 33 — 44.
 - 10) F. M. Colebrook. „The balance of power in aerial tuning circuits“. EWWE, 1930, март, стр. 129 — 140.
 - 11) Р. Рюденберг. „Излучение и прием электромагнитных волн“. ГОНТИ, Москва, 1930.
 - 12) Б. А. Розинг. „Обобщенная теория электромагнитного поля и излучения диполя“. ВЭ, 1931, ноябрь — декабрь, стр. 410 — 417.
 - 13) J. A. Ratcliffe, L. G. Vedy, A. F. Wilkins: The spreading of electromagnetic waves from a Hertzian dipole“. JIEE, 1932, май, стр. 522 — 544.
-

ГЛАВА V.

ИСКРОВЫЕ ПЕРЕДАТЧИКИ.

§ 37. Искровой метод возбуждения электрических колебаний высокой частоты. Выше, в § 6, уже был указан простейший метод получения электрических колебаний в замкнутом контуре при питании этого контура от источника переменного тока низкой частоты при помощи искрового разрядника. На рис. 8 была дана принципиальная схема питания колебательного контура. Затем был изложен электрический процесс, была подчеркнута простота метода, и, наконец, был указан его основной недостаток: получающиеся при искровом методе электрические колебания являются колебаниями в большей или меньшей степени затухающими.

Несмотря на этот существенный недостаток искровой метод получения электрических колебаний высокой частоты долгое время являлся единственным, обеспечив практическое развитие радиотехники, как техники связи без проводов и даже на больших расстояниях.

Исторически искровой метод впервые был применен на практике в опытах Герца (1886 г.), поставившего себе задачу доказать справедливость теоретических выводов Максвелла о возможности существования свободных (не связанных с проводом) электромагнитных колебаний. В своих опытах Герц в качестве генератора токов высокой частоты применил развернутый колебательный контур, представленный двумя металлическими телами C , соединенными

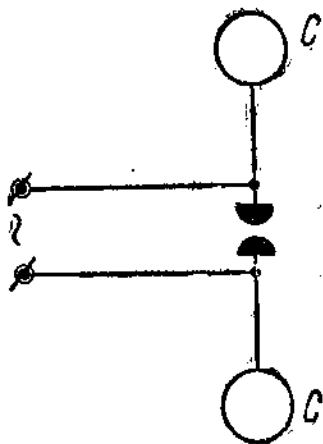


Рис. 52.

между собою проводом с воздушным промежутком посредине (рис. 52).

Успех опытов Герца вызвал к деятельности ряд последователей, из которых итальянцу Маркони пришла мысль заменить двусторонний вибратор Герца односторонним заземленным вибратором и использовать полученную систему для передачи сигналов на большие расстояния. Так появилась первая схема искрового передатчика, получившая название схемы Маркони.

§ 38. Простая схема Маркони. Принципиальная схема искрового передатчика Маркони изображена на рис. 53. В воздуш-

ный провод (антенна) вблизи заземленного конца включен искровой разрядник F . К зажимам разрядника подводится электрическая энергия от вторичной обмотки катушки Румкорфа T , первичная обмотка которой питается от аккумуляторной батареи. В цепи первичной обмотки помещен радиотелеграфный ключ K . При замыкании этого ключа в антенне возникают группы затухающих электрических колебаний (см. § 6), в соответствии с чем в окружаю-

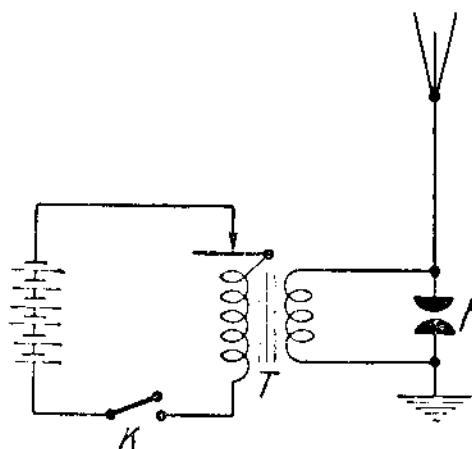


Рис. 53.

щем антенну пространстве возникают свободные электромагнитные колебания.

Само собою разумеется, что в рассматриваемой схеме источником питания колебательной системы может быть и генератор переменного тока с повышающим напряжение трансформатором. Особенностью применения катушки Румкорфа является то обстоятельство, что здесь исключается необходимость иметь силовую установку для приведения во вращение генератора переменного тока низкой частоты, питающего колебательную систему. Отправительная радиостанция, таким образом, не находится в зависимости от исправности этой силовой установки. Поэтому радиотелеграфные передатчики по схеме Маркони с питанием от катушки Румкорфа и нашли,

в свое время, широкое применение в качестве аварийных передатчиков на морских судах.

§ 39. Система радиотелеграфной связи. Предположим, что радиотелеграфный ключ K , помещенный в первичной цепи питающего антенну трансформатора, замкнут. В этом случае в отправительной антенне возникнут группы затухающих колебаний высокой частоты (см. рис. 9). Частота этих групп, как это и было указано в § 6, будет определяться условиями питания колебательного контура. В простейшем случае частота этих групп будет равна удвоенной частоте переменного тока питающего генератора. Так, если частота переменного тока питающего генератора будет равна 1000 периодов в секунду, то число групп затухающих колебаний высокой частоты в отправительной антенне будет равно 2000 в секунду. Ниже мы увидим, что при таких обстоятельствах в телефоне приемной радиостанции мы услышим звук той же частоты, т. е. звук в 2000 периодов в секунду. В звуковой гамме такой частоте соответствует второе верхне-добавочное *си*, легко воспринимаемый человеческим ухом звук. Именно поэтому радиотелеграфные передатчики недавнего прошлого питались от генераторов переменного тока частоты 1000 периодов в секунду (так называемые генераторы повышенной частоты).

Вернемся к роли радиотелеграфного ключа в схеме отправителя. Совершенно очевидно, что при длительном замыкании этого ключа на отправительной станции, мы на приемной станции услышим звук той же длительности. Это будет звуковое тире. При кратковременном замыкании ключа мы услышим кратковременный звук. Это будет звуковая точка. Условная комбинация таких тире и точек позволит осуществить передачу комбинированных сигналов, отвечающих буквам алфавита, т. е. позволит осуществить передачу радиотелеграмм.

§ 40. Азбука Морзе. Общепринятой буквенной системой сочетаний тире и точек является так называемая азбука Морзе, принятая как в проволочной телеграфии, так и в радиотелеграфии.

При передаче от руки при достаточном навыке можно осуществить передачу-прием со скоростью до 150 букв в минуту. Ниже мы увидим, что при автоматизации передачи и приема эта скорость может быть значительно повышена.

§ 41. Недостатки схемы Маркони. Определяющим дальность действия отправительной радиостанции фактором в самом общем случае является мощность излучаемых антенной

электромагнитных колебаний. В свою очередь эта мощность зависит от мощности, подаваемой в излучающую антенну. В простой схеме передатчика Маркони, когда генерирование электрических колебаний происходит в этой самой антенне, первичная мощность может быть определена по приведенному в § 6 уравнению:

$$P = \frac{C_A E^2}{2} \nu,$$

где C_A — емкость антенны,

E — амплитудное значение напряжения на вторичной обмотке силового трансформатора,

ν — число разрядов, т. е. удвоенное значение частоты питающего установку тока.

Анализируя это выражение для полной мощности, нетрудно вскрыть основной недостаток простой схемы передатчика Маркони. В самом деле, величина напряжения E на вторичной обмотке силового трансформатора является ограниченной по производственным и конструктивным соображениям. Оптимистически мы можем предположить, что для целей питания антенны мы имеем $E = 50000$ вольт. Далее, величина ν , согласно изложенному выше, имеет оптимальное значение, равное 2000. Остальная емкость C_A антенны. Для нормальной отправительной антенны для средних значений длин рабочей волны эта емкость будет порядка нескольких сотен сантиметров. Эти данные определяют нам предельное значение полной мощности в антенне простой схемы Маркони, а именно:

$$P_{\max} = \frac{5000 \cdot 50000^2}{9 \cdot 10^{11} \cdot 2 \cdot 1000} \cdot 2000 \cong 14 \text{ kW.}$$

Иначе говоря, простая схема Маркони не обеспечивает возможности получения больших мощностей колебательной энергии. Это — первый недостаток схемы, определяемый небольшим значением емкости заряжаемой колебательной системы (антенны — непосредственно).

Второй недостаток схемы Маркони заключается в самой сущности ее простоты. Эта последняя осуществлена здесь включением искрового разрядника непосредственно в антенну. Так как подобное включение эквивалентно включению в антенну, как колебательную систему, некоторого активного сопротивления, то декремент собственных колебаний антенны при этом возрастает. Таким образом, простая схема Маркони

характеризуется большим декрементом, со всеми вытекающими отсюда отрицательными последствиями.

§ 42. **Схема Брауна.** Логически рассуждая, нетрудно найти способ устранения последнего из указанных в предыдущем параграфе недостатков схемы Маркони. Надлежит лишь искровой разрядник вынести из антенны, оставив за нею только функции излучающего электромагнитную энергию устройства. В этом случае антенна должна будет питаться токами высокой частоты от специального замкнутого колебательного контура, в котором и будет помещен искровой разрядник. Именно так и была решена задача улучшения схемы Маркони. Новая

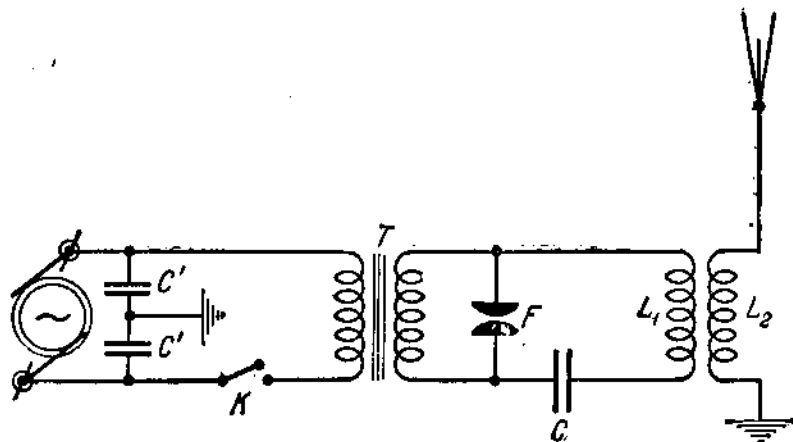


Рис. 54.

улучшенная схема получила название сложной схемы или схемы Брауна, по имени ее автора. В принципиальных чертах эта схема изображена на рис. 54. Здесь связь между первичным колебательным контуром L_1FC и контуром антенны может быть либо трансформаторной, как это и изображено на рис. 54, либо автотрансформаторной. Источник переменного тока — генератор переменного тока низкой частоты — защищается от опасного для его обмоток воздействия токов высокой частоты при помощи блокировочных конденсаторов C' .

Таким образом, в схеме Брауна антенна не нагружается посторонним активным сопротивлением, и, следовательно, декремент ее собственных колебаний имеет меньшее, нежели в схеме Маркони, значение. Излучаемые антенной в схеме

Брауна электромагнитные колебания будут менее затухающими, что в первую очередь повышает изобретательность приема (см. главу XII).

При внимательном рассмотрении схемы Брауна нетрудно установить и еще одно ее преимущество по сравнению со схемой Маркони. В самом деле, в схеме Брауна величина первичной мощности при прочих равных условиях будет определяться величиною емкости C замкнутого контура. Ничто не препятствует выбрать эту емкость достаточно большой, раз в $10 \div 20$ большей, нежели емкость самой антенны. В соответствии с этим вырастает и предельное значение полной мощности, по сравнению с предельным значением этой мощности для схемы Маркони. Иначе говоря, схема Брауна позволяет осуществлять радиопередатчики большой мощности, что ведет к увеличению радиуса действия отправительной радиостанции. По существу схема Брауна представляет собою связанную колебательную систему. Замкнутый контур является первичным колебательным контуром, антенна — вторичным. Для обеспечения перехода колебательной энергии из контура первичного в контур вторичный оба эти контура должны быть настроены в резонанс, т. е. частота колебаний, возбуждаемых в замкнутом контуре, должна равняться собственной частоте антенны. Для обеспечения возможности такой настройки антенная катушка L_2 выполняется с переменным контактом, позволяющим изменять ее коэффициент самоиндукции. Для той же цели может служить включение в антенну добавочного вариометра.

Самый процесс перехода колебательной энергии может принимать различные формы, главным образом в зависимости от устройства искрового разрядника.

§ 43. Резонанс-трансформатор. Искровой метод возбуждения электрических колебаний высокой частоты в первую очередь характеризуется необходимостью применения высокого напряжения, питающего искровой разрядник. Для получения этого высокого напряжения применяется обычный способ трансформатора (трансформатор T на рис. 54). Однако, применение обыкновенного силового трансформатора в этом случае характеризуется тем недостатком, что искра, проскакивающая на зажимах его вторичной обмотки и питаемая высоким напряжением самого трансформатора, легко переходит в дугу, что является не только опасным как для трансформатора, так и для генератора, но и нарушает правильность действия передатчика. Для устранения этого недостатка применяется так называемый резонанс-трансформатор.

Резонанс-трансформатор представляет собою трансформатор с железным сердечником, причем его первичная и вторичная цепи настроены в резонанс, т. е. собственная частота вторичной цепи L_2CL_3 (рис. 55) подбирается равной частоте f питающего генератора. Условием такого резонанса является

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_2 C (1 - k^2)}},$$

где L_2 — самоиндукция вторичной обмотки трансформатора (самоиндукцией L_3 колебательного контура в данном случае можно пренебречь),

C — емкость колебательного контура,

k — коэффициент связи обмоток трансформатора T .

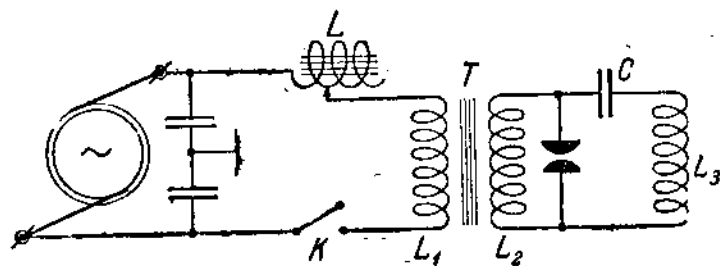


Рис. 55.

Из этого выражения видно, что при заданных значениях f , L_2 и C настройка цепей трансформатора в резонанс может быть осуществляема изменением коэффициента связи k . Для этой цели либо устраивают трансформатор так, что расстояние между его обмотками может быть плавно изменяемо (трансформаторы Воас), либо включают в первичную обмотку реактивную катушку L переменной самоиндукции (например с выдвижным сердечником).

При нажатии ключа K происходит следующее. Вследствие явления резонанса напряжение e (см. рис. 56) будет достигать наибольшего своего амплитудного значения, плавно нарастая. При достижении этого наибольшего амплитудного значения напряжения, или несколько раньше, в зависимости от установленной длины искрового промежутка, произойдет пробой этого искрового промежутка. Тотчас же с появлением искры конденсатор C окажется выключенным из вторичной обмотки

трансформатора T , нарушится резонанс, вследствие чего напряжение на вторичной обмотке резко упадет. Именно это обстоятельство и предотвращает переход искры в дугу.

Заметим, что наибольшая амплитуда напряжения E_2 вторичной обмотки, т. е. амплитудное значение вторичного напряжения резонанс-трансформатора в его установившемся режиме, выражается следующей формулой:

$$E_2 = \frac{E_1 k \sqrt{L_1 L_2} \sqrt{C L_2} (1 - k^2)}{r_2 C L_1}$$

где E_1 — амплитудное значение напряжения первичной обмотки, r_2 — активное сопротивление вторичной цепи.

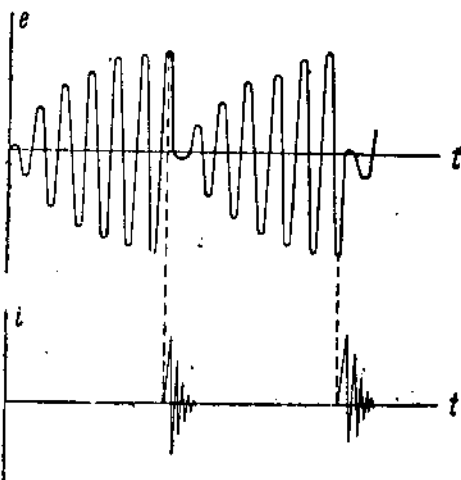


Рис. 56.

Принимая здесь величины E_1 , L_1 , L_2 , C и r_2 постоянными, легко найти, что наибольшее значение величины E_2 получается при

$$k = \sqrt{0,5}.$$

Кроме отмеченного „самозащитного“ действия, резонанс-трансформатор характеризует работу искрового передатчика еще целым рядом достоинств. Прежде всего резонанс-трансформатор определяет строгую регулярность разрядов, что обеспечивает чистый тон принимаемых сигналов.

Далее, применение резонанс-трансформатора позволяет простым изменением расстояния между электродами разрядника изменять число искрообразований в секунду, т. е. изменять высоту тона принимаемого сигнала. Такое обстоятельство имеет важное значение в случае необходимости при радиосвязи уйти от мешающих приему посторонних сигналов.

Резонанс-трансформаторы применяются в искровых генераторах с синхронным разрядником, а также и в искровых генераторах с разрядником Вина. В искровых генераторах с асинхронным разрядником резонанс-трансформатор не применяется.

§ 44. Область применения искровых передатчиков в настоящее время. Современная ламповая техника, предоставляющая в распоряжение техники радиосвязи простые и гибкие схемы генераторов электрических колебаний высокой частоты, к тому же не затухающих, почти вытеснила из применения искровые генераторы. Сейчас эти последние встречаются в виде редкого исключения только на морских судах, чаще всего в качестве аварийных. Именно здесь за ними остается преимущество затухания, дающего тупую настройку на приемной радиостанции. Кроме того искровые генераторы находят себе применение в измерительной технике.

§ 45. Контрольные вопросы и примеры.

1) Назовите основные преимущества и недостатки простой схемы радиотелеграфного передатчика.

2) Назовите основные преимущества и недостатки сложной схемы радиотелеграфного передатчика.

3) Замкнутый контур передатчика имеет катушку, коэффициент самоиндукции которой равен 10^6 с.м., и конденсатор, емкость, которого равна 20 000 с.м. Антенна имеет действующую емкость, равную 4000 с.м. Какова должна быть полная действующая самоиндукция антенны вместе с включенной в нее катушкой?

Отв. $5 \cdot 10^6$ с.м.

4) Назовите основные преимущества применения генераторов повышенной частоты для питания радиотелеграфных передатчиков.

§ 46. Литература.

1) M. Wien. „Über die Dämpfung von Kondensatorschwingungen“ Phys. Z., 1906, том 7, стр. 871.

2) А. Муравьев. „Радиотелеграфное дело“. Петроград, 1916.

3) P. Boucherot. „Décharge oscillante à travers une étincelle de longueur constante“. Radioélectricité, 1922, сентябрь, стр. 368 — 377.

4) P. Boucherot. „Oscillations à travers une étincelle de longueur variable“. Radioélectricité, 1923, февраль, стр. 63 — 70.

5) E. M. Deloraine. „The spark transmitter system of the Eiffel Tower“. W. W. R. R., 1923, март 13. стр. 851 — 854.

ГЛАВА VI.

МАШИННЫЕ ПЕРЕДАТЧИКИ.

§ 47. **Преимущества незатухающих колебаний.** Подкупаящая простота получения электрических колебаний при помощи искрового метода и вытекающая отсюда возможность организации примитивной радиотелеграфной связи (при всей своей примитивности сделавшей в свое время эпоху) определили с самого начала радиотехнику, как технику затухающих колебаний. По мере все возрастающего практического применения этого нового способа связи все яснее и яснее очерчивались его основные недостатки, лежащие именно в применении затухающих колебаний.

Прежде всего затухающие колебания лишь в малой степени удовлетворяют основному требованию правильно организованной системы связи: высокой избирательности приемного устройства, обеспечивающей легкую отстройку приемника от мешающих радиостанций. При прочих равных условиях резонансная кривая (см. § 4) приемника будет иметь тем более острый характер, т. е. избирательность приемника будет тем выше, чем меньше декремент колебаний, излучаемых отправительной радиостанцией. С этой точки зрения наилучшие условия должны обеспечить незатухающие колебания, для которых этот декремент равен нулю. В этом состоит первое преимущество незатухающих колебаний.

Далее, в отличие от излучения электромагнитной энергии группами, как это имеет место при затухающих колебаниях, при колебаниях незатухающих излучение происходит непрерывно. Следовательно, для получения одного и того же количества излученной энергии, при незатухающих колебаниях мы можем иметь в излучающей радиосети электрические колебания гораздо меньших амплитуд, нежели при затухающих колебаниях. В частности, при незатухающих колебаниях мы можем значительно уменьшить амплитудное значение колебательного напряжения, т. е. мы можем значительно упростить

изоляцию верхних проводов радиосети, мы можем применить радиосеть меньшей емкости и т. д. Иначе говоря, при заданной отправительной радиосети мы можем обеспечить при помощи незатухающих колебаний значительно большую мощность, т. е. осуществить радиосвязь на значительно большие расстояния, нежели при помощи затухающих колебаний. В этом состоит второе преимущество незатухающих колебаний.

Ниже (§ 149) мы увидим, что при радиотелеграфной связи при работе незатухающими колебаниями необходимо при приеме применять особый способ, известный под названием гетеродинирования. При таком способе высота тона звучания мембраны приемного телефона может быть чрезвычайно легко изменяема на самой приемной станции в весьма широких пределах. Такое обстоятельство выгодно характеризует применение незатухающих колебаний, так как оно обеспечивает легкую возможность устранения (пусть даже не полного) помех от атмосферных разрядов других работающих на длине волны, близкой к принимаемой, радиостанций и т. д. В противоположность этому затухающий отправитель задает на приемной станции звучание телефонной мембраны с вполне определенной высотой тона, которую дежурный радиотелеграфист не может менять по своему произволу. В этом состоит третье преимущество незатухающих колебаний.

Наконец, незатухающие колебания обеспечивают принципиальную возможность передачи без проводов речи, музыки, изображений, что совершенно неосуществимо при затухающих колебаниях.

Из всего изложенного понятными являются многочисленные попытки, которыми характеризовалось начало нашего века, направленные к отысканию технических способов получения незатухающих колебаний высокой частоты. Естественно при этом было ожидать, что эти попытки должны были пойти

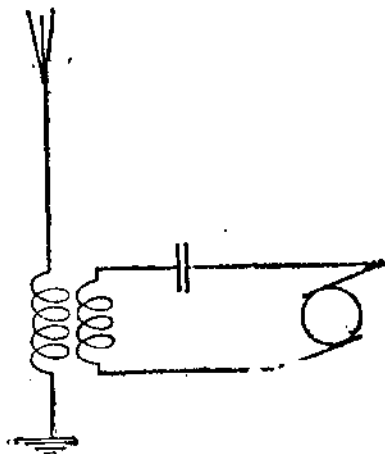


Рис. 57.

в направлении использования хорошо известных принципов получения электрического тока промышленной частоты — при помощи электрических машин. Так возникли многообразные системы машин высокой частоты.

Здесь же мы можем заметить, что применение таких машин чрезвычайно упрощает схему самого радиопередатчика. Достаточно является включить машину в настроенную на ее собственную частоту цепь и связать эту последнюю с настроенной антенной (рис. 57).

Разработанные к настоящему времени машинные генераторы токов высокой частоты могут быть разбиты на два класса: 1) каскадные машины (Гольдшmidt, Бетено) и 2) индукторные машины (Александрсон, Вологдин, Арко и др.)

§ 48. Машина Гольдшmidtа (Goldschmidt). Каскадная машина, работающая на принципе умножения частоты внутри

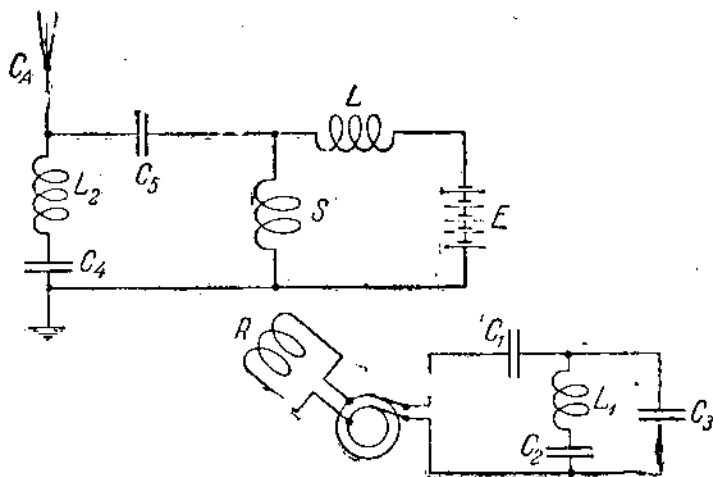


Рис. 58.

себя, представляет собою альтернатор обычного типа, но с большим числом полюсов (до 400), вследствие чего основная частота генерируемого переменного тока достигает высоких значений, порядка 10 000 — 15 000 герц. Состоит из неподвижной магнитной системы — статора, обмотка которого S (рис. 58) питается от источника E постоянного тока, и ротора с обмоткой переменного тока R . Источник питания E ограждается

от действия токов высокой частоты заградительной реактивной катушкой L .

Принцип действия машины Гольдшмидта основан на том положении, что всякое переменное магнитное поле $\Phi \sin \omega t$ может быть разложено на два составляющих поля $\frac{\Phi}{2} \cdot \sin \omega t$,

вращающихся во взаимно противоположных направлениях. Применение этого принципа к рассмотрению машины Гольдшмидта дает следующую картину. Пусть ротор R машины вращается с некоторой угловой скоростью ω . В этих условиях в его обмотке возникает переменный ток частоты f . Переменное магнитное поле этого тока, как уже было сказано, можно разложить на две составляющих, из которых одна, очевидно, будет иметь скорость вращения 2ω по отношению к статору. Эта составляющая вызовет появление в статоре переменного тока частоты $2f$. В свою очередь, переменное магнитное поле этого тока удвоенной частоты также может быть разложено на две составляющих, из которых одна вызовет появление в обмотке ротора переменного тока частоты $3f$. Этот ток вызовет в статоре ток частотой $4f$ и т. д., теоретически до бесконечности. Практически, однако, по причине сильно возрастающих потерь, Гольдшмидт в своих машинах ограничивается четырьмя каскадами трансформации частоты. Отсюда и схема, изображенная на рис. 58, представляющая собою четырехкаскадный генератор Гольдшмидта, работающий на радиосеть. Выявление основной частоты f , а также и нужных ее гармоник, осуществляется применением настроенных контуров. Так, основная частота f выделяется контуром $RC_1L_1C_2$ ротора. Удвоенная частота $2f$ выделяется контуром $SC_4L_2C_5$ статора. Утроенная частота $3f$ выделяется контуром RC_1C_3 . И, наконец, рабочая учетверенная частота выделяется контуром антенны C_4C_5S .

В качестве характеризующих машины Гольдшмидта величин можно назвать следующие. Машина, которая была установлена на радиостанции в Эйльвезе, имела 384 полюса и развивала 3100 оборотов в минуту. Эта машина давала 150 kW при частоте $f_1 = 40\,000$ герц (рабочая длина волны $\lambda = 7500$ м). Машина, которая была установлена в Тукертоне, имела 400 полюсов и при частоте 50 000 герц ($\lambda = 6000$ м) давала 200 kW.

Машина Гольдшмидта характеризуется сравнительно невысоким коэффициентом полезного действия (порядка 40%) и большими трудностями своего изготовления. Достаточно указать,

что для уменьшения магнитного рассеяния междужелезное пространство в машине Гольдшмидта должно быть порядка всего лишь 0,8 мм при линейной скорости движения ротора, равной 200 м в секунду.

§ 49. Машина Александерсона (Alexanderson). Машина Александерсона относится к классу индукторных машин, т. е. машин, имеющих две обмотки (обмотку возбуждения и обмотку переменного тока) на статоре, в то время как ротор не имеет никаких обмоток. Устройство машины можно рассмотреть

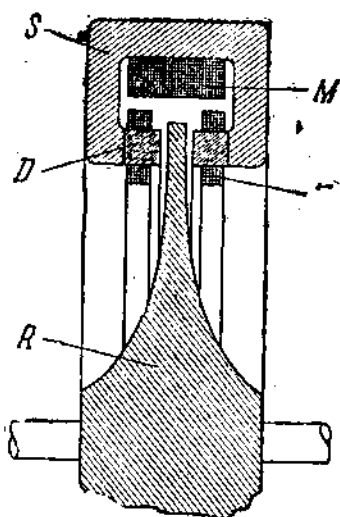


Рис. 59.

по схематическому поперечному ее разрезу, изображенному на рис. 59. Она состоит из кольцевого желобчатого чугунного ярма-статора *S*, на котором уложена обмотка возбуждения *M*. По краям жолоба прикреплены наконечники *D* из тонкого листового железа, несущие обмотку переменного тока *F*. Число таких магнитных систем на статоре делается весьма большим (200 + 300), причем все обмотки переменного тока соединяются последовательно, что ведет к увеличению переменного напряжения на зажимах машины.

Между наконечниками *D* вращается тонкий край ротора *R*, сидящего на гибком валу. Этот ротор изготавливается из прочного магнитного металла (хромо-никелевая сталь) и имеет форму тела

равного сопротивления. По периферии ротора выфрезированы в большом количестве зубцы, промежутки между которыми для уменьшения, при вращении ротора, трения о воздух заполнены немагнитным материалом. Подобная конструкция ротора допускает очень большие линейные скорости вращения, до 300 м/сек. и выше.

Действие машины основано на следующем. При вращении ротора промежутки между наконечниками *D* периодически изменяются, точнее, изменяется его магнитное сопротивление. Когда в промежуток входит зубец ротора — магнитное сопротивление промежутка уменьшается; когда в промежуток входит немагнитный зазор между зубцами ротора — магнитное сопро-

тивление промежутка увеличивается. Таким образом, при вращении ротора величина магнитного потока, создаваемого обмоткой возбуждения M в статоре S и замыкающегося через промежуток между наконечниками D , будет периодически меняться. Вследствие этих изменений потока в обмотках F возникнет переменная электродвижущая сила. Если число пар полюсов машины (число пар зубцов ротора) равно p , а число оборотов ротора в минуту равно n , то частота индуктируемой в обмотках F электродвижущей силы будет равна

$$f = \frac{pn}{60} \dots \dots \dots (51)$$

В обыкновенных синхронных машинах при тех же условиях частота индуктируемого переменного напряжения будет равна

$$f = \frac{pn}{60},$$

т. е. в два раза меньше частоты машины Александерсона.

Именно это обстоятельство, а также отсутствие обмотки на роторе и составляют преимущества машин индукторного типа перед машинами синхронными при генерировании токов высокой частоты.

Из уравнения (51) непосредственно следует, что для повышения значения частоты f надлежит увеличивать как число зубцов ротора $2p$, так и число оборотов ротора n . Таким увеличением практика, однако, ставит известные пределы, а именно: так как увеличение числа оборотов n влечет за собою увеличение периферической скорости ротора, а эта последняя увеличивает механические усилия на периферии ротора и вытекающие отсюда производственные трудности, то числу оборотов n ставится предел предельным значением периферической скорости, равным $200 \div 300$ м/сек. Кроме того, увеличение числа зубцов $2p$ на роторе ведет к увеличению радиуса ротора, а это в свою очередь сопряжено с повышением скорости.

Примером построенной Александерсоном машины может служить машина, которой была оборудована трансатлантическая радиостанция в New Brunswick'e (Америка). Эта машина развивает мощность в 200 kW при частоте 22 000 герц ($\lambda = 13630$ м). Ротор машины работает от зубчатой передачи и дает 2170 об/мин. Коэффициент полезного действия этой машины около 50%.

В описываемой машине, а также и во всех машинах высокой частоты, особое внимание должно быть уделено вопросу автоматического регулирования скорости вращения ротора. Дело в том, что при изменении скорости вращения, т. е. при изменении числа оборотов ротора n , будет изменяться и частота f генерируемого переменного тока. Питаясь такой машиной радиосеть будет излучать, как говорят, „гуляющую“ волну, способную расстроить всю организацию радиосвязи. Поэтому скорость вращения ротора машины должна обладать известной устойчивостью, причем степень устойчивости определяется международными нормами стабильности в зависимости от длин волн.

§ 50. Машина Вологодина. В машине Вологодина, представляющей собою модификацию машины Александерсона,

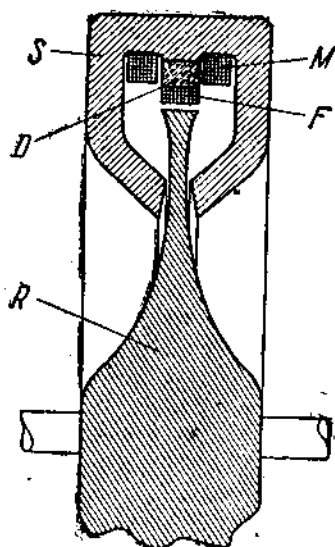


Рис. 60.

магнитная система включает в себе всего лишь один полюсный наконечник D , несущий обмотку переменного тока F и расположенный против торцевой поверхности вращающегося ротора R (рис. 60). Ярмо статора S имеет две намагничивающие обмотки M , расположенные симметрично по обеим сторонам наконечника. При такой конструкции получаются две магнитные цепи, две магнитодвижущие силы, пересекающие ротор во взаимно встречных направлениях. При таких условиях вал машины не получает продольного осевого намагничивания, как это имеет место в машине Александерсона с одной магнитной цепью.

В различное время Вологдиным были построены машины:

- 1) мощностью 2 k W на частоту 60 000 герц,
- 2) мощностью 3 k W на частоту 20 000 герц,
- 3) мощностью 50 k W на частоту 20 000 герц
- 4) мощностью 150 k W на частоту 15 000 герц.

Машина последнего типа приведена на рис. 61.

§ 51. Статические умножители частоты. Получение при помощи вращающихся машин частоты, достаточно высокой

для непосредственного питания антенны, т. е. частоты во всяком случае не меньшей 15 000 герц (λ не больше 20 000 м), сопряжено с огромными трудностями как конструктивного, так и эксплуатационного характера. Достаточно указать, например, что в высокочастотной машине Александерсона при огромной скорости вращения ротора, достигающей до 300 м/сек. на периферии, воздушный зазор между ротором и статором

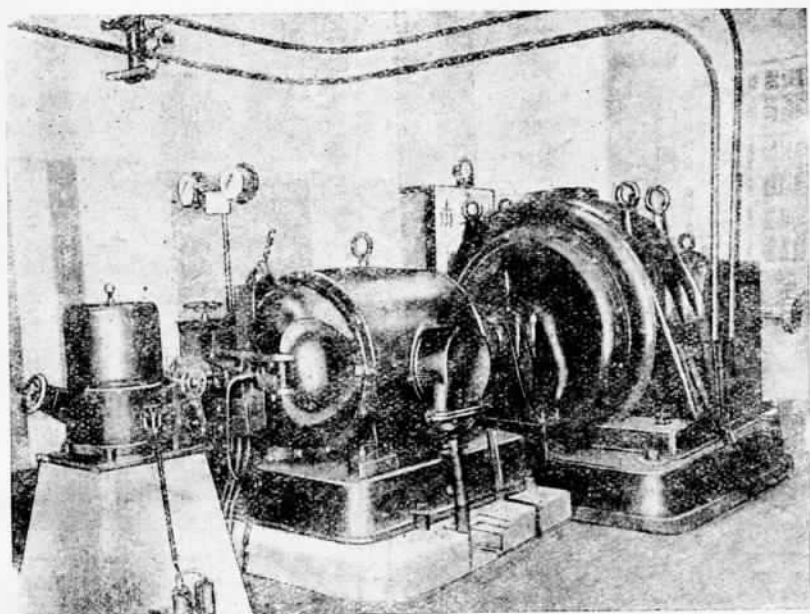


Рис. 61.

имеет ничтожную величину, порядка 1 мм, или что для пуска 200 kW машины Александерсона требуется время порядка 30 минут.

Более простым решением вопроса является осуществление машины на сравнительно низкую частоту, порядка 5000—15 000 герц, увеличиваемую затем, для подачи в антенну, при помощи специальных стационарных трансформаторов (статические умножители частоты). Именно по этому пути и пошли Арко, Вологдин и др.

Среди нашедших себе практическое применение статических умножителей частоты встречаются трансформаторы,

увеличивающие частоту в два, три раза (удвоители и утроители частоты). Для увеличения частоты в большее число раз применяется система последовательного включения нескольких трансформаторов (каскад).

§ 52. Удвоитель Эпштейна (Epstein) На рис. 62 представлена схема удвоения частоты при помощи системы, впервые

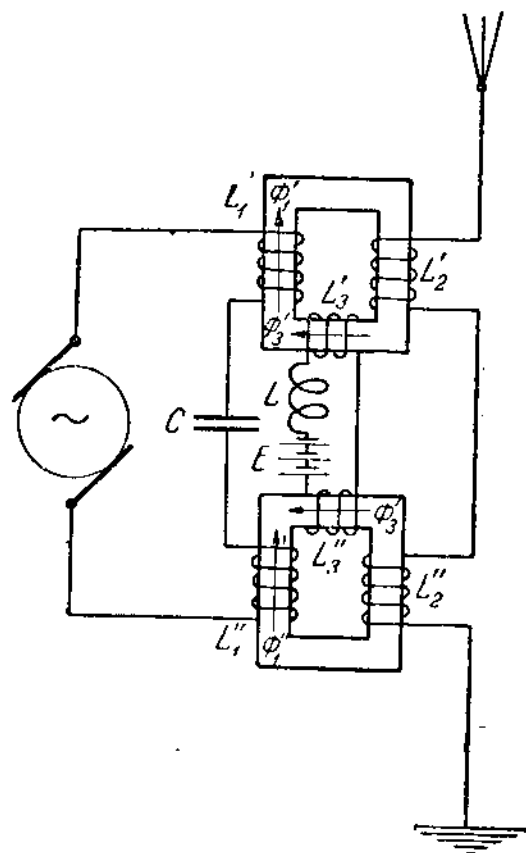


Рис. 62.

предложенной Эпштейном, а затем разработанной многими авторами (Валлури, Жоли, Арко). Система состоит из двух трансформаторов, каждый из которых несет по три обмотки. Обмотки L'_1 и L''_1 являются первичными обмотками трансформаторов; эти обмотки намотаны согласно, соединены последовательно и работают от машины высокой частоты. Конденсатор C служит для настройки внешней цепи $L'_1 CL''_1$ генератора на частоту последнего. Обмотки L'_2 и L''_2 являются вторичными обмотками трансформатора; эти обмотки намотаны навстречу, соединены последовательно и работают на радиосеть. Наконец, обмотки L'_3 и L''_3 являются намагничивающими трансформаторами обмотками постоянного тока, работающими от источника E постоянного тока. Для защиты намагничивающей цепи $L'_3 L''_3 E$ от проникновения в нее токов высокой частоты в эту цепь включается реактивная катушка L высокой частоты.

маторы обмотками постоянного тока, работающими от источника E постоянного тока. Для защиты намагничивающей цепи $L'_3 L''_3 E$ от проникновения в нее токов высокой частоты в эту цепь включается реактивная катушка L высокой частоты.

Принцип удвоения частоты в системе основан на использовании магнитного насыщения железа. Как известно, магнитная характеристика $B = f(H)$ железа имеет вид, изображенный на рис. 63-а. При помощи подмагничивающей цепи начальное магнитное состояние железа обоих трансформаторов доводится до степени, близкой к насыщению (точка А на кривой намагничивания). Если теперь в цепи первичных обмоток трансформаторов будет проходить переменный ток i частоты f , то:

1) при положительной полуволне тока в одном из трансформаторов, например в верхнем (рис. 63), результирующий поток Φ' , будет изменяться очень мало [кривая б) на рис. 63], в то время как в нижнем трансформаторе, наоборот, результирующий поток Φ'' , будет изменяться значительно [кривая с) на рис. 63];

2) при отрицательной полуволне тока явления в обоих трансформаторах поменяются местами.

Следствием такого изменения потоков явится появление в радиосети, настроенной на двойную частоту (в катушках L_1 и L_2), переменной э.д.с. e удвоенной частоты $2f$ [кривая d) на рис. 63].

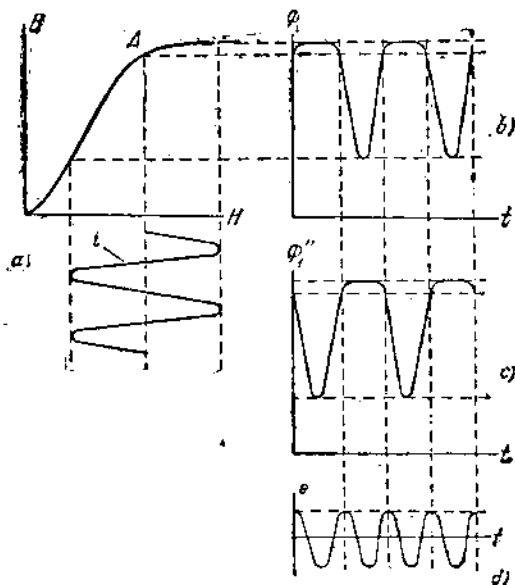


Рис. 63.

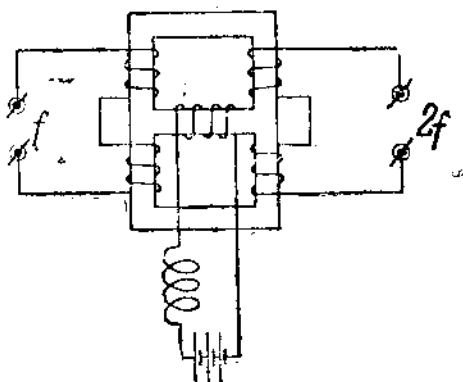


Рис. 64.

Для уменьшения потерь железа в таких трансформаторах должно быть самого высокого качества; самые сердечники выполняются в виде пакетов из листового тонкого (порядка

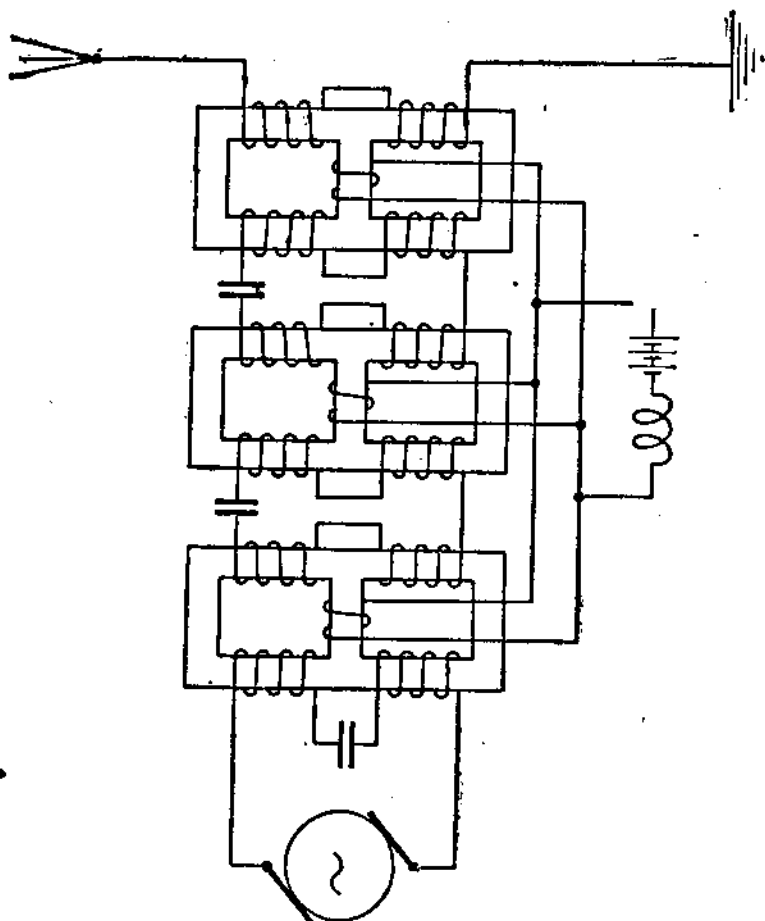


Рис. 65.

0,07 мм) железа, обклеенного тонкой же бумагой. Для увеличения охлаждения трансформаторы помещаются в масло. Коэффициент полезного действия достигает значений выше 80%.

Простейшая модификация рассмотренного принципа удвоения частоты была разработана Joly и состоит в совмещении двух трансформаторов (рис. 64).

При каскадном включении трансформаторов возможно получение многократного удвоения частоты. Так, на рис. 65 изображена схема 8-кратного увеличения основной частоты генератора при помощи каскада из трех трансформаторов.

§ 53. Утроитель частоты Тейлора (Tayler). Этот утроитель состоит из двух трансформаторов, один из которых работает на точке насыщения, а другой — в нормальных условиях. Пусть изменение напряжения на зажимах машины вы-

сокой частоты будет представлено синусоидой (рис. 66-а). Тогда изменение потока Φ_1 , на-

пример, в одном трансформаторе, ненасыщенном, будет иметь остро выраженный характер, а изменение потока Φ_2 в другом трансформаторе будет иметь приплюснутый характер (рис. 66-б). В обмотках, включенных в радиосеть и направленных друг другу навстречу, мы получим, таким образом, ток утроенной частоты (рис. 66-с).

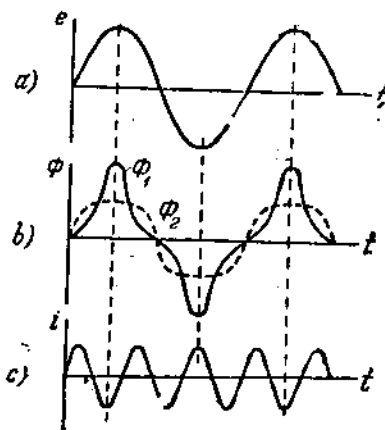


Рис. 66

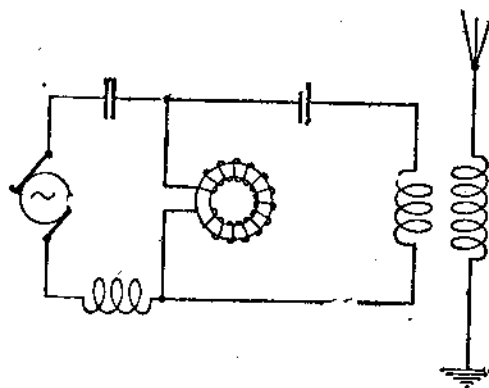


Рис. 67.

в железе трансформатора и извлечении затем высшей гармоники. Схема умножителя представлена на рис. 67. Здесь намагничивание сердечника трансформатора осуществляется пере-

§ 54. Умножитель частоты Шмидта (Schmidt). В этом умножителе частоты используется принцип искажения магнитного потока

менным током i_1 машины высокой частоты. Этот ток, в известных условиях, вызовет в сердечнике трансформатора магнитный поток Φ (рис. 68), а следовательно на зажимах трансформатора напряжение, изменяющееся по кривой e (рис. 68). Если теперь к зажимам трансформатора приключить колебательную цепь, то настройкой этой цепи можно выделить любую гармонику кривой напряжения e .

Рассматриваемый трансформатор выполняется в виде тороида из железных проволок. Коэффициент полезного действия при работе от машины, генерирующей ток, частоты 10000 герц, и при 30-кратном умножении, составляет около 25%.

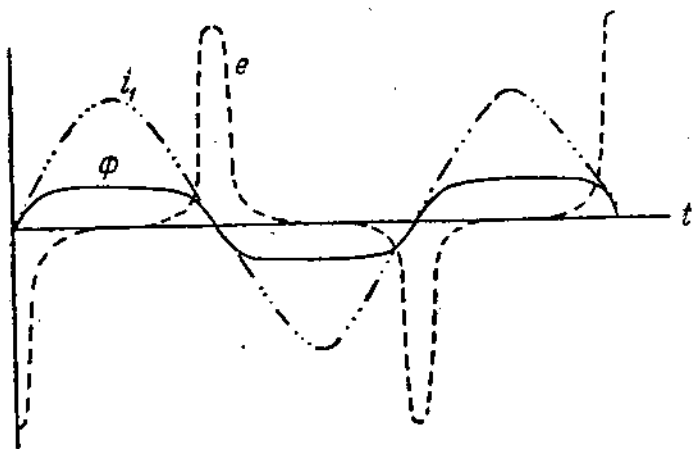


Рис. 68.

§ 55. Пример машинной радиостанции. В качестве заключения настоящей главы рассмотрим пример современной машинной радиостанции.

На рис. 69 приведена схема мощной машинной радиостанции, предназначенной для дальней радиотелеграфной связи.

§ 56. Контрольные вопросы и примеры.

- 1) Перечислить основные преимущества применения незатухающих колебаний для радиосвязи.
- 2) В чем состоит принцип действия машины Гольдшмидта?
- 3) Определить величину периферической скорости ротора машины Александерсона, работающей на длине волны $\lambda = 12000$ м, если диаметр ротора $d = 1,2$ м; число пар зубцов на роторе $p = 200$.

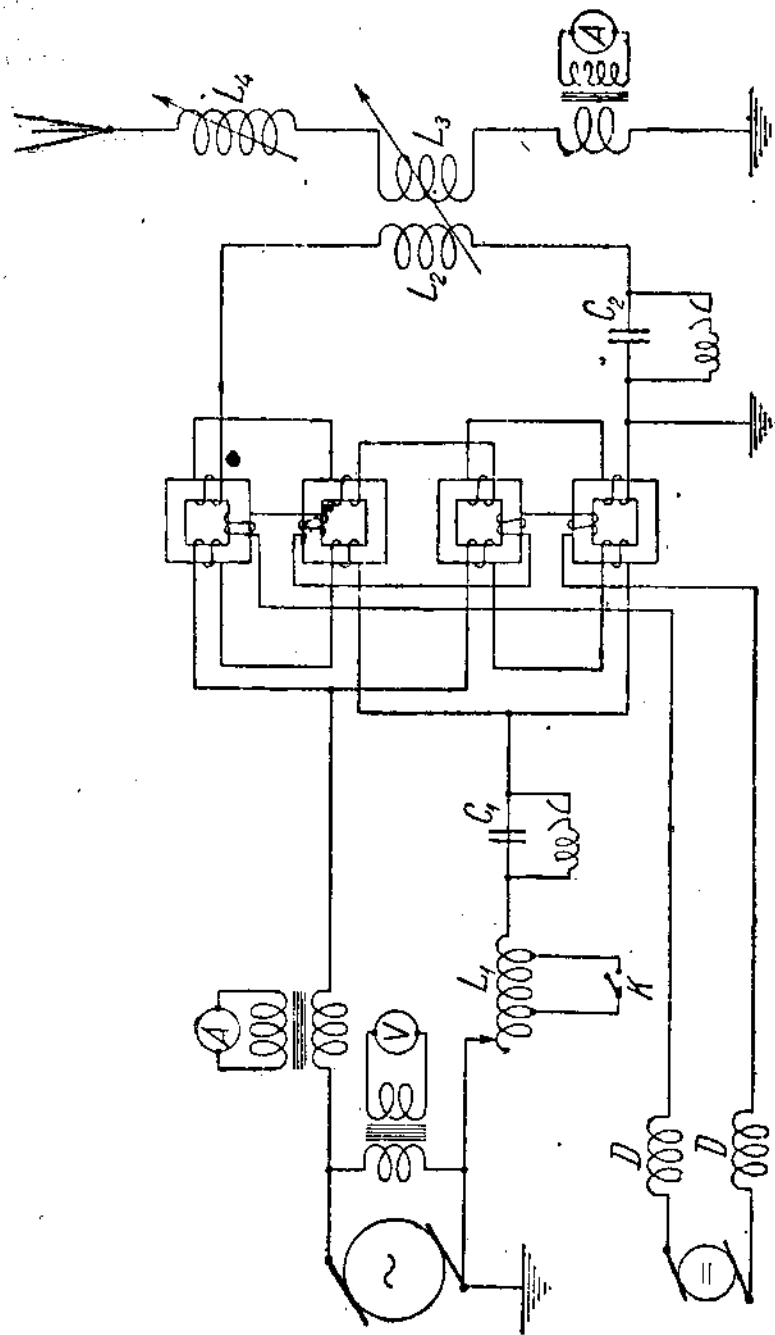


Рис. 69.

О т в.: 235 м/сек.

4) В чем заключается разлнчие конструкций машины Александрсона и машины Вологодина?

5) Составить принципиальную схему соединений основных элементов для радиотелеграфной станции, работающей от машины высокой частоты с двукратным удвоением при помощи статических удвоителей.

§ 57. Литература.

1) О. Лодж. „О динамомашине большой частоты“. В Т. 6. п., 1913 октябрь, стр. 305—324.

2) Е. Е. Мауер. „The Goldschmidt system of radio telegraphy“. PIRE, 1914, февраль, стр. 69—108.

3) В. Вологдин. „Статический умножитель частоты“. Т. и Т. 6. п., 1920, июль, стр. 229—241.

4) E. F. W. Alexanderson. „Trans-atlantic radio communication“. G. E. R., 1920, октябрь, стр. 794—803.

5) E. E. Bucher. „The Alexanderson system for radio communication“. C. E. R., 1920, октябрь, стр. 813—839.

6) И. Фрейман. „Основные задания для машины высокой частоты для радиопередачи“. Т. и Т. 6. п., 1921, январь, стр. 331—341.

7) K. Schmidt. „Die Maschinen für drahtlose Telegraphie“. Jdd T. и T., 1921, июль, стр. 2—28.

8) Н. М. Обухов. „Генератор-трансформатор токов высокой частоты“. Т. и Т. 6. п., 1921, октябрь, стр. 47—62; 1922, январь, стр. 189—200.

9) M. Latour. „Multiplicateur statique de fréquence pour l'obtention industrielle de très hautes fréquences en T. S. F.“. Radioélectricité, 1922, июнь, стр. 245—248.

10) М. М. Вербицкий. „Машинный передатчик Московской Ходынской радиостанции“. Т. и Т. 6. п., 1922, декабрь, стр. 779—795.

11) H. Edlès. „Die Hochfrequenz-maschinen der Société Française Radio-Électrique in Paris“. Jdd T. и T., 1923, апрель, стр. 261—272.

12) Н. Обухов. „О генераторе-трансформаторе токов высокой частоты“. Т. и Т. 6. п., 1923, декабрь, стр. 455—464.

13) N. Lindenblad, W. W. Brown: „Frequency multiplication principles and practical applications of ferro-magnetic methods“. J. A. I. E. E., 1925, май, стр. 469—473.

14) М. Оснос. „Повышение частоты при помощи сильно насыщенных трансформаторов“. Т. и Т. 6. п., 1925, август, стр. 350—363.

15) F. W. Gillard. „The Lorenz high-frequency system for radio transmission“. E. W. W. E., 1926, апрель, стр. 215—219.

16) I. Koga. „A new frequency transformer or frequency changer“. J. I. E. E. of J., 1927, февраль, стр. 146—156; P. I. R. E., 1927, август, стр. 669—678.

17) В. Вологдин. „Машина высокой частоты“. Т. и Т. 6. п., 1927, октябрь, стр. 465—484.

18) М. Оснос, Заммер. „Потери в железе трансформаторов частоты“. Т. и Т. 6. п., 1929, август, стр. 379—388.

19) Спицын. „Мощный машинный передатчик“. Электросвязь, 1929, сентябрь, стр. 15—25.

ГЛАВА VII.

ДУГОВЫЕ ПЕРЕДАТЧИКИ.

§ 58. Вольтова дуга. Если включить в цепь источника постоянного тока два, например, угольных электрода, приведенные в соприкосновение, а затем эти электроды несколько раздвинуть, то произойдет следующее явление. При коротком замыкании электроды сильно разогреются, а по раздвижении их излучаемые отрицательным электродом (катодом) свободные электроны будут при своем движении к электроду положительному (аноду) ионизировать газовые молекулы, находящиеся в промежутке между электродами, вследствие чего и установится бурный перенос электрических зарядов между этими двумя электродами, установится прохождение электрического тока через газовый промежуток, разделяющий электроды. Это явление носит название вольтовой дуги.

Явление вольтовой дуги сопровождается сильным излучением света, обусловленным высокой температурой электродов. Так, температура анода достигает $3500-4000^{\circ}$, а температура катода — 3100° . Сильно нагретый анод быстро испаряется, и на его торцевой поверхности вследствие этого образуется углубление — кратер (а на рис. 70). В то же время менее нагретый катод, накапливая на себе теряемые анодом частицы вещества, образует на своей торцевой поверхности наросты (b на рис. 70). Вследствие более низкой температуры катод может быть изготовлен меньшего, по сравнению с анодом, диаметра.

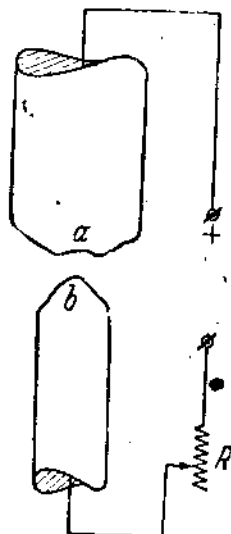


Рис. 70.

§ 59. Статическая характеристика дуги. Зависимость между силой тока вольтовой дуги и приложенным к ее электродам напряжением носит название характеристики дуги. В том случае, когда приложенное напряжение является напряжением постоянным, такая характеристика носит название статической характеристики. Такая статическая характеристика вольтовой дуги имеет вид, изображенный на рис. 71. Из нее видно, что вольтова дуга является проводником, сопротивление которого изменяется вместе с изменением силы протекающего тока, а именно с увеличением силы тока сопротивление дуги умень-

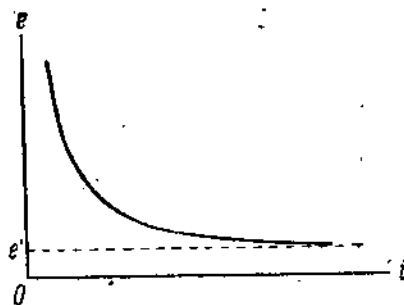


Рис. 71.

шается и наоборот. Иначе говоря, с увеличением силы тока уменьшается потребное для его поддержания напряжение на электродах дуги и наоборот. Такая характеристика носит, как известно, наименование падающей. Именно это обстоятельство и определяет собою возможность применения вольтовой дуги для генерирования незатухающих колебаний высокой частоты.

Представленная на рис. 71 статическая характеристика вольтовой дуги может быть выражена аналитически при помощи следующего уравнения, предложенного Айртоном (Ayrton)

$$E = a + \frac{\alpha + \beta I}{I},$$

где I — длина дуги,

α , β — постоянные, зависящие от материала электродов и от свойств среды, в которой происходит горение дуги,

a — постоянное напряжение на электродах дуги при большой силе тока, когда происходит спокойное горение дуги. Это напряжение называется напряжением горения дуги и равно приблизительно 30—40 вольтам (отрезок Oe' на рис. 71).

Из этой формулы видно, что в начальный момент, когда сила тока через дугу равна нулю, напряжение на электродах дуги должно быть очень большим. Это напряжение называется напряжением зажигания дуги.

Основным параметром вольтовой дуги является крутизна ее характеристики, скорость падения этой характеристики. Приведенное уравнение Айртон позволяет заключить, что эту крутизну можно произвольно менять, меняя материал электродов и газовую среду, в которой происходит горение дуги. Оказывается, например, что при горении дуги в воздухе, если при этом электроды угольные, крутизна характеристики имеет малую величину (кривая *a* на рис. 72). Если же дугу поместить в более теплопроводящий газ (водород, светильный газ, пары алкоголя, пары керосина), а анодный электрод изготовить из меди, то крутизна характеристики значительно вырастает (кривая *b* на рис. 72).

§ 60. Генерирование незатухающих колебаний. Оговоримся прежде всего, что термин „генерирование“ не вполне точно определяет те функции дуги, которые она несет в схеме получения незатухающих колебаний высокой частоты. Здесь дуга является по существу не генератором, а преобразователем: при помощи вольтовой дуги, как прибора с падающей характеристикой, производится преобразование электрической энергии постоянного тока в энергии тока быстро переменного. Правильнее будет говорить не о „дуговом генераторе“, а о „дуговом преобразователе“, или, с чем мы познакомимся ниже, не о „ламповом генераторе“, а о „ламповом преобразователе“. В современной терминологии установилось, однако, первое наименование.

Принципиальная схема получения электрических незатухающих колебаний при помощи вольтовой дуги изображена на рис. 73. Здесь параллельно электродам вольтовой дуги приключены цепь источника питания и колебательный контур. В цепи питания находятся источник постоянного напряжения E_0 , пусковое сопротивление R_0 , большое реактивное сопротивление, образуемое катушкой самоиндукции L_0 . Колебательный контур образован емкостью C , самоиндукцией L ; распределенное активное сопротивление этого контура обозначено на схеме через R .

Приведя первоначально электроды дуги в соприкосновение, а затем раздвинув их, мы с возникновением вольтовой дуги получим следующий электрический процесс.

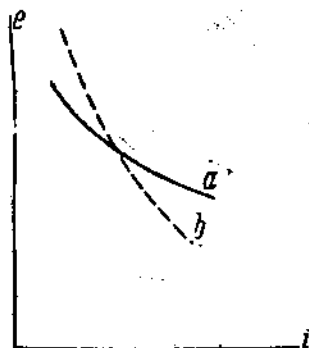


Рис. 72.

Так как полный ток питания I_0 , посылаемый источником, проходит в цепи, содержащей реактивное сопротивление, образуемое катушкой самоиндукции L_0 , то сила его, практически, все время сохраняется постоянной. Этот ток разветвляется на ток I_a , питающий дугу, и ток I_0 , заряжающий конденсатор C .

Рассмотрим колебательный процесс. За исходный момент возьмем момент включения на дугу колебательного контура, когда дуга находилась в условиях спокойного горения. Тотчас же после такого включения, вследствие появления тока I_0 , заряжающего конденсатор, сила постоянного питающего дугу тока I_a начнет уменьшаться. Вместе с этим, как это явствует из статической характеристики дуги, напряжение на электродах

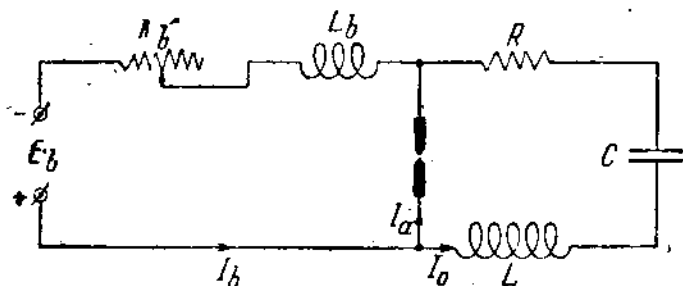


Рис. 73.

дуги начнет вырастать. Таким образом, здесь мы имеем процесс зарядки конденсатора C колебательного контура, как бы всплеск дуги, посылающей электрический заряд конденсатору C . Вследствие инерции катушки самоиндукции L напряжение, до которого при этом зарядится конденсатор, достигнет величины, превышающей напряжение дуги. Тогда возникнет ток разряда конденсатора. Это обстоятельство немедленно вызовет увеличение тока через дугу, а, следовательно, уменьшение напряжения на ее электродах, что в свою очередь будет способствовать дальнейшему разряду конденсатора. Здесь мы имеем как бы всплеск конденсатора, разряжающегося через дугу. В результате в цепи RCL колебательного контура мы получаем электрические колебания, частота которых определяется физическими постоянными этого контура по известному уравнению Томсона:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

Впервые описанный принцип получения электрических колебаний был применен Дудделем (Duddel) (1900 г.). Этому экспериментатору удалось получить при помощи вольтовой дуги электрические колебания на сравнительно низкой (звуковой) частоте. Так как колебания силы тока, проходящего через дугу, вызывают изменения температуры, а эти изменения влекут за собой колебания давления в окружающей вольтову дугу газовой среде, то процесс получения электрических колебаний сопровождается в данном случае образованием звуковых колебаний. Отсюда распространенное название: поющая дуга.

§ 61. **Динамическая характеристика дуги.** Выше была указана зависимость между током и напряжением для вольтовой дуги в статическом режиме (рис. 71). При быстрых изменениях тока эта зависимость имеет уже иной вид. Вследствие различия температурных условий в дуге при нарастании и при убывании тока, характеристика принимает вид замкнутой петли, изображенной на рис. 74. Эта характеристика носит название характеристики динамической. Ее отличие от статической характеристики заключается в том, что сила тока изменяется в зависимости от напряжения двузначно, а именно: возрастающему току соответствуют большие значения напряжения, нежели току убывающему. Такое явление объясняется остаточным нагреванием электродов, вследствие которого сопротивление дуги уменьшается при убывающем токе. Оно внешне аналогично известному явлению гистерезиса в магнитных массах и называется гистерезисом дуги.

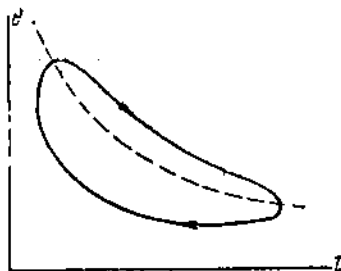


Рис. 74.

Это явление явилось первым препятствием применению вольтовой дуги для генерирования электрических колебаний высокой частоты. Дудделю удалось получить лишь колебания не свыше 40000 герц. Нужны были последующие изыскания и усовершенствования, которые позволили достигнуть получения частот до 100000 герц. Такие усовершенствования были сделаны инженерами Паульсеном (Poulsen) и Педерсеном (Pedersen).

§ 62. **Два рода колебаний.** В колебательном процессе через дугу проходят две составляющих тока: постоянная I_a и переменная I_o . Соотношение между значениями этих составляющих

полностью определяет весь характер электрического процесса в дуге. Возможные соотношения здесь следующие:

- 1) $I_a > I_0$,
- 2) $I_a < I_0$.

В соответствии с этим различают

- 1) колебания 1-го рода,
- 2) " " 2 " " .

§ 63. Колебания 1-го рода. Колебания 1-го рода характеризуются тем, что значение постоянного тока, питающего дугу,

никогда не меньше значения переменного тока, генерируемого в колебательном контуре. Плоская диаграмма токов для этого случая изображена на рис. 75. Здесь суммарный ток I , проходящий через дугу, является током пульсирующим. В таком режиме дуговой генератор характеризуется невысоким коэффициентом полезного действия.

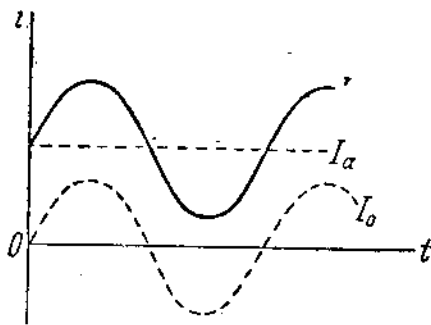


Рис. 75.

§ 64. Колебания 2-го рода. При колебаниях 2-го рода значение переменного тока, генерируемого в колебательном контуре, превышает значение постоянного питающего дугу тока. Плоская диаграмма токов для этого случая изображена на рис. 76. Здесь суммарный ток I , проходящий через дугу, периодически становится равным нулю, в соответствии с чем

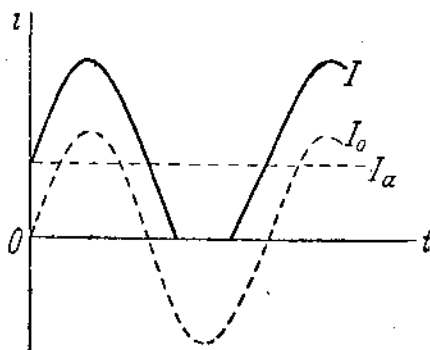


Рис. 76.

происходит периодическое потухание дуги. Во время таких периодических потуханий дуги конденсатор колебательного контура получает возможность заряжаться до более высокого потенциала, нежели при колебаниях 1-го рода. Отсюда вытекает,

что при колебаниях 2-го рода коэффициент полезного действия дугового генератора будет больше, нежели при колебаниях 1-го рода. Поэтому на мощных радиоотправительных установках всегда применялись дуговые генераторы, работающие колебаниями 2-го рода, в то время как генераторы 1-го рода, дающие правильную синусоиду, начали свое применение в измерительной технике.

§ 65. Магнитное дутье. Для обеспечения систематического потухания дуги инженером Паульсеном был предложен способ выдувания дуги при помощи поперечного магнитного поля. Способ заключается в следующем. Электроды дуги располагаются между двумя полюсами электромагнита так, что магнитное поле пересекает дугу в перпендикулярном направлении. В этих условиях магнитное поле будет выбрасывать ионы из пространства, занимаемого дугой, т. е. будет ускорять процесс деионизации в дуговом промежутке, будет способствовать ускорению потухания дуги. Обмотка такого электромагнита питается либо от независимого источника электрического тока, либо от источника, питающего дугу (самовозбуждение).

Для правильного функционирования системы магнитного дутья величина создаваемого электромагнитами потока индукции должна быть выбрана в соответствии с частотой (длиной волны) генерируемых колебаний. В теории Фуллера (Fuller) для такого выбора дана следующая формула:

$$B = \frac{k \sqrt{P_b}}{\lambda}, \quad \dots \dots \dots (52)$$

где B — индукция магнитного потока в килогауссах,
 P_b — потребляемая генератором мощность в киловаттах,
 λ — рабочая длина волны в километрах,
 k — постоянная, зависящая от той газовой среды, в которой горит дуга; так, для керосина $k = 4,25$; для паров алкоголя $k = 8,5$.

Что касается формы полюсов электромагнита, то в мощных генераторах им надлежит придавать форму усеченного конуса (рис. 77). Такая форма обеспечивает наибольшую возможную

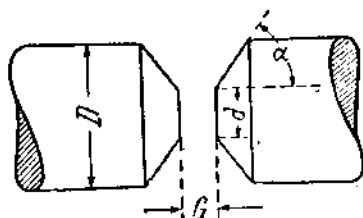


Рис. 77.

равномерность магнитного потока между электродами, причем угол α должен быть порядка $54 + 60^\circ$. Междужелезное пространство O должно быть, очевидно, возможно меньше, но ограничивается силой тока, напряжением, зависит от размеров электродов. На рис. 78 даны зависимости, связывающие величину междужелезного пространства O с диаметром D полюсов, магнитной индукцией B и углом α .

С другой стороны, величина междужелезного пространства O связывается с величиною диаметра d полюса соотношением

$$\frac{d}{O} = 1,6 \div 2,0.$$

В мощных генераторах величина междужелезного промежутка O достигает значений порядка $15 + 20 \text{ см.}$

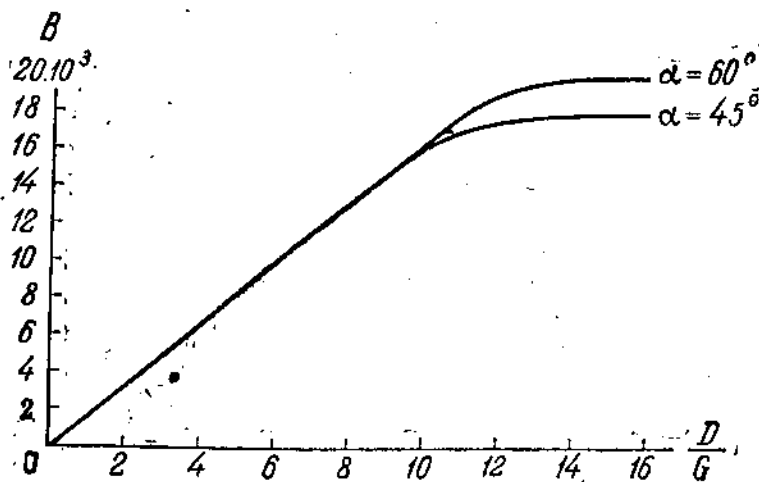


Рис. 78.

§ 66. Генератор Паульсена. Проблема получения при помощи вольтовой дуги электрических колебаний высокой частоты была решена Паульсеном не только в связи с разрешением задачи об искусственном погашении дуги при помощи магнитного дутья. Паульсен кроме того для уменьшения гистерезиса дуги поместил ее в камеру (огневая камера), наполненную теплопроводным газом (парами керосина или алкоголя). Схема-

тический разрез мощного дугового генератора (преобразователя) Паульсена изображен на рис. 79. Здесь P — полюсы электромагнита, при помощи которого осуществляется магнитное дутье. Между этими полюсами расположены электроды дуги: анод A и катод K . Анод изготавливается из полый трубки красной меди и охлаждается проточной водой, что предотвращает возможность обратного зажигания дуги. Катод делается из угля или графита. Для обеспечения равномерного обгорания катод приводится при помощи специального моторчика во вращательное движение вдоль своей оси. Диаметр катода выбирается по

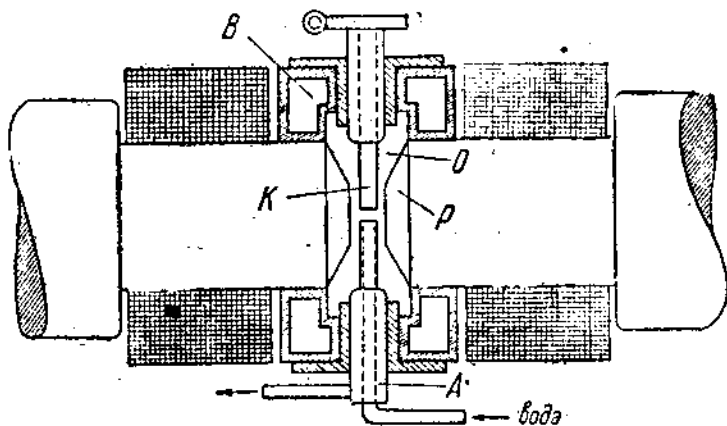


Рис. 79.

допускаемой для его материала плотности тока; для угля эта величина составляет около 30 ампер на квадратный сантиметр, для графита — около 60 А/см².

Огневая камера O охлаждается водой, пропускаемой через рубашку B . Величина охлаждающей поверхности S находится в прямой зависимости от подводимой к генератору электрической мощности P_e . Зависимость эта представлена на рис. 80.

Сама огневая камера должна быть герметична. Для предотвращения взрыва камера снабжается предохранительными клапанами.

Такие генераторы Паульсена в свое время получили весьма широкое распространение, пока они не были вытеснены ламповыми генераторами. Они строились на различные мощности, от 5 до 1000 kW и выше. В виду особых трудностей кон-

струирования эти генераторы не годятся для генерирования коротких волн. Обычно они применяются для генерирования длин волн не короче 2000 м.

Рекордным по мощности является дуговой генератор, который был установлен на радиостанции на о. Ява. Мощность этого генератора равнялась 3600 kW.

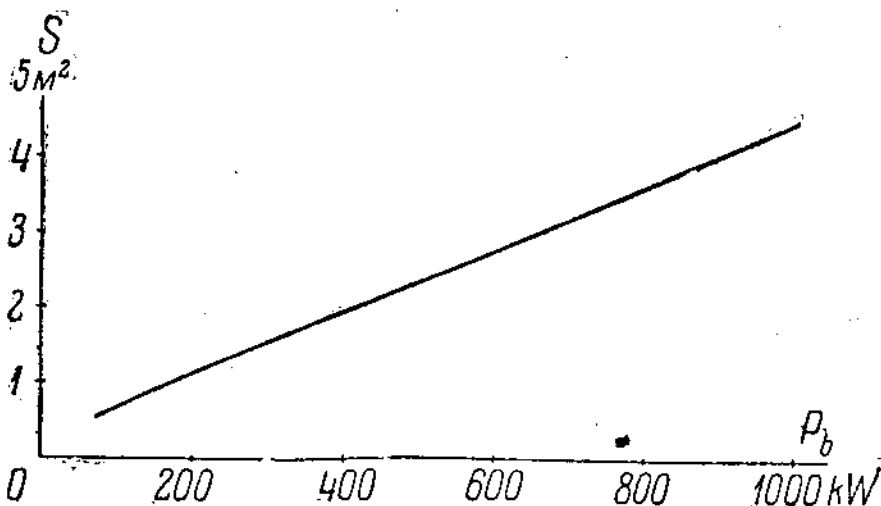


Рис. 80.

§ 67. Схемы дуговых радиостанций. Простейшая схема включения дугового генератора в радиосеть изображена на рис. 81.

Здесь дуга включается последовательно в отправительную радиосеть, которая для настройки ее на рабочую длину волны содержит катушку самоиндукции L . Конденсаторы C_b включены для защиты источника постоянного тока от вредного воздействия токов высокой частоты, равно как и катушка самоиндукции L_b .

На схеме изображено последовательное включение намагничивающих катушек L_1 , L_2 , создающих поток магнитного дутья. Однако, может быть применена и схема независимого возбуждения, когда катушки L_1 , L_2 питаются током от независимого источника, равно как и схема смешанного возбуждения. При этой последней схеме часть обмотки катушек возбуждения питается от общего с дугой источника, а другая часть питается от источника независимого.

Для передачи радиотелеграфных сигналов в связи с дуговым генератором применяется особый способ. Дело в том, что

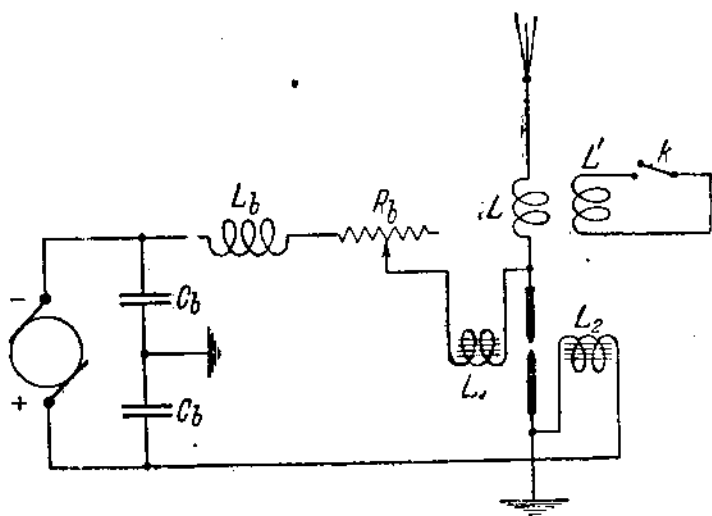


Рис. 81.

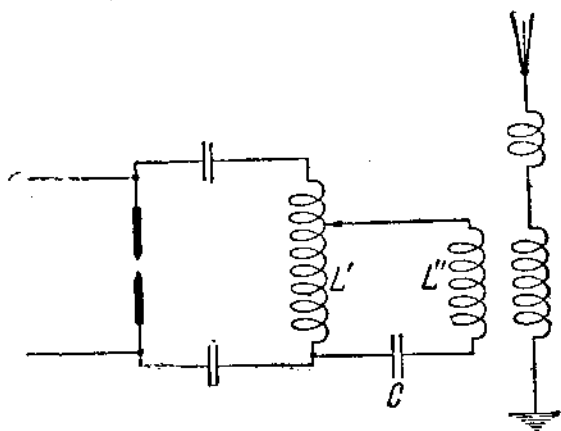


Рис. 82.

в данном случае мы не можем просто прерывать при помощи радиотелеграфного ключа процесс генерирования, так как мы не можем потушить дугу на сколь-нибудь продолжительное

время. Поэтому здесь мы ограничены только такими способами управления колебаниями для передачи сигналов по азбуке Морзе, при которых дуга работает без перерывов. Простейший способ подобного управления заключается в следующем. Если с антенной катушкой L связать катушку L' и если эту последнюю коротко замыкать при помощи радиотелеграфного ключа K , то всякий раз при таком замыкании будет происходить изменение

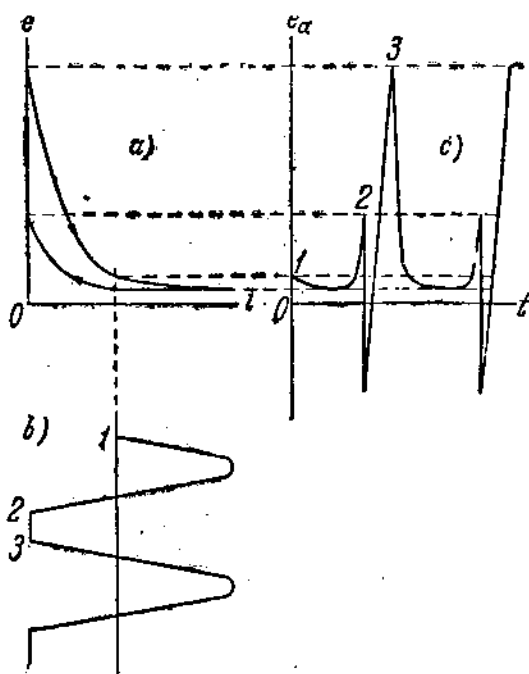


Рис. 83.

величины коэффициента самоиндукции катушки L , а, следовательно, и изменение длины излучаемой радиосетью волны. Для радиотелеграфной связи элементы радиостанции отрегулированы таким образом, чтобы при ненажатом ключе посылаемая волна не принималась на станции приемной. Это будет нерабочая волна, или, как ее называют, негативная волна. При нажатии ключа радиосеть излучает волну, на которую настроена приемная радиостанция. Это будет позитивная волна. Для осуществления связи по такому способу достаточно

обеспечить расстройку между позитивной и негативной волнами на $0,5-3\%$ в зависимости от избирательности. Само собою разумеется, что наличие негативной волны ведет к излишнему засорению эфира, увеличивая помехи для работ других станций. Сюда нужно также отнести и помехи, создаваемые обильными гармониками дугового генератора. Все это отрицательно характеризует простой по существу и дешевый в эксплуатации дуговой генератор.

При описанной схеме коэффициент полезного действия дугового генератора достигает 50%.

Для очищения излучающей радиосети от излишних гармоник может быть применен сложный способ приключения дугового генератора, изображенный на рис. 82. Особенность этого способа состоит в применении промежуточного колебательного контура $L'L''C$, при помощи которого колебательный контур дугового генератора связывается с радиосетью.

§ 68. Контрольные вопросы и примеры.

1) Дуга имеет динамическую характеристику, изображенную на рис 83а. Изменение тока через дугу задано кривой, представленной на рис 83б. Построить кривую изменения напряжения на электродах дуги.

Отв. Искомое изменение напряжения на электродах дуги представлено кривой на рис. 83с.

§ 69. Литература.

1) N. W. Mc Lachlan. „Some characteristic curves of a Poulsen-arc generator“. The El., 1916, сентябрь 15, стр. 883—885.

2) P. O. Pedersen. „On the Poulsen arc and its theory“. PIRE, 1917, август, стр. 255—319.

3) G. Pession. „The Poulsen system of radio-telegraphy“. The El., 1920, апрель, 9, стр. 393—395.

4) C. F. Elwell. „History of development of arc methods“. The El., 1920, май 28, стр. 596—599.

5) P. O. Pedersen. „Some improvements in the Poulsen arc“. The El., 1921, июнь 3, стр. 684—686; июнь 10, стр. 714—716.

6) W. G. Duffield. „The mechanism of the electric arc“. Phil. Mag., 1923, июнь, стр. 1139—1148.

7) P. O. Pedersen. „Some improvements in the Poulsen arc“. PIRE, 1923, апрель, стр. 155—162.

8) A. N. Goldsmith. „The high power station at Malabar“. PIRE 1924, декабрь, стр. 693—722.

9) A. G. Lee, A. J. Gill. „The Leaffield coupled arc“. JIEE, 1925, июль, стр. 697—714.

10) H. Winkler. „Zieherscheinungen beim Lichtbogensender“. Jdd T. и T., 1927, июль стр. 1—5.

11) H. Pofeck. „Über die Zieherscheinung beim Lichtbogensender“. Jdd, T. и T., 1927, октябрь, стр. 109—116.

12) Г. Т. Третьяк. „Электрическая дуга“. Энергоиздат, 1933.

ГЛАВА VIII.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ.

§ 70. Термионный эффект. Как в области генерирования токов высокой частоты для радиопередатчиков, так и в области радиоприема, а так же и во многих других областях, как смежных с радиотехникой, так и от нее далеких, исключительно широкое распространение получила электронная лампа. Действие этого прибора основано на движении свободных электронов в высоком вакууме под влиянием сил электрического поля. Для получения этих свободных электронов в современных электронных лампах в огромном большинстве случаев используется так называемый термионный эффект.

Сущность термионного эффекта заключается в следующем. Внутри всякого металла мы всегда имеем, кроме атомов, также и свободные электроны. При температуре, отличной от абсолютного нуля, как атомы, так и электроны находятся в состоянии беспрестанного беспорядочного движения. В этом беспорядочном движении неизбежны столкновения между электронами и атомами или между электронами и положительными ионами. Результатом таких столкновений может быть либо распад атома — с образованием свободного электрона, либо восстановление атома — с уменьшением числа свободных электронов. Процессы распада и восстановления продолжают бесконечно долго; их результатом является некоторое равновесное состояние металла, при котором в нем всегда находится определенное число свободных электронов.

Свободные электроны, существующие в теле металла, при нормальных условиях не могут вылететь за границы тела, несмотря на то, что они, находясь в постоянном движении, обладают некоторым запасом кинетической энергии. Действительно, внутри металла свободные электроны совершают свои движения в окружении положительных ионов, уменьшающих, вообще говоря, тенденции электронов к вылету за пределы тела. Попадая же на границу тела, электрон начинает испы-

тивать со стороны положительных ионов притяжение внутрь тела.

В соответствии с указанным явлением Ричардсон (Richardson) предложил (1901 г.) объяснять задерживание свободных электронов внутри тела существованием на поверхности тела электрического поля, отталкивающего электроны (аналогия с поверхностным натяжением в жидкостях). И для того, чтобы электрон мог вылететь за границы тела, ему необходимо совершить работу против отталкивающих сил этого электрического поля; электрон должен обладать для этого достаточным запасом кинетической энергии. При нормальной температуре тела находящиеся внутри его свободные электроны таким запасом кинетической энергии не обладают.

Если m — масса электрона, а v — его скорость, то запас кинетической энергии, которым обладает электрон, будет

$$\frac{mv^2}{2}.$$

Очевидно, что если мы ставим перед собою задачу получения свободных электронов, вылетающих за границы тела, то нам необходимо сообщить электронам, находящимся внутри тела, известное приращение кинетической энергии. Перед нами встает необходимость увеличения скорости v движения электрона внутри тела. А это может быть осуществлено простым способом — нагреванием тела. Только при значительном повышении температуры тела некоторые из его свободных электронов получают настолько большие скорости, что запас кинетической энергии их становится больше работы P , необходимой для преодоления поверхностной задерживающей силы, и электроны начинают вылетать за границы тела.

Этот эффект излучения накалившимся телом свободных электронов и носит название термоэлектронного или термионного эффекта.

Заметим для полноты картины, что одновременно с излучением из нагретого тела свободных электронов происходит также и излучение положительных ионов. Это положительное излучение при малых температурах нагрева тела по своей величине превышает излучение электронов. При температурах же высоких оно очень мало и может быть оставлено за пределами учета.

§ 71. Потенциал вылета. Итак, проходя через поверхностный слой, электрон должен совершить некоторую работу P против сил электрического поля. Известно, что если электрон,

заряд которого равен e и масса которого равна m , пролетает разность потенциалов U , то он либо приобретает энергию (при движении против сил электрического поля), либо затрачивает энергию (при движении в направлении сил электрического поля), равную

$$\frac{mv^2}{2} = eU.$$

Минимально такой энергией и должен обладать электрон, чтобы вылететь за границы тела, понимая, что поверхностный задерживающий слой характеризуется определенным значением разности потенциалов. Эта характерная для данного металла разность потенциалов носит название электронного сродства или потенциала вылета и обозначается символом Φ .

Таким образом, вылетающий из металла электрон должен совершить работу

$$P = e\Phi.$$

Отсюда видно, что чем меньше значение постоянной Φ металла, тем легче вылет электрона из этого металла, тем меньше может быть температура накала этого металла, тем меньше энергия, затрачиваемая на накал. Постоянная Φ , следовательно, является весьма важной в теории излучения электронов из твердых тел, определяя собою рациональный выбор металла как источника термоэлектронов. В таблице 8 приведены значения этой постоянной для различных металлов.

Таблица 8.

Значения постоянной Φ в вольтах для различных металлов.

М е т а л л	Φ	М е т а л л	Φ
Цезий	0,7 ÷ 1,4	Цинк	3,4
Барий	1,6 ÷ 1,9	Железо	3,70
Кальций	2,24	Висмут	3,7
Литий	2,35	Олово	3,8
Титан	2,4	Медь	4,00
Магний	2,70	Серебро	4,1
Никель	2,93	Уголь	4,10
Торий	2,7 ÷ 3,2	Тантал	4,12
Алюминий	3,0	Молибден	4,31
Церий	3,07	Ртуть	4,40
Пиркон	3,28	Вольфрам	4,53
Уран	3,28	Платина	5,40

Кроме указанной зависимости величины потенциала прорыва от рода материала, потенциал прорыва зависит также еще и от примесей, находящихся в металле, и от пройденного им процесса обработки.

§ 72. Уравнение Ричардсона. Вылетающий из накаливаемого тела поток электронов, продолжая затем это свое движение, создает то, что нами определяется как электрический ток. Ричардсон, уподобив процесс излучения электронов из нагретого тела процессу испарения жидкости, установил целиком оправдавшуюся на практике зависимость между температурой тела и силой электрического тока излучения (эмиссии). Эта зависимость имеет следующий вид:

$$I_s = S \cdot A \cdot \sqrt{T} \cdot e^{-\frac{b}{T}} \quad (53)$$

где I_s — сила тока (ниже мы припишем этому току наименование „тока насыщения“) в амперах, S — поверхность накаливаемого тела в см^2 , T — абсолютная температура накаливаемого тела (в градусах Кельвина), A и b — постоянные, зависящие от вещества накаливаемого тела.

Значения постоянных A и b в формуле Ричардсона приведены в нижеследующей таблице:

Таблица 9.

Значение постоянных A и b уравнения Ричардсона для некоторых металлов.

М е т а л л	A ампер/см ²	b абс. гр.
Оксидированная платина	$(8 + 24) \cdot 10^4$	$19\,400 \div 23\,800$
Натрий	$1,6 \cdot 10^{12}$	31 600
Кальций	$1,76 \cdot 10^4$	36 500
Никель	$4,84 \cdot 10^8$	34 000
Титан	$13 \cdot 10^2$	28 000
Железо	$24 \cdot 10^2$	37 000
Торий	$2,0 \cdot 10^3$	39 000
Уголь	$2,38 \cdot 10^6$	48 700
Платина	$11,5 \cdot 10^8$	51 100
Молибден	$22 \cdot 10^8$	50 000
Тантал	$11,9 \cdot 10^6$	50 000
Вольфрам	$23,6 \cdot 10^6$	52 500

В самом общем случае графическая зависимость тока насыщения I_s от температуры T накаливаемого тела будет иметь, согласно уравнению (53), вид, представленный на рис. 84. Мы видим отсюда, что только при достижении более или менее значительной температуры накала T начинается заметное излучение электронов, возрастающее сначала медленно, а затем все более и более быстро. Такой характер трактуемой зависимости определяется главным образом множителем

$$e^{-\frac{b}{T}}$$

уравнения (53), т. е. постоянной b , зависящей от потенциала вылета Φ накаливаемого тела.

§ 73. Катод. Основным элементом во всякой электронной лампе является источник свободных электронов, накаливаемое металлическое тело. Этот источник электронов мы будем в дальнейшем именовать катодом.



Рис. 84.

Общепринятой формой катода является тонкая металлическая проволока, выполненная либо в виде одиночной нити, либо петлеобразно (V-образно или W-образно), закрепленная между двумя пружинящими стойками и имеющая через посредство последних выводы наружу, т. е. из пределов высоковакуумного стеклянного баллона, для присоединения к источнику электрической энергии, питаю-

щего катод и повышающего его температуру до необходимого значения.

По применяемому для устройства катода материалу современные катоды подразделяются на: 1) вольфрамовые, 2) торированные, 3) оксидные, 4) бариевые.

С точки зрения экономичности, определяемой минимальными затратами на работу вылета электрона из металла, т. е. минимальным значением потенциала вылета Φ этого металла, применение вольфрама оправдано быть не может. За вольфрамовым катодом остается, однако, ряд преимуществ, сохраняющих его в современных электронных лампах, главным

образом в лампах мощных, генераторных. К числу этих преимуществ прежде всего относятся: 1) стойкость вольфрамового катода к перегревам всякого рода, 2) относительная простота технологического процесса изготовления вольфрамового катода. Недостатки вольфрамового катода вытекают из большого значения его потенциала вылета Φ (см. таблицу 8). Такое высокое значение потенциала вылета требует значительной температуры T катода и большого расхода электрической мощности для накала. Это обстоятельство ведет к тому, что характеризующая экономичность всякого катода, так называемая удельная эмиссия H , т. е. отношение тока насыщения I_s катода, выраженного в миллиамперах, к мощности накала P_f , выраженной в ваттах, является весьма небольшой для вольфрамового катода величиной, а именно:

$$H = \frac{I_s}{P_f} = 2 \div 10$$

(величина H растет с увеличением температуры). Самая же рабочая температура вольфрамового катода лежит в пределах от 2300°K до 2700°K . При такой температуре накал вольфрама характеризуется ослепительно белым цветом, что составляет его внешнее отличие от всех других катодов.

Толщина вольфрамовых нитей, применяющихся для изготовления катодов, колеблется в широких пределах в зависимости от мощности лампы. Так, в маломощных (приемных) лампах диаметр вольфрамовой нити бывает порядка $0,05 \text{ мм}$ а в лампах мощных (генераторных) — порядка 1 мм .

Исторически первым шагом вперед по пути повышения экономичности катода было по предложению Лангмюра (Langmuir) введение в практику торированных катодов. Торий обладает значительно меньшим потенциалом вылета Φ (см. таблицу 8), и его применение естественно должно было привести к повышению величины удельной эмиссии H . Действительно, современные торированные катоды характеризуются удельной эмиссией

$$H = 15 - 50$$

при рабочей температуре в пределах от 1600°K до 1800°K . При такой температуре торированный катод характеризуется темнокрасным цветом.

Торированный катод представляет собою вольфрамовый провод, на поверхности которого при помощи специальной

процедуры отлагается тончайшая (одноатомная) активная пленка из металлически чистого тория.

Процедура изготовления торированного катода заключается в следующем. В вольфраме, из которого изготавливается нить, растворяют в количестве от 1 до 5% окись тория (ThO_2).

Такая нить помещается в изготавливаемую лампу, где и подвергается кратковременному (2 — 3 минуты) перекалу при температуре порядка 2700°K . При таком сильном нагреве окись тория разлагается, выделяет чистый торий, который диффундирует к поверхности нити, однако, немедленно испаряется. После этого нить обрабатывается в течение нескольких минут при более низкой температуре (около 2100°). Чистый торий продолжает диффундировать на поверхности нити, но гораздо медленнее, и еще медленнее при этом происходит испарение тория (рис. 85). Благодаря этому поверхность нити постепенно покрывается тонким слоем чистого тория.

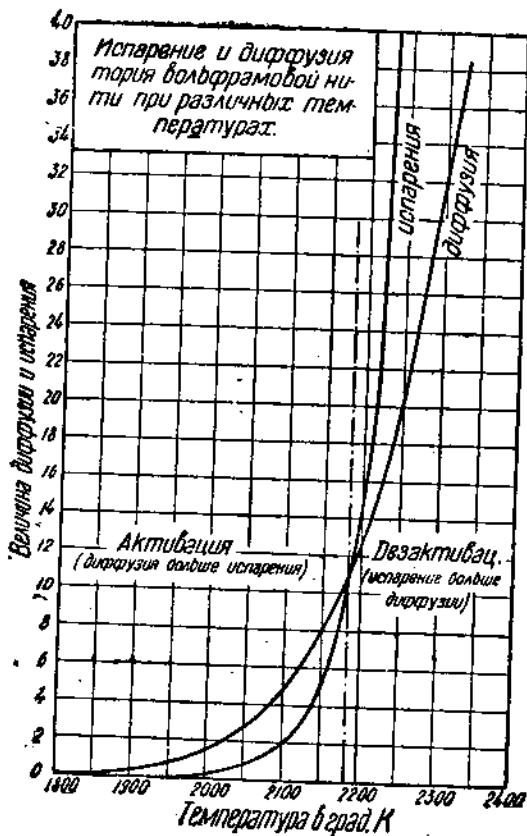


Рис. 85.

Выше уже было отмечено, что активная пленка образуется как тончайший одноатомный слой из металлически чистого тория. Такая одноатомность пленки находит свое объяснение в том, что поверхностные силы вольфрамового зерна в состоянии удержать слой тория небольшой толщины. Простое под-

тверждение может быть получено в следующем опыте. Сколько бы времени ни было затрачено на образование поверхностного слоя (лишь бы это время было достаточно для получения нитью полной эмиссии, т. е. для того, чтобы вся поверхность нити покрылась торием), при перекале нити, т. е. при температуре выше критической (на рис. 99 эта критическая температура составляет 2185°K), весь поверхностный торий испаряется за один и тот же промежуток времени.

Нить из торированного вольфрама, как это явствует из предыдущего, должна работать при температурах ниже критической; при этом поверхностный слой тория поддерживается за счет диффузии чистого тория, освободившегося при первой операции, т. е. во время обработки при 2700° . Если весь запас чистого тория в вольфраме израсходуется, катод теряет эмиссию. Но если при этом в вольфраме еще имеется запас окиси тория, то повторными операциями, т. е. прокалом сначала при 2700° , а затем обработкой при 2100° , поверхностный слой может быть вновь восстановлен (при температурах ниже критической окись тория в чистый торий не превращается).

При случайном перекале испарение тория с поверхности протекает весьма быстро; нить быстро теряет эмиссию. Но если при этом в вольфраме сохранился запас чистого тория, то обработкой при температуре 2100° эта эмиссия опять может быть восстановлена.

Наряду с преимуществом повышенного излучения свободных электронов торированный катод характеризуется целым рядом недостатков. Прежде всего надлежит отметить слабую стойкость активной пленки ко всякого рода перегревам. При случайном перекале катода, при перегрузке анода, когда повышается его тепловое рассеяние свыше нормы, этот тонкий активный слой слетает с поверхности основы катода, и лампа теряет эмиссию, т. е. выходит из строя. Другим недостатком торированного катода является его так называемый микрофонный эффект. Выражается этот эффект в том, что при работе лампы в схеме усилителя она при всяких случайных и самых незначительных сотрясениях порождает изменения в величине рабочего тока лампы, сказывающиеся в мешающих приеме завываниях на высоких тонах. Причиной этого микрофонного эффекта являются поперечные вибрации нити катода, тем резче проявляющиеся, чем тоньше, т. е. чем экономичнее, катод.

Наконец, к числу недостатков торированных катодов относится большая их чувствительность к малейшим следам газа

внутри лампы. При недостаточно высоком вакууме возможные ионизационные процессы легко повреждают поверхностный активный слой, вследствие чего эмиссия лампы может значительно уменьшиться.

В соответствии с только что названными недостатками торированных катодов находится также и неприменимость их в лампах с большими мощностями, при больших значениях рабочего анодного напряжения. В этом последнем случае, при существовании больших скоростей движения электронов, могут происходить внутри лампы ионизационные процессы, следствием которых явится бомбардировка положительными ионами активной поверхностной пленки катода и ее разрушение. В виду этого обстоятельства обычные торированные нити применяются лишь в лампах маломощных, работающих при небольших, сравнительно, анодных напряжениях.

Для увеличения устойчивости активного слоя и способности катода к восстановлению этого слоя, а также для увеличения рабочей температуры, т. е. повышения эмиссии, применяется метод карбонизации. Карбонизация нити заключается в прокаливании ее в собранной лампе в атмосфере углеводородов (пары нафталина, пары бензола, ацетилена). В результате такого процесса появляется соединение вольфрама с углеродом — карбид вольфрама (W_2C), который образует поверхностный слой. Лампа с карбонированным катодом может быть изготовлена для целей генерирования до мощности порядка 1—2 kW.

Наряду с вольфрамом в карбонированных нитях применяется также и молибден.

Дальнейшим шагом в улучшении удельной эмиссии H катодов было применение в качестве активной пленки на никелевой (проволочка диаметром порядка 0,15 мм) или платино-иридиевой (проволочка диаметром порядка 0,05 мм) основе одноатомного слоя из смеси щелочно-земельных металлов кальция (Ca), бария (Ba), стронция (Sr) и др. (оксидированные или оксидные катоды). Среди многообразных технологических процессов образования на поверхности основы катода такого активного слоя некоторое распространение имеет азидный процесс, почему и самые катоды получили для данного случая название азидных. Сущность этого процесса заключается в следующем. Основа катода, платиновая или никелевая нить, покрывается окисью меди CuO . В собранной лампе перед ее откачкой на дополнительном электроде (например на аноде) помещается смесь азидов бария, стронция,

кальция (N_2Ba , N_2Sr , N_2Ca). После откачки слабым нагреванием азиды взрываются, при чем щелочные металлы осаждаются на нити, вступая с окисью меди в химическую реакцию вида



При дальнейшем активировании катода (электролиз) на поверхности его отлагается рабочая пленка из металлических Ba, Sr, Ca. Как и следует ожидать, по данным таблицы 8, оксидированные катоды характеризуются еще большим, по сравнению с катодами торированными, значением удельной эмиссии, т. е. еще большей экономичностью. Удельная эмиссия для оксидированных катодов имеет значения

$$H = 50 - 150$$

при рабочей температуре в пределах от $900^\circ K$ до $1200^\circ K$. При такой температуре оксидированный катод характеризуется темновинным цветом.

Оксидированные катоды не обладают микрофонным эффектом (для этого они обычно достаточно толсты), но боятся, как и катоды торированные, перегревов.

Характерным внешним признаком электронных ламп с торированным и оксидированным катодами является блестящий зеркальный налет на внутренней стенке стеклянного баллона. Этот налет является следствием специального химического приема откачки ламп с катодом торированным или оксидным, представляя собою распыленный магний, поглотивший после откачки лампы насосом остатки газа.

Последним усовершенствованием катодов является применение в качестве активной пленки пленки из чистого бария.

Трудность получения такого бариевого катода лежит в большом сродстве бария с кислородом. Для получения на основе катода пленки из чистого бария поэтому необходимо применение специальных процедур, применение специальных восстановителей бария, к числу которых относятся алюминий, кремний, магний.

Заводом „Светлана“ в Ленинграде разработана одна из таких процедур. Смесь соединений бария с восстановителем (такая смесь названа „термитом“, почему и самые лампы названы термитными) в виде спрессованной таблетки прикрепляется к аноду изготовленной лампы. После откачки лампы эта термитная смесь возгоняется при помощи пучки высокой частоты. Освобождающийся при этой возгонке чистый

барий осаждается на холодном катоде. Избыток бария, являющегося хорошим поглотителем газов, образует с ними прочные химические соединения и осаждается на внутренних стенках баллона в виде характерного коричневатого налета.

Удельная эмиссия для бариевого катода достигает весьма высокого значения, до

$$H = 300$$

при рабочей температуре порядка 800°K . Цвет накаливаемого бариевого катода — совершенно темный.

В отличие от катодов торированных и оксидированных, катоды бариевые в меньшей сравнительно степени боятся перекалов и перегревов. Срок службы этих катодов может быть очень велик, порядка 3000 — 5000 часов.

Благодаря указанным значительным преимуществам бариевые катоды (стали известны с 1929 г.) получили в настоящее время исключительно большое применение, главным образом в малоомощных приемных лампах.

Еще больших успехов нужно ожидать по разрешению проблемы цезиевых катодов, так как в ряду других металлов цезий характеризуется наименьшим значением потенциала вылета Φ (см. таблицу 9). Однако, освоение цезиевого катода чрезвычайно затрудняется его химическими свойствами: цезий является взрывчатым веществом, имеет низкую температуру плавления, жадно соединяется с кислородом.

Все указанные выше характеристики наиболее распространенных современных катодов для наглядного сравнения приведены в нижепомещенной сводной таблице 10.

Таблица 10.

Характеристики катодов.

В и д к а т о д а	Рабочая температура $T^{\circ}\text{K}$	Цвет накаливаемого катода	$H = \frac{I_s}{P_f} \text{ mA/W}$
Вольфрамовый	2300—2700	Ослепительный	2—10
Торированный	1600—1850	Темнокрасный	15—50
Карбонированный	1900—2000	—	40—70
Оксидированный	900—1200	Темновиниловый	50—150
Бариевый	700—900	Темный	70—300

§ 74. Накал катода. Накаливание катода до рабочей температуры осуществляется обычно при помощи электрического тока. Сохранение постоянства рабочей температуры, особенно важное с точки зрения долговечности катода, контролируется при помощи вольтметра, измеряющего напряжение накала.

При накаливании катода до определенной рабочей температуры может быть применен либо постоянный ток, либо ток переменный. Важно лишь одно, чтобы температура сохраняла неизменно одно и то же значение при работе катода. Несоблюдение этого условия повлекло бы к изменениям эмиссионного тока [$I_e = f(T)$], повлекло бы к изменениям режима работы лампы.

Особенно важно соблюдение этого условия при работе лампы в схемах приема и усиления электрических колебаний, где такие изменения режима влекут за собой колебания слышимости или появление фона, мешающего приему.

Таким образом, наиболее надежным способом накала катода является накал его от аккумуляторной батареи. Однако, во многих случаях практики этот способ либо слишком дорог, либо неудобен. Естественно было применить для целей накала переменный ток, трансформация которого на любые напряжения достигается просто и дешево.

Кроме этого применение переменного тока для накала имеет еще и другое важное преимущество перед применением постоянного тока. При накале от аккумуляторов токи в катоде [ток накала I_f и анодный ток I_a (см. § 75), разветвляющийся по двум направлениям на токи I'_a и I''_a] будут проходить так, как это указано на рис. 86. Отсюда видно, что одна половина катода будет нести увеличенный ток, другая — уменьшенный. Эта перегрузка одного из концов достигает (для вольфрамового катода) значений от 1 до 50% и влечет за собой соответственное сокращение срока службы катода.

Очевидно, что можно было бы удлинить срок службы катода, периодически переключая батарею накала, периодически меняя полярность катода.

При накале переменным током такое переключение совершается автоматически.

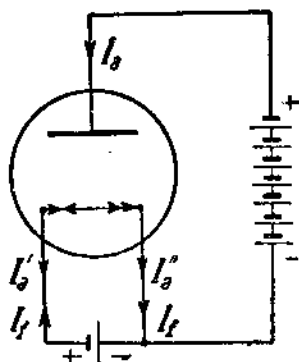


Рис. 86.

А priori следует, однако, ожидать, что применение переменного тока для накала катода должно нарушить постоянство режима лампы. Мы можем предвидеть целый ряд причин, которые это нарушение вызовут: 1) колебание температуры накала, 2) переменные, магнитные и электростатические поля, создаваемые катодом, 3) периодическое изменение (в трех-электродных лампах см. § 81) потенциала сетки.

Данные опыта показывают, однако, что первые две причины практически сказываются в ничтожной мере, и с их влиянием

можно совершенно не считаться. Влияние же третьей причины может привести в некоторых случаях к нежелательным последствиям, особенно, если провод, ведущий к сетке, присоединяется к одному из концов катода. В этом случае сетка будет попеременно (с частотой питающего катод тока) получать то положительное, то отрицательное значение своего, по отношению к катоду, потенциала. В соответствии с этим анодный ток будет изменяться около своего среднего значения, и эти изменения обусловят наличие „фона“, особенно неблагоприятно сказывающегося при схемах усиления. По этой причине в схемах приема и усиления электрических колебаний питание катодов обычной конструкции переменным током допущено быть не может.

В схемах генераторных такое питание получило широкое применение. При этом для ослабления рассматриваемого влияния провода, ведущие к аноду и к сетке, присоединяются к средней точке вторичной обмотки трансформатора накала (рис. 87). Конденсаторы С, С играют здесь роль шунтов для токов высокой частоты.

Если вторичная обмотка трансформатора средней точки не имеет, то применяется способ Бартелеми (Barthelemy) (рис. 88). Бартелеми предложил в этом случае вторичную обмотку трансформатора накала шунтировать большим сопротивлением, средняя точка которого заземляется. К этой средней точке присоединяются провода, ведущие к сетке и аноду.

Радикальное решение задачи о накале катода лежит в устройстве такой системы, когда самый катод, как источник

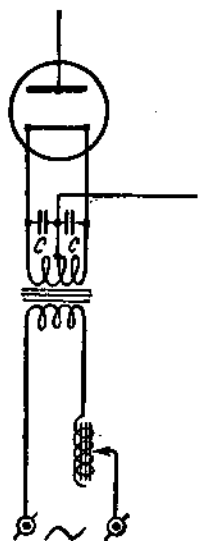


Рис. 87.

свободных электронов, является эквипотенциальным телом, т. е. когда падение напряжения вдоль этого катода равно нулю. Такая задача разрешается тем, что катод, как источник электронов, нагревается не непосредственно электрическим током, а через лучеиспускание тела, нагреваемого переменным током и помещенного вблизи катода. Здесь катод представляет собою никелевый цилиндр, на наружной поверхности которого нанесен активный оксидный слой. Внутри цилиндрика помещается фарфоровая трубочка, изолирующая расположенную внутри ее „грелку“ — подогревную нить; эта последняя изготавливается обычно из вольфрама и может иметь либо форму спиральки, намотанной на каолиновом стерженьке, либо зигзагообразную форму, вытянутую вдоль оси всего устройства.

Эта подогревная нить накаливается, например, через трансформатор от сети переменного тока и лучеиспусканием нагревает рабочий катод.

Такое устройство косвенного накала получило в настоящее время исключительно широкое распространение, главным образом в области маломощных приемных ламп. Лампы эти называются подогревными или лампами с подогревом.

В самое последнее время (1931 г.) в практику приемной радиотехники вошли также и лампы с подогревом на постоянном токе (от сети). Напряжения накала в связи с этими лампами применяются в пределах от 6 до 40 вольт, при значениях силы тока соответственно от 0,5 до 0,1 ампера.

Необходимо отметить, что указанная конструкция катода с подогревателем чрезвычайно облегчает уменьшение внутреннего сопротивления R_a лампы. Известно, что такое уменьшение может быть достигнуто за счет увеличения диаметра катода по сравнению с диаметром сетки. При обычных катодах отношение $\frac{d_r}{d_s}$ остается весьма малым. В данном случае, благодаря цилиндрическому катоду, указанное соотношение сильно возрастает. В уравнении Лангмюра (см. § 76) β^2 уже не может быть положенным равным единице, и при прочих

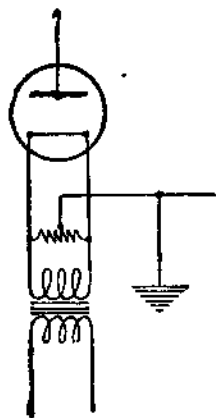


Рис. 88.

равных условиях анодный ток

$$I_a = \frac{R \cdot U_n^{\frac{3}{2}}}{\beta^2}$$

возрастает в $\frac{1}{\beta^2}$ раз.

Надлежит отметить следующую эксплуатационную особенность ламп, обслуживаемых катодом с подогревателем: при включении тока накала проходит некоторое время, прежде чем установится нормальный ток эмиссии, и наоборот, по выключении накала лампа продолжает еще работать в течение некоторого времени. Объяснение этого явления надлежит искать в большой тепловой инерции рассматриваемого катода.

Для регулирования силы тока накала обычно применяется обыкновенный проволочный реостат; при питании переменным током с таким же успехом может быть применено переменное реактивное сопротивление, выполненное в виде катушки самоиндукции с выдвижным железным сердечником и включаемое в первичную или вторичную цепь трансформатора накала (см. рис. 87).

В некоторых специальных случаях для поддержания постоянства силы тока накала применяются

автоматические устройства, известные под названием баретеров. Простейший баретер представляет собою железо-никелевое сопротивление, помещенное в атмосфере водорода и характеризующееся способностью сохранять в известном диапазоне изменений напряжения силу тока в цепи постоянной. Характер зависимости силы тока i от приложенного напряжения e для такого баретера изображен на рис. 89.

§ 75. Двухэлектродная лампа. После того как в evacuated сосуде мы имеем катод — источник свободных электронов — нам остается еще осуществить управление движением этих электронов, чтобы получить практический электрический прибор. Наиболее просто такое управление достигается при помощи электрического поля, когда мы можем произвольно создавать либо условия ускорения движения электрона, либо условия торможения движения электрона, а на этом уже строить то или иное использование прибора. Таким управляющим



Рис. 89.

движением излучаемых катодом электронов элементом в системе электронной лампы и является анод, второй после катода электрод, помещенный в evacuated сосуде. Эти два электрода, катод и анод, заключенные в баллон, из которого сколько возможно выкачан воздух, образуют так называемую двухэлектродную лампу.

Таким образом двухэлектродная электронная лампа (диод) представляет собою стеклянный баллон с высоким (не ниже 10^{-6} мм ртутного столба) вакуумом, внутри которого расположены катод и анод. Оба эти электрода имеют воздухонепроницаемые выводы наружу для присоединений источника накала E_f и анодного напряжения E_a . Распространенной конструкцией электродов лампы является цилиндрическая: тонкая цилиндрическая нить накала (катод), concentricно с которой расположен цилиндрический анод (рис. 90). Условно во всех последующих схемах мы будем двухэлектродную лампу изображать так, как это представлено на рис. 91.

Здесь F — катод, A — анод, E_f — батарея накала, E_a — анодная батарея, R — реостат накала для регулирования тока, накаливающего катод.

§ 76. Уравнение Лаггюра. Было уже указано, что накаленный катод испускает свободные электроны. В обычных условиях эксплуатации электронной лампы эти электроны обладают малой начальной скоростью и при отсутствии ускоряющего их движение электрического поля скопляются вблизи като-

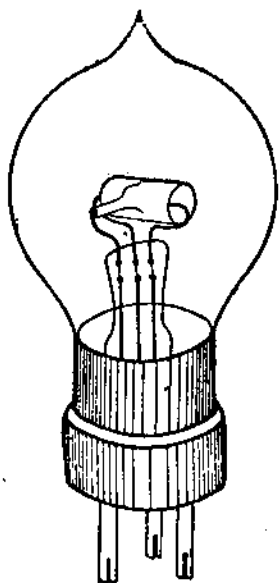


Рис. 90.

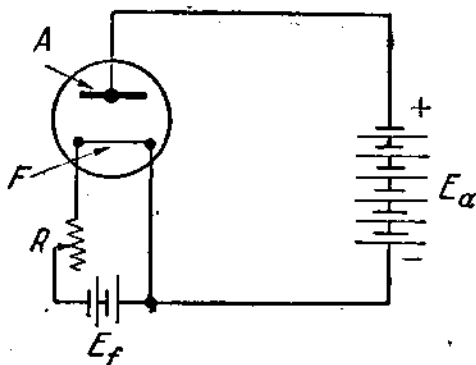


Рис. 91.

да, создавая так называемый пространственный заряд. Роль анодного напряжения заключается в рассасывании этого заряда, в создании электронного потока от катода к аноду (для чего на аноде должен быть положительный потенциал), в создании анодного тока через лампу. Величина этого тока I_a находится в определенной зависимости от величины анодного напряжения E_a , а именно:

$$I_a = k \cdot E_a^{\frac{3}{2}},$$

где k — коэффициент пропорциональности, зависящий от конструкции и геометрических размеров электродов.

Для цилиндрической конструкции электродов это уравнение (выведенное Дж. Лангмюром) имеет вид

$$I_a = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{l}{r\beta^2} E_a^{\frac{3}{2}} \text{ ампер, } \dots (54)$$

где l — длина катода,

„ r — радиус анода,

„ β — постоянная, зависящая от отношения радиуса анода катода r к радиусу катода a . Значения этой постоянной приведены в таблице 11.

Таблица 11.

Значения постоянной β^2 в уравнении Лангмюра.

$\frac{r}{a}$	β^2	$\frac{r}{a}$	β^2
1,00	0,000	100,00	1,078
1,50	0,119	200,00	1,056
2,00	0,279	500,00	1,031
5,00	0,766	1 000,00	1,017
10,00	0,978	∞	1,002
20,00	1,071		0,999
50,00	1,094		1,000

В нормальных лампах с катодом непосредственного накала отношение $\frac{r}{a}$ обычно велико; поэтому в уравнении 54 можно

величину β^2 заменить единицей; тогда уравнение Лангмюра примет следующий упрощенный вид:

$$I_a = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{I}{r} E_a^{\frac{3}{2}} \dots \dots \dots (55)$$

§ 77. Характеристика двухэлектродной лампы. Представим себе, что мы имеем электронную двухэлектродную лампу, замкнутую только на источник анодного напряжения. Пусть катод этой лампы накален до определенной температуры, к нити катода подведено постоянное по величине напряжение E_r . С точки зрения использования такой лампы для практических целей нас в первую очередь должно интересовать зависимость анодного тока через лампу от приложенного к ее электродам напряжения. Нас должна интересовать характеристика этой лампы.

Из уравнения (55) нетрудно установить теоретический вид этой характеристики (кривая Oab на рис. 92). Однако беспредельному возрастанию анодного тока (потока электронов) в данном случае ставит предел конечное количество электронов, излучаемых катодом при заданном напряжении накала E_r . Это предельное количество электронов определяет собою наибольшее возможное в лампе значение силы анодного тока, тока насыщения I_s лампы, величина которого определяется приведенным выше уравнением Ричардсона. На рис. 92 это значение тока насыщения обозначено прямой ac .

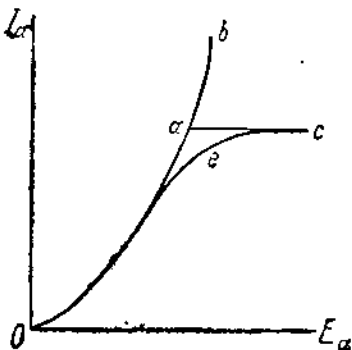


Рис. 92.

Итак, теоретически характеристика двухэлектродной электронной лампы должна иметь вид Oac . В действительности эта характеристика не имеет резкого перехода в точке a . Она имеет более плавный характер Osc .

§ 78. Семейство характеристик двухэлектродной лампы. Из предыдущего изложения понятен вид характеристики двухэлектродной лампы при некотором постоянном значении напряжения накала. Естественно возникает вопрос, как изменяется эта характеристика при изменении напряжения накала.

Ответ найти нетрудно, если обратиться к рассмотрению уравнений Ричардсона (53) и Лангмюра (55). Зависящим от напряжения накала, т. е. от температуры накала, является только уравнение Ричардсона. Следовательно, при изменении напряжения накала лангмюровский участок характеристики изменяться не будет; будет изменяться только ричардсоновский ее участок, будет изменяться величина тока насыщения. Чем больше будет напряжение накала E_f , тем больше будет сила тока насыщения и наоборот. Таким образом, в зависимости от выбранного значения напряжения накала мы

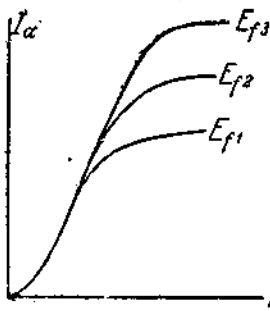


Рис. 93.

получаем различные характеристики, но с совпадающими лангмюровскими участками. Такое семейство характеристик для различных накалов катода ($E_{f1} < E_{f2} < E_{f3}$) изображено на рис. 93.

§ 79. Мощность лампы. После того как электроны, излученные накалившимся катодом, пролетят в вакууме, — в ускоряющем электрическом поле расстояние между катодом и анодом, — они сталкиваются с поверхностью последнего. При этом столкновении энергия электронов отдается атомам вещества анода. Скорость движения атомов соответственно

возрастает, иначе говоря, возрастает температура анода. Если скорость, с которой электроны подлетают к аноду, равна v и если число электронов равно n , то на основании сделанного в § 80 замечания мы можем написать

$$\frac{mv^2}{2} = eE_a n,$$

где E_a — величина анодного напряжения.

В этом выражении произведение заряда e на полное число электронов n представляет собою силу анодного тока.

$$en = I_a,$$

следовательно,

$$\frac{mv^2}{2} n = I_a E_a = P_a,$$

т. е. отдаваемая электронами на аноде мощность в ваттах численно равна произведению силы анодного тока на анодное напряжение.

Эта энергия идет на нагревание анода. В известных условиях анод может нагреваться до красного каления и даже выше. Важно, чтобы при таком нагреве анод не деформировался и не испарялся. Поэтому величина мощности P_a , которую можно рассеять на аноде, является ограниченной для лампы заданной конструкции. Эту предельную величину мы будем называть мощностью лампы.

Очевидно, что при прочих равных условиях мощность лампы будет тем больше, чем больше поверхность ее анода. Увеличение мощности лампы, следовательно, ведет к необходимости увеличения размеров анода, а вместе с тем к увеличению габаритных размеров самой лампы.

§ 80. Область применения двухэлектродных ламп. Из рассмотрения характеристики двухэлектродной лампы (см. рис. 93) мы можем сделать одно важное заключение, а именно: двухэлектродная лампа пропускает электрический ток только в одном направлении (от анода к катоду). Отсюда вытекает и область применения двухэлектродных ламп: выпрямление переменного тока. Как выпрямитель двухэлектродная лампа (или кенотрон, как часто ее называют) характеризуется еще и другими свойствами. Прежде всего, благодаря ничтожной инерции электронов двухэлектродная лампа пригодна для выпрямления переменных токов очень высоких частот. Затем, двухэлектродная лампа пригодна для выпрямления очень высоких напряжений.

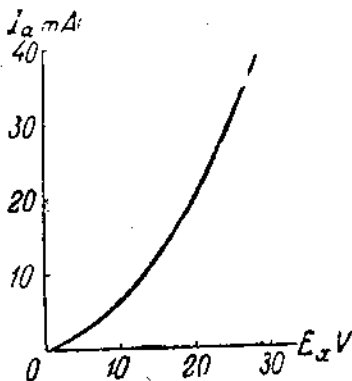


Рис. 94.

Как выпрямитель двухэлектродная лампа применяется для питания приемных радиоустройств от осветительной сети переменного тока (маломощные кенотроны), для питания отпавительных радиоустройств от силовой сети переменного тока (мощные кенотроны), для питания рентгеновских установок (высоковольтные кенотроны).

Маломощные кенотроны для упрощения применения их в схемах двухполупериодного выпрямления обычно устраиваются в виде вдвоенной конструкции: в общем стеклянном баллоне помещаются два анода с общим катодом.

Некоторые данные о кенотронах, изготавливаемых ВЭСО, приведены в нижепомещенной таблице.

Данные в таблице отнесены к одному аноду (I_a , P_a , E_a).

Примерная характеристика кенотрона ВЭСО типа ВО-125 изображена на рис. 94.

Этот кенотрон имеет два плоских анода с W-образной общей оксидированной нитью накала. Кенотрон применяется в малоомощных установках для питания радиоприемников.

Заметим, что в современных мощных выпрямительных установках кенотроны почти не применяются, так как их коэффициент полезного действия, вообще говоря, не велик. Здесь вместо кенотронов с успехом применяют нонные выпрямители (ртутные лампы, газотроны).

§ 81. Трехэлектродные лампы. Вскоре после изобретения двухэлектродной электронной лампы Флемингом (Fleming)

(1904 г.) она была усовершенствована инженером Ли-де-Форестом (Lee-de-Forest) (1905), который внес в эту лампу третий электрод, выполненный в виде проволоочной сетки (отсюда и его название — сетка) и помещенный между катодом и анодом, ближе к первому. Такая лампа получила название трехэлектродной, или триода.

Идея трехэлектродной лампы заключается в следующем. Если мы в цепи сетки приложим некоторое напряжение, например, так, чтобы сетка находилась под положительным потенциалом по отношению к катоду, то это новое в лампе электрическое поле также будет ускоряюще действовать на излучаемые катодом электроны. Иначе говоря, результирующий процесс рассасывания электронов пространственного заряда в трехэлектродной лампе (рис. 95) будет являться функцией двух электрических полей, анодного и сеточного, т. е. величина полного тока в лампе I будет функцией двух напряжений, анодного E_a и сеточного E_g :

$$I = f(E_a, E_g).$$

Так как часть электронов, ускоряющихся от катода к аноду, при этом будет попадать на проволоки сетки, то, вообще говоря,

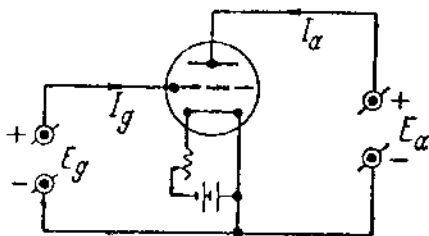


Рис. 95.

Кенотроны ВЭСО.

Тип	К а т о д				E_{av}	P_{av}	Выпрямление		Конструкция
	М а т е р и а л	E_{fv}	I_{fA}	I_{mA}			I_{mA}	E_V	
ВТ-14	Торированный	3-3,25	0,45-0,55	25	150	1,25	4-15	140-80	Двуханодная
ВО-116	Оксидированный	4	1,7-2,2	125	500	10	130	400	"
ВО-125	"	3,2-4	0,65-0,85	55	—	2	50	240	"
В-16	Вольфрамовый	12	6,2	280	350	15	—	—	Плоский анод
В-17	"	11	3,45	200	1500	40	—	—	—
В-22	"	15	8,4	600	8000	200	—	—	—
В-24	"	16	10,2	1000	10000	260	—	—	—
В-25	"	17	18	1800	10000	600	—	—	Плоский анод
В-38	"	16,5	52	12000	10000	10000	—	—	С водяной охлаждением

анодный ток I_a в трехэлектродной лампе будет составлять лишь часть (обычно большую) полного тока. Ответившиеся в цепь сетки электроны дадут начало сеточному току I_g .

§ 82. Коэффициент усиления лампы. Сетка находится гораздо ближе к катоду, нежели анод. Поэтому при прочих равных условиях электрическое поле, создаваемое у катода сеткой, будет гораздо интенсивнее, нежели электрическое поле, создаваемое у катода анодом. Вследствие этого изменения напряжения на сетке будут вызывать гораздо более сильные изменения анодного тока, нежели такие же изменения напряжения на аноде. Роль сетки в том и заключается, чтобы некоторое изменение напряжения на сетке, по сравнению с таким же изменением анодного напряжения, оказывало бы в некоторое число раз μ большее изменение анодного тока, т. е. чтобы изменение напряжения сетки на величину dE_g было эквивалентно изменению анодного напряжения на величину dE_a по соотношению

$$dE_a = \mu \cdot dE_g$$

Очевидно, что величина μ 1) принципиально больше единицы и 2) зависит только от геометрической конструкции электродов лампы. Это есть постоянная лампы, ее основной параметр, получивший название коэффициента усиления,

$$\mu = \frac{dE_a}{dE_g} \dots \dots \dots (56)$$

По наиболее распространенным конструкциям для расчета величины коэффициента усиления различными авторами было предложено большое количество формул. Так, для цилиндрической конструкции электродов при сетке в виде проволоочной спирали Кинг (King) дает

$$\mu = \frac{2\pi n \frac{r_g - a}{r_a}}{\lg \frac{1}{2\pi n p}}$$

Для плоской конструкции электродов Ван-дер-Биль

$$\mu = c a p n^2 + 1.$$

Здесь c — постоянная, зависящая от конструкции лампы; для плоско-параллельной конструкции $c = 80$, для эллиптической конструкции c несколько меньше.

В этих формулах

r_a — радиус анода в см,

r_g — радиус сетки в см,

r — радиус проволоки в см,

a — расстояние между анодом и сеткой в см,

n — число проволок сетки на 1 см длины.

Из этих формул видно, что коэффициент усиления лампы возрастает с уменьшением расстояния между сеткой и катодом. В действительности же увеличение коэффициента усиления с приближением сетки к катоду происходит лишь до расстояний не слишком малых. При цилиндрической конструкции электродов и при спиральной сетке наибольшее значение коэффициента усиления μ , при прочих равных условиях, будет при таком положении сетки, когда

$$r_g \cong 0,4r_a.$$

§ 83. Уравнение характеристики трехэлектродной лампы. Понятие коэффициента усиления позволяет нам, воспользовавшись выведенным для двухэлектродной лампы уравнением Лангмюра (55), получить уравнение и для трехэлектродной лампы.

В самом деле, если в трехэлектродной лампе одновременно действует и напряжение на аноде E_a и напряжение на сетке E_g , то такую лампу мы можем заменить эквивалентной двухэлектродной лампой, получившейся либо от совмещения сетки с анодом, либо анода с сеткой. В первом случае на электроны, излучаемые катодом, будет действовать эквивалентное напряжение

$$E'_a = E_a + \mu E_g,$$

а следовательно, уравнение лампы будет иметь вид

$$I = 14,65 \cdot 10^{-8} \frac{I}{r_a} (E_a + \mu E_g)^{\frac{3}{2}}, \dots (57)$$

где r_a — радиус анода трехэлектродной лампы.

Во втором случае на электроны, излучаемые катодом, будет действовать эквивалентное напряжение

$$E''_a = E_g + \frac{1}{\mu} E_a$$

или, заменяя $\frac{1}{\mu} = D$ (D — величина, обратная коэффициенту усиления, и носит название проницаемости)

$$E_g'' = E_g + D E_a,$$

а следовательно, уравнение лампы будет иметь вид

$$I = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{l}{r_g} (E_g + D E_a)^{\frac{3}{2}}, \dots (58)$$

где r_g — радиус сетки трехэлектродной лампы.

Надлежит отметить еще раз, что уравнения 57 и 58 дают величину полного тока в лампе, вообще говоря, равного сумме токов анодного и сеточного:

$$I = I_a + I_g.$$

В обычных условиях эксплуатации лампы, однако, величина сеточного тока мала, и ею можно пренебречь.

§ 84. Характеристики трехэлектродной лампы. Из всего того, что было уже сказано выше, нетрудно прийти к заключению, что сетка в трехэлектродной лампе представляет собою чувствительный орган управления анодным током. Практический интерес поэтому для нас имеет вид зависимости анодного тока I_a от напряжения на сетке E_g при некотором заданном постоянном значении анодного напряжения E_a (и при постоянном напряжении накала E_f , само собою разумеется). Такая зависимость в графическом представлении носит название характеристики трехэлектродной лампы. Ее нетрудно получить, воспользовавшись, например, уравнением 58. Из этого уравнения видно, что нулевому значению анодного тока I_a соответствует отрицательное напряжение на сетке, равное

$$E_g = -D E_a.$$

Это будет абсцисса начала характеристики. Далее, с увеличением сеточного напряжения анодный ток будет возрастать, согласно уравнению Лангмюра, пока не достигнет значения тока насыщения I_s (рис. 96).

Легко заключить, что с изменением величины анодного напряжения характеристика лампы будет изменять свое положение в координатных осях. Так, если анодное напряжение увеличить, то характеристика перейдет параллельно самой себе влево; если анодное напряжение уменьшить, то характеристика

перейдет вправо. Серия таких характеристик носит название семейства. Ток насыщения в таком семействе характеристик остается, разумеется, постоянным, если сохраняется постоянство накала (рис. 97).

§ 85. Параметры трехэлектродной лампы. Выше мы познакомились с основным параметром лампы — коэффициентом усиления

$$\mu = \frac{dE_a}{dE_g}.$$

Своевременнo сейчас остановиться на определении еще двух других параметров.

Из рассмотрения характеристики лампы, представленной на рис. 96, мы видим, что рост напряжения на сетке сопрово-

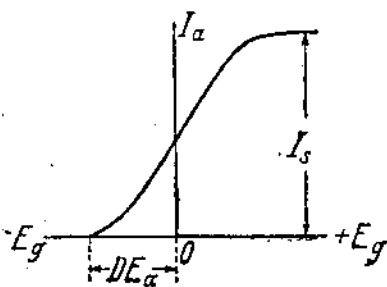


Рис. 96.

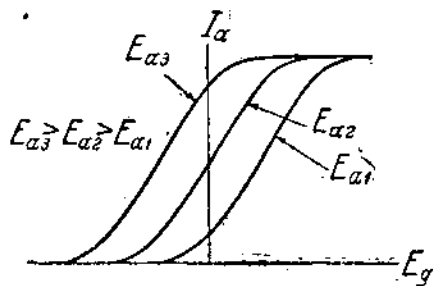


Рис. 97.

ждается ростом силы анодного тока. Почти на всем протяжении характеристики величина изменения анодного тока при этом остается постоянной, т. е. постоянной для лампы является величина

$$S = \frac{dI_a}{dE_g}.$$

Это и есть второй важный параметр лампы, именуемый крутизной характеристики. Общепринято этот параметр выражать в mA/V .

Иногда значением крутизны лампы S пользуются для характеристики экономичности катода в виде отношения

$$S_0 = \frac{S}{P_f},$$

где P_f есть мощность, затрачиваемая на накал катода. Постоянная S_0 носит название удельной крутизны. Значения S_0 для различных катодов приведены в таблице 13.

Таблица 13.

К а т о д	$S \frac{\text{mA/V}}{\text{W}}$	К а т о д	$S \frac{\text{mA/V}}{\text{W}}$
Вольфрамовый	0,2—0,4	Оксидированный	1,5—3
Торированный	2—2,5	Бариевый	4—5
Карбонированный	1—1,2	Цезиевый	до 10

Наконец, третьим важным параметром лампы является ее внутреннее сопротивление переменному току. Это понятие вытекает из следующего рассмотрения. Пусть на сетку трехэлектродной лампы задано некоторое постоянное напряжение. Тогда произвольно выбранному значению анодного напряжения (но меньшему того, при котором получается насыщение лампы) будет соответствовать вполне определенное значение силы анодного тока. Если теперь анодное напряжение увеличить или уменьшить на величину dE_a , то анодный ток изменится на величину dI_a . При периодически изменяющемся с амплитудой dE_a анодном напряжении мы в цепи анода получим периодически изменяющийся с амплитудой dI_a ток. Отношение

$$R_a = \frac{dE_a}{dI_a}$$

и будет, очевидно, характеризовать собою величину внутреннего сопротивления лампы, количественно связывающего указанные периодические процессы. Этот параметр лампы выражается обычно в омах.

Из сопоставления всех трех рассмотренных параметров лампы нетрудно получить соотношение

$$\mu = S \cdot R_a$$

или

$$DSR_a = 1.$$

§ 86. Ток сетки. Было уже указано, что при движении электронов от катода к аноду некоторая доля их попадает в про-

волоки сетки и дает начало сеточному току I_g . Надо ожидать, что на величину сеточного тока большое влияние должно оказывать значение сеточного напряжения. Так, при отрицательном напряжении на сетке должно происходить отталкивание электродов, а, следовательно, и уменьшение сеточного тока. Действительно, в нормальных лампах сеточный ток становится бесконечно малым уже при сеточном напряжении равном 0. Наоборот, при положительном напряжении, на сетке условия возникновения сеточного тока становятся более благоприятными. При очень больших значениях положительного сеточного напряжения ток сетки достигает очень больших значений, превышающих значения анодного тока; этот последний при этом начинает уменьшаться, так как сумма обоих токов для лампы является величиной постоянной, равной току насыщения (рис. 98).

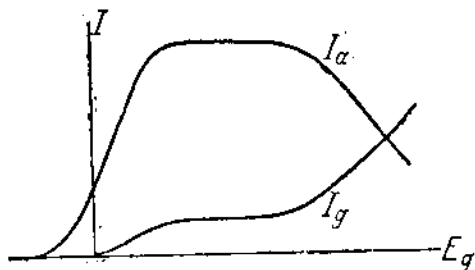


Рис. 98.

Выше, в § 84, было указано, что характеристика трехэлектродной лампы может занимать в координатных осях место либо влево от оси ординат, либо вправо от оси ординат (см. рис. 97). Такое расположение нормальной характеристики определяется конструкцией лампы, в частности величиною проницаемости D лампы, а также и величиною анодного рабочего напряжения. Соответственно с видом расположения характеристики различают лампы: 1) с левой характеристикой и 2) с правой характеристикой. Существенное различие между этими двумя типами ламп определяется током сетки. Дело в том, что ток сетки в лампах вообще имеет место лишь, главным образом, в области положительных значений сеточных напряжений (см. рис. 99). Поэтому при работе в средней прямолинейной части характеристики в лампах левых мы не будем иметь тока в цепи сетки (см. рис. 99-а), а в лампах правых сеточный ток будет иметь место (см. рис. 99-б). Ниже, в главе „Ламповые приемники,“ мы увидим, как важно бывает при работе лампы в приемных и усилительных схемах не иметь сеточного тока. Отсюда и вытекает широкое применение ламп с левыми характеристиками именно в этих приемных

и усилительных схемах. Соответственно в этих лампах для сохранения малого значения рабочего анодного напряжения (80—200 В) приходится выбирать такую конструкцию сетки (с большими отверстиями, редкую), при которой проницаемость лампы будет достаточно велика. Обычно в этих лампах проницаемость D бывает порядка 8—20% (μ порядка 5—12).

В генераторных лампах проницаемость D обыкновенно выбирается малой, порядка 0,5—1% (μ — порядка 100—200), для чего сетка делается густой. Таким образом, характеристики получаются правыми, хотя рабочее анодное напряжение имеет обычно высокое значение (до 10000 В).

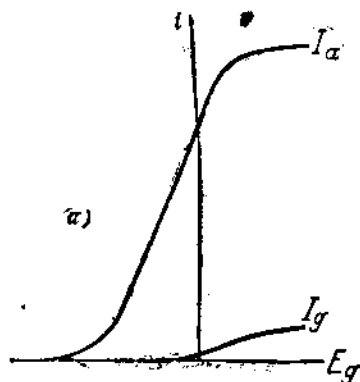


Рис. 99а.

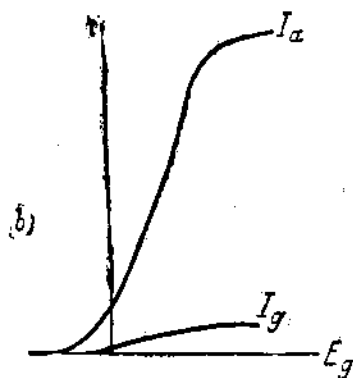


Рис. 99б.

В самом общем случае сеточный ток начинается несколько левее оси ординат, т. е. при некотором небольшом значении отрицательного напряжения на сетке. Таким образом, лампа при нулевом значении сеточного потенциала будет характеризоваться наличием тока сетки небольшой силы. Величина этого начального тока сетки I_{g0} определяется различными условиями, среди которых существенное влияние оказывают: 1) материал катода, 2) температура катода, 3) контактная разность потенциалов между сеткой и катодом. Начальный ток сетки оказывается тем больше, чем больше положительный контактный потенциал сетки по отношению к катоду. Так, например в торированных лампах величина начального тока сетки может достигать за счет контактной разности потенциалов до сравнительно высоких значений, порядка нескольких десятков микроампер. В свое время на заводе „Свет-

лана" в Ленинграде задача об уменьшении значения начального тока сетки в этих лампах была решена применением окисленной проволоки для сетки; I_{g0} при этом снизился до 1 μ A.

В лампах окисированных, в особенности при подогревном катодe, начальный сеточный ток может достигать очень больших значений, порядка 100 μ A. Наоборот, в лампах бариевых этот ток очень мал.

Заметим попутно, что в зависимости от расположения характеристики $I_a = f(E_g)$ в координатных осях мы будем иметь при нулевом значении сеточного потенциала определенное значение начального анодного тока I_{a0} . Величина этого тока приближенно может быть вычислена по формуле:

$$I_{a0} = \frac{2SE_a}{3\mu}.$$

§ 87. Оформление электронных ламп. Для получения высокого вакуума электроды лампы обычно заключаются в стеклянный баллон. Форма такого баллона бывает самая

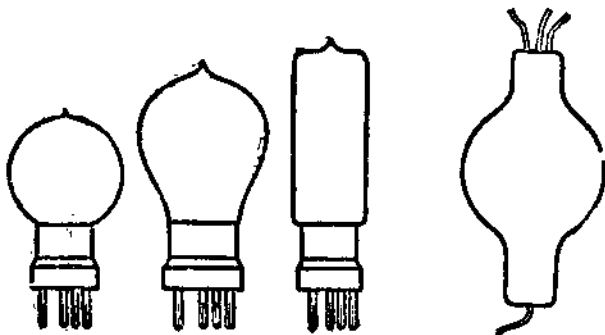


Рис. 100.

Рис. 101.

разнообразная. Для маломощных приемных ламп обычной формой является шаровидная, грушевидная или цилиндрическая (рис. 100). Для мощных генераторных ламп встречаются те же самые формы, а также и сочетания их (рис. 101). Размеры баллона определяются до некоторой степени геометрическими размерами системы электродов лампы. Однако, основным условием, определяющим геометрические размеры бал-

лона, является то, чтобы получаемая при этом поверхность баллона не слишком перегревалась от тепла, получаемого ею от накаливаемого катода и нагретого анода. При обыкновенном стекле и при отсутствии искусственного охлаждения (в виде воздушного дутья) поверхность баллона выбирается согласно условию, чтобы на каждый см^2 поверхности приходилось не больше 0,25—0,5 ватта мощности, рассеиваемой анодом и катодом

$$S \cong 4(P_a + P_k) \text{ см}^2.$$

В огромном большинстве случаев электроды ламп имеют цилиндрическую форму. Обычным материалом для анода и сетки служит никель. Кроме того применяются молибден и тантал. Преимущество применения

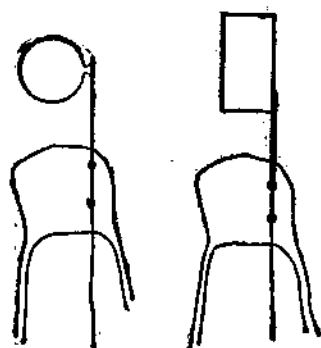


Рис. 102.

Рис. 103.

молибдена и тантала. Преимущество применения молибдена и тантала, в частности для анода, заключается в их большей способности выдерживать тепловую нагрузку. В то время как для никелевого анода предельная нагрузка составляет 1—1,5 ватта на см^2 , для анода молибденового она равна 5—6 ватт на см^2 , а для анода танталового — 6—8 ватт на см^2 . Такое обстоятельство позволяет значительно сокращать габаритные размеры молибденовых и танталовых анодов по сравнению с никелевыми.

Другим преимуществом тантала и молибдена является то обстоятельство,

что они содержат меньшее количество аккомодированных газов, нежели никель. Поэтому условия получения высокого вакуума в лампах с танталовыми и молибденовыми анодами являются более благоприятными. Тантал, кроме того, обладает даже способностью поглощать газы.

Все указанные выше характеристики анодов в современных лампах для наглядного сравнения приведены в нижепомощаемой сводной таблице 14.

В приемных лампах анод крепится к стойкам, впаянным в ту же самую стеклянную ножку, которая несет и стойки, поддерживающие катод. Примеры крепления анода для случаев горизонтальной и вертикальной конструкций приведены соответственно на рис. 102 и рис. 103.

В мощных генераторных лампах анод крепится на отдельной стеклянной ножке, впаяваемой в баллон с конца, противо-

Таблица 14.

Характеристика анодов.

Материал анода	Удельная нагрузка в W/cm^2	Температура $T^\circ K$		Цвет анода при рабочей температуре	Примечания
		Пла- вления	Рабочая		
Никель	0,5—1,5	—	1200	Темно- красный	При вольфрамовом катоде
Никель	0,5—0,7	—	—	Темный	При катоде пониженного накала
Тантал	6—8	3050	—	—	—
Молибден . . .	5—6	2800	1500	Светло- красный	—
Вольфрам . . .	до 10	3600	1600—1700	—	—
Красная медь .	25—35	—	—	—	Лампы с водяным охлаждением

положного тому, где впаяна ножка, несущая катод и сетку (рис. 104). Такая конструкция вызывается необходимостью предотвращения электрического пробоя между выводами анода и катода при высоких анодных напряжениях, имеющих место в мощных лампах.

Радиус цилиндрического анода определяется из условия получения необходимого значения анодного тока I_a при заданном значении анодного напряжения E_a . Для этой цели может служить уравнение Лангмюра

$$I_a = 15,65 \cdot 10^{-6} \frac{l}{r} E_a^{\frac{3}{2}},$$

где l — длина катода, r — радиус анода. При этом длина анода берется равной длине одиночной нити катода. При W-образных катодах как аноду, так и сетке придается вытянутая эллиптическая форма. Такая плоская конструкция электродов, характеризующаяся небольшими расстояниями между анодом и катодом, определяет небольшие значения внутреннего сопротивления R_a лампы (порядка нескольких тысяч омов), с другой стороны, большая рабочая длина W-образного катода обеспечивает возможность получения от лампы

значительной мощности. Именно по этим двум обстоятельствам плоская конструкция получила исключительно широкое применение в мощных усилительных лампах низкой частоты.

Для ламп очень большой мощности (20 kW и выше) применяются так называемые внешние аноды, охлаждаемые проточной водой. Представление о лампах с внешним анодом дает схематический рисунок 105. Анод, в виде цилиндра из красной меди, закрытого с одного конца, приваривается к стеклянному баллону.

Сетка и катод располагаются внутри анода, закрепляясь на стеклянном баллоне. Поверх анода располагается рубашка водяного охлаждения с патрубками *a* и *b* для приема и отвода воды. Количество потребной для охлаждения воды определяется из условия сохранения анодом температуры не выше заданной. Обычно это количество определяется из расчета 40—50 литров в час на каждый киловатт мощности, рассеиваемой на аноде. При таком охлаждении на каждом $см^2$

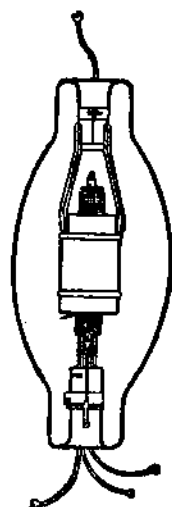


Рис. 104.

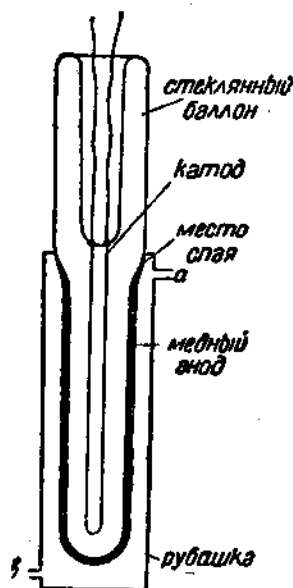


Рис. 105.

поверхности анода можно допускать рассеивание до 35 ватт, что позволяет строить лампы большой мощности при сравнительно малых габаритных размерах. Так, лампа ВЭСО типа Г-61, способная развить 20 kW полезной колебательной мощности, имеет анод, внешний диаметр которого равен 6 см, а длина — 32 см.

В настоящее время разработаны лампы с водяным охлаждением на 250 kW полезной мощности. Эта лампа имеет анод диаметром 11,5 см и длиной 83 см. Для лучшего охлаждения поверхность анода снабжена продольными радиаторами. Фотография этой лампы изображена на рис. 106.

В лампах с водяным охлаждением подача и отвод воды осуществляются при помощи длинных резиновых трубок, чем и осуществляется надлежащая изоляция анода.

Для удобства включения лампы в схему выводы ее электродов, катода, анода, сетки и др. в малоомощных лампах подводятся обычно к штепсельным ножкам, монтированным в цоколе лампы. Такой способ особенно распространен для



Рис. 106.

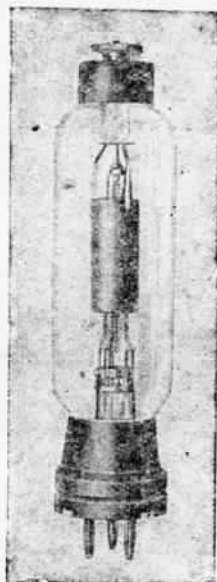


Рис. 107.

приемных ламп. В этом случае цоколь обычно бывает либо металлический, либо карболитовый или из другого изолирующего материала. При этом штепсельные ножки располагаются в установленном порядке, что позволяет включать лампы различных типов и фирм в одну и ту же схему.

В мощных лампах обычно вывод анода делается со стороны, противоположной выводам сетки и катода. Иногда при этом и вывод сетки делается отдельно от катода. В связи с этим цокольное оформление мощных ламп бывает самое

разнообразное. Наряду с металлическим или иного материала цоколем, по типу приемных ламп, встречается и бесцокольное оформление, когда выводы электродов наружу осуществляются при помощи гибких изолированных проводов (рис. 101).

Внешний вид трехэлектродной малоомощной генераторной лампы приведен на рис. 107.

Лампа имеет цилиндрические анод и сетку (спиральную) и петлеобразную нить накала. Нить накала и сетка выведены в нижней части стеклянного баллона к трем штепсельным ножкам, оформленным в цоколе из изолирующего материала. Анод выведен в верхней части баллона к зажиму на металлическом колпачке.

§ 88. Лампы ВЭСО. Производство электронных ламп в СССР в основном сосредоточено на ленинградском заводе „Светлана“, входящем во Всесоюзное объединение электро-слаботочной

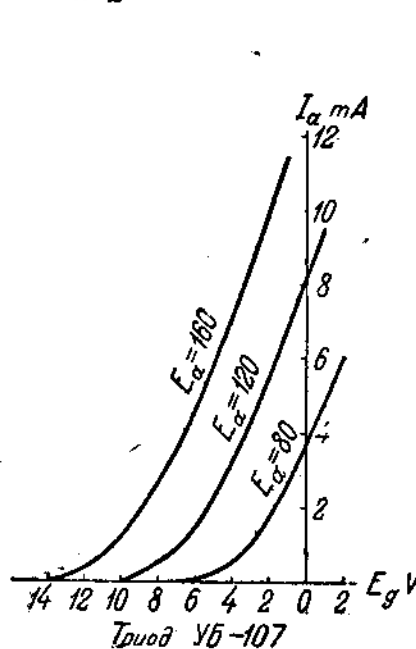


Рис 108.

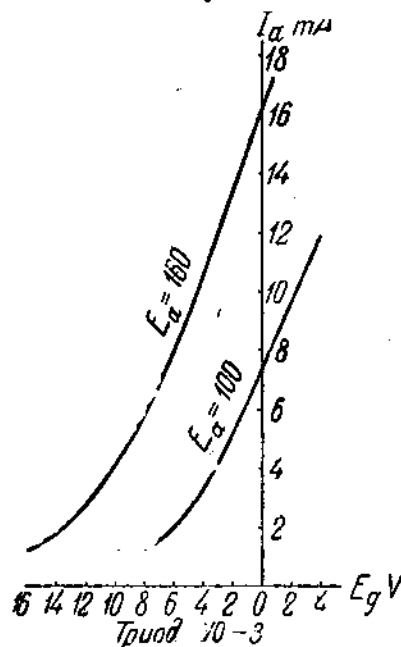


Рис 109.

промышленности (ВЭСО). Завод изготавливает лампы приемные, генераторные, лампы с водяным охлаждением, кенотроны и др.

Данные о трехэлектродных приемных лампах ВЭСО приведены в таблице 15.

Примерные характеристики приемных ламп ВЭСО изображены на рис. 108 и 109.

На рис. 108 представлена характеристика лампы УБ-107.

Это — трехэлектродная лампа с плоским прямоугольным анодом и с W-образной бариевой нитью катода. Применяется

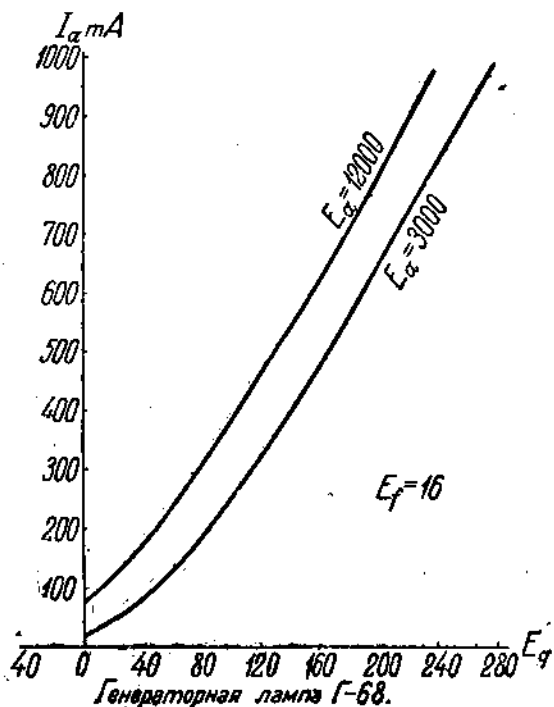


Рис. 110.

как для детектирования, так и для усиления низкой и высокой частоты (универсальная лампа).

На рис. 109 представлена характеристика лампы УО-3.

Это — трехэлектродная лампа плоской конструкции с оксидированным катодом. Применяется для усиления низкой частоты в промежуточных каскадах.

Трехэлектродные лампы ВЭСО.

Тип	Параметры		К	Т			E _a V	P _a W	-E _g V	Применения
	μ	StAN		Материал	E _f V	I _f A	I _s mA			
П-7	3,5—11,5	0,4—0,28	24 000—38 000	Вольфрам	3,6—4	0,8—0,7	4,5—7	80	—	Универсальное
П-12	10—12	0,38—0,45	22 000—38 000	Торированный	3,6	0,08—0,07	8—9	40—80	—	—
ПО-23	5,5—8	0,65—0,35	10 000—20 000	Оксидированный	0,7—1,2	0,22	—	40—80	—	—
ПО-74	5—14	0,9—1,3	11 000	Оксид. с подогр.	1,5	1,8—2,3	15—35	40—80	—	—
ПО-119	9	3	4 500	" " "	4	1,1	—	120—200	—	Предварит. усиление низкой частоты
УТ-1	4,5	0,7	6 400	Торированный	3,6	0,58—0,8	70—100	120	5—9	Оконечное усиление
УО-3	5,5—12	1,2—1,5	5 300	Оксидированный	3,6	0,25	—	160	5	"
УТ-15	8—12	1,9—1,2	5 000—7 000	Торированный	4,8	0,65—0,8	80—100	240	10	"
УТ-40	8—11	0,65—0,9	10 000	"	3,6	0,18	18—35	140	—	"
УО-104	4	3	1 300	Оксидированный	4	0,7	—	240	40	"
УБ-107	10—13	1,45—1,1	8 800	Бариевый	4	0,07—0,08	20—35	40—160	1,5—8	Универсальное
УВ-110	19—23	1,4—1,1	20 000	"	4	0,06	20	90—160	—	Усиление напряжен. на сопряжен. и дрейф- селах
СТ-93	23—30	0,3—0,44	60 000	Торированный	3,6	0,06	4—11	80—120	—	Усиление напряжен. на сопряжен. и дрейф- селах
ГО-112	—36	2,7—1,8	14 000	Оксид. с подогр.	4	0,7—1,8	—	120—200	2—3	Предварит. усиление низкой частоты, детек- тирование

Данные о трехэлектродных мощных генераторных и модуляторных лампах изготовления ВЭСО приведены в таблицах 16 и 17.

Примерные характеристики мощных трехэлектродных ламп ВЭСО приведены на рис. 110, 111, 112.

На рис. 110 изображены характеристики генераторной лампы типа Г-68 мощностью 1 kW (рассеяние на аноде). Лампа имеет вольфрамовый катод, обыкновенную цилиндрическую конструкцию электродов и овальный стеклянный баллон.

На рис. 111 изображены характеристики 50-киловаттной лампы с водяным охлаждением. Лампа имеет внешний цилиндрический анод из красной меди, омываемый проточной водой. Катод изготовлен из вольфрамовой проволоки диаметром 1 мм, имеющей общую длину 920 мм. Катод имеет W-образную свернутую форму, т. е. его четыре проволоки расположены по углам квадрата.

На рис. 112 изображены характеристики модуляторной лампы типа М-39 (прежнее название Г-5). Это — типичная модуляторная лампа с левой характеристикой и малым значением внутреннего сопротивления R_a .

§ 89. Динатронный эффект. Испускаемые накалившимся катодом электроны (первичные), долетев до анода (или иного электрода в лампе), могут, если достаточен для этого приобретенный ими на пути своего движения запас кинетической энергии, выбить из твердого тела анода (или иного электрода) вторичные электроны. Это явление носит название динатронного эффекта. В условиях работы, например, кенотрона, вторичные электроны, вылетающие из анода, попадают в задерживающее электрическое поле, возвращающее их немедленно назад к аноду. Таким образом, в двухэлектродной лампе динатронный эффект анода не оказывает никакого влияния на электрический процесс в лампе. В лампах же трехэлектродных и многоэлектродных динатронный эффект может привести к значительным искажениям нормального электрического процесса.

§ 90. Многосеточные лампы. Мало мощные электронные лампы получили в настоящее время исключительное распространение в радиоприемных устройствах. Эти лампы стали предметом домашнего обихода. Естественно, что к ним стали предъявляться особые требования, требования высокой эффективности в работе и большой экономичности.

Удовлетворение этих требований лежит в получении лампы, характеризующейся: 1) как можно большим значением коэффи-

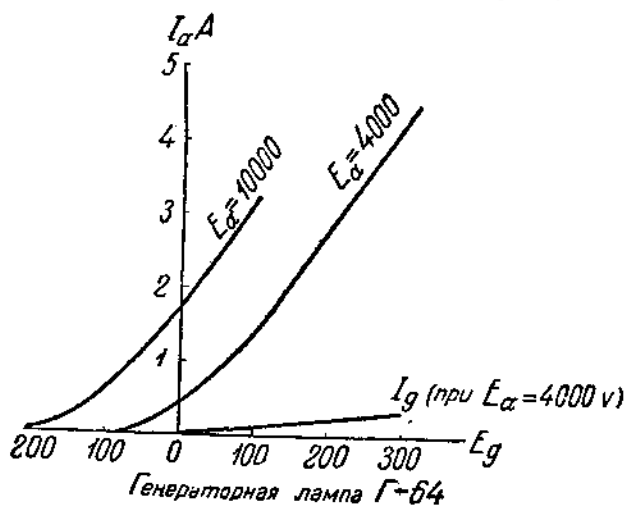


Рис. 111.

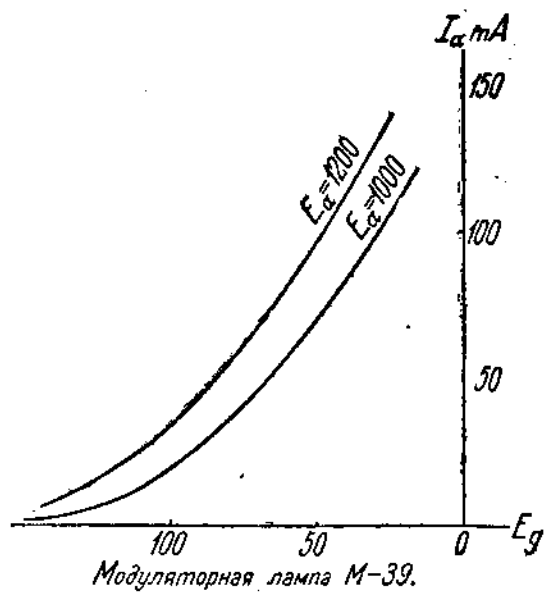


Рис. 112.

Таблица 16.

Генераторные трехэлектродные лампы ВЗСО.

Т и п	П а р а м е т р ы			К а т о д			А н о д			Примечания
	μ	$S_{V_{\text{мА}}}$	$R_a \Omega$	$E_f V$	$I_f A$	$I_s \text{mA}$	Материал	$E_a V$	$P_a W$	
Г-9	50-60	1	60 000-50 000	5,2	1,3	50-70	Вольфрам	750	10	
Г-10	15-19	0,4-0,6	35 000-25 000	4,1	0,9	20-25	Тантал	400	20	
Г-32	16-22	0,7-0,9	20 000-22 000	3,2	3,5	60	Вольфрам	800	15	
Г-36	50-60	1,5-1,8	30 000-35 000	5,6	0,86	200	—	600	20	
Г-47	85	1,35	60 000	11,3	3,9	215	Молибден	3 000	150	
Г-49	85	2,35	35 000	11	6,3	375	"	3 000	150	
Г-54	95	3,5	27 000	17	8,4	750	Тантал	3 000	500	
Г-56	245	3	82 000	16	10,2	1 200	—	10 000	300	
Г-68	180	5	36 000	17	18	2 000	Молибден	10 000	1 000	
Г-61	47	6,5-7	7 500	16,5	51	10 000	С вод. охлажд.	10 000	10 000	
Г-62	47	6,5-7	7 500	16,5	51	10 000	" "	10 000	10 000	Для коротк. волн
Г-64	47	9-10	5 000	48	57	25 000	" "	10 000	25 000	

Таблица 17.

Модуляторные лампы ВЭСО.

Т и п	П а р а м е т р ы			К а т о д			А н о д		П р и м е ч а н и я
	μ	$S \frac{\text{mA}}{\text{V}}$	$R_a \Omega$	$E_f \text{ V}$	$I_f \text{ A}$	$I_s \text{ mA}$	$E_a \text{ V}$	$P_a \text{ W}$	
М-28	11	2,4	4500	11	6,3	375	1300	150	
М-39	10	1,45	7000	11	3,4	200	1200	34	
М-53	11	1,45	7600	11	6,3	375	3000	150	
М-57	52	2,9	18000	16	10,2	1200	10000	400	
М-89	9	5	1800	11	6,3	—	800—1200	450	
Г-63	18	—	—	16,5	51	—	10000	10000	С воды. охлажден.

циента усиления μ , 2) как можно большим значением крутизны S и 3) как можно меньшим значением анодного напряжения E_a .

Ниже, в главе „Ламповые приемники“, мы будем иметь возможность заключить, что именно произведение коэффициента усиления μ на величину крутизны S характеризует степень качества лампы, характеризует эффективность лампы. Это произведение поэтому можно рассматривать как некоторый параметр качества лампы. Параметр этот поэтому, по предложению Баркгаузена (Barkhausen), был назван „добротностью“; он обозначается символом G

$$G = \mu S$$

и выражается в милливаттах на квадратный вольт.

Наряду с таким выражением в настоящее время применяется также и другое выражение для качества лампы, а именно ее „удельная добротность“ G_0 , представляющая собою величину добротности, отнесенную к одному ватту затрачиваемой в цепях катода и анода электрической энергии:

$$G_0 = \frac{G}{P_r + P_a}.$$

Для ламп универсальных она достигает значений порядка 50—150, в лампах для усиления мощности низкой частоты порядка 10—40.

В обыкновенной трехэлектродной лампе одновременное выполнение указанных выше требований является неосуществимой задачей. Так, увеличение коэффициента усиления μ ведет к уменьшению крутизны S и к увеличению анодного напряжения E_a . Можно осуществить лампу с большим коэффициентом усиления μ без уменьшения крутизны S , но такая лампа будет иметь большое значение внутреннего сопротивления R_a , что осложняет применение лампы в некоторых схемах.

Есть еще одно обстоятельство, компрометирующее обыкновенную трехэлектродную лампу в схемах усиления высокой частоты; это — большое, сравнительно, значение внутренней емкости лампы между анодом и сеткой, достигающее нескольких сантиметров. При такой емкости, как это мы увидим ниже, затруднительно получение больших усилений электрических колебаний достаточно высокой частоты.

Поставленные задачи в большей или меньшей степени разрешаются внесением в трехэлектродную лампу дополнительных электродов — добавочных сеток. Различают лампы с одной

добавочной сеткой (двухсеточные лампы, экранированные лампы) и лампы с двумя добавочными сетками (пентоды).

§ 91. Двухсеточные лампы. Добавочная сетка может быть помещена двояким образом: 1) либо между катодом и управляющей сеткой обычной трехэлектродной лампы, 2) либо между анодом и управляющей сеткой трехэлектродной лампы. В первом случае (предложено Лангмюром) добавочная сетка носит название катодной, во втором случае (предложено Шоттки) добавочная сетка носит название анодной.

Схема лампы с катодной сеткой изображена на рис. 113. Катодной сетке сообщается настолько большой (10—15 вольт) потенциал, чтобы все электроны, образующие пространственный заряд вблизи катода, перешли к катодной сетке. В даль-

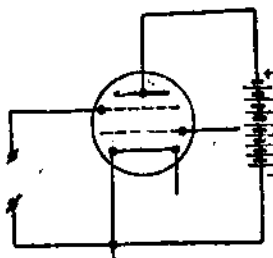


Рис. 113.

нейшем мы можем нашу лампу рассматривать как трехэлектродную, в которой источником электронов является катодная сетка, а управление движением этих электронов осуществляется основной сеткой, лежащей между анодом и катодной сеткой. Первым следствием такой переброски пространственного заряда является следующее: так как одно и то же количество электронов (точнее, несколько меньшее, ибо часть электронов попадает на катодную сетку, создавая в ней сеточный ток) в этом случае

занимает гораздо больший объем пространства (ведь радиус катодной сетки во много раз больше радиуса катода), то объемная плотность пространственного заряда будет меньше, пространственный заряд становится реже, слабее. Поэтому для привлечения всех электронов к аноду потребуется значительно меньшее анодное напряжение. Отсюда вытекает также уменьшение внутреннего сопротивления лампы.

Далее, так как управляющая сетка находится в поле сравнительно слабого пространственного заряда, а к тому же и скорости электронов между катодной сеткой и анодом невелики, то для управления анодным током потребуются меньшие значения управляющего сеточного напряжения, иначе говоря, крутизна S лампы возрастает. В то же время коэффициент усиления μ лампы сохраняет свое значение, определяемое конструкцией управляющей сетки.

Итак, в лампе с катодной сеткой достигаются следующие качества:

- 1) уменьшение анодного напряжения,
- 2) уменьшение внутреннего сопротивления,
- 3) увеличение крутизны S без уменьшения коэффициента усиления μ .

Схема лампы с анодной сеткой изображена на рис. 114.

Пусть анодное напряжение лампы будет E_a , напряжение на сетке управления — E_{g1} и напряжение на анодной сетке — E_{g2} . Пусть, далее, проницаемость сетки управления равна D_1 , а проницаемость анодной сетки — D_2 .

Воспользуемся уже известным понятием эквивалентного напряжения (см. § 83) и пересчитаем сначала анодное напряжение на анодную сетку. Мы получим

$$E'_a = E_{g2} + D_2 E_a.$$

Это напряжение пересчитаем на управляющую сетку; получаем

$$E_s = E_{g1} + D_1 E'_a = E_{g1} + D_1 E_{g2} + D_1 D_2 E_a.$$

Сравнивая это выражение с тем, которое мы имели раньше для случая трехэлектродной лампы, а именно:

$$E_s = E_g + D E_a,$$

закключаем, что для рассматриваемого случая лампы с анодной сеткой проницаемость для поля анода, равная

$$D = D_1 D_2,$$

значительно уменьшена по сравнению с проницаемостью для трехэлектродной лампы. Иначе говоря, коэффициент усиления для лампы с анодной сеткой имеет значительно большее, по сравнению с лампой трехэлектродной, значение

$$\mu = \mu_1 \cdot \mu_2.$$

Такое увеличение коэффициента усиления происходит, вместе с тем, без заметного уменьшения крутизны. В самом деле

$$I_a = k_g \cdot E_s^{\frac{2}{3}} = k(E_{g1} + D_1 E_{g2} + D_1 D_2 E_a)^{\frac{2}{3}},$$

т. е., в то время как одно слагаемое $D_1 D_2 E_a$ эквивалентного напряжения в этом случае уменьшается, мы имеем добавочное

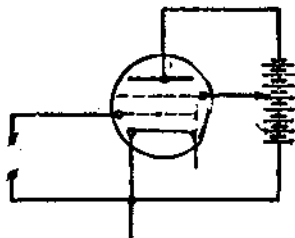


Рис. 114.

слагаемое $D_1 E_{g_2}$, в известной степени компенсирующее это уменьшение.

Однако, выигрыш в увеличении коэффициента усиления в лампах с анодной сеткой сопровождается значительным увеличением внутреннего сопротивления.

В лампах с анодной сеткой анодное напряжение обычно бывает несколько большим, по сравнению с анодным напряжением лампы трехэлектродных.

§ 92. Экранированные лампы. Наличие в лампе анодной сетки значительно уменьшает величину внутренней емкости между анодом и сеткой управления. Подобное обстоятельство имеет важное практическое значение, в связи с чем в последнее

время широкое распространение получили так называемые экранированные лампы. Экранированная лампа представляет собою лампу с анодной сеткой, но эта последняя имеет специальную конструкцию, обеспечивающую наиболее полное перехватывание силовых линий электрического поля, создаваемого анодом, как в пространстве, между анодом и управляющей сеткой, так и в пространстве, к ним прилегающем. Примером такой конструкции может служить лампа Халля (изобретатель экранированной лампы), схематически изображенная на рис. 115. Здесь мы имеем цилиндрический анод A , экранирующую густую сетку G_2 , окружающую анод со всех сторон, и одиночную нить накала F , выведенные через ножку баллона в низ лампы. Управляющая сетка G_1 имеет вывод к верху баллона. При такой конструкции экрана полу-

чается значительное уменьшение электростатического взаимодействия между анодом и управляющей сеткой (экранирование), получается значительное уменьшение внутренней емкости лампы $C_{га}$ между анодом и управляющей сеткой. В экранированных лампах эта емкость становится равной 0,01—0,03 см и меньше, т. е. по сравнению с обыкновенной трехэлектродной лампой получается уменьшение емкости в 200—500 раз.

Схема внешних включений для экранированной лампы изображена на рис. 116. Положительный потенциал, сообщаемый экранирующей сетке, обычно бывает порядка 40—80 вольт, в то время как аноду сообщается потенциал порядка 120—200 вольт.

Вылетающие из катода электроны под влиянием положительного потенциала сетки экранирования устремляются к этой

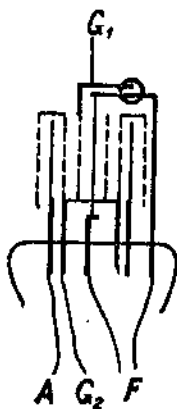


Рис. 115.

последней; часть электронов при этом попадает в проволоки самой сетки и дает начало сеточному току I_{g2} , другая часть, значительно бо́льшая, пролетает через отверстия экранирующей сетки и попадает на анод под влиянием его большего положительного потенциала, давая начало анодному току I_a . Количество электронов, устремляющихся от катода к экранирующей сетке, зависит от потенциала E_{g1} на сетке управления; поэтому и сеточный ток I_{g2} и анодный ток I_a зависят от потенциала E_{g1} . Последняя зависимость сохраняет такой же вид, как и в случае трехэлектродной лампы, иначе говоря, крутизна S экранированной лампы имеет приблизительно те же значения, что и в лампах трехэлектродных.

Но благодаря экранирующему влиянию сетки анодное напряжение очень мало влияет на электроны вблизи катода и, значит, на величину анодного тока; иначе говоря, внутреннее сопротивление экранированной лампы должно быть велико. Действительно, в современных экранированных лампах величина внутреннего сопротивления R_a достигает значений порядка 500 000 — 1 000 000 Ω .

Наконец, так как

$$\mu = S \cdot R_a,$$

то в экранированных лампах мы получаем большие значения коэффициента усиления μ .

Одной из особенностей экранированных ламп является динаatronный эффект, наблюдаемый в цепях анода и экранирующей сетки, когда напряжение на аноде E_a меньше, чем напряжение E_{g2} на экранирующей сетке (рис. 117). Пусть напряжение на управляющей сетке $E_{g1} = \text{const}$ и напряжение на экранирующей сетке $E_{g2} = \text{const}$. Будем изменять величину

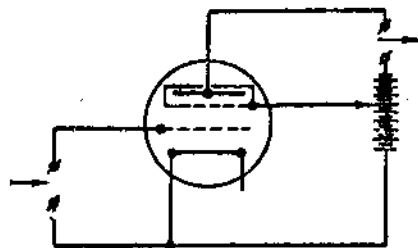


Рис. 116

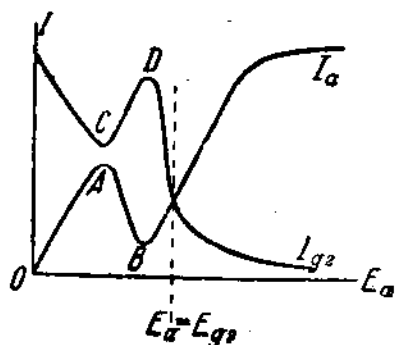


Рис. 117.

анодного напряжения E_a . При малых значениях анодного напряжения внутренний режим лампы будет характеризоваться большим током на экранирующую сетку. По мере увеличения анодного напряжения электроны, пролетевшие через отверстия экранирующей сетки, начнут перераспределяться таким образом, что число электронов, направляющихся к аноду, будет возрастать, а число электронов, падающих обратно на экранирующую сетку, будет уменьшаться. В этом процессе наступит момент, когда возрастающая энергия летящих к аноду электронов окажется достаточной для возникновения вторичного излучения электронов из анода. Поскольку напряжение на экранирующей сетке E_{g2} остается больше напряжения на аноде, электроны эти будут лететь к экранирующей сетке, в результате чего полный анодный ток начнет уменьшаться, а ток в экранирующей сетке — возрастать (участки AB и CD кривых на рис. 117). С дальнейшим увеличением анодного напряжения количество вторичных электронов, увлекаемых к экранирующей сетке, начнет уменьшаться, затем анодный ток начнет опять

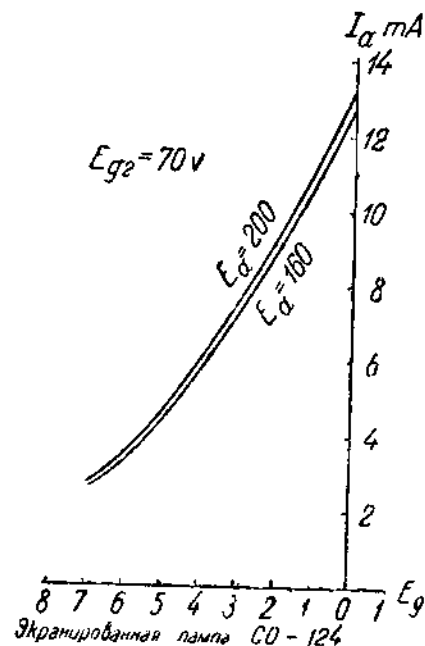


Рис. 118.

быстро возрастать и при значениях $E_a > E_{g2}$ достигнет некоторого постоянного значения.

Данные об экранированных приемных лампах изготовления ВЭСО приведены в таблице 18.

Примерная характеристика экранированной лампы типа CO-124 приведена на рис. 118. Эта лампа имеет цилиндрическую конструкцию электродов и оксидированный катод с подогревом. Все электроды расположены внутри экранирующего чехла, соединенного с экранирующей сеткой. Анод лампы

Экранированные приемные лампы ВЭСО.

Тип	П а р а м е т р ы		К а т о д	Материал	E_f V	I_f A	I_S mA	E_a V	$-E_{g_1}$ V	$+E_{g_2}$ V
	μ	$S_{шA/V}$								
СТ - 80	100—200	0,8—0,5	120 000—300 000	Торированный	3,6	0,16—0,18	13—30	120—200	1—3	30—90
СО - 95	750	1	750 000	Оксидир. с подогрев.	1,5	1,7—2,3	—	140—200	1,5	40
СО - 124	250	1,5—1,3	180 000	Оксидир. с подогрев.	4	0,9—1,2	—	160	1,5	60
СБ - 112	200 - 500	0,4—0,9	200 000—1 200 000	Бариевый	4	0,065—0,08	—	160	—	80

выведен к специальному зажиму, расположенному на верхней части баллона.

Итак, экранированная лампа характеризуется большим значением коэффициента усиления μ , большим значением внутреннего сопротивления R_a , малым значением внутренней емкости C_{ga} между анодом и управляющей сеткой. В связи с этими обстоятельствами экранированная лампа является весьма пригодной для работы как усилитель электрических колебаний высокой частоты по резонансной схеме.

Наряду с этим, вследствие влияния динаotronного эффекта (наличия падающего участка в ламповой характеристике), при больших значениях анодного напряжения мы будем получать искажения. Экранированные лампы поэтому не являются пригодными ни для усиления мощности ни для усиления колебаний низкой частоты.

Необходимо отметить, что параметры экранированной лампы не являются строго определенными, как в случае трехэлектродной лампы. Эти параметры в сильнейшей степени зависят от величины напряжения E_{g2} , приложенного к экранирующей сетке. В самом общем случае увеличение этого напряжения ведет к уменьшению коэффициента усиления μ , увеличению крутизны S и уменьшению внутреннего сопротивления R_a . При этом уменьшение коэффициента уси-

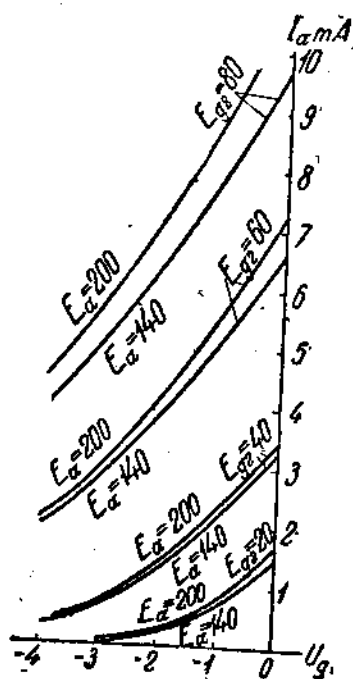


Рис. 119.

ления μ происходит быстрее увеличения крутизны S , вследствие чего с увеличением напряжения E_{g2} на экранирующей сетке уменьшается и добротность лампы $G = \mu S$. Отсюда вытекает понятие о наимыгоднейшем значении рабочего напряжения на экранирующей сетке: оно должно быть выбрано так, чтобы добротность лампы была возможно большей, а внутреннее сопротивление лампы — возможно меньшим. Таким образом для правильного суждения об экранированной лампе необходимо располагать серией ее характеристик, снятых при различных значениях

напряжения на экранирующей сетке. Разумеется, для обеспечения возможности определения параметров лампы, эти характеристики надлежит снимать при двух значениях анодного напряжения. Кроме того надлежит учитывать расход энергии за счет тока на экранирующую сетку.

На рис. 119 изображена серия таких характеристик для экранированной лампы ВЭСО типа СО-95. Характеристики сняты для двух значений анодного напряжения E_a (140 и 200 вольт) при значениях напряжения на экранирующей сетке E_{g2} равных 20, 40, 60 и 80 вольт. Из этих характеристик видно, что нормальное использование лампы в схемах усиления, ограниченное требованиями прямолинейности характеристики и отсутствием тока сетки, определяется значением смещающего отрицательного напряжения E_{g1} на сетке управления, равным 1,5 вольт. В этих условиях лампа СО-95 характеризуется следующими параметрами в зависимости от напряжения E_{g2} на экранирующей сетке:

E_{g2}	μ	S	R_a	O
20	600	0,5	1 200 000	300
40	750	1	750 000	750
60	250	1,6	156 000	400
80	120	1,8	67 000	216

За последнее время, кроме указанных выше приемных экранированных ламп, в практику радиосвязи, главным образом на коротких волнах, начинают входить и генераторные экранированные лампы. Преимуществом этих ламп в коротковолновых генераторных схемах является ничтожное значение внутренней паразитной емкости C_{pa} между анодом и сеткой. Вследствие склонности к динатронному эффекту, однако, коэффициент полезного действия генератора с экранированной лампой ограничивается небольшой величиной, порядка 50%.

Данные об экранированных генераторных лампах изготовления ВЭСО приведены в таблице 19 (стр. 180).

Примерные характеристики экранированной генераторной лампы типа С-94 приведены на рис. 120.

§ 93. Пентоды. Наличие падающего участка АВ в характеристике экранированной лампы (рис. 117), вызываемого

Таблица 19.

Экранированные генераторные лампы ВЭСО.

Тип	Параметры			К в т о д			А н о д		$E_{g2} V$
	μ	$S_{max} V$	$R_a \Omega$	$E_f A$	$I_f A$	$I_s mA$	$E_a V$	$P_a W$	
C-94	100	1	100 000	11	7,5-8	400	1 500	75	500
C-103	100	2	50 000	17	18	2 000	3 000-4 000	750	500
C-106	120	2	60 000	11	6	375	3 000	150	500
C-109	120	2	60 000	17	10,4	750	3 000	400	500

динатронным эффектом, вредно в том смысле, что оно ограничивает область использования характеристики для усиления без искажений. В экранированной лампе поэтому можно работать лишь на прямолинейных положительных участках характеристики, что ограничивает величину полезно получаемой от лампы мощности.

Для устранения вредного влияния динатронного эффекта в экранированную лампу вводится еще одна сетка (противодинаatronная), что дает, таким образом, пятиэлектродную лампу — пентод. Эта дополнительная сетка помещается между анодом и экранирующей сеткой и присоединяется внутри самой лампы к средней точке катода (рис. 121). Таким образом, эта сетка имеет нулевой потенциал.

Эта дополнительная сетка не оказывает никакого влияния на электроны, летящие из накаливаемого катода к аноду. По отношению же к вторичным электронам, вылетающим из анода, она является своего рода экраном, перехватывающим силовые линии поля экранирующей сетки, вследствие чего и нейтрализуется падающий участок AB .

Отсюда же, величина полного электронного потока на анод в пентоде будет больше, нежели в экранированной лампе, так что внутреннее сопротивление R_a у пентодов значительно меньше, нежели у экранированных ламп.

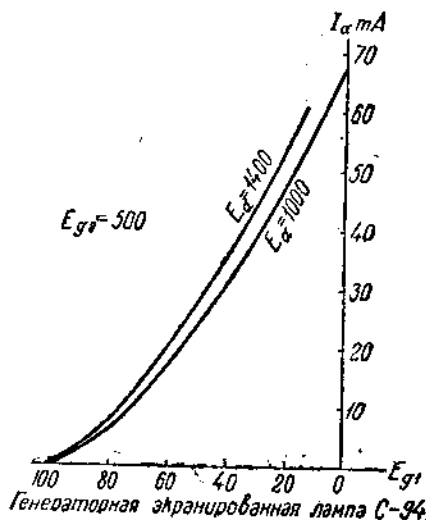


Рис. 120

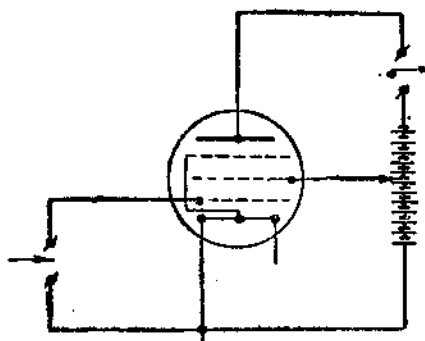


Рис. 121.

При всем этом в рассматриваемом типе пентода противодинаatronная сетка делается достаточно редкой, чтобы уменьшить ее влияние на величину анодного тока.

Рассмотренный тип пентода с противодинаatronной сеткой носит название пентода высокой частоты. Применяется в схемах усиления высокой частоты и для детектирования.

Другим типом пентода, полученным как развитие экранированной лампы, является так называемый пентод низкой частоты. В этом пентоде за счет добавления катодной сетки

достигается увеличение крутизны S и уменьшение внутреннего сопротивления R_o . Кроме того конструкция экранирующей сетки значительно упрощается, так как при работах в каскадах низкой частоты вопрос о влиянии междуэлектродной емкости C_{pa} теряет свою остроту.

Средними встречающимися параметрами пентодов низкой частоты являются $\mu=50-80$, $S=1,5-2$, $R_o=30\,000-60\,000\Omega$. Пентод находит широкое применение в каскадах усиления низкой частоты, и как детектор. В качестве усилителя мощности низкой частоты (оконечное

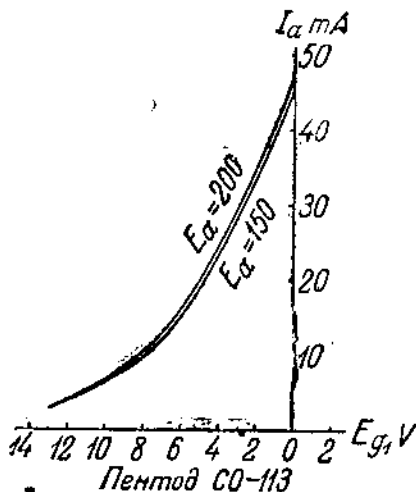


Рис. 122.

усиление) пентод характеризуется большим значением полезно развиваемой мощности (2W и выше) и высоким значением коэффициента полезного действия (до 40%).

Примерная характеристика пентода (СО-113) приведена на рис. 122. Лампа имеет плоскую конструкцию электродов и оксидированный катод с подогревом. В оконечной ступени усиления низкой частоты СО-113 может выработать до 4 ватт неискаженной мощности.

§ 94. Лампы с переменной крутизной. Маломощные приемные лампы как обыкновенные трехэлектродные, так и специальные (экранированные, пентоды), имеют в нижней части

своих характеристик резкий загиб, резкое и быстрое уменьшение величины крутизны S .

В современных приемных лампах, в экранированных и пентодах, с этим недостатком борются при помощи такой специальной конструкции сетки управления, когда характеристика в нижней своей части переходит к нулевому значению очень медленно и плавно. Такие лампы и получили название ламп с переменной крутизной (*varia-tu*). Общий вид характеристики лампы изображен на рис. 123; здесь же для сравнения изображена характеристика экранированной лампы.

Как видно из рисунка, характеристика лампы с переменной крутизной переходит к своему нулевому значению чрезвычайно медленно, при чрезвычайно медленном уменьшении крутизны S ; практически крутизна S падает до малых значений (порядка $0,01 \text{ mA/V}$) лишь при очень высоких значениях отрицательного напряжения на управляющей сетке (порядка 50 V).

Задача получения лампы с переменной крутизной может быть разрешена применением специальных конструкций управляющих сеток. Так, например, в лампах с цилиндрическими электродами сетка может быть выполнена с неравномерной густотой витков вдоль ее длины. Предложена также В. И. Волынским конструкция сетки в виде конуса.

§ 95. Современные приемные лампы. Современные тенденции в области конструирования и применения маломощных приемных ламп, при всей сложности и разнообразии задач, выполняемых этими лампами, лежат главным образом в выполнении основных требований: надежность и регулярность действия, высокая экономичность и простота эксплуатации. Поэтому почти исключительное применение в настоящее время получили экранированные лампы и пентоды низкой и высокой частоты. В огромном большинстве случаев при этом катоды осуществляются как подогревные, с питанием от сети переменного тока.

Типичные приемные лампы в современной зарубежной практике в своих основных данных приведены в таблице 20.

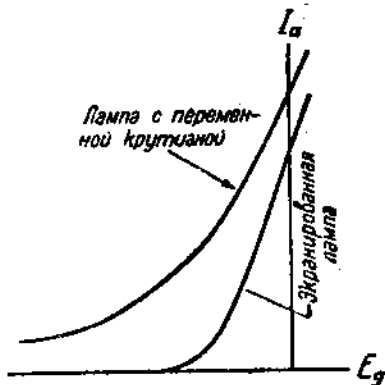


Рис. 123.

Современные зарубежные приемные лампы.

Таблица 20.

МАРКА	Тип лампы	Параметры			К а т о д	Добротность		P_{max} в мW	Примечание			
		μ	S	R_a		Т и п	E_f			I_f	A	G_a
Mullard PM 2DX	Триод	10	1,9	10 000	Непереср. накал.	2	0,1	36	45	—	Универсальная	
Mullard PM 1A	"	50	1,2	42 000	то же	3	0,1	60	170	—	"	
Marcosel DH	"	40	3,7	11 000	Подогрев на пост. токе	16	0,25	148	28,5	—	"	
Philips B2038	"	88	3	12 500	то же	20	0,18	114	24,7	—	"	
Telefunken 904	"	25	3,5	7 000	Подогрев на перемен. токе	4	1	87,5	15,6	—	"	
Marcosel P2	"	7,5	3,5	2 100	Непереср. накал.	2	0,2	—	9,2	300	Мощное усиление	
Cossor 220 PA	"	18	4	4 000	то же	2	0,2	—	42,5	200	"	
Triotron SP2	"	3	2	1 500	"	2	0,33	—	2,5	550	"	
Marcosel	Экранированная	220	1,1	200 000	—	2	0,1	240	500	—	—	
Mazda	"	800	1,1	750 000	—	2	0,15	880	1 450	—	—	
RCA	"	620	0,83	1000 000	—	2	0,06	384	660	—	—	
Пентод vari-mu	Пентод высокой частоты	750	1	750 000	—	6,3	0,3	750	280	—	—	
Пентод	"	1 500	1,225	1 040 000	—	2,5	1	1 840	610	—	—	
Mazda Pen 220A	Пентод низкой частоты	—	2,5	—	—	2	0,2	—	—	1 000	—	
Mazda AC Pen	"	150	2,5	60 000	С подогревом	4	1	—	32,5	2 000	Детектирование и охлаждение усилителя	
RCA-238	"	100	0,975	100 000	"	6,3	0,3	—	31	2 500	"	

В таблице символом P_{max} обозначена полная, неискаженная полезная мощность, получаемая от лампы в каскаде оконечного усиления.

§ 96. Ламповый треугольник. Параметры лампы μ , S и R_a в полной мере определяют как область ее применения, так и режим работы. По известным соотношениям эти параметры легко вычисляются, если заданы характеристики, или легко измеряются при помощи тех или иных способов.

Внутреннее уравнение лампы

$$SR_a \frac{1}{\mu} = 1,$$

связывающее между собою значения этих параметров для лампы, позволяет определить номограмму для быстрого нахождения одного из параметров, когда известны два других. Такая номограмма, известная под названием лампового треугольника, была предложена инженером Wallenta. Основана она на известной геометрической теореме: если через какую-либо точку O , взятую внутри треугольника, провести прямые, соединяющие вершины треугольника с противолежащими сторонами (рис. 124), то эти стороны будут разделены на отрезки, удовлетворяющие следующему уравнению:

$$\frac{AE}{BE} \cdot \frac{BF}{CF} \cdot \frac{CD}{AD} = 1.$$

Это уравнение совершенно аналогично уравнению, связывающему параметры лампы. Поэтому, взяв произвольный треугольник и отложив на его сторонах в надлежаще выбранных масштабах возможные значения μ , R_a и S , мы и получим номограмму, позволяющую по двум заданным параметрам лампы быстро определять неизвестный третий.

Наиболее удобным является применение равностороннего треугольника со стороной $a = 100, 200, 400$ мм. Масштабы

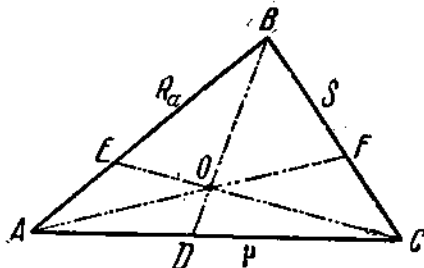


Рис. 124.

для величин μ , S и R_a выбираются в соответствии с желаемой четкостью номограммы в том или ином участке треугольника. Выбор масштаба основан на следующем очевидном равенстве:

$$(p \cdot S) \cdot q \left(\frac{1}{\mu} \right) \cdot \frac{R_a}{pq} = 1,$$

где p и q — произвольные числа. В этих условиях масштабная сетка лампового треугольника может быть построена при помощи следующих равенств:

$$\begin{aligned} CD &= \frac{a \cdot q}{q + \mu}, \\ BF &= \frac{a \cdot p \cdot S}{p \cdot S + 1}, \\ AE &= \frac{a \cdot R_a}{p \cdot q + R_a}. \end{aligned}$$

Такая номограмма изображена на рис. 125. Для ее построения было взято

$$\begin{aligned} p &= 1, \\ q &= 25. \end{aligned}$$

Пользование номограммой чрезвычайно просто. Если, например, лампа задана значениями

$$\begin{aligned} \mu &= 25, \\ S &= 1 \text{ mA/V}, \end{aligned}$$

то по пересечению соответственных масштабных линий находим

$$R_a = 25000 \Omega.$$

Конечно, вычисление, подобное приведенному, столь же легко можно произвести и при помощи внутреннего уравнения лампы. Номограмма поэтому для таких вычислений и не применяется. Распространение же она получила лишь потому, что представляет возможность наглядного размещения на ней существующих типов ламп, так как каждый тип лампы, характеризующийся вполне определенными значениями параметров, отметится на номограмме вполне определенно расположенной точкой.

На рис. 125 показано такое размещение некоторых ламп ВЭСО. Здесь ясно намечаются группировки: I — универсальных ламп (П-7, ПТ-2), II — ламп оконечного усиления (УТ-1, УО-3, УО-104), III — экранированных ламп (СТ-80, СО-95, СО-124, СБ-112).

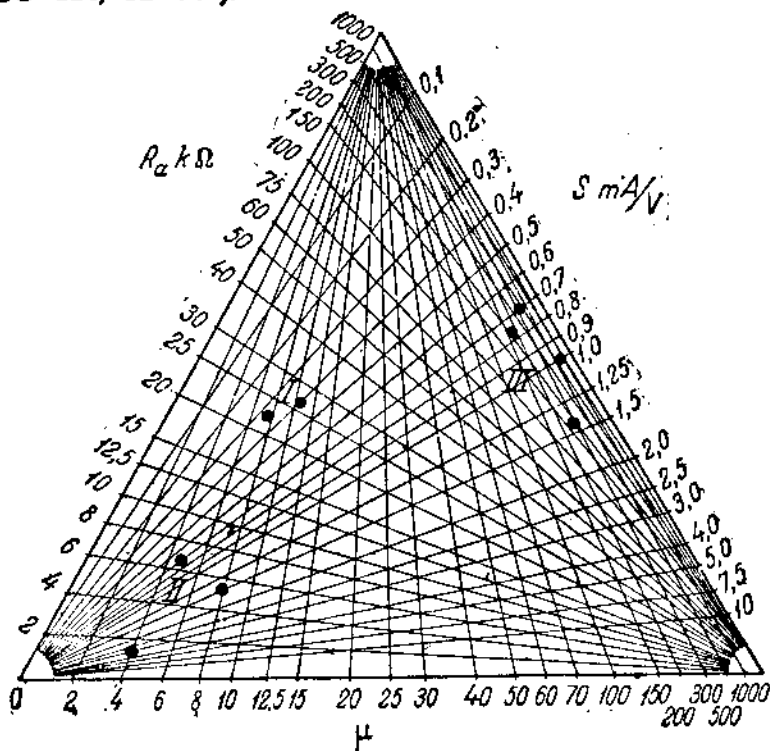


Рис. 125.

§ 97. Контрольные вопросы и примеры.

1) Построить зависимость $I_s = (T)$, характеризующую эмиссионные свойства вольфрама.

Отв.: Принимая поверхность излучения $S = 1 \text{ см}^2$, находим: при $T = 2000^\circ$ — $I_s = 4,2 \text{ mA}$; при $T = 2500^\circ$ — $I_s = 896 \text{ mA}$.

2) Какие катоды обладают микрофонным эффектом и почему?

3) Перечислить шесть основных катодов из применяющихся материалов для рабочих условий.

4) Кенотрон имеет вольфрамовый катод диаметром 0,01 см; действующая длина (эквивалентная длина равномерного излучения) катода равна

2 см. Анод — цилиндрический, с радиусом 0,5 см. Построить характеристику кенотрона $I_a = f(E_a)$ при температуре катода, равной 2600° К.

Отв.: $I_a = 56,2$ мА.

5) Что нужно сделать для того, чтобы характеристику трехэлектродной лампы, лежащую вправо от оси ординат, переместить влево?

Отв.: Повысить анодное напряжение.

6) Нарисовать в произвольном масштабе семейство характеристик $I_a = f(E_a)$ при $E_a = \text{const}$ для различных значений напряжения накала катода.

7) Определить предельное допустимое значение анодного тока (в статическом режиме) для лампы ВЭСО типа М-39, работающей при анодном напряжении 1200 вольт. Лампа имеет танталовый цилиндрический анод диаметром 22 мм и длиной 50 мм.

Отв.: 200 мА.

§ 98. Литература.

1) O. W. Richardson. "The electron theory of thermoelectric and thermionic effects" Phil. Mag., 1912, ноябрь, стр. 737—744.

2) S. Dushman. "The kenotron" GER, 1915, март, стр. 156—167.

3) I. Langmuir. "The characteristic of tungsten filaments". Phys. Rev., 1916, март, стр. 302—330. GER, 1916, март, стр. 208—212.

4) R. L. Smith-Rose. "The evolution of the thermionic valve" JIEE, 1918, апрель, стр. 253—266.

5) H. Barkhausen. "Die Vakuumröhre und ihre technischen Anwendungen". Jdd T. и T. 1919, т. 14, № 1, стр. 27—47.

6) H. Rukop. "Die Hochvakuum — Eingitter — röhre". Jdd T. и T., 1919, т. 14, № 2, стр. 110—145.

7) H. J. Van der Bijl. "The thermionic vacuum tube", New York, 1920,

8) В. К. Лебединский. "Теория триода". Т. и Т. 6. п. 1920, июль, стр. 242—253.

9) G. Beauvais. "Définition de la puissance d'une lampe à trois électrodes servant à la transmission". Radioélectricité, 1922, март, стр. 112—113.

10) McCullough. "The mionic tubes" PIRE, 1922, декабрь, стр. 468—485.

11) G. G. Blake. "A mechanical model illustrating the action of three — electrode valve". WWRP, 1922, декабрь 2, стр. 311—314.

12) I. Langmuir. "Electron emission from thoriated tungsten filaments". Phys. Rev., 1923, октябрь, стр. 357—398.

13) I. Langmuir. K. B. Blodgett. "Currents limited by space charge between coaxial cylinders". Phys. Rev., 1923, октябрь, стр. 347—356.

14) Б. А. Остроумов. "О торированных волосках". Т. и Т. 6. п. 1924, май, стр. 190—200.

15) L. R. Koller. "Electron emission from oxide coated filaments". PIRE, 1925, май, стр. 671—676.

16) E. W. B. Gill. "Space charge effect". Phil. Mag., 1925, май, стр. 993—1005; 1928, май, стр. 859—865.

17) R. Jouaust. "Les progrès récents dans la construction des lampes à plusieurs électrodes". L'On Ee, 1926, март, стр. 97—131.

18) A. W. Hull, N. H. Williams. "Characteristics of shielded — grid pliotrons". Phys. Rev., 1926, апрель, стр. 432—438.

19) F. B. Llewellyn. "Operation of thermionic vacuum tube circuits". Bell Syst. Tech. J., 1926, июль, стр. 433—462.

20) S. Dushman, I. W. Ewald. "Electron emission from thoriated tungsten". Phys. Rev., 1927, июнь, стр. 857—870.

- 21) A. C. Bartlett. „The internal action and principles of design of thermionic valves“. EWWE, 1927, июль, стр. 430—439.
- 22) L. R. Koller, H. Schroeder. „The theory and characteristics of radiotrons“. GER, 1927, август, стр. 400—407, сентябрь, стр. 453—465.
- 23) Н. Н. Семенов. „Электронные явления“. НТУ ВСНХ, 1928.
- 24) А. М. Шемяков. „Оксидные волоски и явления, связанные с электронной эмиссией из них“. Журн. прикл. физики, 1928, т. 5, вып. 2, стр. 35—48.
- 25) А. А. Шапошников. „Современные вопросы в технике радиоламп“. Т. и Т. б. п. 1928, апрель, стр. 202—219.
- 26) J. C. Warner. „Some characteristics and application of four-electrode tubes“, PIRE, 1928, апрель, стр. 424—446.
- 27) N. W. Mc-Lachlan. „The output stage and the pentode“. WWR, 1928, июль 11, стр. 30—33; июль 18, стр. 77—80; июль 25, стр. 113—116.
- 28) П. И. Лукерский. „Основы электронной теории“. ГИЗ, 1929.
- 29) R. Jouaust. „L'état actuel de la technique des lampes à plusieurs électrodes“. L'on. El., 1929, июнь, стр. 227—261.
- 30) А. Б. Слепьян. „Лампы с защитными сетками (экранированными анодами) и перспективы их применения“. Т. и Т. б. п. 1929, август, стр. 342—356.
- 31) J. Kusumoto. „Calculation of characteristics and the design of triodes“. PIRE, 1929, октябрь, стр. 1706—1749.
- 32) С. И. Зилантчиков. „Вольфрамовый катод“. Т. и Т. б. п. 1929, декабрь, стр. 626—639.
- 33) S. Ballantine, H. L. Cobb. „Power output characteristics of the pentode“. PJRE, 1930, март, стр. 450—470.
- 34) M. Wallenta. „Das Röhrendreick“. Telef. Ztg., 1930, апрель, стр. 54; E. M., 1931, январь 18, стр. 54—55; EWWE, 1931, июнь, стр. 291—293.
- 35) Б. П. Асеев. „Катодные лампы“. Часть I. Москва, 1927.
- 36) G. W. O. Howe. „The valve triangle“. EWWE, 1931, стр. 291—293.
- 37) Б. А. Введенский. „Физические явления в катодных лампах“. ГОНТИ, 1931.
- 38) Г. П. Томсон. „Атом“. Москва, 1932.
- 39) N. H. Frank. „Thermionic emission and space charge“. Phys. Rev., 1932, январь 15, стр. 276—236.
- 40) R. O. Carter. „Distortion in screen — grid valves“. EWWE, 1932, март, стр. 123—129.
- 41) P. Cornelius. „Die Penthode im Endverstärker“. ETZ, 1932, август 25, стр. 219—221.
- 42) В. И. Шаров. „Электронные приборы“. Кубуч, Ленинград, 1932.
- 43) А. Гюнтершюльце. „Электрические выпрямители и вентили“. Госэнергоиздат, 1932.
- 44) В. П. Вологдин. „Выпрямители“. Госэнергоиздат, 1932.
- 45) В. Власов. „Электронные лампы“. Связьтехиздат, Москва, 1932.
- 46) А. А. Шапошников. „Электровакuumные приборы в радиотехнике“. Ленинград, 1932.
- 47) С. А. Оболенский. „Явление отрицательной поляризации сетки в триоде“. В. Э, 1931, июль, стр. 169—178.
- 48) В. Мерлякри. „Несколько замечаний о параметрах лампы“. В. Э, 1921, октябрь, стр. 342—345.
- 49) С. Дашман. „Термивонная эмиссия“. Кубуч, Ленинград, 1932.
- 50) И. А. И. Берг. „Катодные лампы“. Ленинград, 1925.
- 51) Г. А. Кьяндский. „Электронные лампы и применение их в радиотехнике“. Ленинград, 1926.
- 52) Н. А. Скрицкий. „Электронные лампы“. Ленинград, 1928.

53) Моркрофт. „Электронные лампы и их применения в типовых схемах“. Москва: 1929.

54) С. Я. Турлыгин. „Радиотехника и электронные лампы“. ГОНТИ, 1931.

55) А. А. Иванов. „Производство термита для бариевых ламп“. Техника завода „Светлана“, 1932.

56) И. И. Гейман. „К вопросу об охлаждении ламп с наружным анодом“. Техника завода „Светлана“, 1932.

57) С. Дашман. „Получение и измерение высокого вакуума“. 1932.

ГЛАВА IX.

ЛАМПОВЫЕ ПЕРЕДАТЧИКИ.

§ 99. Основные преимущества ламповых генераторов. Выше мы познакомились с генераторами токов высокой частоты: искровыми, машинными, дуговыми. Были отмечены их положительные качества, были подчеркнуты их отрицательные стороны. К этим последним в первую очередь мы относим следующие. Искровые генераторы не дают возможности получения незатухающих колебаний, что ограничивает развитие радиотехники только в области радиотелеграфной связи. Машинные генераторы, равно как и генераторы дуговые, этим недостатком не страдают, но диапазон генерируемых при их посредстве частот является узко ограниченным.

Ни одним из этих недостатков не страдают ламповые генераторы, к рассмотрению которых мы сейчас переходим. При помощи этих генераторов с необычайной легкостью могут быть получены электрические колебания, и при этом незатухающие, в весьма широком диапазоне частот, от очень высокой, порядка, практически, $3 \cdot 10^9$ герц, до сколь угодно малой, порядка, например, 1 герца и даже еще меньше.

С такой же легкостью осуществимо получение при помощи лампового генератора колебательных мощностей, от самых малых, порядка микроватт, до очень больших, порядка нескольких сотен киловатт.

Такие свойства ламповых генераторов поставили их вне всякой конкуренции и обеспечили им исключительно широкое распространение на сегодняшний день.

§ 100. Элементы лампового генератора. Выполняемая ламповым генератором задача заключается в преобразовании электрической энергии постоянного тока в энергию тока переменного. По существу дела правильнее было бы именовать его не генератором, а преобразователем (с точки зрения преобразования формы одного и того же вида энергии), как это было и с дуговым генератором.

Эта задача выполняется ламповым генератором при сочетании в одну схему следующих основных элементов:

- 1) источника энергии постоянного тока;
- 2) колебательного контура, настроенного на желаемую частоту колебаний, в котором эти колебания и образуются;
- 3) электронной лампы, через посредство которой осуществляется питание колебательного контура от источника электрической энергии.

Роль лампы при этом сводится к тому, чтобы периодически замыкать и размыкать цепь источника, осуществляя тем самым периодическое вливание энергии в колебательный контур.

§ 101. Отсечка тока. Наиболее просто такое периодическое замыкание и размыкание цепи источника осуществляется при помощи переменной электродвижущей силы, подаваемой в цепь сетки трехэлектродной лампы. При этом совершенно безразлично, что является источником этой переменной электродвижущей силы. Это может быть электродвижущая сила, наведенная по принципу регенерации, по принципу обратного индуктивного или емкостного воздействия цепи анода на цепь

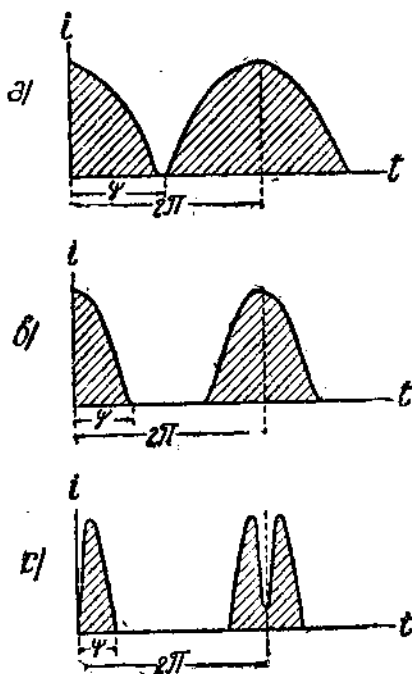


Рис. 126.

сетки; такие генераторы носят название генераторов с самовозбуждением. Это может быть и электродвижущая сила, полученная от какого-либо постороннего источника; такие генераторы носят название генераторов с независимым возбуждением.

Периодические замыкания и размыкания источника имеют следствием периодическое появление в анодной цепи импульсов тока. Как форма, так и продолжительность этих импульсов могут быть самыми разнообразными. Так, например, при колебаниях 1-го рода эти импульсы имеют непрерывный характер,

как это изображено на рис. 126-а. При колебаниях 2-го рода импульсы имеют прерывный характер, причем при так называемом недонапряженном режиме эти импульсы сохраняют приближающийся к синусоиде характер (рис. 126-б), а при режиме перенапряженном импульсы получают седлообразную вершущку (рис. 126-с).

О продолжительности импульса принято судить по половине того времени, в течение которого длится импульс. Величина эта носит название отсечки и обозначается символом ψ . Само собою разумеется, что отсечка может иметь всевозможные значения в пределах от 180° до 0° .

При помощи известных приемов можно ток любой формы импульса разложить в ряд Фурье. При этом мы получим постоянную составляющую тока I_0 и целый ряд переменных составляющих:

$$I_1 \sin \omega t, I_2 \sin 2\omega t, \dots, I_n \sin n\omega t,$$

$$\alpha_0 = \frac{I_0}{I_m}, \quad \alpha_1 = \frac{I_1}{I_m} \quad \text{и т. д.,}$$

где ω — круговая частота импульсов тока. В большинстве случаев форма импульса представляет собою правильные отрезки синусоиды, и тогда при помощи простых формул легко определяются коэффициенты соответствующих составляющих тока; здесь I_m — наибольшее значение силы тока импульса.

Значения этих коэффициентов для различных отсечек приведены в таблице 21.

Таблица 21.

ψ°	α_0	α_1	ψ°	α_0	α_1
0	0	0	120	0,4	0,54
30	0,11	0,21	150	0,47	0,52
60	0,21	0,39	180	0,5	0,5
90	0,31	0,5			

§ 102. Коэффициент полезного действия. Если в анодной цепи имеется активное сопротивление R , то каждый из составляющих токов будет выделять на нем соответственную мощ-

ность. Так, основная гармоника $I_1 \sin \omega t$ выделит колебательную мощность

$$\frac{I_1^2 R}{2}.$$

На концах этого сопротивления будет существовать переменное напряжение, совпадающее по фазе с током I_1 и равное

$$E = I_1 R.$$

Если электродвижущая сила источника энергии постоянного тока равна E_a , то мощность, расходуемая этим источником, будет

$$E_a I_0.$$

Таким образом, с точки зрения получения на сопротивлении R колебательной энергии тока I_1 , коэффициент полезного действия лампового генератора будет

$$\eta = \frac{I_1^2 R}{2 E_a E_0} = \frac{I_1^2 E}{2 I_1 E_a I_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_1}{I_0} \cdot \frac{E}{E_a}.$$

Отношение $\frac{E}{E_a}$ называется коэффициентом использования напряжения и обозначается символом ξ . Обычно этот коэффициент бывает близким к единице, но всегда меньше ее. Сделав подстановку

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{I_1 \cdot I_m}{I_m \cdot I_0} = \frac{\alpha_1}{\alpha_0}$$

получаем для коэффициента полезного действия лампового генератора такое выражение:

$$\eta = \frac{2}{1} \cdot \xi \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_0}$$

Отношение $\frac{\alpha_1}{\alpha_0}$ зависит от формы кривой импульса тока и от величины отсечки. При синусоидальной форме импульса это отношение зависит от величины отсечки следующим образом (таблица 22):

Таблица 22.

ψ°	$\frac{\alpha_1}{\alpha_0}$	ψ°	$\frac{\alpha_1}{\alpha_0}$
30	1,9	120	1,35
60	1,86	150	1,1
90	1,6	180	1,0

На рис. 127 эта зависимость изображена графически. Из этой зависимости видно, что ИТТ в направлении уменьшения отсечки ниже 60° для увеличения коэффициента полезного действия особенно большого смысла не имеет.

При заданной величине отсечки отношение $\frac{\alpha_1}{\alpha_0}$ будет очевидно тем больше, чем больше максимальное значение силы тока I импульса, т. е. чем более заостренной будет форма импульса.

§ 103. Включение контура. Осуществление лампового генератора на заданную частоту колебаний ω сводится к тому, чтобы включить в анодную цепь такой приемник колебательной энергии, активное сопротивление которого было бы велико для частоты ω и мало для всех других частот. Такому требованию в полной мере удовлетворяет колебательный контур, образованный параллельно соединенными самоиндукцией L и емкостью C , значения которых выбраны так, что

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0.$$

Такой контур (рис. 128), как известно, обладает наибольшим полным сопротивлением Z для тока частоты ω , причем он работает в этом случае, как активное сопротивление, равное

$$\frac{L}{Cr} \Omega.$$

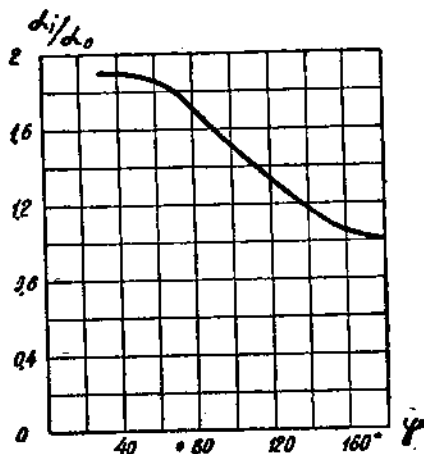
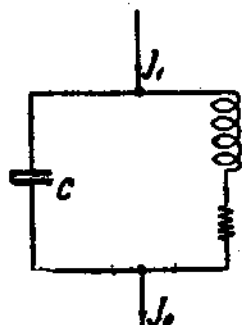


Рис. 127.

При прохождении в анодной цепи тока $I_1 \sin \omega t$ на концах контура мы получаем колебательное напряжение $E_k \sin \omega t$, совпадающее с током I_1 по фазе. Амплитудное значение этого напряжения очевидно будет

$$E_k = I_1 \cdot \frac{L}{Cr}.$$

Сила колебательного тока I_0 в контуре может быть определена из рассмотрения какой-либо ветви контура. Так, для ветви с самоиндукцией, пренебрегая малым сопротивлением r , мы имеем



или

$$I_0 = \frac{E_k}{\omega L}$$

т. е.

$$E_k = I_0 \omega L,$$

$$I_0 \omega L = I_1 \frac{L}{Cr}.$$

Отсюда

Рис. 128.

$$\frac{I_0}{I_1} = \frac{1}{\omega Cr} = \frac{\sqrt{LC}}{Cr} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Так как

$$\pi r \sqrt{\frac{C}{L}} = \vartheta,$$

где ϑ — декремент колебаний контура, то

$$\boxed{\frac{I_0}{I_1} = \frac{\pi}{\vartheta}},$$

т. е., сила тока в колебательном контуре будет во много раз больше силы тока питания I_1 . Контур, таким образом, выделяет ту частоту, на которую он настроен.

§ 104. Генератор с независимым возбуждением. Выше было сказано, что если переменная электродвижущая сила, подаваемая в цепь сетки лампы для целей периодического обрывания анодного тока, получается от постороннего источника, то такой ламповый генератор называется генератором

с независимым возбуждением. Обычно этим посторонним источником является ламповый же малоомощный генератор, но работающий по схеме самовозбуждения. И по существу гене-

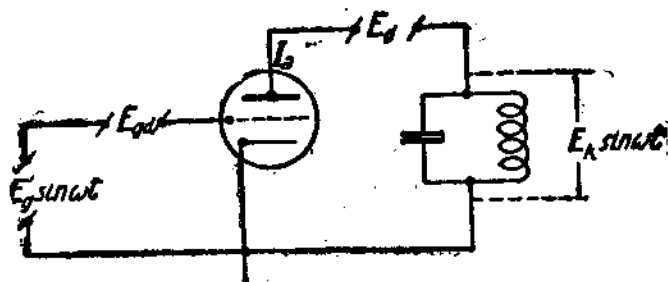


Рис. 129.

раторная лампа работает как усилитель электрических колебаний, подводимых к ее сетке. Правильнее поэтому такой генератор называть усилителем мощности.

Простейшей схемой такого усилителя мощности, или, как мы его будем называть, генератора с независимым возбуждением, является схема, изображенная на рисунке 129. Здесь E_a — напряжение источника постоянного тока. В цепи сетки имеется постоянное смещающее напряжение E_{gd} и приложена переменная электродвижущая сила $E_g \sin \omega t$.

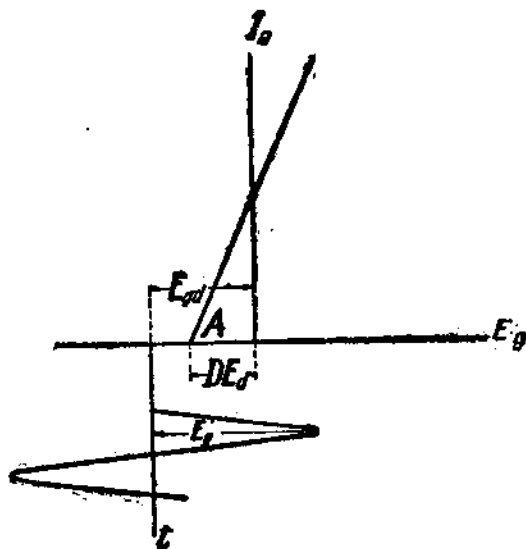


Рис. 130.

Для рассмотрения электрических процессов обратимся к плоской диаграмме, изображенной на рис. 131. Для упрощения будем считать, что статическая характеристика $I_a = f(E_g)$ лампы является прямолинейной на всем своем

протяжении. Если пропускная способность лампы равна D , то при таком предположении характеристика будет пересекать ось абсцисс при значении потенциала сетки равном

$$-DE_a.$$

На рис. 130 изображена такая статическая характеристика. По оси i изображено изменение подводимого к сетке переменного напряжения E_g .

Нанесем на плоской диаграмме значения E_a , E_{ga} и $-DE_a$. При выбранном $E_{ga} > DE_a$ в первоначальный момент ток i ,

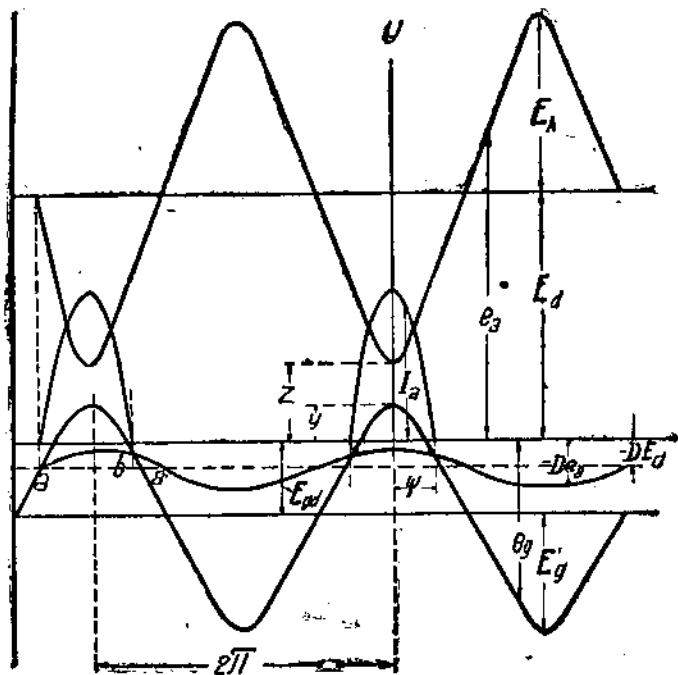


Рис. 131.

будет равен нулю. При увеличении положительного значения напряжения $E_g \sin \omega t$ наступит момент, когда кривая $E_g \sin \omega t$ пересечет прямую $-DE_a$ (точка a); на статической характеристике это будет соответствовать точке A . Очевидно, что с дальнейшим увеличением напряжения немедленно появится

анодный ток I_a . Первая гармоника $I_1 \sin \omega t$ этого тока создаст на концах колебательного контура напряжение $E_k \sin \omega t$, равное $Z I_1 \sin \omega t$ и находящееся в фазе с током. Таким образом, с момента появления тока в анодной цепи на анодное напряжение E_a будет накладываться напряжение $E_k \sin \omega t$. Чем больше будет становиться величина напряжения $E'_g \sin \omega t$ в цепи сетки, тем больше будет сила анодного тока I_a и тем меньше будет суммарное (управляющее потоком электронов) напряжение на аноде I_a . Совершенно очевидно, что когда величина переменного сеточного напряжения $E'_g \sin \omega t$ достигнет максимума, то в тот же момент достигнет максимума сила тока I_a , а суммарное напряжение на аноде достигнет минимума. Затем положительное напряжение на сетке $E'_g \sin \omega t$ начнет уменьшаться, одновременно начнет уменьшаться и сила анодного тока I_a , а суммарное напряжение на аноде начнет возрастать. Также очевидно, что теперь напряжение смещения будет характеризоваться не прямой DE_a , а кривой DI_a и, следовательно, отсечка тока произойдет не в точке a' , симметричной точке a , а в точке b , т. е. несколько раньше. Этот первый период неустановившегося режима будет, следовательно, несколько искажен; искажения исчезнут, как только установятся правильные синусоидальные колебания в контуре.

Рассмотрим установившийся режим (оси YOi). Здесь мгновенное значение анодного напряжения будет

$$e_a = E_a - E_k \cos \omega t,$$

а мгновенное значение напряжения на сетке

$$e_g = E'_g \cos \omega t - E_{gd}.$$

Введем обозначения:

$$\begin{aligned} Z &= E_a - E_b \\ Y &= E'_g - E_{gd} \end{aligned}$$

тогда

$$\begin{aligned} e_a &= E_a - (E_a - Z) \cos \omega t = \\ &= E_a - E_a \cos \omega t + Z \cos \omega t + Z - Z = \\ &= Z + (E_a - Z) (1 - \cos \omega t) \end{aligned} \quad (59)$$

и

$$\begin{aligned} e_g &= E'_g \cos \omega t - (E'_g - Y) = \\ &= Y - E'_g (1 - \cos \omega t) \end{aligned} \quad (60)$$

При $\omega t = 0$, т. е., когда сила тока I_a в анодной цепи достигает своего наибольшего значения, анодное напряжение достигает своего наименьшего значения:

$$e_{a\min} = Z.$$

В то же самое время напряжение на сетке достигает своего максимального значения:

$$e_{g\max} = Y.$$

В зависимости от соотношений между значениями Z и Y можно различать три случая колебательного режима лампового генератора:

- 1) $Y < Z$ — недонапряженный режим,
- 2) $Y = Z$ — критический режим,
- 3) $Y > Z$ — перенапряженный режим.

При перенапряженном режиме напряжение на аноде в некоторые моменты приобретает настолько малые значения при соответственно больших значениях сеточного напряжения, что значительная часть электронов, излучаемых катодом, уходит на сетку, создавая большой сеточный ток. Импульс анодного тока при этом приобретает указанную выше (рис. 126-с) седлообразную форму. Наличие такого большого сеточного тока может вызвать порчу лампы.

При недонапряженном режиме, если $Y \ll Z$, т. е. когда коэффициент использования напряжения $\xi = \frac{E_a}{E_s}$ мал, ламповый генератор характеризуется небольшим коэффициентом полезного действия. Неиспользуемое в достаточной степени напряжение источника E_a в этом случае ведет лишь к увеличению опасного нагрева анода лампы.

Обычно стремятся обеспечить такой режим лампового генератора, при котором

$$Y \leq Z,$$

при этом выбирают

$$Z = (0,05 + 1,1) E_a$$

и

$$Y = (0,8 + 1,0) Z.$$

§ 105. Генератор с самовозбуждением. Рассмотренная в предыдущем параграфе диаграмма генератора и все выводы в полной мере применимы и к генератору с самовозбуждением.

Отличие этого последнего от генератора с независимым возбуждением заключается лишь в том, что возбуждающая переменная электродвижущая сила в цепи сетки $E' \sin \omega t$ в данном случае подается из анодной цепи той же самой лампы при помощи обратной емкостной или индуктивной связи.

Принципиальную возможность осуществления самовозбуждения лампового генератора можно установить, рассмотрев

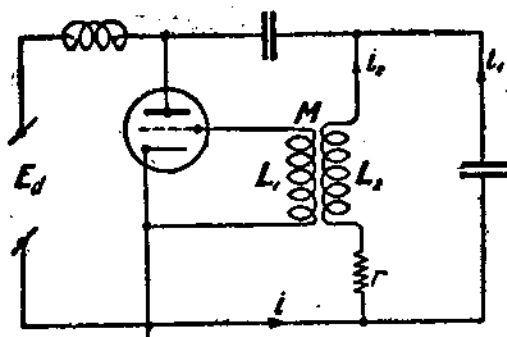


Рис. 132.

взаимоиндукции M всякие изменения тока в катушке самоиндукции L_2 анодной цепи будут вызывать изменения напряжения в катушке самоиндукции L_1 цепи сетки, а именно, в цепи сетки будет возникать электродвижущая сила

$$e_g = M \frac{di_2}{dt},$$

причем изменения напряжения e_g будут происходить в фазе с изменением анодного тока.

Сделаем допущения:

- 1) ток сетки всегда равен нулю;
- 2) междueleктродные емкости отсутствуют;
- 3) колебательный контур работает как чисто активное сопротивление.

Принимая во внимание, что действие электродвижущей силы e_g эквивалентно действию в анодной цепи электродвижущей силы μe_g , мы можем рассматриваемую схему заменить эквивалентной (рис. 133), где R_a представляет внутреннее

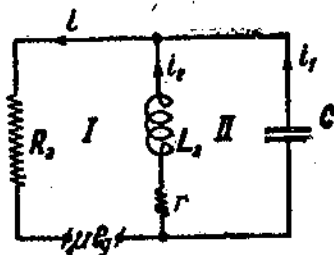


Рис. 133.

сопротивление лампы, а μe_s есть переменная электродвижущая сила, действующая в рассматриваемой цепи. Условия существования колебаний в такой цепи могут быть получены при помощи уравнений Кирхгофа. Само собою разумеется, что эти уравнения мы будем писать только для переменных составляющих. Для цепи I имеем

$$\mu M \frac{di_2}{dt} = R_a(i_2 + i_1) + ri_2 + L_2 \frac{di_2}{dt}.$$

Для цепи II имеем

$$ri_2 = L_2 \frac{di_2}{dt} - \frac{1}{C} \int i_1 dt = 0$$

или

$$r \frac{di_2}{dt} + L_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2} = \frac{i_1}{C}.$$

Из первого уравнения находим

$$i_1 = \frac{\mu M \frac{di_2}{dt} - ri_2 - L_2 \frac{di_2}{dt} - R_a i_2}{R_a}.$$

Подставляя в уравнение второе, получаем

$$r \frac{di_2}{dt} + L_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2} = \frac{\mu M \frac{di_2}{dt} - ri_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} - R_a i_2}{CR_a},$$

откуда

$$CR_a r \frac{di_2}{dt^2} + L_2 CR_a \frac{d^2 i_2}{dt^2} - \mu M \frac{di_2}{dt} + ri_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + R_a i_2 = 0$$

или

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \left(\frac{L_2 + rCR_a - \mu M}{CL_2 R_a} \right) \frac{di_2}{dt} + \frac{R_a + r}{CL_2 R_a} \cdot i_2 = 0,$$

или

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \left(\frac{L_2 + rCR_a - \mu M}{CL_2 R_a} \right) \frac{di_2}{dt} + \frac{1 + \frac{r}{R_a}}{CL_2} \cdot i_2 = 0.$$

Таким образом мы получили простое дифференциальное уравнение вида

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + A \frac{di_2}{dt} + B i_2 = 0.$$

Относительно этого уравнения нам известно, что оно будет определять собою незатухающие колебания, если $A=0$. Следовательно, условие получения колебаний для рассматриваемой схемы будет

$$\frac{L_2 + rCR_a - \mu M}{CL_2 R_a} = 0. \dots \dots \dots (61)$$

Частота колебаний определится по известному уравнению

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{B - \frac{A^2}{4}}$$

или для случая, когда $A=0$, т. е. для случая незатухающих колебаний:

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{B} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1 + \frac{r}{R_a}}{CL_2}}.$$

Так как отношение $\frac{r}{R_a}$ обычно для ламповых генераторов мало, то можно считать, что

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_2 C}}.$$

Условие (61) существования колебаний может быть переписано таким образом

$$R_a = \frac{\mu M - L_2}{rC}.$$

Отсюда

$$\frac{\mu}{R_a} = \frac{rC}{M - \frac{L_2}{\mu}}$$

т. е.

$$\boxed{S \geq \frac{rC}{M - \frac{L_2}{\mu}}} \dots \dots \dots (62)$$

или

$$S \left(M - \frac{L_2}{\mu} \right) = rC,$$

откуда

$$M = \frac{rC}{S} + \frac{L_2}{\mu} \dots \dots \dots (63)$$

Здесь S — крутизна. Для малых колебаний под этой крутизной понимается крутизна характеристики $I_a = f(E_g)$ лампы. Для больших колебаний крутизна S приблизительно равна

крутине прямой, соединяющей точки наибольшего и наименьшего токов на характеристике $I_a = f(E_g)$, получаемых при колебательном режиме.

Представим себе, что колебания происходят при значении смещающего потенциала сетки, равного E_{a0} (рис. 134).

Очевидно, что при малых амплитудах переменного сеточного потенциала крутизна S будет определяться крутизной прямой $B'C'$, а при больших амплитудах — крутизной прямой BC . Таким образом,

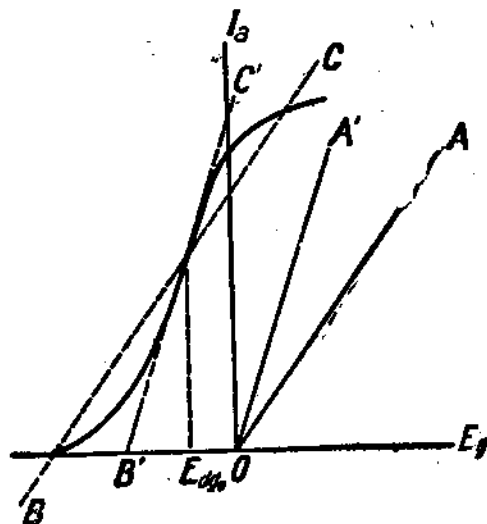


Рис. 134.

чем больше амплитуда колебаний, тем меньше значение крутизны S , которым определяется условие возможности существования колебаний по уравнению (62). Правая часть этого уравнения также имеет размерность проводимости и также может быть представлена прямой, крутизна которой будет зависеть от постоянных контура. Допустим, что постоянные колебательного контура определяют крутизну, соответствующую прямой OA . Очевидно, что начавшиеся колебания будут нарастать до тех пор, пока крайние значения их не определят крутизны BC , равной крутине OA (т. е. когда BC будет параллельна OA). Если, однако, вследствие уменьшения связи M

крутизна, определяемая постоянными контура, возрастет до величины OA' , то амплитуды колебаний достигнут значительно меньших значений $[C'B' \parallel OA']$, т. е. колебания получатся более слабыми.

Мы видим отсюда, что способность лампового генератора к самовозбуждению и к устойчивому генерированию тем выше, чем больше крутизна S лампы. Поэтому в генераторных лампах предпочтительно иметь большое значение S .

Величина обратной связи M играет большую роль как в процессе возникновения колебаний, так и в процессе установления окончательной величины амплитуды колебаний.

Абсолютное значение величины связи M для получения незатухающих колебаний определяется уравнением (63). Если величина обратной связи M между колебательным контуром и цепью сетки будет по своей абсолютной величине меньше указанного значения, то возникающие в контуре по какой-либо причине колебания будут затухать.

Уравнение (62) можно представить еще и в таком виде:

$$\frac{S}{L_2} \left(M - \frac{L_2}{\mu} \right) = \frac{rC}{L_2}$$

Так как

$$\frac{L_2}{rC} = Z,$$

т. е. это есть эквивалентное сопротивление колебательного контура при резонансной частоте, то

$$\frac{S}{L_2} \left(M - \frac{L_2}{\mu} \right) = \frac{1}{Z}$$

Отсюда

$$\frac{M}{L_2} - \frac{1}{\mu} = \frac{1}{SZ}$$

Но

$$\frac{M}{L_2} = \frac{M \frac{di}{dt}}{L_2 \frac{di}{dt}} = \frac{e_a}{e_c} = k,$$

так что, это отношение характеризует собою отношение величины переменного напряжения на сетке, созданного обратной

связью, к величине переменного напряжения в анодной катушке; коэффициент k поэтому и носит название коэффициента обратной связи. Пользуясь этим коэффициентом, а также заменяя $\frac{1}{\mu} = D$, получаем формулу самовозбуждения лампового генератора в том виде, как ее дает Баркгаузен:

$$k = D + \frac{1}{SZ}$$

Еще раз из этой формулы видно, что важно иметь в генераторной лампе большое значение крутизны S , а также большое значение коэффициента усиления μ (малое значение пропускной способности D).

Кроме того, способность лампового генератора к самовозбуждению тем выше, чем больше Z его колебательного контура.

§ 106. Смещающее напряжение. В генераторах с самовозбуждением при колебаниях 2-го рода для получения определенного значения отсечки тока необходимо сообщать сетке лампы добавочный отрицательный смещающий потенциал $E_{a\phi}$. Для этой цели может быть применено включение в цепь сетки отдельной аккумуляторной батареи. Для этой же цели может быть применен и способ накопления отрицательных зарядов на сеточном конденсаторе C_p , включенном в цепь сетки в сопровождении сопротивления утечки R_p . Способ этот, известный под названием способа „grid-leak’a“, будет изложен ниже (см. § 147, рис. 194).

Применение отдельной аккумуляторной батареи имеет, однако, один весьма существенный недостаток, а именно: при больших значениях смещающего потенциала $E_{a\phi}$ крутизна характеристики лампы S может получить столь малое начальное значение (см. § 105), что при выбранном значении величины обратной связи M лампа не будет возбуждаться. Этот недостаток совершенно отсутствует при применении grid-leak’a: в начальный момент, когда колебания еще не возникли, сетка не имеет сколько-нибудь значительного смещающего потенциала, крутизна характеристики S велика, и затруднения с самовозбуждением отпадают. При наличии grid-leak’a при возникновении колебаний на сетке скопляются электроны, т. е. сетка заряжается отрицательно. Скорость стекания этих электронов регулируется надлежаще выбранным сопротивлением утечки R_p , в результате чего на сетке в установившемся

колебательном режиме устанавливается определенное значение отрицательного смещающего потенциала.

Величина сопротивления утечки R_g может быть определена по формуле

$$R_g = \frac{E_{dq}}{\frac{1}{T} \int_0^{2\pi} i_g dt}, \dots \dots \dots (64)$$

где E_{dq} — значение смещающего потенциала;
 i_g — мгновенное значение сеточного тока.

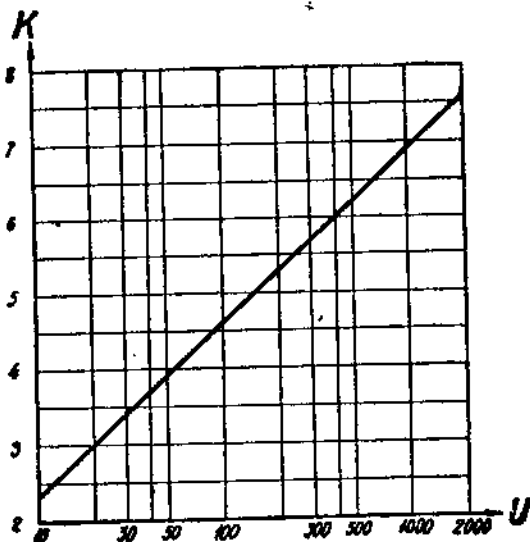


Рис. 135.

Емкость C_g должна быть значительно больше внутренней емкости C_{ga} лампы; однако ее величина не является критической. Для расчета может быть применена формула

$$C_g = \frac{t}{R_g} (k' - k'') \cdot 9 \cdot 10^{11} \text{ см} \dots \dots \dots (65)$$

Здесь

$$k' = f(U')$$

$$k'' = f(U''),$$

причем

$$U' = E'_g,$$

$$U'' = E'_g - E_{dg},$$

где E'_g — амплитуда переменного напряжения в цепи сетки.
Время t в секундах определяется из соотношения:

$$\frac{4}{S} < t < 0,005, \dots \dots \dots (66)$$

где S — частота колебаний.

Для нахождения значений $k=f(U)$ можно пользоваться графиком, изображенным на рис. 135.

В зависимости от различных условий величина сопротивления утечки R_g может иметь значения в пределах от 2000 до 4000 в соответствии с чем величина емкости C_g может принимать значения от 300 до 4000 см. Наивыгоднейшие их значения устанавливаются экспериментальным путем.

§ 107. Схемы ламповых генераторов с самовозбуждением. Исторически первой схемой лампового генератора является схема Мейсснера (Meissner), изображенная на рисунке 136. Эта схема характеризуется тем, что анодная — L_a и сеточная — L_g катушки самоиндукции не находятся между собою в непосредственной магнитной связи, но каждая в отдельности связывается с катушкой самоиндукции L колебательного контура LC , собственная частота которого и определяет собою

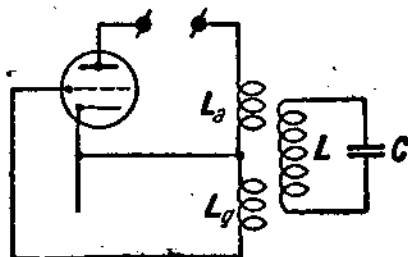


Рис. 136.

частоту генерируемых колебаний. Схема эта чрезвычайно гибка и позволяет, при помощи простого изменения постоянных колебательного контура, изменять в широких пределах частоту генерируемых колебаний, оставляя неизменными постоянные цепи самой лампы.

Эта схема имеет множество модификаций, из числа которых наиболее часто встречаются следующие.

Схема с колебательным контуром в цепи сетки (feed back circuit), получаемая из схемы Мейсснера совмещением катушек самоиндукции L и L_g (рис. 137).

Схема с колебательным контуром в цепи анода (reversed feed back circuit), получаемая совмещением катушек самоиндукции L и L_a (рис. 138).

Трехточечная схема (схема Hartley), получаемая совмещением катушки самоиндукции L с катушками L_a и L_g (рис. 139).

Двухтактная схема, получаемая совмещением двух схем ламповых генераторов с колебательным контуром в цепи

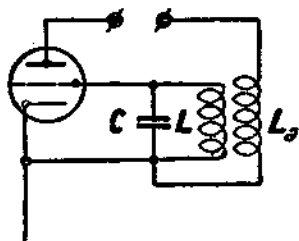


Рис. 137.

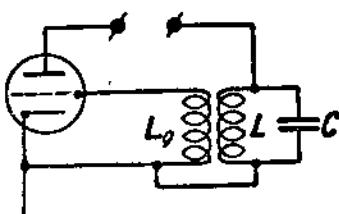


Рис. 138.

анода (рис. 140). Эта схема нашла чрезвычайно широкое применение в области генерирования коротких и ультра-коротких волн.

Наряду с перечисленными схемами ламповых генераторов с магнитной связью между цепями анода и сетки, встречаются

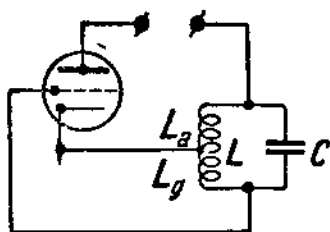


Рис. 139.

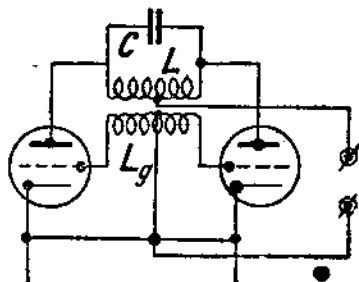


Рис. 140.

также и схемы с электрической связью. К таким схемам относится схема Кюна (рис. 141). В этой схеме самовозбуждение определяется исключительно ($M=0$) взаимной электрической связью между цепями анода и сетки, обусловленной внутренней емкостью C_{ga} лампы между анодом и сеткой. Схема

эта для целей генерирования колебаний не применяется, но с нею, однако, приходится сталкиваться, как со схемой паразитной, способной в той или иной ламповой схеме вызвать паразитные колебания.

К числу схем с электрической связью относится и схема Кольпитца (Colpitts) (рис. 142), почти вышедшая из употребления в настоящее время.

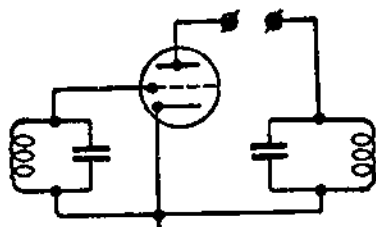


Рис. 141.

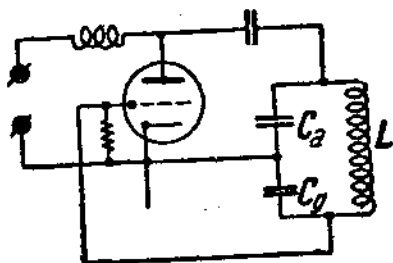


Рис. 142.

§ 108. Схемы питания ламповых генераторов. По способу включения источника электрической энергии (в огромном большинстве случаев — постоянного тока) схемы ламповых генераторов могут быть подразделены на два класса: схемы с последовательным питанием и схемы с параллельным питанием.

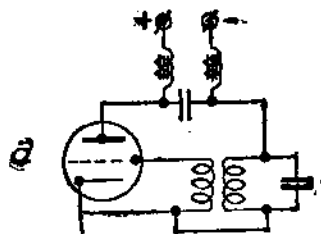


Рис. 143а.

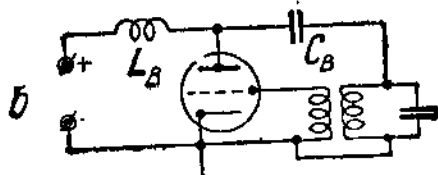


Рис. 143б.

В схемах с последовательным питанием источник электрической энергии, колебательный контур и сама лампа включаются последовательно. Таковы все схемы, изображенные на рисунках 136 — 141. Для уменьшения сопротивления токам высокой частоты в этих схемах источник электрической энергии шунтируется иногда большой емкостью, наличие которой становится совершенно необходимым в случае питания от машины постоянного тока, так как ее обмотка

характеризуется большим индуктивным сопротивлением. В последнем случае для ослабления мешающего влияния коллекторных пульсаций полезно последовательное с генератором включение больших реактивных сопротивлений (рис. 143-а).

В схемах с параллельным питанием источник электрической энергии и колебательный контур включаются на лампу параллельно (рис. 143-б). В этом случае необходимо применение, с одной стороны, емкости C_B , блокирующей высокое напряжение источника постоянного тока, а с другой стороны — катушки самоиндукции L_B , блокирующей токи высокой частоты от замыкания их через источник питания. Конденсатор C_B , имеющий обычно небольшую емкость, должен быть рассчитан на полное напряжение источника питания. Величина его емкости в общем случае оказывает влияние на самый процесс генерирования и может иметь оптимальное значение; последнее, однако, не является критическим. Величина коэффициента самоиндукции катушки L_B выбирается так, чтобы ее реактивное сопротивление ωL_B было велико для токов генерируемой частоты ω . Хорошие результаты могут быть получены при включении вместо катушки L_B колебательного контура, настроенного на частоту генерируемых колебаний и играющего роль „пробки“ (bouchon), не дающей токам высокой частоты проникать в цепь источника питания.

Основное различие между обоими указанными способами питания заключается в том, что в то время как при последовательном питании мы имеем в колебательном контуре наличие как переменной, так и постоянной составляющих тока, — при параллельном питании эти токи разделены, в колебательном контуре постоянная составляющая тока отсутствует. По этой причине схема параллельного питания нашла себе исключительно широкое применение в мощных ламповых генераторах.

Что же касается самого источника питания, то в мало-мощных генераторах, работающих на лампах с малым значением анодного напряжения, это может быть обыкновенная аккумуляторная батарея. В мощных генераторах источником питания может служить высоковольтная машина постоянного тока. Чаще, однако, питание мощных генераторов осуществляется от силовой сети переменного тока в связи с выпрямительными устройствами. В этих последних применяются кенотроны, а за последнее время газотроны.

§ 109. Параллельная работа ламп. Для получения значительной колебательной мощности прибегают к параллельному

включению нескольких ламп. Для этого все аноды отдельных ламп соединяются общим проводом и образуют один общий анодный зажим; точно так же соединяются и все сетки отдельных ламп и их цепи накала. При таком включении необходимо обращать особенное внимание на то, чтобы все лампы были не только однотипными, но и идентичными по своим характеристикам и параметрам. Эквивалентные значения параметров группы из n включенных параллельно ламп будут при этом связаны с параметрами отдельных ламп соотношениями:

$$\begin{aligned}\mu_s &= \mu, \\ S_s &= n \cdot S, \\ R_{as} &= \frac{R_a}{n}.\end{aligned}$$

Следует заметить, что при параллельной работе ламп развиваемая полезная мощность, приходящаяся на долю отдельной лампы, всегда оказывается меньше той мощности, которую в состоянии развить одиночно работающая лампа, и тем меньше, чем больше число n параллельно соединенных ламп.

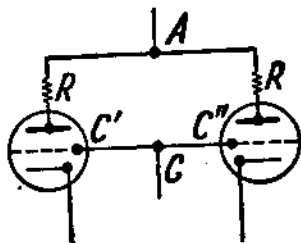


Рис. 144.

Так как при параллельном включении ламп соответственные внутренние их емкости складываются, то, очевидно, с увеличением числа ламп возрастают и вредные влияния этих паразитных емкостей. Эти вредные влияния к тому же возрастают и с увеличением частоты генерируемых колебаний; при очень коротких волнах генерирование и вовсе становится

невозможным. Кроме того, при параллельно работающих лампах возможно возникновение паразитных колебаний очень высокой частоты. Очагами таких колебаний являются контуры, образованные внутренними емкостями между анодом и сеткой самих ламп и самоиндукцией соединительных проводов (контур $AC'GC''$ на рис. 144). Возможные методы борьбы с этими паразитными колебаниями сводятся к увеличению затухания паразитного контура, достигаемого включением сопротивления R , выполненного в той или иной форме. Более радикально этот вопрос может быть разрешен применением экранированных ламп.

§ 110. Явление *blocking'a*. Работа лампового генератора в некоторых условиях может быть нарушена ненормальным режимом, известным под названием „*blocking*“. Он состоит в резком возрастании анодного тока, сопровождающем срыв колебаний и ведущем к гибели лампы. Причиной этого явления служит динактронный эффект в цепи сетки. Выше (см. § 89) уже говорилось, что при ударе электрона о металлическую поверхность эта последняя излучает вторичные электроны. В ламповом генераторе электроны e'_g , излучаемые катодом и ударяющиеся в сетку, выбивают из нее вторичные электроны e''_g . Так как эти электроны попадают в ускоряющее электрическое поле анода, то они создают в цепи ABG (см. рис. 145) ток i''_g , направление которого будет противоположно направлению нормального сеточного тока i'_g . Чем больше значение минимального анодного напряжения Z и чем больше значение максимального сеточного напряжения Y (см. § 104), тем больше и величина этого обратного сеточного тока. При наличии в цепи сетки конденсатора (схема *grid-leak'a*) этот ток будет заряжать сетку положительно и, если сопротивление утечки R_g велико, то величина положительного сеточного потенциала может достичь больших значений, которые поведут к срыву колебаний и к указанному выше сильному возрастанию силы анодного тока.

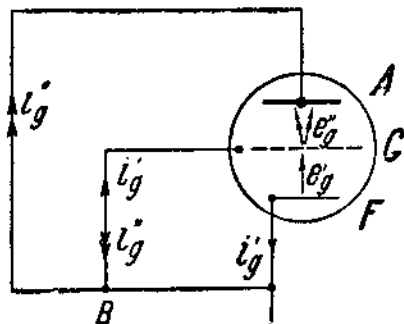


Рис. 145.

§ 111. Общие замечания по расчету лампового генератора. Задача расчета лампового генератора с самовозбуждением может быть поставлена двояко:

- 1) для получения заданной колебательной мощности выбирается подходящая для этой цели лампа из существующих на рынке;
- 2) лампа рассчитывается так, чтобы в заданных условиях получилась требуемая колебательная мощность.

В первом случае, пользуясь статическими характеристиками лампы, производят расчет наимыгоднейшего режима, т. е. определяют угол отсечки ψ , величину смещающего сеточного потенциала E_{sg} , коэффициент полезного действия η . Далее

определяют наивыгоднейшие значения элементов колебательного контура, величину обратной связи и постоянные *grid-leak's* для получения необходимого смещающего сеточного потенциала. Такие расчеты даны Меллером (Möller), Бланшаром (Blanchard), Принсом (Prince) и другими авторами.

Во втором случае задаются коэффициентом полезного действия η , величиною напряжения источника питания E_0 , проникаемостью лампы D , после чего находится статическая характеристика лампы и ее параметры.

Надлежит заметить, что в практику расчетов ламповых генераторов за последнее время все чаще начинают выходить методы расчетов, основанные на рассмотрении упрощенной статической характеристики лампы, представляемой в виде прямой линии. Особенно подробно такой метод разработан А. И. Бергом.

Для расчета колебательного контура служат известные его уравнения, а именно:

$$\lambda = 2\pi\sqrt{LC},$$

$$Z = \frac{L}{Cr},$$

$$\vartheta = \pi r \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Для предварительного расчета обычно задаются величиною декремента колебаний ϑ . Во всяком случае эта величина не должна быть больше 0, 25. После предварительного расчета надлежит оформить контур, т. е. рассчитать его катушку самоиндукции и конденсатор, после чего определяется действительное значение его сопротивления. Затем делается перерасчет, уточняющий величины элементов контура.

§ 112. Работа лампового генератора на радиосеть. Для передачи генерируемых ламповым генератором электрических колебаний в излучающую систему-радиосеть могут быть применены различные способы. Прежде всего может быть применена схема, в которой сама радиосеть и представляет собою колебательный контур. Такая схема изображена на рис. 146. Это обычная схема с колебательным контуром в цепи анода и с параллельным питанием; емкость радиосети является емкостью колебательного контура. При всей своей простоте схема эта однако страдает теми недостатками, что, во-первых, при всяких случайных изменениях постоянных радиосети (например, при изменении собственной емкости от ветра),

изменяется и частота генерируемых колебаний, а во-вторых, при таком непосредственном включении в радиосеть в этой последней возбуждаются (следовательно, и излучаются) все гармоники лампового колебательного процесса.

Поэтому колебательный контур лампового генератора следует осуществлять независимо от сети, связывая их между собою автотрансформаторно или трансформаторно. Обычно применяется последний способ связи (рис. 147). В этой схеме $C_1 L_1$ — колебательный контур лампового генератора, C_2, L_2, R_2 — действующие значения емкости, коэффициента самоиндукции и сопротивления радиосети, M — величина

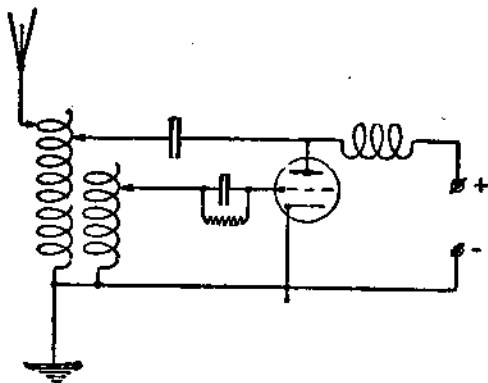


Рис. 146.

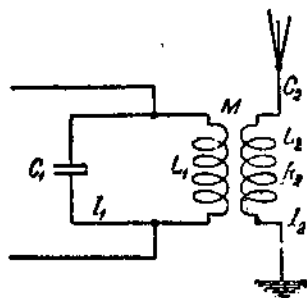


Рис. 147.

коэффициента взаимной индукции, определяющая величину связи между колебательным контуром и радиосетью.

Пусть сила тока в колебательном контуре генератора равна I_1 . Тогда сила тока I_2 в радиосети определится выражением

$$I_2 = \frac{\omega M I_1}{R_2}$$

(напомним, что радиосеть настроена в резонанс на угловую частоту ω генерируемых лампой колебаний, т. е. $\omega = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$).

Так как

$$M = k \sqrt{L_1 L_2},$$

где k — коэффициент связи, то

$$I_2 = I_1 \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} k \sqrt{L_1 L_2} = I_1 k \frac{1}{R_2} \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \sqrt{\frac{L_2}{C}} = I_1 k \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \frac{\pi}{\theta_2} \quad (67)$$

где θ_2 — декремент радиосети.

Мы видим, таким образом, что коэффициент связи k обеих колебательных цепей должен быть в данном случае возможно большим. Однако увеличение коэффициента связи очень быстро ведет к значительному увеличению декремента колебательного контура генератора, что ослабляет амплитуду генерируемых колебаний. Кроме того, при значении коэффициента связи k больше критического возникает явление затягивания, о котором говорилось выше.

§ 113. Современные ламповые радиотелеграфные передатчики. Уже из предыдущего явствует, что применение

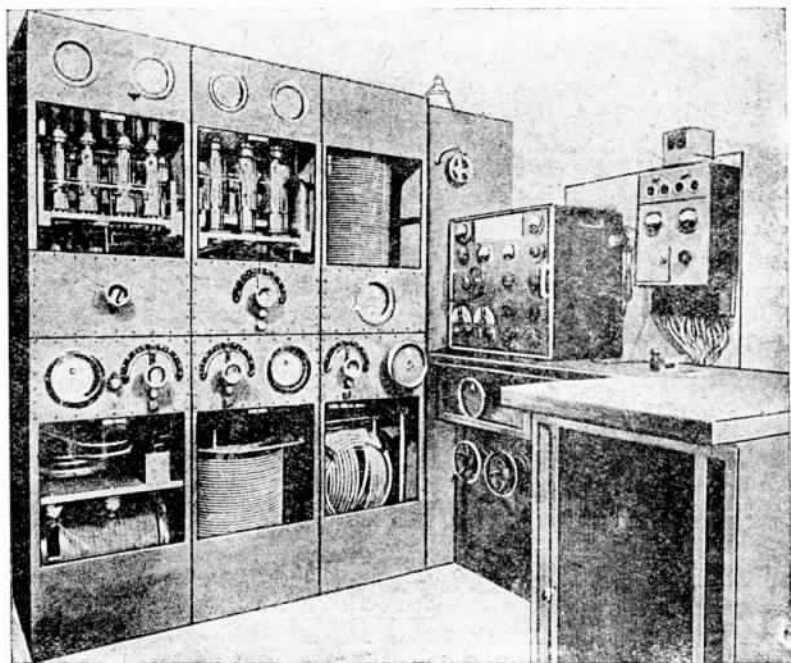


Рис. 148.

генераторов с самовозбуждением для непосредственного питания радиосети сопряжено с некоторыми трудностями в направлении обеспечения строгого постоянства частоты излучаемых радиосетью колебаний. Сюда же нужно отнести трудности обеспечения постоянства частоты и колебаний, генерируемых

лампой. На величину этой частоты оказывают влияние многообразные причины: колебания анодного напряжения, питающего генераторную лампу, колебания напряжения накала, изменения генераторного режима лампы, температурные изменения, случайные изменения емкости и коэффициента самоиндукции колебательного контура генератора и т. п. Таким образом, в ламповых генераторах с самовозбуждением требование стабильности генерируемой частоты может быть удовлетворено только при помощи специальных мероприятий, известных под общим названием стабилизации частоты. Подробно об этом мы будем говорить в следующей главе. Сейчас же укажем, что требования стабилизации повышаются с уменьшением длины рабочей волны.

§ 114. Тональные генераторы. При целом ряде преимуществ, которыми обладает радиосвязь, осуществляемая при помощи незатухающих колебаний, она встречается с некоторыми трудностями при длинах волн ниже 1000 метров. Дело в том, что прием незатухающих колебаний не может быть осуществлен непосредственно только при помощи детектора, как это имеет место при работе на колебаниях, затухающих или модулированных (см. § 144). При подобном приеме в случае незатухающих колебаний в цепи приемного телефона мы получили бы только увеличение (или уменьшение) постоянной составляющей тока, т. е. не получили бы звучания мембраны телефона. Поэтому при приеме незатухающих колебаний приходится прибегать к специальным мерам. Одной из таких мер является гетеродинирование принятых незатухающих колебаний. Сущность гетеродинирования заключается в следующем. Пусть частота принимаемых колебаний равна f_1 . Если на эту частоту в приемном контуре наложить от местного источника колебаний другую частоту f_2 , то в приемном контуре мы получим биения с частотой

$$f_0 = \pm (f_1 - f_2).$$

Частоту местных колебаний f_2 мы всегда можем выбрать так, чтобы частота биений f_0 была звуковой. Ток этой частоты после детектирования и определит звучание мембраны приемного телефона.

После этого отступления нам легко выяснить те трудности, с которыми приходится встречаться при связи незатухающими колебаниями. В самом деле, мы уже отметили, что в отсутствии специальных мер частота генерируемых ламповым передатчиком колебаний подвергается всякого рода изменениям.

Совершенно очевидно, что в таких условиях частота биений f_0 при приеме также будет изменяться, а иногда прием и вовсе будет исчезать (когда $f_2 = f_1$).

Пусть, например, отправительная радиостанция незатухающих колебаний работает на длине волны $\lambda = 20 \text{ м}$. Пусть постоянство этой длины волны сохраняется с точностью до 0.1% . При приеме этой радиостанции с гетеродином для получения тона биений равного 1000 герц частота колебаний гетеродина должна равняться

$$f_2 = \frac{3 \cdot 10^8}{200} \pm 1000,$$

т. е. либо

$$f_0 = 1501000,$$

либо

$$f_0 = 1499000.$$

Предположим, что частота колебаний гетеродина равна

$$f_0 = 1501000.$$

Если эта частота поддерживается со строгим постоянством, то при приеме указанной радиостанции частота биений, принимая во внимание колебания длины волны передатчика, будет изменяться в пределах от

$$1501000 - \frac{3 \cdot 10^8}{200,2} = 2499$$

до

$$\frac{3 \cdot 10^8}{199,8} - 1501000 = 501,$$

т. е. тон приема будет изменяться в пределах от 500 до 2500 герц, проходя при этом через нуль. Иначе говоря, прием будет невозможен.

Выходом из положения является стабилизирование колебаний передатчика.

Другим выходом является принципиальное устранение необходимости гетеродинного приема; для этого излучаемые отправительной радиостанцией колебания надлежит модулировать на определенную звуковую частоту, определяющую собою на приемной станции после детектирования определенный тон

звучания телефонной мембраны. Такие передатчики получили название **тональных**. Главным их преимуществом является уверенный прием непосредственно на детектор.

Простейшим способом получения модулированных коле-

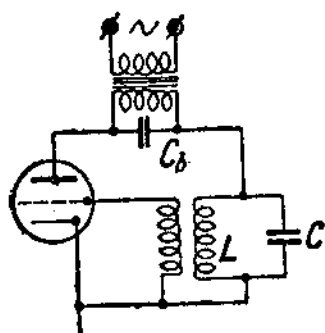


Рис. 149.

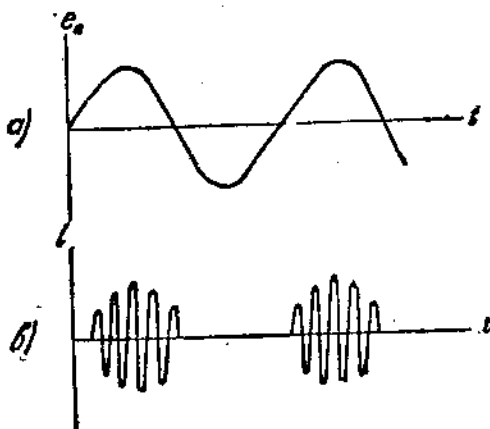


Рис. 150.

баний является питание анода лампы генератора переменным напряжением звуковой частоты, порядка 1000 герц. Возможная схема такого тонального генератора изображена на рис. 149.

Здесь анод лампы питается от источника переменного напряжения через посредство повышающего трансформатора. Совершенно очевидно, что генерирование колебаний высокой частоты, определяемой постоянными L и C колебательного контура, здесь оказывается возможным лишь при положительных полупериодах анодного напряжения (рис. 150-а); ток в колебательном контуре будет при этом характеризоваться разделенными группами (рис. 150-б),

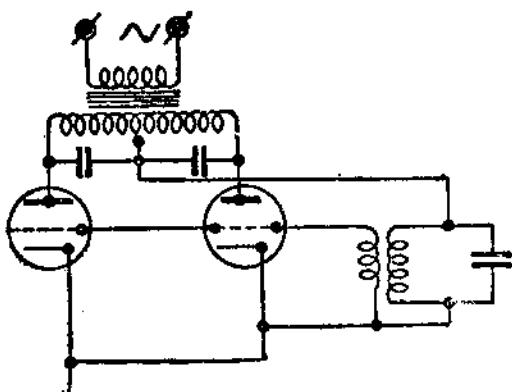


Рис. 151.

частота которых будет равна частоте питающего генератор переменного напряжения. Величина емкости C_v , шунтирующей вторичную обмотку анодного трансформатора, должна быть выбрана так, чтобы ее реактивное сопротивление было мало для токов генерируемой высокой частоты.

Схемы, подобные рассмотренной, носят название схем однополупериодной модуляции.

Наравне с этими схемами имеют также распространение и схемы двухполупериодной модуляции (рис. 151). В этом случае частота групп колебаний, а следовательно, и частота звука в телефоне приемника, будет равна удвоенной частоте питающего аноды ламп генератора напряжения.

§ 115. Контрольные вопросы и примеры.

- 1) Каковы основные преимущества ламповых генераторов?
- 2) В чем состоит различие между генератором с самовозбуждением и генератором с независимым возбуждением?
- 3) Какие значения может иметь угол отсечки тока?
- 4) Какие формы принимает импульс тока в анодной цепи генератора при различных отсечках?
- 5) Что называется коэффициентом использования напряжения в ламповом генераторе?
- 6) Написать выражение коэффициента полезного действия лампового генератора.
- 7) Каково наибольшее теоретическое значение коэффициента полезного действия лампового генератора в режиме колебаний 1-го рода?
- 8) В чем заключается способ повышения к.п.д. генератора?
- 9) Описать роль колебательного контура в схеме лампового генератора?
- 10) Нарисовать развернутую (во времени) диаграмму токов и напряжений лампового генератора с независимым возбуждением.
- 11) Дать краткую характеристику режимов недонапряженного и перенапряженного лампового генератора.
- 12) Написать выражение условия самовозбуждения лампового генератора.
- 13) Какую роль играет величина крутизны S лампы в условиях самовозбуждения генератора?
- 14) Каково назначение смещающего сеточного напряжения в схеме лампового генератора?
- 15) Назвать и сравнить способы сообщения лампе смещающего сеточного напряжения.
- 16) Нарисовать основные схемы ламповых генераторов с самовозбуждением.
- 17) Нарисовать последовательную и параллельную схемы питания лампового генератора.

§ 116. Литература.

- 1) H. G. Möller. „Quantitative Behandlung der Schwingungen im Röhrengenerator mit Hilfe der Schwingkennlinien“. Jdd T. и T., 1919, т. 14, стр. 326—360.

- 2) F. Tank, A. Herzog. „Schwingungsuntersuchungen an Hochvakuumröhren“. Jdd T. и T., 1921, июнь, стр. 426—448.
- 3) E. V. Appleton, B. van der Pol: „On the form of free triode vibrations“. Phil. Mag., 1921, август, стр. 201—220.
- 4) E. Alberti, G. Zickner. „Kurvenform und Phase der Schwingungen in Röhrensensern“. Jdd T. и T., 1922, январь, стр. 2—42.
- 5) E. Geissler. „Die Kühnsche Schaltung zur Erzeugung hochfrequenter Schwingungen mit Glühkathodenlampen“. Jdd T. и T., 1922, май — июнь, стр. 383—406.
- 6) A. Herzog. „Untersuchung am einem Röhrensensern mit Kühnscher Gittererregung“. Jdd T. и T. 1922, август, стр. 72—82.
- 7) L. M. Hull. „A method for testing and rating electron tube generators“. PIRE, 1922, октябрь, стр. 373—392.
- 8) G. Joos. „Theorie des Elektronenröhrengenerators“. Jdd T. и T., 1922, декабрь, стр. 428—444.
- 9) E. Mauz. „Experimentelle Untersuchungen über Röhren — Tonsender mit Fremdsteuerung“. Jdd T. и T., 1923, январь, стр. 2—22.
- 10) E. Mauz, J. Zenneck. „Der Röhrentonsender mit Selbststeuerung“. Jdd T. и T., 1923, январь, стр. 22—30.
- 11) E. V. Appleton, W. M. H. Greaves. „On the solution of the representative differential equation of the triode oscillator“. Phil. Mag., 1923, март, стр. 401—414.
- 12) D. C. Prince. „Vacuum tubes as power oscillators“. PIRE, 1923, июнь, стр. 275—313, август, стр. 405—435; октябрь, стр. 527—550; GER, 1927, июнь, октябрь; 1928, февраль, март, июль, октябрь, декабрь; 1929, май.
- 13) A. Seemann. „Ueber Parallelschaltung von Röhrensensern“. Jdd T. и T., 1923, сентябрь, стр. 117—122.
- 14) W. A. Leushon. „Forced oscillations in self-maintained oscillating circuits“. Phil. Mag., 1923, октябрь, стр. 686—698.
- 15) N. Schuttlesworth. „The theory of the generation of alternating currents by means of triodes“. JIEE, 1923, октябрь, стр. 1121—1133.
- 16) W. R. G. Baker. „Commercial radio tube transmitters“. PIRE, 1923, декабрь, стр. 601—659.
- 17) F. Strecker. „Ueber die Abhängigkeit der Frequenz des Röhrensensers von der Heizung der Röhre und der Andenspannung“. Jdd T. и T., 1923, декабрь, стр. 244—274.
- 18) P. R. Fortin, C. A. Priest. „20 kw vacuum tube radio-telegraph transmitter“. GER, 1924, январь, стр. 61—73.
- 19) Blanchard. „Calculation d'un triode emetteur“. L'On. El., 1924, № 31.
- 20) А. Минц. „Тональная модуляция незатухающих колебаний“ Т. и Т. б. п. 1924, июль, стр. 264—282.
- 21) Р. В. Львович. „Катодный преобразователь с независимым возбуждением“. Т. и Т. б. п. 1925, декабрь, стр. 558—568.
- 22) Р. В. Львович. „Определение параметров катодного генератора в условиях действительной работы“. Т. и Т. б. п. 1925, декабрь, стр. 569—585.
- 23) М. А. Бонч-Бруевич. „Сеточные и анодные паразитные колебания в цепях катодных ламп“. Т. и Т. б. п. 1926, ноябрь, стр. 449—464.
- 24) R. V. Hansford, H. Faulkner. „Some notes on design details of a high-power radio-telegraphic transmitter using the mionic valves“. JIEE, 1927, март, стр. 297—326; EWWE, 1927, январь, стр. 42—48.

- 25) R. Jouaust. „Etude experimentale du fonctionnement d'un triode emetteur". L'On. El., 1927, май, стр. 200—210.
- 26) R. P. G. Denman. „The performance of valves in parallel". EWWE, 1927, ноябрь, стр. 669—674.
- 27) D. F. Martyn. „On frequency variations of the triode oscillator". Phil. Mag., 1927, ноябрь, стр. 922—942.
- 28) П. А. Асеев. „Ламповые генераторы и передатчики". Москва 1928.
- 29) Г. Баркгаузен. „Передатчики". Москва, 1928.
- 30) Б. П. Асеев. „Упрощенный расчет лампового передатчика". Т. и Т. 6. п. 1928, апрель, стр. 157—170.
- 31) С. Н. Какурин. „Коэффициент полезного действия лампового генератора". Т. и Т. 6. п. 1928, апрель, стр. 171—187.
- 32) Г. А. Зейтленок. „К теории самовозбуждения катодного генератора". Т. и Т. 6. п. 1928, июнь, стр. 348—362.
- 33) F. Bedeau. „Les différentes méthodes de détermination de la condition d'entretien des oscillations dans les emetteurs à lampes". L'On. El., 1928, июль, стр. 265—286.
- 34) K. B. Eller. „On the variation of generated frequency of a triode oscillator due to changes in filament current, grid voltage, plate voltage or external resistance". PIRE, 1928, декабрь, стр. 1706—1728.
- 35) Д. С. Пренс. „Электронные лампы, как генераторы мощных электромагнитных колебаний". Ленинград, 1929.
- 36) Г. А. Зейтленок. „Теоретическое и экспериментальное исследование явления затягивания катодного генератора". Т. и Т. 6. п. 1929, июнь, стр. 216—239.
- 37) F. Kirschstein. „Zur Theorie des rückgekoppelten Röhrensenders". Jdd T. и Т. 1929, июнь, стр. 201—211.
- 38) G. Shearing J. W. S. Dorling. „Naval wireless telegraph communications". J'EE, 1930, февраль, стр. 237—264.
- 39) В. Н. Листов. „Ламповые радиопередатчики". Харьков, 1930.
- 40) П. Н. Рамлау. „Зависимость между колебательной мощностью и к. п. д. лампового генератора". В. Э., 1930, январь, стр. 11—16.
- 41) М. С. Нейман. „К расчету ламповых генераторов". В. Э., 1930, январь, стр. 25—31.
- 42) Е. С. Анцелиович. „Метод расчета регенеративного радиоприема". Ленинград, 1929.
- 43) Е. С. Анцелиович. „Ламповый генератор с внутрисвязью". Ленинград, 1930.
- 44) Ю. Б. Кобзарев. „Зависимость частоты лампового генератора от режима". В. Э., 1931, октябрь, стр. 346—354.
- 45) С. И. Зилитинский. „Основные электрические зависимости у генерирующего триода". В. Э., 1931, сентябрь, стр. 271—280.
- 46) А. И. Берг. „Работа лампового генератора со смешанной нагрузкой". В. Э., 1931, август, стр. 234—241.
- 47) А. Аренберг. „Трехфазные электронные генераторы". В. Э., январь, стр. 13—19.
- 48) А. Аренберг. „Многофазные автогенераторные схемы". В. Э., 1931 май июнь, стр. 146—152.
- 49) Е. С. Анцелиович. „Асимметрия в двухтактных схемах". В. Э., 1931. май июнь, стр. 152—161.
- 50) А. И. Иоффе. „К вопросу о расчете ламповых генераторов". В. Э., 1931, июль, стр. 222—225.

- 51) Г. А. Кьяндский. „К расчету лампового генератора“. В. Э., 1931, июль, стр. 225—227.
- 52) В. Патрушев. „К расчету лампового генератора“. В. Э., 1931, ноябрь—декабрь, стр. 443—446.
- 53) А. И. Берг. „Расчет лампового генератора при плоской форме импульса анодного тока“. В. Э., 1931, январь, стр. 11—13.
- 54) А. И. Берг. „Теория и расчет ламповых генераторов“. Госэнергоиздат, 1932.
-

ГЛАВА X.

СТАБИЛИЗАЦИЯ КОЛЕБАНИЙ ЛАМПОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ.

§ 117. Требования стабильности колебаний. В предыдущей главе указывалось, что обычные условия работы лампового генератора не обеспечивают достаточно высокого постоянства частоты генерируемых колебаний. Как было уже указано, это постоянство нарушается малейшими, например, изменениями в величине тока накала лампы, ее анодного напряжения; также влияет изменение величины сеточного тока лампы. На постоянство частоты генерируемых колебаний оказывают влияние малейшие изменения в величинах емкости и коэффициента самоиндукции колебательного контура, а также и коэффициента обратной связи генератора.

Можно назвать еще длинный ряд прямых и косвенных причин, оказывающих большее или меньшее влияние на постоянство частоты генерируемых колебаний. Сюда нужно отнести влияния возможных в схеме паразитных емкостей как постоянного характера (емкости между электродами ламп, между отдельными деталями схемы и пр.), так и емкости временного характера (приближение руки к деталям установки и пр.). Далее большое влияние могут оказывать температурные изменения, вызывающие деформации отдельных элементов схемы, а также и те малейшие изменения в схеме, которые могут быть вызваны механическими вибрациями вследствие сотрясений, ударов (на железнодорожных поездах, автомобилях, аэропланах).

Из числа косвенных причин, нарушающих устойчивость частоты генерируемых лампой колебаний, можно упомянуть различные влияния со стороны нагрузки в анодной цепи или со стороны других, связанных с ламповым генератором каскадов, режим которых по тем или иным обстоятельствам в процессе их работы изменяется.

При работе лампового генератора на радиосеть количество причин, влияющих на постоянство частоты генерируемых ко-

лебаний, возрастает еще больше. Сюда прежде всего надлежит отнести непостоянство емкости самой сети, изменяющейся от различных обстоятельств (ветер, солнце, дождь).

Наряду с этим современная техника радиоприема в целях наибольшей избирательности приема требует весьма высокого постоянства частоты колебаний, излучаемых корреспондирующей отправительной радиостанцией. При приеме по способу гетеродина отклонение частоты колебаний Δf от основной может быть допущено лишь весьма незначительное. Для радиовещательных станций эта величина составляет ± 50 герц.

Указанное выше предельное допускаемое значение отклонения Δf частоты от нормального ее значения определяет собою величину допускаемой расстройки $\frac{\Delta f}{f}$ при различных значениях рабочей длины волны. Так, например, при значении длины волны $\lambda = 10000$ м, лежащей в диапазоне длинных волн (300 ÷ 30000 м), допускаемая расстройка будет равна

$$\frac{100}{30000} \cdot 100 \cong 0,3\%$$

При значении длины волны $\lambda = 100$ м, лежащей в диапазоне коротких волн (15 ÷ 300 м), допускаемая расстройка будет равна

$$\frac{100}{30000000} \cdot 100 \cong 0,003\%$$

И, наконец, при значении длины волны $\lambda = 1$ м, лежащей в диапазоне ультра-коротких волн (0,5 — 15 м), допускаемая расстройка будет равна

$$\frac{100}{300000000} \cdot 100 \cong 0,00003\%$$

Такие высокие требования стабильности частоты генерируемых колебаний, предъявляемых современной практикой радиосвязи, ведут к необходимости применения специальных схем и способов стабилизации. И если при очень длинных волнах еще возможно некоторое применение нестабилизированного радиопередатчика, то при волнах средних, коротких и в особенности ультра-коротких стабилизация является совершенно необходимой деталью радиопередатчика.

По состоявшемуся в 1931 г. на международной конференции по радиосвязи в Копенгагене соглашению величина

допускаемого отклонения частоты колебаний работающей отправительной станции от нормально для нее установленного значения частоты не должна превосходить норм, которые приведены в нижеследующей таблице.

Таблица 23.

Нормы стабильности.

Диапазон длин волн в м	Д о п у с к в ‰	
	Для стационарных установок	Для подвижных установок
30 000 ÷ 545 м	0,1	0,5
545 ÷ 200 м	0,1	0,5
200 ÷ 50 м	0,05	0,1
50 ÷ 30 м	0,05	0,1

§ 118. Классификация методов стабилизации. Существующие методы стабилизации ламповых генераторов разделяют современные радиопередатчики на две группы. К первой группе относятся радиопередатчики, в которых колебания генерируются мощным ламповым генератором с самовозбуждением, связанным непосредственно с радиосетью. Стабилизация осуществляется при помощи специальных приспособлений, вызывающих компенсирующее изменение параметров контура при всяком изменении генерируемой частоты. Примером таких радиопередатчиков служит радиопередатчик Société Française Radio Electrique.

Ко второй группе относятся радиопередатчики, в которых колебания генерируются маломощным генератором с самовозбуждением (задающий генератор) и затем, прежде чем быть поданными в радиосеть, усиливаются при помощи нескольких каскадов ламповых усилителей.

Постоянство частоты колебаний в радиопередатчиках этой группы в первую очередь обеспечивается применением всех простейших способов стабилизации. С особой тщательностью выполняются конденсатор и катушка самоиндукции колебательного контура. Накал и питание анода задающего генератора осуществляются от аккумуляторных батарей, которые берутся с большим запасом емкости. Для облегчения выпол-

нения всех этих условий мощность задающего генератора выбирается весьма малой. А для уничтожения внешних воздействий задающий генератор помещается в металлический экранирующий ящик.

Для устранения указанных выше влияний механических вибраций отдельные элементы схемы или вся схема задающего генератора тщательно амортизируются—подвешиваются на пружинах или резиновых тягах. Детали схемы, подвергающиеся влиянию изменений температуры, заключаются в термостаты специального устройства.

Для ослабления влияния изменений нагрузки на постоянство частоты генерируемых задающим генератором колебаний мощность этого генератора выбирается достаточно большой по сравнению с мощностью следующего за ним первого каскада усиления. Само собой разумеется, что выбор этого отношения мощностей задающего генератора и первого каскада усиления будет также определяться и значением рабочей длины волны.

При работе на длинных волнах, допускающих сравнительно большую связь между колебательным контуром задающего генератора и цепью сетки усилителя, мощности задающего генератора и первого каскада усиления могут иметь большое отношение, порядка 1:10. При работе на коротких волнах это отношение должно быть значительно меньшим.

Все указанные выше мероприятия в отношении задающего генератора, однако, не являются еще достаточными для обеспечения надлежащего постоянства частоты генерируемых колебаний. Повышение последнего лежит в применении специальных способов стабилизации, осуществляемых с помощью кристаллов кварца или турмалина, магнетостриктирующих стержней или камертонов.

Основным недостатком генераторных схем этой группы является необходимость применения большого числа каскадов усиления генерируемой мощности. Прямым следствием такой многокаскадности является повышенная склонность генератора в целом к самовозбуждению, обязанному взаимным обратным влияниям между отдельными каскадами. Для устранения этих влияний прибегают к экранированию отдельных каскадов и к нейтринированию паразитных междоэлектродных емкостей ламп. Наконец, при большом числе каскадов прибегают к умножению частоты. При коротких волнах применяются все способы одновременно: экранирование, нейтринирование и умножение частоты.

С той же целью в последнее время в генераторных устройствах применяются также и экранированные лампы.

§ 119. Стабилизация Société Française Radio Electrique. Примером первой группы стабилизации ламповых генераторов с самовозбуждением является схема, разработанная французской радиоконпанией Société Française Radio Electrique. Схема эта изображена на рис. 152. Мощный ламповый генератор с самовозбуждением ЛГ, генерирующий колебания частоты f_1 , связан своим колебательным контуром с излучающей радиосетью. С колебательным контуром генератора связан замкну-

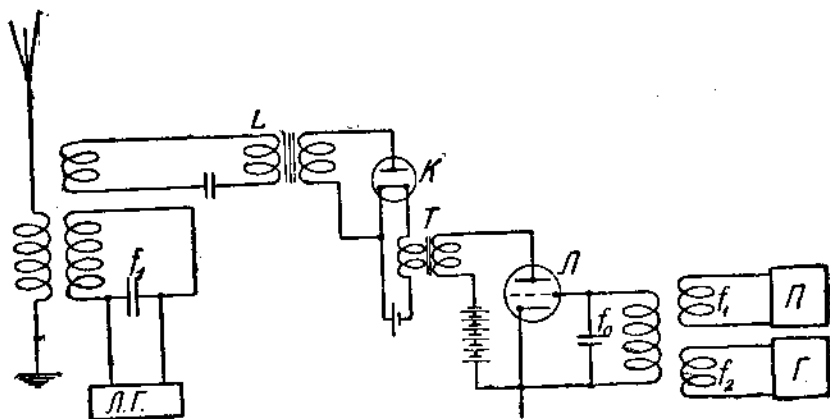


Рис. 152.

тый контур, содержащий катушку самоиндукции L , как вторичную обмотку трансформатора с железным сердечником. Первичная обмотка этого трансформатора включена в анодную цепь лампового выпрямителя K , на постоянный ток накала которого при помощи трансформатора T могут быть наложены изменения анодного тока трехэлектродной лампы A . В цепи сетки этой лампы включен колебательный контур с острой резонансной кривой, настроенный на частоту $f_0 \approx 5000$ герц. С этим контуром связана усилительная схема с детектором, которая в свою очередь связана с приемником Π , настроенным на частоту генерируемых передатчиком колебаний f_1 , и с гетеродином Γ , настроенным на такую частоту f_2 , чтобы частота образующихся биений была бы равна

$$\pm (f_1 - f_2) = f_0.$$

Частота колебаний гетеродина Γ при этом поддерживается строго постоянной.

Начальный режим выбирается таким образом, чтобы при рабочей длине волны частота биений f_0 соответствовала бы, например, точке A резонансной кривой колебательного контура цепи сетки лампы L (рис. 153) и чтобы при этом магнитное состояние сердечника катушки L , определяемое силой анодного тока в анодной цепи кенотрона K , резко изменялось со всяким изменением силы этого тока.

Предположим теперь, что в силу каких-либо обстоятельств частота генерируемых лампой колебаний f_1 увеличилась. Соответственно этому произойдет увеличение частоты биений f_0 , вследствие чего уменьшится сила тока i в цепи сетки лампы L , а следовательно, уменьшится и сила анодного тока этой лампы. Такое уменьшение силы анодного тока лампы L вызовет за собою уменьшение накала кенотрона K , что в свою очередь вызовет изменение насыщения сердечника катушки L , иначе говоря, вызовет изменение коэффициента самоиндукции этой катушки. Это последнее изменит действующий коэффициент самоиндукции колебательного контура генератора, а следовательно, изменит и частоту генерируемых колебаний. Для достижения автоматического регулирования частоты в данном случае, очевидно, необходимо будет лишь согласовать всю цепь происходящих изменений таким образом, чтобы начальному увеличению частоты f_1 соответствовало бы уменьшение величины действующего коэффициента самоиндукции колебательного контура.

Описанная схема стабилизации позволяет достигнуть уменьшения изменений частоты примерно в 100 раз, обеспечивая необходимое для практики постоянство частоты генерируемых колебаний даже для пишущего приема. Схема эта, однако, в настоящее время вышла из употребления.

§ 120. Кварцевые стабилизаторы. Кварцевая стабилизация частоты, генерируемой малоомощным ламповым генератором

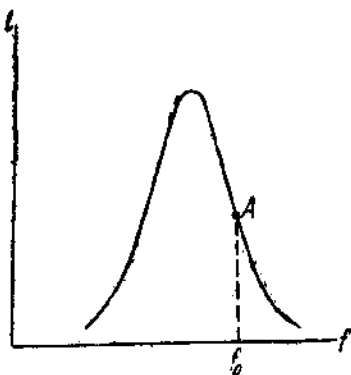


Рис. 153.

с самовозбуждением, основана на применении пьезоэлектрических свойств пластинок, вырезанных из кристалла кварца.

Кварц (иначе — горный хрусталь) представляет собою бесцветный минерал, кристаллизующийся в форме шестигранной призмы с шестигранными пирамидами на ее основаниях (рис. 154).

Ось кристалла zz , проходящая через вершины обеих пирамид, называется оптической осью. Ось yy , проходящая перпендикулярно противоположным боковым граням пирамиды,

называется механической осью, или осью поперечного эффекта. Ось xx , проходящая через противоположные ребра пирамиды, называется электрической осью.

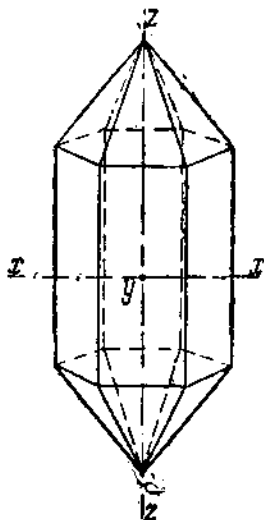


Рис. 154.

Пластинки для стабилизации ламповых генераторов вырезаются из кристалла кварца двояким образом: либо параллельно механической оси yy (рис. 155-а) — это так называемое „сечение Кюри“ или перпендикулярное сечение, либо же пластинка может быть вырезана, как это изображено на рис. 155-б — сечение в 30° или параллельное сечение. Обычно для стабилизации применяются пластинки перпендикулярного сечения. Линейное измерение такой пластинки вдоль оси yy называется длиной, а вдоль оси xx — толщиной пластинки.

Пьезоэлектрический эффект кварцевой пластинки заключается в том, что если к противоположным граням этой пластинки приложить механическую силу сжатия или растяжения, то на пластинке возникают электрические заряды, и наоборот, приложение электрической разности потенциалов между гранями пластинки вызывает механические деформации ее геометрических размеров (этот — так называемые прямой и обратный пьезоэлектрические эффекты).

Таким образом, если приложить к пластинке переменную электродвижущую силу, то кварцевая пластинка будет совершать механические колебания с той же самой частотой. Наибольших значений амплитуды этих колебаний достигают при частоте, равной частоте собственных колебаний пластинки.

Эта последняя легко определяется из условий скорости распространения упругих волн в кварце и геометрических размеров пластинки, а именно:

$$f_0 = \frac{V}{2l},$$

где V — скорость распространения упругих волн в кварце,
 l — линейный размер пластинки, вдоль которого совершаются колебания.

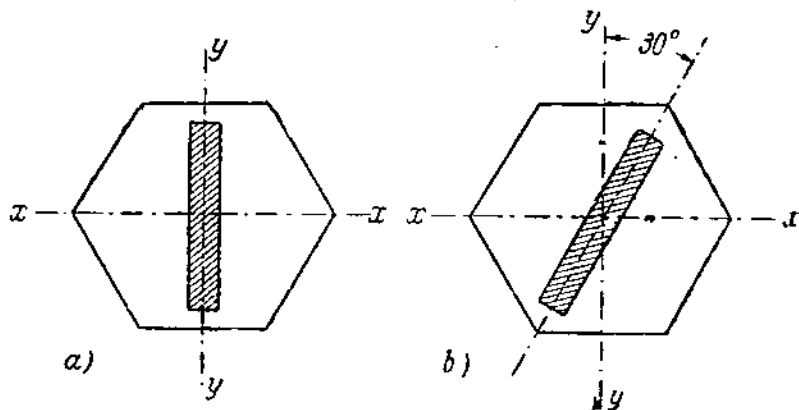


Рис. 155.

Отсюда, длина волны λ_0 электрических колебаний, соответствующих собственным колебаниям кварцевой пластинки, будет

$$\lambda_0 = \frac{2lc}{V},$$

где c — скорость света.

Для пластинок перпендикулярного сечения

$$V \cong 5,5 \cdot 10^5 \text{ см/сек.}$$

Следовательно, каждому миллиметру длины линейного измерения кварцевой пластинки, вдоль которой совершаются колебания, соответствует длина волны электрических колебаний

$$\lambda_0 = \frac{2 \cdot 3 \cdot 10^8}{5,5 \cdot 10^5 \cdot 10} \cong 110 \text{ м/м.}$$

Такое значение резонансной длины волны кварцевых пластинок оправдывается на практике как при колебаниях пластинок вдоль оси xx (колебания по толщине), так и при колебаниях вдоль оси yy (колебания по длине).

Для пластинок параллельного сечения $V \cong 4 \cdot 10^5$ см/сек., а поэтому

$$\lambda_0 = \frac{2 \cdot 3 \cdot 10^8}{4 \cdot 10^5 \cdot 10} = 150 \text{ м/м.}$$

Приведенные значения резонансных длин волн оказываются зависящими от температуры. Для пластинок перпендикулярного сечения с увеличением температуры длина волны возрастает; для пластинок параллельного сечения длина волны при увеличении температуры уменьшается. Изменения частоты лежат в пределах $0,01 + 0,002\%$ на один градус изменения температуры. Большой регулярностью, однако, эта зависимость частоты колебаний кварцевой пластинки от температуры не характеризуется, вследствие чего в ответственных случаях кварц надлежит помещать в термостат. В этом термостате при помощи автоматического контроля поддерживается постоянная температура порядка $45 - 50^\circ\text{C}$.

Отметим здесь, что использование термостатов для различных целей, связанных с необходимостью поддержания постоянства температуры в радиоустройствах, в настоящее время практикуется в широком масштабе. В самое последнее время, например, в Англии для стабилизации колебаний весь задающий генератор стали помещать в термостат. При таком способе достигается очень высокая степень стабилизации, — порядка ± 10 герц.

Наиболее интенсивными собственными колебаниями кварцевой пластинки являются колебания вдоль оси xx (колебания по толщине или поперечные колебания) и вдоль оси yy (колебания по длине или продольные колебания). Получение колебаний вдоль оси zz чрезвычайно затруднительно, и ими не пользуются.

Наибольшее применение в практике стабилизации электрических колебаний получили колебания кварцевой пластинки по толщине. Этот размер пластинки может быть сделан весьма малым, порядка $0,5$ мм, что обеспечивает возможность применения кварца для стабилизации коротких волн, а при использовании высших гармоник и для стабилизации ультра-коротких волн.

Надо заметить, что непосредственная стабилизация ультракоротких волн кварцем чрезвычайно затрудняется тем обстоятельством, что для этого пришлось бы выпиливать чрезвычайно тонкие кварцевые пластинки. Прежде всего такие пластинки получаются очень хрупкими и легко трескаются при самых небольших нагрузках. Кроме того при таких тонких пластинках чрезвычайно трудно произвести надлежащую отшлифовку их поверхностей.

Основной особенностью кварцевой пластинки, обеспечившей ей исключительно широкое применение в радиотехнике как в схемах передатчиков, так и в схемах приемных и измерительных, является чрезвычайно малое значение декремента собственных колебаний.

Зависящая, вообще говоря, от различных условий, в том числе от способов монтажа пластинки и от давления окружающего воздуха, эта величина достигает значений 0,00008, не достижимых для обычных колебательных контуров.

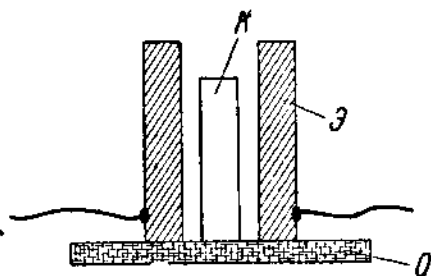


Рис. 156.

Способов монтажа кварцевой пластинки для включения ее в схему существует большое количество. Простейший способ заключается в том, что кварцевую пластинку свободно помещают между двумя металлическими пластинками, служащими электродами, закрепленными на изолирующем основании. Такой способ изображен на рис. 156 в вертикальном разрезе. Здесь О — изолирующее основание, Э — электроды, К — кварцевая пластинка. Зазоры между пластинкой и электродами делаются малыми — порядка долей миллиметра.

В некоторых типах держателей применяется специальное устройство для регулирования величины зазора. Это между прочим дает возможность осуществлять регулировку частоты собственных колебаний кварца в пределах до 10 герц. Надо заметить, что увеличение зазора, вообще говоря, уменьшает декремент собственных колебаний кварцевой пластинки.

§ 121. Эквивалентная схема кварцевого стабилизатора.

С учетом всех рассмотренных свойств кварцевой пластинки, она может быть заменена эквивалентной электрической схемой, обнаруживающей те же самые свойства. Такая схема

изображена на рис. 157. Здесь последовательно соединенные емкость C , самоиндукция L и сопротивление r являются эквивалентом самой пластинки. Параллельно этой цепи приключена емкость C_k — эквивалентная статической емкости конденсатора, образованного кварцевой пластинкой, как диэлектриком между его гранями. Эквивалентная емкость C_0 представляет собою емкость, образуемую воздушными зазорами между электродами и пластинкой. При отсутствии зазора эта емкость будет равна бесконечности.

Из общих свойств кварцевой пластинки и на основании измерений, над нею произведенных, можно считать, что величина эквивалентного коэффициента самоиндукции L должна

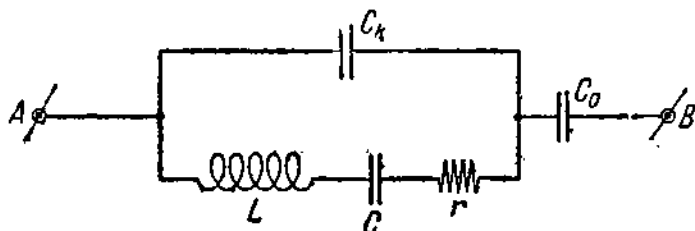


Рис. 17.

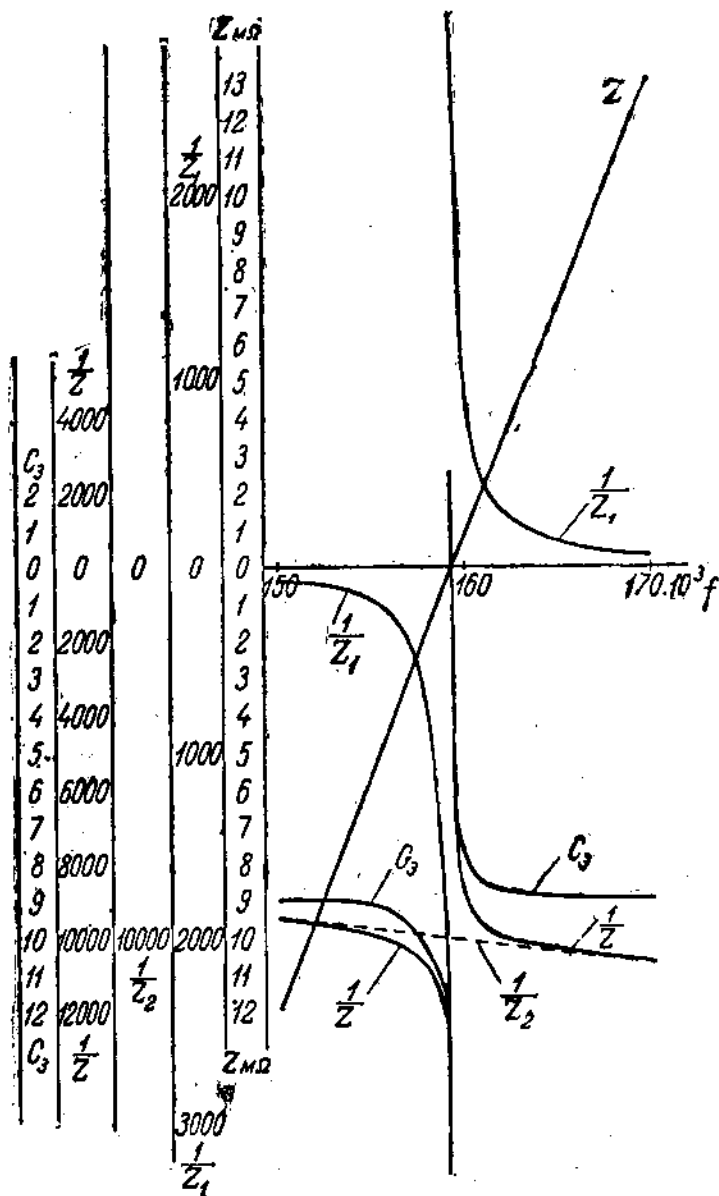
быть весьма большой, порядка 100 генри. В то же время величина эквивалентной емкости C должна быть очень малой, порядка 10^{-2} сантиметров. Такие значения в полной мере объясняют малую величину декремента колебаний кварцевой пластинки. Эквивалентное сопротивление r при этом имеет значение порядка 1000 Ω .

Располагая указанными данными и упрощая задачу предположениями, что

$$\begin{aligned} C_0 &= \infty, \\ r &= 0, \end{aligned}$$

мы можем на полученном численном примере проследить зависимости от изменения частоты f приложенного между точками A и B переменного напряжения следующих величин:

- 1) проводимости $\frac{1}{z_1}$ цепи LCr ,
- 2) проводимости $\frac{1}{z_2}$ цепи C_k ,



- 3) полной проводимости $\frac{1}{z}$ эквивалентного контура,
- 4) полного сопротивления z эквивалентного контура,
- 5) полной емкости C , контура, рассматриваемого как конденсатора.

Результаты этого рассмотрения изображены в виде кривых на рис. 158. При этом предполагалось, что $C_k = 10^{-11}$ F.

Наибольший интерес для выводов в полученных результатах имеет вид зависимости величины эквивалентной контуру емкости C , позволяющей выяснить роль кварцевой пластинки в процессе стабилизации электрических колебаний в каком-ли-

бо ином контуре. Представим, что кварцевая пластинка присоединена параллельно ветвям конденсатора колебательного контура лампового генератора (рис. 159). В этих условиях к электродам кварца будет приложена переменная электродвижущая сила, и, следовательно, кварц будет совершать механические

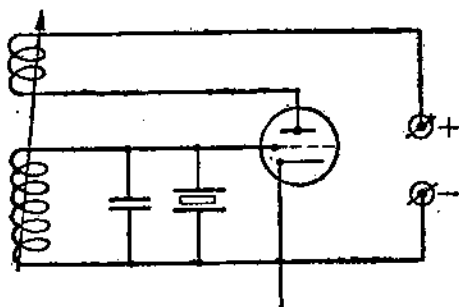


Рис. 159.

колебания. При этих колебаниях на кварцевой пластинке в свою очередь появляется переменная электродвижущая сила, которая будет взаимодействовать с приложенной электродвижущей силой. Вблизи точки резонанса явление будет протекать следующим образом. Если по какой-либо причине частота колебаний в контуре лампового генератора возрастет, то величина эквивалентной емкости C , представляющей собою всю систему кварцевой пластинки, немедленно увеличится (см. рис. 158), что повлечет за собою уменьшение генерируемой частоты, и наоборот. Кварцевая пластинка, таким образом, вблизи точки резонанса со своей собственной частотой, „поведет“ частоту генерируемых лампой колебаний, стабилизирует эту частоту.

Расстройка генератора при этом может достигать, в некоторых случаях, очень большой величины: колебания генератора будут совершаться со строгим постоянством частоты, определяемой геометрическими размерами кварцевой пластинки и условиями, о которых было сказано выше.

§ 122. Схемы генераторов с кварцевой стабилизацией.
 Существует очень большое количество схем ламповых генераторов, частота колебаний которых стабилизируется при помощи кварца. Все эти схемы могут быть разделены на две группы: схемы осцилляторные и схемы затягивания.

В схемах осцилляторных первопричиной существования электрических колебаний является сам кварц, включаемый взамен колебательного контура. К числу таких схем отно-

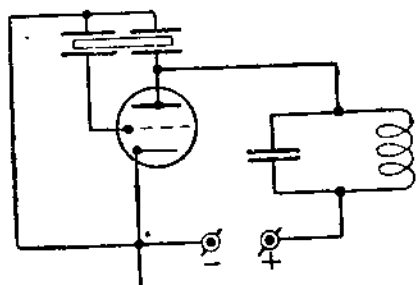


Рис. 160.

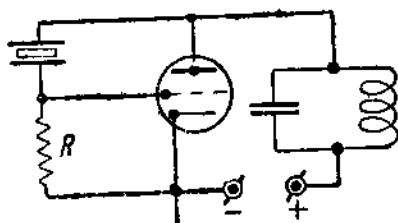


Рис. 161.

сятся: схема Кадди (Cady) (рис. 160), схемы Пирса (Pierce) (рис. 161, 162). В схеме Кадди (Cady), изображенной на рис. 160, генерирование электрических колебаний осуществляется за счет обратной связи между цепями анода и сетки лампы,

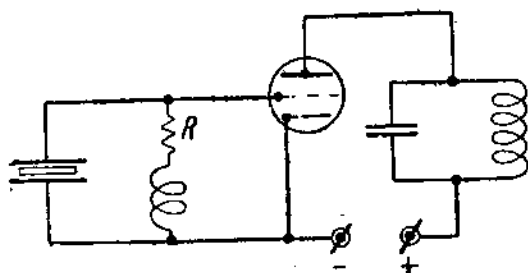


Рис. 162.

образуемой колеблющейся кварцевой пластинкой, общей для двух пар электродов.

В схемах Пирса кварц включается либо между анодом и сеткой (рис. 161), либо в цепи сетки (рис. 162). Сопротивления R в этих схемах служат для утечки накапливающихся на сетке электронов.

Схемы затягивания изображены на рис. 159 и 163. Здесь кварц является контуром, составляющим вместе с колебательным контуром генератора (наличие которого характерно для схем затягивания) связанную систему. Вблизи точки резонанса для собственных колебаний кварца этот последний увлекает, затягивает колебания генератора, стабилизируя их частоту.

§ 123. Усиление мощности. При слишком больших значениях приложенного к кварцу переменного напряжения его механические колебания могут быть достаточно интенсивными, чтобы разрушить самый кварц. Допускаемая поэтому мощность кварца невелика. Невелика соответственно и мощность

лампового самовозбуждающегося генератора, колебаниями которого управляет кварц. Отсюда вытекает необходимость усиления колебательной мощности, для чего применяется большее или меньшее число каскадов усиления при помощи ламп.

Общие принципы усиления электрических колебаний будут изложены ниже, в главе XIII. Здесь

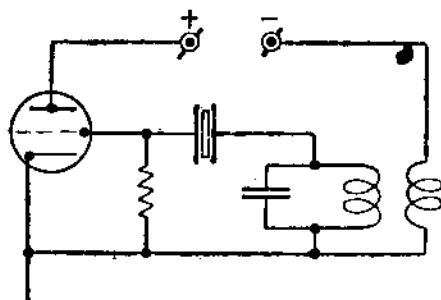


Рис. 163.

мы только отметим, что при большом числе каскадов усиления сильно возрастают взаимные обратные влияния между этими каскадами, в результате чего в схеме возникают паразитные колебания. Возможными средствами борьбы с этим явлением служат нейтринирование и умножение частоты.

§ 124. Нейтринирование. Причиной паразитных колебаний в схемах многокаскадного усиления является, обычно, междуэлектродная емкость C_{ga} между анодом и сеткой лампы, осуществляющая обратный переход колебательной энергии из каскадов последующих в каскады предыдущие. О правильном режиме усиления в этом случае не может быть и речи. Средством борьбы с этим вредным влиянием паразитных емкостей является нейтрализация их действия. Для этой цели применяются различные схемы, рассмотрение которых будет произведено в главе XIII. Сейчас же приведем лишь один пример нейтринирования в так называемой двухтактной схеме усиления (схема push-pull). Схема изображена на рис. 164. Произвольный каскад схемы усиления образован двумя лам-

пами, в цепи сеток которых включен колебательный контур, связанный с предыдущим каскадом. В цепи анодов включен колебательный контур II, связанный с последующим каскадом. Для нейтрализации вредного влияния междуэлектродных ем-

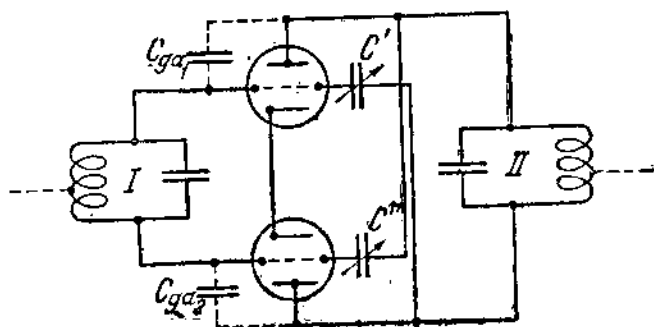


Рис. 164

костей C_{ga1} и C_{ga2} включены два конденсатора C' и C'' . При таком включении все эти четыре емкости образуют мост Витстона, причем оба колебательных контура оказываются в диа-

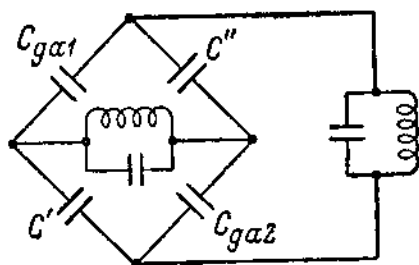


Рис. 165.

гоналях этого моста (рис. 165). При равновесии моста, т. е. при соблюдении условия

$$C_{ga1} \cdot C_{ga2} = C' \cdot C'', \dots \dots \dots (68)$$

колебательные контуры I и II будут электрически изолированы друг от друга, вследствие чего и уничтожаются их взаимные

влияния. Так как в уравнение (68) частота колебаний не входит, то нейтродинирование, при однажды выбранных значениях емкостей C' и C'' , сохраняется в любом диапазоне частот.

§ 125. Умножение частоты. Практически не представляется возможным при помощи нейтродинирования полностью уничтожить взаимные влияния каскадов схемы усиления, вызывающих расстройку работы генератора в целом. Трудности лежат в невозможности, прежде всего, осуществить точно самую нейтрализацию. Мало того, помимо связей, образуемых емкостями анод-сетки, в многокаскадных схемах усиления мы имеем целый ряд и других паразитных связей, определяющих нестабильность поведения мощного усиления. Сюда относятся как связи магнитные (через потоки рассеяния катушек самоиндукции колебательных контуров), так и связи емкостные (через емкости отдельных элементов каскадов по отношению, например, к общему проводнику). Для устранения всех этих паразитных связей применяется экранирование отдельных каскадов усилителя. Однако, осуществить хорошее экранирование является трудно выполнимой задачей.

Радикально вопрос решается применением способа увеличения частоты от каскада к каскаду. При таком способе влияние колебательных контуров последующих каскадов на колебательные контуры каскадов предыдущих значительно уменьшается, в связи с чем общая устойчивость работы схемы возрастает.

Сущность схем умножения частоты заключается в таком искажении формы изменения анодного тока, при котором процесс характеризуется наличием гармоник с резко увеличенными амплитудами. В дальнейшем колебательный контур в цепи анода, настроенный на одну из этих гармоник, производит ее выделение.

Для указанного искажения формы импульсов анодного тока достаточно применение большого отрицательного смещающего потенциала в цепи сетки лампы. В схемах усиления с одной лампой при этом можно произвести выделение любой гармоники. В схемах усиления с двумя лампами (двухтактных) можно выделить только нечетные гармоники, так как гармоники четные взаимно компенсируются в общей части анодной цепи. В современной практике обычно применяется выделение второй гармоники (удвоение частоты), так как при умножении в большее число раз значительно уменьшается коэффициент полезного действия каскада.

Простейшим способом такого удвоения частоты, или, иначе говоря, простейшим способом гашения первой гармоники, при

одновременном выделении второй гармоники, является, включение в анодную цепь усилительного каскада колебательного контура (рис. 166). Здесь включенная в контур катушка самоиндукции L_1 и конденсаторы C_1 и C_2 подбираются таким образом, чтобы для второй гармоники в контуре были обеспечены условия получения резонанса токов, т. е.

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_1 \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}}}$$

в то же самое время в ветви контура $L_1 C_1$ должны быть осуществлены условия получения резонанса напряжений для первой гармоники, т. е.

$$\omega_1 L_1 = \frac{1}{\omega_1 C_1}.$$

Совместное решение этих двух уравнений позволяет решить задачу об определении величин C_1 и C_2 при выбранном L_1 .

Кроме указанного способа умножения частоты за счет выделения гармоник возможно также применение таких схем, в которых питание колебательного контура осуществляется

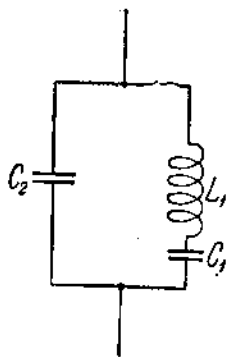


Рис. 166.

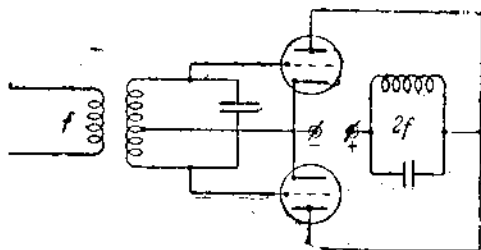


Рис. 167.

дважды за период переменного напряжения в цепи сетки. Примером такой схемы является изображенная на рис. 167.

Особенными преимуществами схемы умножения частоты характеризуются при работе на коротких и ультракоротких волнах. Стабилизация рабочей частоты при помощи кварца в этом случае чрезвычайно затруднительна из-за невозможности

изготовления достаточно тонких кварцевых пластинок. В схеме умножения задающий генератор работает на частоте в несколько раз меньшей рабочей, и затруднения с кварцевой стабилизацией в известной мере отпадают.

В современных мощных ламповых генераторах умножение частоты обычно осуществляется одновременно с требуемым усилением мощности. При этом мощность задающего генератора, как уже неоднократно об этом говорилось, бывает обычно очень невелика, порядка 1—2 ватт. Между отдельными каскадами усиления отношение мощностей достигает значений порядка 7—10; если при этом в одном и том же каскаде происходит, кроме усиления мощности, еще и умножение частоты, то это отношение меньше.

Такова, например, схема мощного лампового генератора на радиостанции в Науэне (Германия), изображенная на рис. 168. Здесь задающий генератор имеет мощность около 1 Вт и стабилизирован при помощи кварца на длине волны 100 м. В последующих пяти каскадах происходит как усиление мощности (до 20 кВт), так и умножение частоты. Это последнее осуществляется выделением четвертой гармоники ($\lambda = 25$ м) в третьем каскаде усиления.

Выше было уже указано, что для улучшения условий работы лампы в качестве удвоителя или

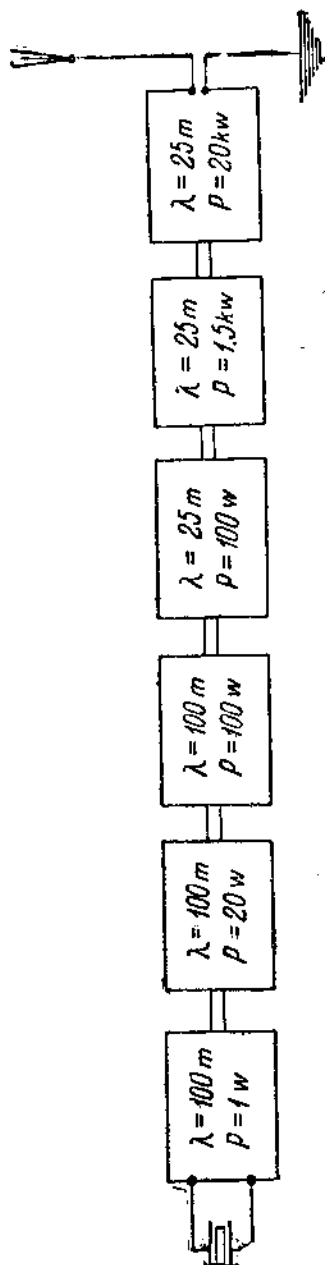


Рис. 168.

вообще умножителя надлежит выбирать режим, характеризующийся наличием высших гармонических достаточно резко выраженных. Для этой цели лампа должна работать при малых отсечках тока, при достаточно больших значениях переменного напряжения на сетке.

Для той же цели могут быть использованы лампы, характеристики которых имеют резкие отклонения от прямолинейного вида. Интерес, например, представляют экранированные лампы, имеющие как известно искаженные характеристики

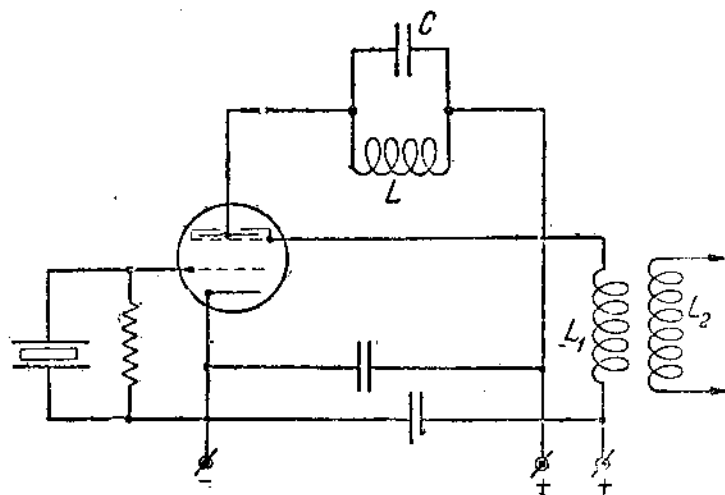


Рис. 169.

вследствие динаatronного эффекта. При генерировании такой лампы в цепи экранирующей сетки возникнут переменные токи, которые и могут быть использованы для выделения нужной высшей гармоники (рис. 169). Опыты с таким умножением частоты показали полную возможность получения большого числа гармоник (до 9), из которых 2-я и 3-я выражаются достаточно резко.

К числу особенностей указываемой схемы надлежит отнести также то обстоятельство, что здесь значительно уменьшена, по сравнению с обычными схемами с трехэлектродными лампами, реакция колебательного контура на кварц.

§ 126. Турмалиновая стабилизация. За последнее время для стабилизации электрических колебаний наряду с кварцем

нашел себе применение турмалин, также обладающий пьезоэлектрическими свойствами. Основной особенностью турмалина, обеспечивающей ему широкие возможности применения для стабилизации ультракоротких волн, является то, что скорость распространения в нем упругих волн значительно больше, нежели у кварца. В соответствии с этим для стабилизации заданной частоты толщина турмалиновой пластинки может быть взята значительно большей по сравнению с толщиной кварцевой пластинки. По сравнению с приведенными в § 120 данными о кварце, каждому миллиметру длины линейного измерения турмалиновой пластинки, вдоль которого совершаются колебания, соответствует длина волны электрических колебаний —

$$\lambda_0 \cong 80.$$

Такое обстоятельство позволяет осуществлять стабилизацию ультракоротких волн со значительно большей легкостью, нежели это допускает кварц.

Турмалиновая пластинка характеризуется сравнительно большой статической емкостью. Для уменьшения вредных влияний такой емкости на процесс генерирования, турмалиновой пластинке придаются небольшие размеры. Сама пластинка помещается горизонтально между плоско отшлифованными электродами из материала с малым собственным механическим затуханием (например, сталь). Для устранения температурных влияний, для получения надежной стабилизации, турмалин необходимо заключать в термостат.

§ 127. Магнетострикционные стабилизаторы. Действие этих стабилизаторов основано на магнетострикционном явлении, заключающемся в следующем: если металлический стержень поместить в магнитное поле (наложив, например, на стержень обмотку, питаемую электрическим током), то при всяком изменении этого поля стержень получает либо удлинение, либо укорочение (в зависимости от своего материала). При периодических изменениях магнитного поля (при периодических изменениях силы тока в обмотке) эти изменения длины стержня будут также периодическими, т. е. стержень будет совершать механические колебания вдоль своей оси. Если обмотка питается только переменным током частоты f , то частота колебаний стержня будет равна $2f$. При существовании в обмотке постоянной составляющей тока, превышающей по своей величине амплитудное значение переменной составляющей, частота колебаний стержня будет равна f .

Как и в случае с кварцем, магнетострикционный эффект с особенной интенсивностью проявляется при резонансе, т. е. при совпадении частоты питающего обмотку переменного тока с собственной частотой колебаний стержня. Эта последняя связывается с длиной стержня l следующим уравнением:

$$f = \frac{v}{2l},$$

где v — скорость звука в материале стержня.

Различные металлы колеблются при прочих равных условиях по-разному. Наилучшими магнетострикционными свойствами характеризуются никель, сплавы никеля, сплавы железа с кобальтом, сплавы никеля с медью, нихром и др. Железо и сталь в чистом виде, несмотря на свои хорошие магнитные свойства, как это ни странно, обладают слабым магнетострикционным эффектом.

Рассмотренное явление магнетострикций может быть использовано для стабилизации электрических колебаний лампового генератора по схеме, изображенной на рис. 170. Металлический стержень помещается в поле двух одинаковых катушек L_1 и L_2 , намотанных так, чтобы проходящие через них сеточный и анодный токи создавали одинаковую полярность. При помощи конденсатора переменной емкости C цепь катушек настраивается на собственную частоту стержня. Тотчас же стержень начинает совершать собственные колебания, стабилизируя электрические колебания в ламповой цепи. При помощи трансформатора T эти колебания могут быть поданы, например для усиления, в последующую цепь.

Магнетострикционные генераторы могут быть построены на частоту от 300 до 3000 герц и выше (стержень длиной в 1 м имеет собственную частоту колебаний около 2500 герц). Для стабилизации очень высоких частот магнетострикционный способ не годится.

На устойчивость колебаний стержня большое влияние оказывают материал и температурные условия. Из применяющихся

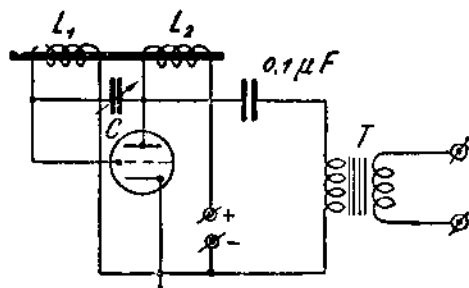


Рис. 170.

для стержней материалов хорошими качествами обладает сплав железа с никелем и кремнием.

Для уменьшения температурных влияний можно применять стержень из двух металлов с противоположными температурными коэффициентами. Хорошие результаты получаются, если такой стержень при этом будет помещен в термостат.

§ 128. Камертонные стабилизаторы. Для стабилизации еще более низких частот, порядка 50—2000 герц, применяется камертон, с использованием его собственных механических колебаний. Простейшая схема такого стабилизатора изображена на рис. 171. Между двумя электромагнитами, помещенными в цепи анода и в цепи сетки электронной лампы,

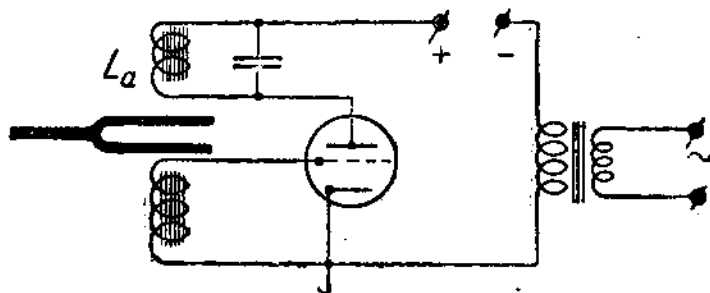


Рис 171.

располагается камертон, жестко закрепленный в своем основании. Здесь движения ножек камертона поддерживаются за счет изменений анодного тока в цепи электромагнита L_a ; изменения же этого анодного тока в свою очередь поддерживаются изменениями сеточного напряжения, следующими за колебаниями камертона. Частота колебаний тока в анодной цепи в этом случае равна частоте собственных колебаний камертона и сохраняется с весьма большим постоянством. Усиление мощности колебаний может быть произведено по любой схеме, например по схеме с трансформаторной связью, изображенной на рис. 172.

На постоянство собственной частоты колебаний ножек камертона оказывают влияние многие причины: изменения тока накала лампы, изменения анодного напряжения, изменения температуры окружающего камертон воздуха, изменения в величине зазора между ножками камертона и полюсами

электромагнитов и многие другие. Особенно резко сказываются температурные изменения. Так, при изменении температуры на 1°C частота собственных колебаний камертона изменяется на $0,0115\%$.

Для правильной работы камертонного стабилизатора катушки электромагнитов надлежит выбирать с большим сопротивлением, а лампу — с большим значением крутизны, т. е. с большой способностью к самовозбуждению.

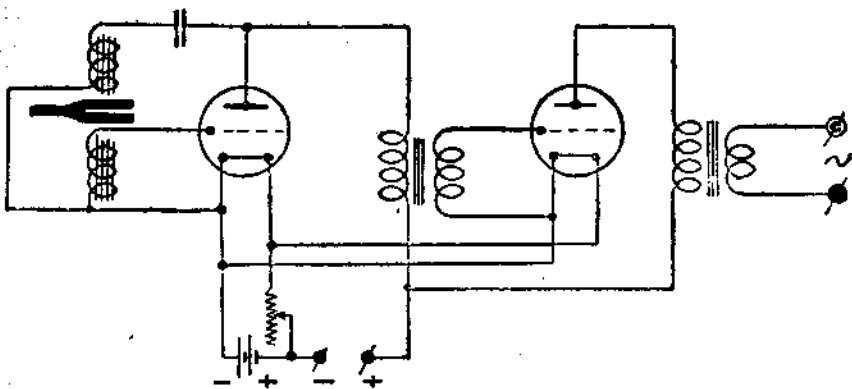


Рис. 172.

В правильно собранном камертонном генераторе режим собственных колебаний возникает самопроизвольно после замыкания цепи накала или цепи анода лампы. Раскачка отнимает 5—10 секунд.

§ 129. Контрольные вопросы и примеры.

- 1) В чем сущность требования стабильности длины волны передатчика с точки зрения приема?
- 2) В чем заключается сущность пьезоэлектрического эффекта?
- 3) Каковы должны быть размеры кварцевой пластинки для стабилизации (без умножения частоты) генератора, работающего на длине волны $\lambda = 2000 \text{ м}$?
- 4) Какова главная особенность колеблющегося кварца?
- 5) В чем заключается разница между схемой осцилляторной и схемой затягивания генераторов с кварцевой стабилизацией.
- 6) Указать основной недостаток схем мощного усиления генераторов с независимым возбуждением.
- 7) В чем заключается сущность магнетострикционного эффекта?
- 8) Назвать диапазоны частот, стабилизируемых при помощи: а) кварца, б) стриктирующего стержня, в) камертона.

§ 130. Литература

- 1) W. G. Cady. „The piezo-electric resonator“. PIRE, 1922, апрель, стр. 83—114.
- 2) A. Scheibe. „Piezoelektrische Resonanzerscheinungen“. Jdd T. u T., 1926, июль, стр. 15—26.
- 3) A. Hund. „Uses and possibilities of piezoelectric oscillations“. PIRE, 1926, август, стр. 447—469.
- 4) A. Meissner. „Ueber piezoelektrische Kristalle bei Hochfrequenz“. Z. f. techn. Phys 1926, т. 7, стр. 585—592; 1927, т. 8, стр. 74—77; ENT. 1926, т. 3, стр. 401—408 Jdd T. u T., 1927, т. 29, стр. 20—24; E. u. M., 1927, 2.
- 5) A. Hinderlich. „Quartz crystals and their practical application too wireless circuits“. EWW, 1927, январь, стр. 29—41.
- 6) A. Crossley. „Piezo-electric crystal — controlled transmitters“. PIRE, 1927, январь, стр. 9—36.
- 7) I. Watanabe. „Der piezoelektrische Resonator in Hochfrequenzschwingungskreisen“. ENT, 1928, февраль, стр. 45—64.
- 8) A. Crossley. „Modes of vibration in piezoelectric crystals“. PIRE, 1928, апрель стр. 416—423.
- 9) G. W. N. Cobbold, A. E. Underdown. „Some practical applications of quartz resonators“. JIEE, 1928, август, стр. 855—871.
- 10) Ю. Б. Кобзарев. „Кварцевые осцилляторы“. ВТЭД, 1928, октябрь, стр. 395—401.
- 11) E. M. Terry. „The dependence of the frequency of quartz piezo-electric oscillators upon circuit constants“. PIRE, 1928, ноябрь, стр. 1486—1506.
- 12) G. W. Pierce. „Magnetostriction oscillators“. PIRE, 1929, стр. 42—88.
- 13) J. Warren Wright. „The piezoelectric crystal oscillator“. PIRE, 1929, январь, стр. 127—142.
- 14) Ю. Кобзарев. „Особенности кварцевых резонаторов“. Жур. Пр. Физ., 1929, вып. 6, стр. 98—103.
- 15) W. A. Marrison. „A high precision standard of frequency“. The Bell Syst. Tech. Jour., 1929, июль, стр. 493—514.
- 16) С. И. Гиршгорн. „Резонансные частоты пьезокварцевых пластинок“. Т. и Т. б. п., 1929, декабрь стр. 584—590.
- 17) J. E. P. Vigoureux. „The valve — maintained quartz oscillator“. JIEE, 1930, февраль, стр. 265—295.
- 18) А. С. Фрейман. „Диаграммы стабилизации магнитостриктивного генератора“. Сборник ВЭТД, II-III. 1930, 26—28.
- 19) H. J. Lucas. „Some developments of the piezo-electric crystal as a frequency standard“. JIEE, 1930, июль стр. 855—872.
- 20) Н. К. Титов, А. Я. Вайнберг. „Автоматический контроль устойчивости радиочастоты“. Труды Научно-Технического Управления, НКПТ, Сборник № 2, стр. 21—24. Москва, 1931.
- 21) H. Straubel. „Schwingungsform und Temperaturkoeffizient von Quarzoszillatoren“. Jdd T. u T., 1931, июль. стр. 14—27.
- 22) Е. С. Мушкин. „Физические свойства пьезокварцевых пластинок в связи с их точным изготовлением на заданную частоту“. В. Э., 1931, июль, стр. 190—204.
- 23) Б. П. Асеев. „Методы стабилизации лампового генератора“. Ленинград, 1932.
- 24) С. И. Гиршгорн. „Высшие гармонические кварцевого осциллятора для стабилизации волн ниже 40 м“. ИЭПСТ, 1933. № 1, стр. 45—50.

ГЛАВА XI.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ.

§ 131. Дальность действия передающей радиостанции. Передающие радиостанции по характеру выполняемых ими задач могут быть подразделены на ряд категорий: радиостанции для телеграфной связи, радиостанции радиотелефонные и концертные, радиостанции для передачи изображений, для телевидения, для управления механизмами на расстоянии и т. п. При всей этой разнородности функций все отправительные радиостанции, однако, выполняют одно и то же назначение; в разных количествах и в разных формах, в зависимости от задачи, отправительные радиосети в основном предназначены для передачи электрической энергии без помощи проводов к приемным радиосетям. Поэтому всякую отправительную радиосеть мы прежде всего должны оценивать с точки зрения способности ее к выполнению этой именно задачи, — задачи передачи электрической энергии. Качественная оценка передающей радиосети сводится к оценке ее дальнего действия в заданных условиях.

О таком дальнем действии радиосети с заданными параметрами мы можем судить либо по величине электрической составляющей поля излучения в точке приема, либо по величине силы тока, создаваемого этим полем в приемном проводе. В последнем случае к заданным условиям отправительной радиосети присоединяются заданные условия приемной радиосети.

В самом простейшем случае вопрос о дальности действия радиоустановок может быть разрешен применением классической теории электромагнитного излучения. Здесь мы можем получить простое решение, оставив рассмотрение вопроса некоторыми упрощающими условиями, условиями идеальной радиопередачи, предполагая что:

1) передача от радиостанции отправительной к радиостанции приемной происходит вдоль плоскости (горизонтальной);

2) земля, вдоль которой происходит передача, является идеальным проводником (потери в земле отсутствуют);

3) окружающий радиостанции воздух является идеальным диэлектриком (отсутствуют потери и в воздухе).

При таких допущениях рассмотрим систему двух диполей: передающего l_1 и приемного l_2 (рис. 173). Пусть расстояние между этими двумя диполями будет равно d . Пусть, далее, заряд в передающем диполе равен Q , а распределение тока I_1 в нем квазистационарно, т. е. равномерно по всей длине. Пусть, наконец, угловая частота совершающихся в диполе

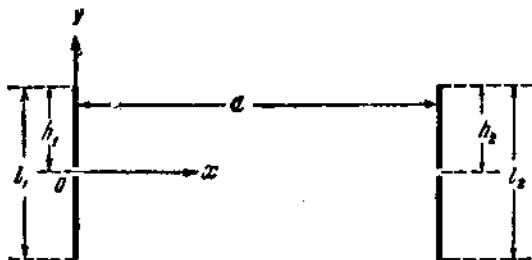


Рис. 173.

электрических колебаний равна ω . По классической теории в этих условиях величина составляющей E_y электрической силы по оси Oy в точке на расстоянии d будет равна

$$E_y = \frac{\omega^2 Q l_1}{d}.$$

Так как

$$Q = \frac{I_1}{\omega},$$

то

$$E_y = \frac{\omega^2 I_1 l_1}{\omega d} = \frac{2\pi f l_1 2h_1}{d} = \frac{4\pi \cdot 3 \cdot 10^{10} I_1 h_1}{\lambda d},$$

где λ — длина волны излучаемых диполем электромагнитных колебаний,

h — геометрическая высота диполя.

Если в качестве приемного провода рассматривать половину приемного диполя, то при наличии указанной выше вертикаль-

ной электрической силы величина электродвижущей силы E_2 , индуцированной в приемном проводе, получится равной

$$E_2 = E_y \cdot h_2.$$

Когда приемная радиосеть будет настроена в резонанс с входящими колебаниями, то вызываемая в ней сила тока I_2 определится следующим образом:

$$I_2 = \frac{E_2}{R_2} = \frac{4\pi 3 \cdot 10^{10} I_1 h_1 h_2}{\lambda d R_2},$$

где R_2 — полное активное сопротивление приемного провода.

Выражая силу тока и сопротивление в практических единицах ($1\text{A} = 10^{-1}$ эм CGS и $1\Omega = 10^9$ эм CGS), полученное выражение можем привести к виду

$$I_2 = 377 \frac{h_1 h_2 I_1}{\lambda d R_2} \dots \dots \dots (69)$$

Это уравнение разрешает поставленную нами задачу об определении дальности действия отправительной радиосети, так как оно определяет величину тока в приемной радиосети в заданных для отправительной (h_1, I_1) и приемной (h_2, R_2) радиосетей условиях как функцию расстояния d . Это уравнение носит название уравнения идеальной радиопередачи.

Полученная формула идеальной радиопередачи может быть представлена еще и в ином виде. Для этого введем обозначение

$$\frac{I_2 R_2}{h_2} 10^6 = E_{0\mu} \text{ В/м},$$

т. е. введем понятие об электродвижущей силе, индуцируемой в каждом погонном метре длины вертикального приемного провода и выражаемой в микровольтах. Тогда уравнению (69) преобразуется в нижеследующее:

$$h_1 I_1 = \frac{10^{-6}}{377} \lambda d E_0 \dots \dots \dots (70)$$

В таком виде формула радиопередачи применяется чаще всего. Произведение $h_1 I_1$ в этом уравнении, характеризующее

собою все заданные условия отправительной радиосети, носит название момента тока радиосети и измеряется в метр-амперах (МА).

§ 132. Практические формулы радиопередачи. Уравнения (69) и (70) мы называем формулами идеальной радиопередачи. Такое название вытекает из упрощений основных условий радиопередачи, перечисленных выше. В действительности ни одно из этих допущений места не имеет. Мы должны считаться с кривизной земной поверхности, мы должны считаться с поглощением электромагнитной энергии при ее распространении, с поглощением как в земной почве, так и в воздухе. Кроме того, распределение тока в отправительной радиосети отнюдь не является квазистационарным, как это предполагалось при выводе уравнений (69) и (70).

Все эти обстоятельства требуют внесения в уравнения (69) и (70) ряда поправок, прежде чем они могут быть применены для практических расчетов. Наиболее просто вносится поправка на не квазистационарность распределения тока в отправительной, а равно и в приемной радиосетях. Для этого достаточно понимать под выражениями h_1 и h_2 не геометрические значения высот отправительной и приемной радиосетей, а значения их действующих высот. Такая замена ясна из самого определения понятия действующей высоты радиосети (см. § 33).

Сложнее обстоит дело с учетом поглощения электромагнитной энергии в земле и в воздухе. Необходимая здесь поправка уравнений (69) и (70) теоретически труднополучима. Вопрос поэтому решался постановкой экспериментов, произведенных различными авторами: Остином (Austin), Кохеном (Cohen), Фуллером (Fuller), Эспеншидом (Espenschied) и другими. Опыты, произведенные на длинах волн среднего диапазона (тысячи метров), дали указание, что необходимая поправка является дополнительным множителем в правой части уравнения (70), имеющим вид:

$$\frac{\sigma d}{\epsilon \lambda^x},$$

где ϵ — основание натуральных логарифмов,
 σ и x — коэффициенты.

Таким образом, практическая формула радиопередачи, по крайней мере для диапазона длинных волн, получает сле-

дующий вид:

$$h_1 l_1 = \frac{10^{-6}}{377} \lambda d E_0 e^{\frac{\alpha d}{\lambda^x}} \dots \dots \dots (71)$$

Различными авторами установлены различные значения коэффициентов α и x . В предположении, что величины λ и d в уравнении (71) выражены в километрах, эти коэффициенты приведены ниже в таблице.

Таблица 24

А в т о р	α	x
Austin (старые опыты)	0,0015	$\frac{1}{2}$
Austin (новые опыты)	0,0014	0,6
Sommerfeld	0,0019	$\frac{1}{2}$
Fuller	0,0045	$\sqrt{2}$
Espenschied	0,005	1,25
Eccles	0,0045	$\frac{3}{2}$

Уравнение (71) является исходным при всех расчетах радиосвязи на длинах волн среднего диапазона, т. е. исключая диапазоны коротких и ультракоротких волн. Оно позволяет решать целый ряд задач проектирования и эксплуатации радиостановок, важнейшими из которых являются:

- 1) определение радиуса действия заданной радиостанции;
- 2) определение величины силы электрического поля, создаваемого заданной радиостанцией в произвольно выбранной точке приема;
- 3) определение величины момента тока проектируемой отправительной радиостанции с заданным радиусом действия;
- 4) определение наивыгоднейшей длины рабочей волны отправительной радиостанции с заданным радиусом действия.

Соответствие всех расчетов радиопередачи требованиям практики лежит в правильном выборе величины электрической силы E_0 в точке приема, обеспечивающей выполнение той или иной задачи передающей радиостанции. При обычной радиосвязи для обеспечения нормального приема величина

электрической силы E_0 может иметь различные значения, порядка 10^4 В/м при незатухающих колебаниях; при затухающих колебаниях эта величина выбирается несколько больше. Для обеспечения приема при всех неблагоприятных условиях величина E_0 должна иметь повышенное значение.

При радиовещательной передаче величина электрической силы E_0 в обеспечение безусловно уверенного приема должна быть еще выше; здесь в настоящее время наблюдается тенденция дальнейшего увеличения E_0 в соответствии с увеличением индустриальных помех, уровень которых растет.

§ 133. Наивыгоднейшая длина волны радиосвязи. При проектировании радиоустановок особенное значение с экономической точки зрения имеет вопрос о наивыгоднейшем значении рабочей длины волны. При заданном радиусе действия правильное решение этого вопроса обеспечивает правильный выбор наименьшего значения момента тока h, I_1 отправительной радиосетки, обеспечивает, таким образом, минимум затрат на силовое оборудование станции и на сооружение радиомачт.

Решение этой задачи, очевидно, лежит в определении по уравнению (71) условий минимума значения момента тока h, I_1 :

$$\frac{d(h_1 I_1)}{d\lambda} = \frac{10^{-6}}{377} dE_0 \left[e^{\frac{\alpha I}{\lambda^x}} - \lambda e^{\frac{\alpha d}{\lambda^x}} \frac{\alpha x d \lambda^{x-1}}{\lambda^{2x}} \right] = 0.$$

Отсюда

$$\lambda = \sqrt[x]{\alpha x d} \dots \dots \dots (72)$$

Если, например, принять для коэффициентов α и x значения, определенные в первых опытах Остина,

$$\alpha = 0,0015,$$

$$x = 1/2,$$

то уравнение (72) примет вид:

$$\lambda = 5625 \cdot 10^{-10} \cdot d^2,$$

где попрежнему λ и d выражены в километрах. Это выражение позволяет составить нижеследующую таблицу наивыгоднейших значений рабочей длины волны в функции от заданного радиуса действия.

Таблица 25.

d_{KM}	λ_M
700	275
1 000	560
1 500	1 265
2 000	2 250
3 000	4 960
4 000	9 000
5 000	14 060

Указанные в этой таблице значения наивыгоднейшей длины рабочей волны определяют только экономическую сторону вопроса радиосвязи. Надежность приема, в частности, наибольшая независимость приема от атмосферных помех (см. § 153), как это установлено опытом, требует других значений рабочей волны. Тэрнер (Turner) установил, что для получения наибольшего отношения

$$\frac{S}{A} = \frac{\text{сила приема сигнала}}{\text{сила атмосферных разрядов}},$$

при котором атмосферные помехи проявляются наиболее слабо, необходимо применение значений наивыгоднейших длин волн, приведенных в таблице 26.

Таблица 26.

d_{KM}	λ_M
3 000	2 250
4 000	4 000
5 000	6 250
10 000	25 000

В настоящее время, при большом количестве радиостанций, выбор рабочей длины волны определяется, однако, не столько экономическими соображениями, сколько требованием обеспе-

чения минимума взаимных помех при одновременной работе всех передающих радиостанций в данном районе.

§ 134. **Определение расстояния между радиостанциями на земном шаре.** Электромагнитная энергия распространяется от излучающей радиосети во все стороны вдоль поверхности земного шара по направлению дуг больших кругов. Поэтому для определения расстояния между передающей A и приемной B радиостанциями (рис. 174) надлежит вычислить длину дуги AB большого круга, проходящего через точки A и B . Для этого по углу D , определяющему разность долгот, и по широте I_1 определяется вспомогательный угол θ :

$$\operatorname{tg} \theta = \operatorname{ctg} I_1 \cos D.$$

Зная угол θ , можно определить величину центрального угла m , соответствующего дуге AB :

$$\cos m = \frac{\sin(\theta + I_2) \sin I_1}{\cos \theta} \dots \dots \dots (73)$$

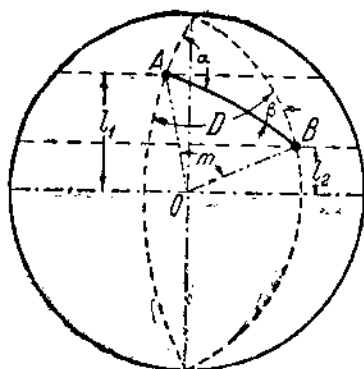


Рис. 174.

Тогда искомое расстояние будет

$$d = 111,05 \cdot m \text{ км.}$$

В приведенных формулах I_1 , I_2 , D и m выражены в градусах. Если дуга AB пересекает экватор, то в уравнении (73) надлежит I_2 взять со знаком минус.

Значение углов α и β , важных в практике направленных передачи и приема, образованных дугою AB и меридианами точек A и B , находятся по уравнениям:

$$\sin \alpha = \frac{\sin D \cos I_2}{\sin m},$$

$$\sin \beta = \frac{\sin D \cos I_1}{\sin m}.$$

§ 135. **Теория распространения электромагнитных волн.** Тождественность природы электромагнитных колебаний, применяющихся в радиотехнике, и колебаний световых создала

с самого начала в научных и технических кругах представление о невозможности применения их для связи на больших расстояниях. Предполагалось, что при прямолинейном распространении электромагнитных колебаний, подобно прямолинейному распространению света, электромагнитные волны уходят по касательной к земному шару в пространство.

В 1901 г., однако, Маркони осуществил свой первый опыт передачи радиосигналов из Англии в Америку на расстоянии около 4300 км, т. е. по дуге в 40° . Такое явление объяснили тем, что в своих опытах Маркони применил длинную волну (1800 м), вследствие чего первоначальное развитие радиосвязи и было направлено по пути применения длинных волн.

Опыты Маркони немедленно же вызвали попытки теоретического объяснения факта распространения электромагнитных колебаний вдоль кривизны земной поверхности. Были созданы разнообразные и многочисленные теории. Мы кратко рассмотрим основные из этих теорий, группируя их по сходным чертам.

Одной из первых явилась теория дифракции, разработкой которой особенно занимался Макдональд (Macdonald), затем Рыбчинский (Rybczynski), Пуанкаре (Poincaré), Никольсон (Nicholson), Марч (March) и др. По этой теории огибание электромагнитными колебаниями земного шара объяснялось явлением дифракции, подобно тому, как это наблюдается и при световых явлениях. По этой теории непосредственно вытекало преимущество применения для связи на больших расстояниях именно длинных волн.

Другая теория была разработана Ценнеком (Zenneck) и Зоммерфельдом (Sommerfeld) и носит их название. Авторы рассматривают электромагнитную волну как бы бегущую вдоль направляющего провода, вдоль границы двух сред: земли и воздуха. Учет разницы в значениях диэлектрической постоянной, магнитной проницаемости и удельного сопротивления этих сред приводит к выводу о распадении излучаемой волны на некотором расстоянии от отправителя на две составляющих: волну поверхностную и волну пространственную. Электрическая составляющая поля поверхностной волны движется, опираясь на землю. При таком движении, вследствие разности значений указанных выше постоянных обеих сред, электрическая составляющая поля обычно уклоняется от своего первоначального вертикального расположения на некоторый угол γ в направлении движения (рис. 175).

Величина этого угла γ зависит прежде всего от величины удельного сопротивления земли ρ и от длины распространяющейся волны λ , а именно, угол γ тем больше, чем больше удельное сопротивление почвы и чем короче длина волны. Сказанное иллюстрируется данными, приведенными в таблице 27.

Таблица 27.

В и д п о ч в ы	ρ в см	γ	
		$\lambda = 300 \text{ м}$	$\lambda = 10\,000 \text{ м}$
Сухая почва	10^6	$29^\circ 40'$	$7^\circ 20'$
Сырая почва	$10^4 - 10^5$		
Пресная вода	10^2	9°	$2^\circ 20'$
Морская вода	$10^2 - 5 \cdot 10^2$	$0^\circ 25'$	0°

Картины расположения электрического поля волны относительно земной поверхности изображены на рис. 175:

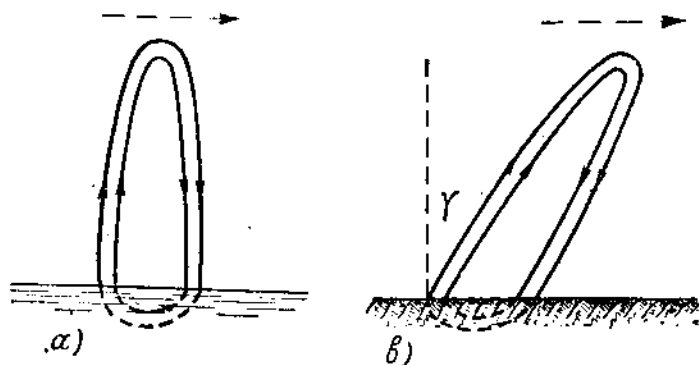


Рис. 175.

а) для морской воды ($\gamma = 0$), б) для сухой (почвы $\gamma \approx 30^\circ$). Пунктирной стрелкой обозначено направление движения волны.

Таким образом по теории Ценнека—Зоммерфельда распространяющаяся электромагнитная волна имеет две электрических составляющих: вертикальную и горизонтальную. Наличие

горизонтальной составляющей и объясняет известные преимущества направленной приемной антенны Маркони, имеющей резко выраженную горизонтальную систему проводов.

Теория Ценнека—Зоммерфельда также устанавливает преимущество применения для радиосвязи длинных волн. В самом деле, глубина проникновения волны в почву тем больше, чем больше длина волны. Чем глубже проникает волна в почву, тем меньше величина ее сопротивления, так как всегда имеются влажные подпочвенные слои. Следовательно, чем больше длина волны, тем меньше ее потери в почве, тем больше дальность действия заданной радиостанции.

Преобладающее положение в ряду других занимает теория поверхностного проводящего слоя, независимыми авторами которой являются англичанин Хивисайд (Heaviside) и американец Кеннелли (Kennell).

В разработке этой теории принимали также участие Экклес (Eccles) и Пуанкаре (Poincaré). Теория базируется на существовании в верхних слоях атмосферы ионизированных газовых слоев.

Прилегающая к земной поверхности атмосфера, как известно, изменяется по своему составу и давлению по мере удаления от земли. Прежде всего с этим удалением уменьшается давление, которое, будучи равно 760 мм ртутного столба на поверхности, становится ничтожно малым, равным приблизительно 0,002 мм, на высоте около 500 километров. Затем, вместе с высотой изменяется и состав, происходит быстрое убывание тяжелых газов, как например азота; самые верхние слои, по некоторым предположениям, вероятно, должны состоять из легких газов (водород, гелий). По своему составу и давлению земная атмосфера может быть рассматриваема состоящей из нескольких концентрических слоев: тропосферы и стратосферы; эта последняя, в свою очередь, может быть рассматриваема как состоящая из трех слоев, — нижней, средней и верхней стратосферы. Тропосфера простирается от земной поверхности на высоту, приблизительно от 7 км (в полярных областях) до 15 км (на экваторе). Она содержит в себе все необходимые для жизненных процессов элементы, доступна человеку и хорошо изучена. В тропосфере наблюдаются все известные метеорологические явления: образование облаков, атмосферные осадки, ветер. Существующие в тропосфере вертикальные течения (вследствие нагревания земной поверхности) перемешивают ее состав и уравнивают давление. Тропосферу мы должны рассматривать как хороший диэлектрик.

Выше располагается слой стратосферы, характеризующейся отсутствием вертикальных течений, вследствие чего здесь мы имеем плавный переход от слоя к слою с уменьшением давления. На высоте около 50—80 км давление уменьшается до 0,02 мм ртутного столба; это — средняя область стратосферы, которая простирается на высоту до 500—800 км, где давление газа падает до очень малых значений, порядка 0,001 мм ртутного столба. Еще выше расположена область верхней стратосферы, достигающая высоты, порядка 100 000 км.

Известно, что разреженные газы характеризуются большой способностью к увеличению своей проводимости под влиянием ионизационных процессов. Такие процессы в верхних слоях



Рис. 176.

атмосферы легко вызываются различными агентами: космическими лучами, α - и β -лучами, ультрафиолетовыми и другими лучами, испускаемыми солнцем. Таким образом мы приходим к существованию в верхних слоях атмосферы на высоте порядка 80 км и выше ионизированных проводящих слоев. Мы приходим к существованию концентричного с землею слоя диэлектрика, ограниченного с обеих сторон проводящими поверхностями: землей снизу и ионизированным воздушным слоем сверху. Этот ионизированный верхний слой носит название слоя Кенелли-Хивисайда, так как именно на его существовании и построена вся теория, о которой идет речь.

По теории Хивисайда электрические силовые линии, отщепляющиеся от излучающей радиосети, по мере своего поступательного движения достигают верхнего проводящего слоя (рис. 176) и затем, оказавшись замкнутыми в сферическом слое диэлектрика между двумя проводящими поверхностями, продолжают свое движение, огибая кривизну земной поверхности в любом направлении.

Мы ограничим наше рассмотрение распространения длинных волн этим кратким перечнем теорий. Ниже, в главе XV, мы вернемся к вопросу распространения еще с точки зрения коротких и ультракоротких волн.

§ 136. Влияние различных условий на распространение электромагнитных колебаний. Излучаемые отправительной радиосетью электромагнитные колебания на своем пути к приемной радиостанции, совершая этот путь в самых разнообразных условиях, могут претерпеть разнообразные изменения. При прочих равных условиях эти изменения влекут за собою изменения в величине силы тока в приемной радиосети, в изменении силы приема. По этим изменениям силы приема мы, следовательно, можем судить о качественных и количественных влияниях на распространение электромагнитных колебаний различного рода причин.

Сюда, к этим причинам, мы отнесем:

- 1) изменения солнечного освещения (влияние дня и ночи),
- 2) изменения времени года (сезонные влияния),
- 3) влияния вида почвы, вдоль которой распространяются колебания,
- 4) влияния рельефа земной поверхности,
- 5) метеорологические влияния.

Остановимся кратко на этих причинах и их влияниях на распространение электромагнитных колебаний, иначе, — на силу приема.

Наибольшее влияние на распространение электромагнитных колебаний оказывают условия солнечного освещения пути, проходимого этими колебаниями. Такое положение непосредственно следует и из теории Хивисайда, так как именно солнце — источник ионизирующих агентов — меняет высоту верхнего проводящего слоя, меняет условия распространения. Днем, когда ионизационные слои спускаются низко над землей, потери энергии распространяющейся волны в этих слоях возрастают, в соответствии с чем уменьшается сила приема. Ночью, когда ионизационные слои поднимаются высоко над землей, когда уменьшается рассеяние энергии в стратосфере, потери уменьшаются и сила приема возрастает. Схематическая кривая зависимости силы приема от солнечного освещения, от времени суток представлена на рис. 177. Здесь мы имеем резкие колебания слышимости при заходе и восходе солнца, постоянную силу приема в течение дня и переменную — в течение ночи. Сила ночного приема обычно превышает силу приема дневного раза в $2 - 2\frac{1}{2}$.

Кривая, изображенная на рис. 177, относится и к случаю радиосвязи по меридиональным направлениям, когда моменты изменений солнечного освещения находятся в фазе для всех промежуточных точек. Эта же кривая отвечает случаю радио-

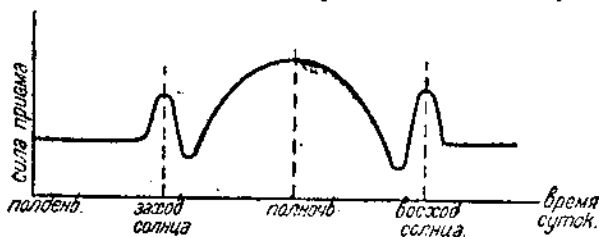


Рис. 177.

связи в экваториальных направлениях на небольших расстояниях, т. е. когда вся зона связи одновременно покрыта либо дневным, либо ночным освещением. При больших экваториальных расстояниях в течение суток могут быть наблюдаемы два

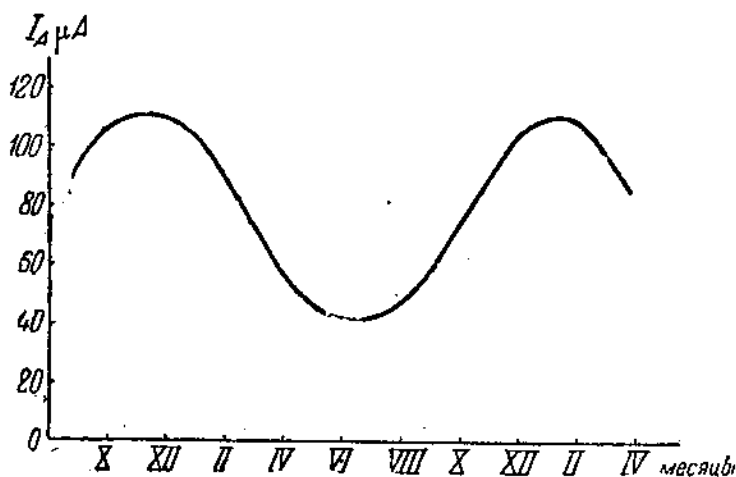


Рис. 178.

максимума силы приема, в соответствии с двумя зонами изменения солнечного освещения.

Большое влияние на силу приема оказывают также и времена года. На рис. 178 дана кривая зависимости силы

приема (силы тока I_A в приемной радиосети) от времени года полученная экспериментально в течение $1\frac{1}{2}$ годовичных наблюдений. Сила приема, при прочих равных условиях, зимою превышает силу приема летом раза в $2-2\frac{1}{2}$.

Влияние почвы, вдоль которой распространяется волна, сказывается в увеличении поглощения электромагнитной энергии с увеличением удельного сопротивления почвы. Отсюда — высокие дальности действия при передаче через океан и резкое их сокращение при передаче в скалистой, песчаной местности. Влияние почвы на дальность действия по Ценнеку представляется нижеприводимой таблицей относительных величин:

Таблица 28.

В и д п о ч в ы	Дальность действия в %
Совершенный проводник	100
Морская вода	92
Пресная вода	70
Мокрая почва	56
Сырая „	27
Сухая „	15
Весьма сухая почва	5,5

Влияние рельефа земной поверхности сказывается различным образом. Электромагнитная волна, встречая на своем пути возвышение, может либо обогнуть его, если оно представляет собою невысокий пологий холм (рис. 179-а), либо пройти через него, если это горный массив из сухой непроводящей породы (рис. 179-б), либо, наконец, при встрече с проводящим массивом (рис. 179-с), претерпеть частичные отражения и поглощения. Дальнейшее распространение электромагнитных колебаний в этом случае определится за счет волн, перепадающих через массив. Поэтому приемная радиостанция А, расположенная у подножия массива, может оказаться „в тени“, т. е. вне сферы воздействия колебаний отправительной радиостанции.

Реки, железные дороги, проволочные линии передачи электрической энергии, равно как и проволочные линии связи, являются для электромагнитных колебаний своего рода направляющими, способствующими увеличению силы приема в направлении их расположения.

На силу приема, наконец, оказывают влияние всякого рода метеорологические явления. Особенно сказываются

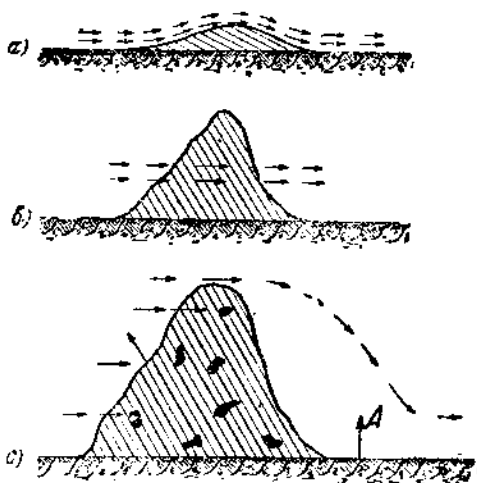


Рис. 179.

те из них, которые в той или иной степени способны вызвать изменение условий ионизации верхних слоев атмосферы: северные сияния, затмение солнца, магнитные бури и т. п.

§ 137. Контрольные вопросы и примеры.

1) Определить минимальное значение момента тока отправительной радиостанции для связи на расстояние 3000 км, если величина электрической силы E_0 в точке приема должна быть равной $30 \mu \text{ V/m}$.

Отв. 9100 МА.

2) Отправительная радиостанция имеет действующую высоту радиосети равную 200 м; рабочая длина волны равняется 20000 м, а действующее значение силы тока в пучности радиосети равно 1000 А. Определить радиус действия станции, если электрическая сила в точке приема должна быть не меньше $30 \mu \text{ V/m}$.

Отв. 8050 км.

3) Определить расстояние между Москвой [55° сев. шир., 37° вост. долг.] и Тегераном [36° сев. шир., 55° вост. долг.].

Отв. 2550 км.

§ 138. Литература.

- 1) А. А. Чернышев. „Дальность действия радиопередачи“. Т. и Т. б. п., 1921, январь, стр. 279—300; стр. 375—408.
- 2) R. C. Trench. „Range of wireless stations“. JIEE, 1921, январь, стр. 157—180.
- 3) L. Bouthillon. „Abaque pour le calcul de la portée du champ électromagnétique, des caractéristiques de l'émission, de la longueur d'onde favorable, au moyen de la formule d'Austin-Cohen“. Radioélectricité, 1922, август, стр. 153—162.
- 4) Г. А. Кьяндский. „Об определении наимыгоднейшей длины волны отправительных радиостанций“. Т. и Т. б. п., 1922, декабрь, стр. 705—713.
- 5) L. Bouthillon. „Longueur d'onde optimum“. Radioélectricité, 1923, август 15, стр. 41—45; октябрь 1, стр. 52—57; ноябрь 15, стр. 68—76, 1924, январь 10, стр. 4—7.
- 6) A. Meissner. „Die Ausbreitung der elektrischen Wellen über die Erde“. J d d T. и Т., 1924, октябрь, стр. 85—92.
- 7) M. Bauebler. „Recent investigations on the propagation of electromagnetic waves“. PIRE, 1925, февраль, стр. 5—27.
- 8) Н. Н. Циклинский, В. И. Волюкин. „К вопросу о выборе мощности радиостанции“. Т. и Т. б. п., 1925, декабрь, стр. 550—557.
- 9) A. Hoyt-Taylor, E. O. Hulburt. „The propagation of radio waves over the earth“. Phys. Rev., 1926, февраль, стр. 189—215.
- 10) J. Hollingworth. „The propagation of radio waves“. JIEE, 1926, май, стр. 579—595; EWWE, 1926, март, стр. 178—181.
- 11) И. Фрейман. „Развитие учения о распространении электромагнитных волн“. Т. и Т. б. п., 1926, июль, стр. 237—246.
- 12) R. L. Smith-Rose, R. H. Barfield. „The attenuation of wireless waves due to the resistance of the earth“. JIEE, 1926, июль, стр. 766—770.
- 13) D. Shannon. „The effect of the moon on radio reception“. 1926, июль, стр. 429—433.
- 14) A. Hoyt-Taylor. „Relation between the height of the Kennelly-Heaviside layer and high frequency radio transmission phenomena“. PIRE, 1926, август, стр. 521—540.
- 15) И. Фрейман. „О формулах расчета распространения электромагнитных волн“. Т. и Т. б. п., 1927, апрель, стр. 218—222.
- 16) H. Gutton, J. Clément. „Sur les propriétés diélectriques des gaz ionisés et la propagation des ondes électromagnétiques dans la haute atmosphère“. L'On. El., 1927, август, стр. 137—151.
- 17) H. de A. Donisthorpe. „The solar eclipse and its effect on radio“. EWWE, 1927, май, стр. 293—300.
- 18) F. Charman. „Wave propagation and the weather“. EWWE, 1927, декабрь, стр. 735—742.
- 19) R. H. Barfield. „The attenuation of wireless waves over land“. EWWE, 1928, январь, стр. 25—30; JIEE, 1928, февраль, стр. 204—218.
- 20) E. O. Hulburt. „Ionization in the upper atmosphere“. PIRE, 1928, февраль, стр. 174—176.
- 21) E. O. Hulburt. „On round-the-world signals“. PIRE, 1928, март, стр. 287—289.

22) S. K. Lewer. „The effect of weather conditions on long-distance reception“. EWWE, 1928, март, стр. 152—161.

23) C. N. Andercon. „Correlation of long wave transatlantic radio transmission with other factors affected by solar activity“. PIRE, 1928, март, стр. 297—347.

24) R. H. Barfield, G. H. Munro. „The attenuation of wireless waves over towns“. EWWE, 1929, январь, стр. 31—37; JIEE, 1929, февраль, стр. 253—270.

25) H. B. Maris, E. O. Hulburt. „Wireless telegraphy and magnetic storms“. PIRE, 1929, март, стр. 494—500.

26) K. Sreenivasan. „On the relation between long-wave reception and certain terrestrial and solar phenomena“. PIRE, октябрь, стр. 1793—1814.

27) G. W. Kenrick, C. K. Jen. „Further observations of radio transmission and the heights of the Kennelly—Heaviside layer“. PIRE, 1929, ноябрь, стр. 2034—2052.

ГЛАВА XII.

ПРИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ.

§ 139. Физическая картина приема электромагнитной энергии. Выше мы уже рассмотрели, что излучаемая отправительной радиосетью и распространяющаяся во все стороны со скоростью света электромагнитная энергия представляет собою совокупность двух взаимно связанных форм энергии: электрической и магнитной. Обе эти составляющие являются переменными величинами (с частотой колебаний тока в отправительной радиосети); во-время эти составляющие находятся в фазе, а в пространстве—в квадратуре (см. рис. 11).

Если на пути распространения таких электромагнитных колебаний расположить проводник, то под совместным действием обеих составляющих в этом проводнике будет возникать переменная электродвижущая сила: проводник извлечет из проходящей волны некоторую часть электрической энергии. Величину этой энергии можно подсчитать либо по действию одного электрического поля волны, либо по действию одного магнитного поля волны. В самом деле, в момент максимумов обоих полей активным (индуктирующим в приемном проводе электродвижущую силу) является только поле электрическое; поле же магнитное является неактивным, так как в этот момент

$$\frac{d\Phi}{dt} = 0.$$

При рассмотрении явлений приема на разомкнутую колебательную систему (вертикальный провод) обычно исходят из учета действия электрической составляющей электромагнитного поля. При рассмотрении же приема на замкнутую колебательную систему (рачка) удобнее исходить из учета действия магнитной составляющей.

При действии на провод электромагнитных колебаний в проводе возникают вынужденные электрические колебания,

интенсивность которых будет наибольшей при осуществлении резонанса, т. е. при равенстве собственного периода провода и периода приходящих колебаний.

Происходящие в проводе явления отражений от его концов, с вытекающей отсюда интерференцией, создадут в проводе картину стоячих волн тока и напряжения, что как известно обуславливает излучение электромагнитной энергии. Таким образом, всякий принимающий провод одновременно является источником излучаемых в пространство свободных колебаний. Разумеется, мощность этих колебаний в данном случае будет невелика.

Если принимающий провод лежит в плоскости электрического поля падающей на него волны, образуя с силовыми линиями угол α , и если напряженность электрического поля вблизи провода равна E_0 , то на каждом элементе dl длины провода возникнет электродвижущая сила

$$e = E_0 dl \cos \alpha,$$

а на всем проводе

$$E = \int_0^l E_0 \cos \alpha dl.$$

Для радиосети, имеющей действующую высоту h_0 , это выражение может быть переписано следующим образом:

$$E = E_0 h_0.$$

Если полное сопротивление приемной радиосети равно R , то при резонансе сила тока I в ней будет равна

$$I = \frac{E}{R}.$$

Зная величины E_0 , h_0 и R , мы легко можем рассчитать как силу переменного тока, вызванного в приемной радиосети приходящими электромагнитными колебаниями, так и принятую мощность.

§ 140. Прием затухающих колебаний. Для осуществления собственно приема радиосигналов необходимым является применение, в связи с приемной радиосетью, регистрирующих наличие в ней переменных токов индикаторов. В качестве таких индикаторов с большим или меньшим удобством могут быть применены тепловые миллиамперметры или термогальванометры, разреженные трубки, кохереры. Однако, примене-

ние этих приспособлений требует наличия довольно большой силы тока в приемной радиосети и не обеспечивает простоты восприятия сигналов. Поэтому в огромном большинстве случаев прием сигналов осуществляется при помощи телефона. С одной стороны, при этом мы получаем чрезвычайно удобный прием сигналов на-слух. С другой стороны, так как для приведения телефона в действие требуется исключительно малая электрическая мощность (порядка нескольких микроватт для хорошего телефона), этот способ дает высокую чувствительность приема и увеличивает дальность действия отправительных радиостанций.

§ 141. Устройство телефонов. Простейшая конструкция телефона изображена в схематическом разрезе на рис. 180. Она состоит из постоянного магнита F , образованного двумя стальными полосками с загнутыми концами (или одной цельной полоской соответственной формы).

Магнит имеет на своих концах одноименные полюсы (например, северные). Противоположный полюс находится в месте стыка полосок. В этом месте укреплен железный цилиндр P

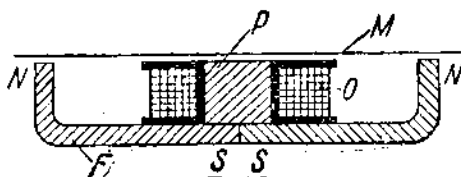


Рис. 180.

(полюсный наконечник), на который надета катушка O из большого числа витков тонкой изолированной проволоки. На небольшом расстоянии от полюсного наконечника расположен тонкий диск M из мягкого железа — мембрана телефона. Своими краями мембрана опирается на небольшие выступы внутри коробки, в которую помещается вся конструкция. Сверху коробка закрывается навинчивающейся крышкой, имеющей небольшое центральное отверстие против средней части мембраны.

Под влиянием собственного потока магнитной системы телефона его мембрана нормально находится в слегка выгнутом по направлению к полюсному наконечнику состоянии.

Если через обмотку катушки O пропустить переменный ток, то появится добавочный магнитный поток, который будет попеременно то складываться с потоком собственным, то из него вычитаться. Возникающие таким образом изменения суммарного потока вызовут соответственные перемещения мембраны вблизи полюсного наконечника. Мембрана начнет

совершать колебания с частотой переменного тока, питающего катушку телефона. Колебания мембраны в свою очередь приведут в колебательное состояние прилегающий к ней воздух. Если телефон приложить к уху, то эти воздушные колебания будут восприняты в форме звука, частота которого опять-таки будет равна частоте питающего телефон переменного тока.

Телефон, таким образом, является своеобразным преобразователем электрической энергии в энергию звуковую. Заметим, что это преобразование в телефоне совершается с крайне

низким коэффициентом полезного действия, всего лишь порядка 0,1%.

Более современная конструкция телефона изображена на рис. 181. Здесь постоянный магнит F имеет подковообразную форму; к концам магнита прикреплены

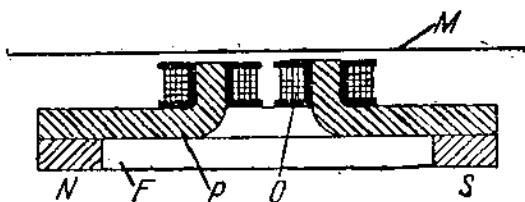


Рис. 181.

два полюсных наконечника P , имеющих форму уголков. На каждом полюсном наконечнике помещается по одной катушке, обмотки которых соединены между собою последовательно. Действие этого телефона аналогично действию телефона описанной выше конструкции.

Рассмотрим краткую теорию действия телефона. Пусть собственный поток постоянного магнита будет равен Φ_M . При прохождении по обмоткам катушек переменного тока величина добавочного потока будет

$$\Phi = k_2 i \sin \omega t,$$

где ω — угловая частота тока,

k_2 — коэффициент пропорциональности.

Таким образом суммарный поток, действующий на мембрану, будет

$$\Phi_{\Sigma} = \Phi_M + \Phi.$$

Этот поток создает для мембраны перемещающее усилие

$$\begin{aligned} P &= k_1 \Phi_{\Sigma}^2 = k_1 (\Phi_M + \Phi)^2 = k_1 (\Phi_M + k_2 i \sin \omega t)^2 = \\ &= k_1 \Phi_M^2 + 2k_1 k_2 \Phi_M i \sin \omega t + k_1 k_2^2 i^2 \sin^2 \omega t. \end{aligned}$$

Первое слагаемое этого выражения представляет собою постоянное усилие, приложенное к мембране телефона. Оно не ока-

зывает никакого действия на колебания мембраны. Второе слагаемое определяет амплитуду полезных колебаний. Третье слагаемое определяет амплитуду колебаний удвоенной частоты, т. е. искажений.

Из этого анализа следует, что величина

$$k_1 k_2 \Phi_M i$$

должна быть возможно большей, а величина

$$k_1 k_2^2 i^2$$

возможно меньшей. Выполнение этих условий обусловит высокую чувствительность телефона при малом значении искажений. Поставленные условия можно выразить неравенством:

$$k_1 k_2 \Phi_M i > k_1 k_2^2 i^2,$$

откуда

$$\Phi_M > k_2 i,$$

т. е. величина постоянного собственного потока магнитной системы телефона должна быть значительно больше величины добавочного потока.

Отсюда вытекает основное требование, предъявляемое к телефону с точки зрения получения высокой чувствительности и хорошего качества воспроизведения звуковых колебаний: магнитная система должна иметь высокую степень намагничивания, не меняющуюся с течением времени. Потеря телефоном собственного намагничивания влечет за собой потерю чувствительности: телефон выходит из строя. По этой причине, когда телефон работает в цепи пульсирующего тока, необходимо такое его включение в эту цепь, чтобы постоянная составляющая цепи подмагничивала систему. Для ориентировки правильности включения концы телефонной обмотки иногда снабжаются указанием полярности (знаки $+$ и $-$).

Большое влияние на чувствительность телефона оказывает величина промежутка, разделяющего мембрану от полюсного наконечника. Этот промежуток должен быть очень мал и тем меньше, чем меньше сила переменного тока, питающего телефонные катушки. Однако, при очень малых промежутках и при достаточно большой силе приемного тока прием становится невозможным вследствие ударов мембраны о полюсный наконечник. Отсюда вытекает практическая конструкция

телефона с регулировкой местоположения мембраны (телефоны системы Броуна).

Выше мы отметили, что коэффициент полезного действия телефона ничтожно мал. Тем не менее, его способность реагировать на самые малые силы тока чрезвычайно велика. Хороший телефон дает ощутимое звучание при силе тока всего лишь порядка 10^{-9} А. Такая высокая чувствительность телефона, при необычайной простоте конструкции, поставила его в разряд самых тонких измерительных приборов и обеспечила исключительное применение в радиотехнике.

Относительно чувствительности телефона надлежит еще заметить, что она зависит от частоты питающего катушки тока. Обладая массой и упругостью, телефонная мембрана естественно обладает и свойственным ей некоторым периодом колебаний. При совпадении этого периода с периодом питающего телефон тока, размахи мембраны будут достигать наибольших значений, и при прочих равных условиях чувствительность телефона будет выше. Таким образом, частотная характеристика (зависимость силы звука от частоты) будет иметь вид неправильной кривой резонансного типа.

Рабочий диапазон частот телефона определяется нижним и верхним пределами ощущений человеческого уха. Для нормального уха это составляет диапазон от 16 до 10 000 герц.

§ 142. Детектирование. Из сказанного выше явствует, что непосредственное включение телефона в цепь приемной радиосети, где протекают токи высокой частоты, не даст никакого эффекта приема.

Поэтому токи высокой частоты, прежде чем быть посланными в цепь телефона, должны быть трансформированы, должна быть выделена составляющая тока звуковой частоты. Проходя затем через обмотки катушек телефона, эта составляющая и вызовет колебания мембраны.

Такая трансформация электрических колебаний высокой частоты осуществляется при помощи прибора, называемого детектором; самый же процесс трансформации называется детектированием.

Само собою разумеется, что детектирование обеспечивает выделение звуковой составляющей лишь в том случае, когда эта составляющая уже содержится в колебаниях, действующих на приемную радиосеть. Примером таких колебаний являются затухающие колебания, генерируемые искровым передатчиком.

Рассмотрим процесс детектирования на примере этих затухающих колебаний.

Прежде всего, детектором называется прибор, обладающий односторонней проводимостью, т. е. обладающий неодинаковыми значениями сопротивления для токов различных направлений. Для идеального детектора проводимость в одном направлении имеет конечное значение, в то время как проводимость в другом направлении равна нулю. Вольтамперная характеристика такого идеального детектора, следовательно, должна иметь вид, изображенный на рис. 182. Если такой детектор присоединить к цепи тока высокой частоты последовательно с телефоном, соблюдая надлежащую полярность включения, то при положительной, например, полуволне напряжения высокой частоты через детектор будет протекать определенной

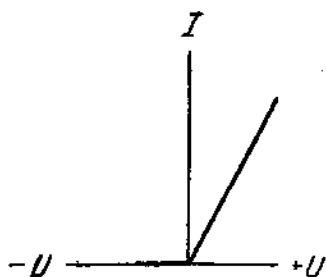


Рис. 182.

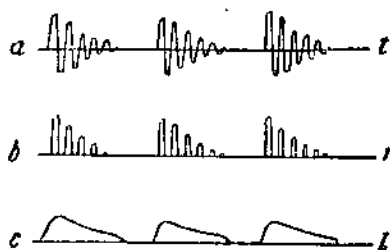


Рис. 183.

силы ток, в то время как при отрицательной полуволне сила тока будет равна нулю. Таким образом, при приеме затухающих колебаний, процесс которых в приемном контуре может быть представлен кривой вида, изображенного на рис. 183-а, ток в контуре детектора будет иметь вид пульсаций высокой частоты, с постепенно убывающими амплитудами (рис. 183-б). Такой пульсирующий ток можно разложить на переменный ток, частота которого будет равна частоте групп затухающих колебаний, т. е. низкой звуковой частота, и на ряд составляющих тока высокой частоты. Низкая частота (рис. 183-с) пройдет через обмотку телефона и вызовет звучание его мембраны. Составляющие тока высокой частоты будут замыкаться через собственную емкость обмотки телефона.

Рекомендуется для замыкания составляющих тока высокой частоты приключать параллельно зажимам телефона емкость.

§ 143. Контактный детектор. Простейшим и довольно распространенным является контактный, или, как его иногда

называют, кристаллический детектор. Он представляет собою два разнородных кристалла или кристалл и металл, образующие взаимный контакт, и характеризуется в большей или меньшей степени резко выраженной односторонней проводимостью.

Устройство контактного детектора необычайно просто. В небольшом станочке укреплены друг над другом две металлические чашечки. В каждую из этих чашечек впаивается по кристаллу.

Если второй электрод детектора выбирается металлическим, то ему придают либо форму пластинки, либо форму проволоочной спиральки с острием.

В эксплуатации контактного детектора различают его чувствительность и его устойчивость. Чувствительность зависит от многих причин и в первую очередь от химического состава и атомного строения кристаллов детектора. Далее, чувствительность зависит от состояния рабочей поверхности электродов (она должна быть ничем не загрязненной), от величины давления одного электрода на другой и, наконец, от температуры. Устойчивостью называется способность контактного детектора длительно сохранять выбранное давление, обеспечивающее надлежащую чувствительность. И чувствительность и устойчивость зависят от выбранной рабочей точки, в которой соприкасаются электроды. Эта рабочая точка обычно находится экспериментально при приеме. Различные кристаллы характеризуются различным числом чувствительных рабочих точек на своей поверхности.

В таблице 29 приведены возможные детекторные пары и даны их характеристики чувствительности и устойчивости.

Таблица 29.

Детекторная пара	Чувствительность	Устойчивость
Карборунд—сталь	Ниже среднего	Очень большая
Цинкит—халькопирит	Очень большая	Средняя
Цинкит—борнит	Большая	—
Цинкит—медь	Очень "	—
Силикон—золото	Очень большая	Очень малая
Гален—графит	" "	" "
Гален—медь	" "	" "
Железный пирит—медь	Большая	Большая
Молибденовый блеск—серебро	Средняя	Очень большая
Халькопирит—медь	Очень малая	—
Борнит—медь	Ниже среднего	—
Графит—сталь	" "	—

Химический состав и внешние отличительные признаки наиболее часто встречающихся в практике кристаллов приведены в таблице 30.

Таблица 30.

Кристалл	Состав	П р и з н а к и
Гален	PbS	Тяжелый кристалл свинцово-темного цвета с сильно-металлическим блеском.
Халькопирит	$Cu_2S \cdot Fe_2S_3$	Желтый кристалл с серо-желеноватым оттенком.
Цинкит	ZnO	Хрупкий кристалл красновато-коричневого цвета.
Карборунд	SiC	Твердый кристалл темновелесного цвета.
Молибденовый блеск	MoS ₂	Серо-стального цвета, таблечного строения, блестящий.
Борнит	$Cu_2S \cdot CuS \cdot FeS$	Сине-серого цвета.
Силикон	Si	Серо-стального цвета с металлическим блеском.
Железный пирит	FeS ₂	Золотистый с металлическим блеском.

Наиболее употребительными детекторными парами в настоящее время являются следующие:

1) гален — медь (галеновый детектор); отличается очень большой чувствительностью, но малой устойчивостью; за последнее время применяют искусственный гален, который характеризуется лучшими, по сравнению с естественным, качествами;

2) цинкит — халькопирит (периконовый детектор); отличается значительными чувствительностью и устойчивостью; на рис. 184 приведены характеристики детектора для двух различных рабочих точек;

3) карборунд — сталь (карборундовый детектор); отличается весьма высокой устойчивостью; на рис. 185 приведена характеристика этого детектора; из нее видно, что для получения чувствительной рабочей точки необходимо применение некоторого добавочного напряжения ϵ_0 ; это обстоятельство

характеризует практическое неудобство применения карборундового детектора;

4) молибденовый блеск—серебро (молибденовый детектор); отличается большой устойчивостью, но малой чувствительностью.

Для объяснения детекторного действия контактных детекторов предложено большое количество теорий; ни одна из них до сего времени не получила особых преимущественных прав.

Мы уже знаем, что для осуществления приема необходимо в приемной цепи поместить телефон последовательно с детектором. Звучание телефона, т. е. сила приема будет зависеть

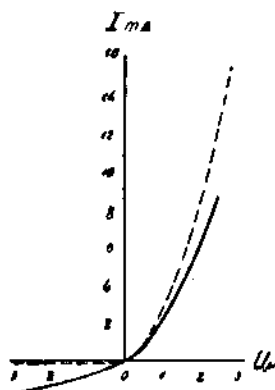


Рис. 184.

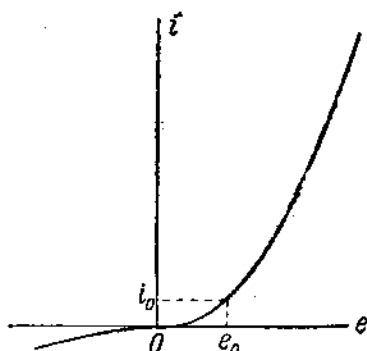


Рис. 185.

от величины среднего приращения тока в детекторной цепи, обязанного процессу детектирования. Найдем выражение для этого среднего приращения.

Пусть характеристика детектора задана уравнением:

$$i = f(e).$$

Пусть, далее, рабочей точке соответствует добавочное постоянное напряжение e_0 (рис. 186). Тогда начальное значение постоянного тока будет равно

$$i_0 = f(e_0).$$

Если теперь в цепи детектора начнет действовать переменная электродвижущая сила

$$E \sin \omega t,$$

то сила тока в цепи будет изменяться согласно уравнению

$$i = f(e_0 + E \sin \omega t).$$

Новая постоянная составляющая тока на основании этого будет

$$i_0 + \Delta i = \frac{1}{T} \int_0^T f(e_0 + E \sin \omega t) dt.$$

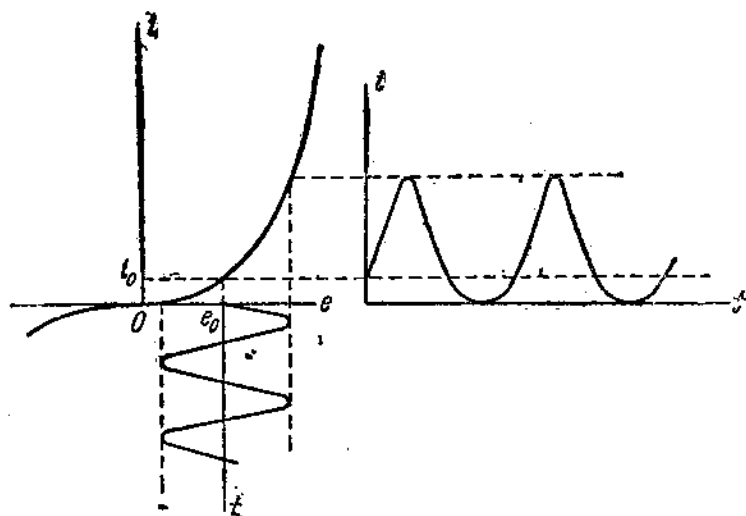


Рис. 186.

Разложим подынтегральное выражение в ряд Тейлора:

$$i_0 + \Delta i = \frac{1}{T} \int_0^T \left[f(e_0) + \frac{di}{de} E \sin \omega t + \frac{1}{2} \frac{d^2 i}{de^2} E^2 \sin^2 \omega t + \dots \right] dt.$$

Так как

$$\frac{1}{T} \int_0^T \frac{di}{de} E \sin \omega t \cdot dt = 0,$$

то, пренебрегая малыми слагаемыми, имеем:

$$i_0 + \Delta i = f(e_0) + \frac{1}{2T} \frac{d^2 i}{d e^2} E^2 \int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt = i_0 + \frac{1}{4} \frac{d^2 i}{d e^2} E^2.$$

Отсюда

$$\Delta i = \frac{E^2 d^2 i}{4 d e^2},$$

т. е. величина среднего приращения постоянного тока пропорциональна квадрату амплитуды напряжения детектируемых колебаний и, кроме того, пропорциональна изменению крутизны детекторной характеристики.

§ 144. Детекторные приемники. Из всего изложенного выше мы можем сейчас прийти к заключению, что в основном

всякий радиоприемник должен состоять из следующих основных элементов:

1) приемной радиосети, в которой проходящие электромагнитные колебания создают токи высокой частоты;

2) колебательного контура, при помощи которого осуществляется настройка приемника на частоту принимаемых колебаний для повышения силы приема;

3) детекторного устройства, в котором происходит

выделение тока звуковой частоты, воздействующего на мембрану телефона.

По установившемуся обычаю радиоприемники, в которых в качестве детектора применяется контактный, называются детекторными приемниками.

Простейшая схема такого детекторного приемника, очевидно, получается при совмещении колебательного контура с приемной радиосетью. Эта схема изображена на рис. 187. При помощи конденсатора C переменной емкости и секционированной катушки самоиндукции L , приемная радиосеть настраивается в резонанс с принимаемыми колебаниями. Автотрансформаторно с колебательным контуром связан контур детекторный, содержащий детектор D и телефон T .

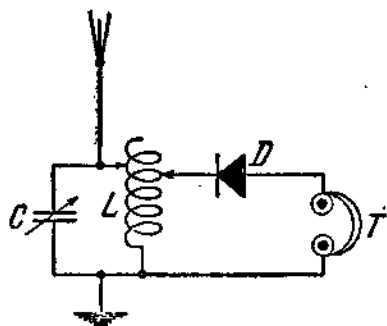


Рис. 187.

Важнейшими характеристиками всякой приемной схемы являются сила приема и избирательность.

§ 145. Избирательность. Под избирательностью (селективностью) радиоприемника понимается его способность при настройке на принимаемую длину волны λ_r выделять ее от всех других мешающих длин волн. Чем выше избирательность приемника, тем ближе могут быть значения мешающих длин волн без серьезной помехи приема корреспондирующей длины волны.

Избирательность характеризуется видом резонансной кривой приемника и определяется выражением:

$$S = \frac{f_r}{f_2 - f_1} \cong \frac{f_r}{2(f_r - f_1)} \dots \dots \dots (74)$$

где значения частот f_1 и f_2 (рис. 188) выбраны для силы тока I_1 , связанной с амплитудным значением силы тока I_r выражением

$$I_1 = \frac{I_r}{\sqrt{2}}.$$

Выше (§ 4) была установлена зависимость

$$I_1 = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Преобразуя это выражение, получаем

$$\frac{I_1^2}{I_r^2} = \frac{1}{1 + \frac{\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}{r^2}} = \frac{1}{1 + \frac{L^2 \omega^2}{r^2} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC}\right)^2}.$$

Так как собственная угловая частота контура

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

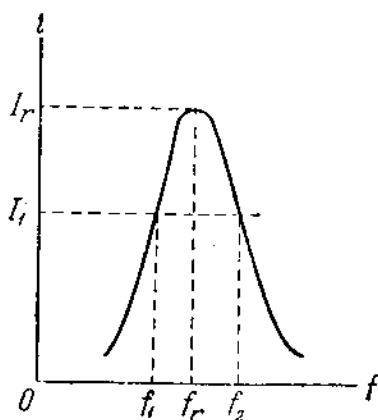


Рис. 188.

то

$$\frac{I_1^2}{I_r^2} = \frac{1}{1 + \frac{\omega^2 L^2}{r^2} \left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)^2}.$$

Отсюда

$$\left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)^2 = \frac{r^2}{\omega^2 L^2} \left(\frac{I_r^2}{I_1^2} - 1\right).$$

Преобразуем

$$\left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)^2 = \frac{(\omega - \omega_r)^2 (\omega + \omega_r)^2}{\omega^4}.$$

Допуская

$$\omega + \omega_r = 2\omega,$$

имеем

$$\left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)^2 = \frac{4(\omega - \omega_r)^2}{\omega^2}.$$

Следовательно,

$$\frac{4(\omega - \omega_r)^2}{\omega^2} = \frac{r^2}{\omega^2 L^2} \left(\frac{I_r^2}{I_1^2} - 1\right)$$

или

$$\frac{1}{2(\omega - \omega_r)} = \frac{L}{r} \frac{1}{\sqrt{\frac{I_r^2}{I_1^2} - 1}}.$$

Так как

$$I_1 = \frac{I_r}{\sqrt{2}},$$

то

$$\frac{1}{2(\omega - \omega_r)} = \frac{L}{r}.$$

Умножая обе части этого равенства на ω_r , имеем

$$\frac{\omega_r}{2(\omega - \omega_r)} = \frac{\omega_r L}{r}.$$

Но

$$\frac{\omega_r}{2(\omega - \omega_r)} = \frac{f_r}{2(f - f_r)} = S,$$

следовательно,

$$S = \frac{\omega_r L}{r},$$

т.е. избирательность контура тем выше, чем больше коэффициент самоиндукции контура L и чем меньше действующее сопротивление контура r .

Так как с увеличением коэффициента самоиндукции L связано и увеличение действующего сопротивления r , то идти далеко с увеличением L для получения большей избирательности нельзя. Практика устанавливает некоторое среднее значение для коэффициента самоиндукции, дающее наивыгоднейшее значение избирательности, а именно:

$$L \cong 1000 \cdot C,$$

где L и C , самоиндукция и емкость колебательного контура, выражены в сантиметрах.

Для приемника с хорошей избирательностью величина S должна быть не меньше 10, т.е. при настройке приемника на длину волны корреспондента, равную, например, 1000 м, мешающие радиостанции, работающие в совершенно одинаковых с корреспондирующей условиях, должны давать едва слышимый прием при значениях длины волны 950 м или 1050 м.

§ 146. Схемы детекторных приемников. Существующие схемы приемников с контактным детектором могут быть подразделены на два основных класса: простые схемы (рис. 187, 189) и сложные схемы (рис. 190).

Простые схемы характеризуются наличием только одного колебательного контура (антенного), служащего для извлечения энергии электромагнитных колебаний, пересекающих антенну, — и связанного с ним апериодического контура (детекторного), служащего для превращения этой энергии в форму, удобную для восприятия (звучание телефонной мембраны).

Сложные схемы, помимо упомянутых контуров, содержат еще один промежуточный колебательный контур.

Различие между двумя указанными классами приемников состоит в том, что простые схемы характеризуются большей силой приема, при меньшей избирательности (благодаря непосредственной связи с колебательным контуром контура

детекторного, с большим активным сопротивлением), а сложные схемы — большей избирательностью, при меньшей силе приема (благодаря добавочным потерям в промежуточном контуре).

Связь между указанными контурами может быть либо автотрансформаторной (рис. 187, 189), либо трансформаторной (рис. 190). Существенной разницы между этими двумя видами связи нет, и оба они встречаются на практике одинаково часто.

Наличие конденсатора C_1 переменной емкости обуславливается требованием возможности точной настройки контура антенны на принимаемую длину волны. Здесь возможны два способа включения этой емкости, либо последовательно с собственной емкостью радиосети (рис. 189), либо параллельно с нею (рис. 187, 190). В первом случае общая емкость антенного контура будет меньше собственной емкости радиосети, и, следовательно, такой способ включения удобен для приема коротких волн (схема коротких волн). Во втором случае, наоборот, общая емкость системы увеличивается, что обеспечивает прием более длинных волн (схема длинных волн).

Для расширения диапазона принимаемых длин волн приемники обычно строятся так, что один и тот же конденсатор C_1 при помощи простого переключения может быть использован либо по схеме коротких, либо по схеме длинных волн.

Катушка самоиндукции L_1 выполняется либо секционированной, либо же применяется набор сменных катушек. При сложной схеме, кроме антенного контура, настройке на принимаемую длину волны подлежит и промежуточный контур $L_2 C_2$, в силу чего катушка L_2 также выполняется либо секционированной, либо же применяется набор сменных катушек.

§ 147. Ламповый детектор. В современных ламповых приемниках, о которых мы будем говорить в следующей главе,

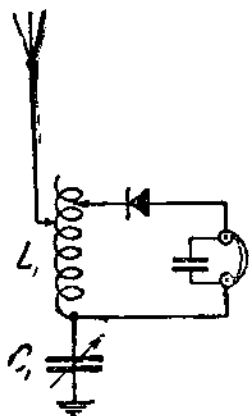


Рис. 189.

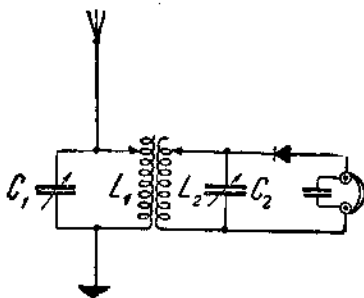


Рис. 190.

исключительное применение получили ламповые детекторы. Под этим названием обычно понимаются трехэлектродные пустотные лампы, выполняющие роль детекторов.

Основанием для использования трехэлектродной пустотной лампы в качестве детектора является кривизна ее характеристик, анодной или сеточной. В соответствии с этим различают два класса схем лампового детектирования: анодное детектирование и сеточное детектирование.

Принципиальная схема анодного детектирования изображена на рис. 191. Когда принимаемые колебания высокой частоты действуют в виде переменной электродвижущей силы в цепи сетки лампы, то для обеспечения процесса детектирования необходимо выбрать такую начальную рабочую точку на характеристике анодного тока лампы, которая приблизительно соответствует наибольшей кривизне этой характеристики. Такими точками будут точка нижнего изгиба и точка верхнего загиба характеристики. Различают поэтому схемы анодного детектирования на нижнем изгибе и схемы детектирования на верхнем загибе характеристики.

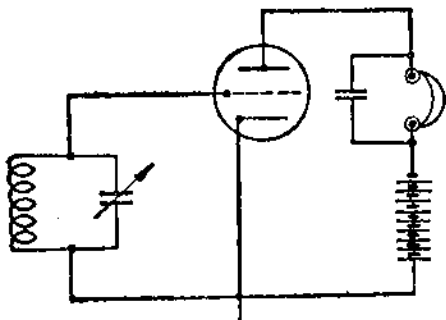


Рис. 191.

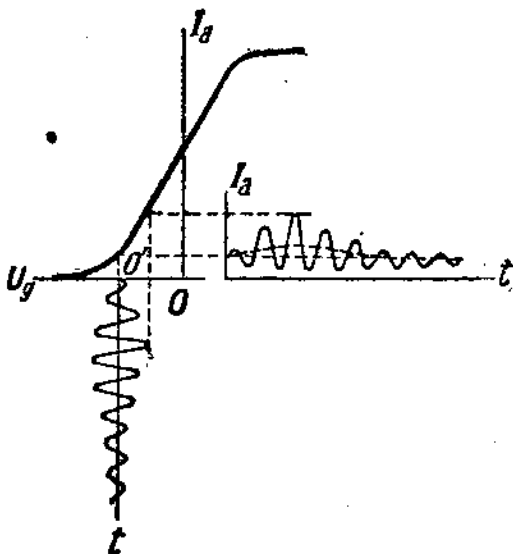


Рис. 192.

Для детектирования на нижнем изгибе в цепь сетки включается источник добавочного отрицательного напряжения, равного OO' (рис. 192). Рабочей точкой при этом будет точка O' характеристики. При действии в цепи сетки, например, одной группы затухающих колебаний, в анодной цепи мы получим пульсацию анодного тока, воздействующего на мембрану телефона.

Детектирование на верхнем загибе происходит совершенно аналогично (рис. 193). Разница заключается лишь

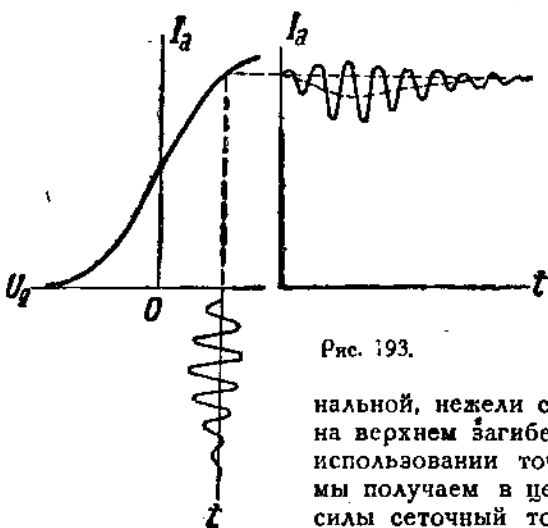


Рис. 193.

в том, что в первом случае среднее приращение анодного тока является положительным, а в данном случае — отрицательным.

По целому ряду обстоятельств схема анодного детектирования на нижнем изгибе является более рациональной, нежели схема детектирования на верхнем загибе. Прежде всего, при использовании точки верхнего загиба мы получаем в цепи сетки некоторой силы сеточный ток, что внесет добавочное затухание в колебательный контур сетки, принимающий высокочастотные колебания.

Такое обстоятельство понижает избирательность приемника. Кроме того, при детектировании на верхнем загибе величина постоянной составляющей анодного тока будет значительно превосходить величину постоянной составляющей анодного тока при детектировании на нижнем изгибе; иначе говоря, расход энергии анодной батареи будет больше.

Выражение для величины среднего приращения анодного тока при анодном детектировании может быть получено при помощи рассуждений, примененных в § 143 при рассмотрении детектирования при помощи контактного детектора. Имеем

$$(\Delta i_a)_{\text{ср}} = \frac{E^2}{4} \cdot \frac{d^2 i_a}{de^2 g} = \frac{E^2}{4} \cdot \frac{dS}{de g},$$

где S — крутизна характеристики лампы. Отсюда мы видим, что среднее приращение анодного тока при анодном детектировании пропорционально квадрату амплитуды напряжения детектируемых колебаний и, кроме того, пропорционально изменению крутизны S характеристики лампы.

Принципиальная схема сеточного детектирования изображена на рис. 194. Она характеризуется наличием в цепи сетки конденсатора небольшой емкости C_g и большого сопротивления R_g .

При указанных на схеме соединениях начальный сеточный ток сообщает сетке начальный отрицательный потенциал (накопление на сетке электронов), определяющий собою рабочую точку

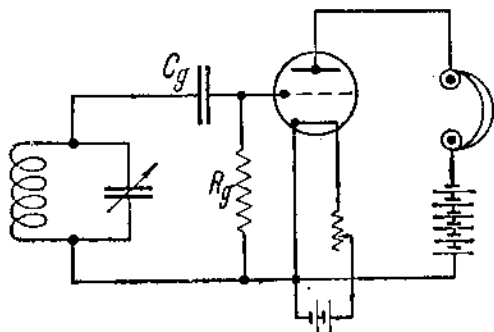


Рис. 194.

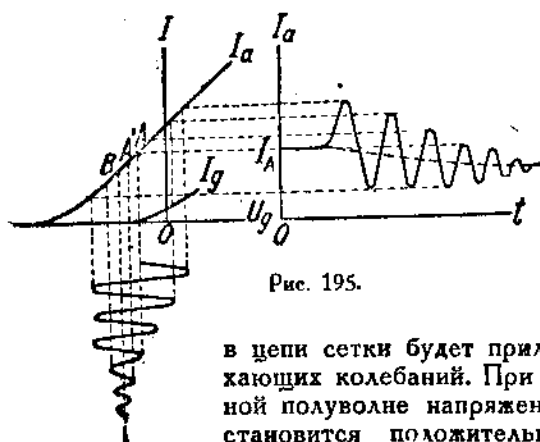


Рис. 195.

на анодной характеристике. Пусть это будет точка A (рис. 195). Заметим прежде всего, что эта точка относится к прямой части анодной характеристики.

Пусть теперь в цепи сетки будет приложена группа затухающих колебаний. При первой положительной полуволне напряжения (рис. 195) сетка становится положительной по отношению к катоду и привлечет к себе некоторое количество электронов. Благодаря этому после прекращения действия первой положительной полуволны потенциал сетки будет иметь новое значение, и мы получим новую рабочую точку A' .

За время действия второй положительной полувоны сетка вновь получит дополнительный отрицательный заряд, рабочая точка сдвинется еще влево и т. д.

В результате более или менее длительного действия группы приходящих колебаний сетка будет приобретать все большие значения отрицательного заряда, вследствие чего среднее значение анодного тока за время одного колебания будет становиться все меньше. Такое сдвижение рабочей точки лампы будет происходить до тех пор, пока при какой-либо положи-

тельной полуволе напряжения не будет тока сетки, т. е., пока не прекратится пополнение конденсатора C_p новыми отрицательными зарядами; это будет точка B на рис. 195. Дальнейшее изменение сеточного напряжения будет происходить уже около этой точки, не вызывая уменьшения среднего значения анодного тока. Таким образом, за время действия одной группы приходящих колебаний происходит последовательное уменьшение анодного тока, появляется пульсация анодного тока, которая и

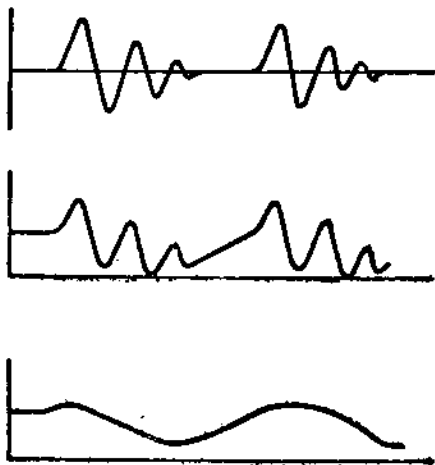


Рис. 196.

вызовет одно перемещение мембраны телефона, включенного в анодную цепь.

После прекращения действия первой группы приходящих колебаний конденсатор C_p освобождается от накопленных электронов через сопротивление утечки R_p , и лампа встречает вторую группу колебаний в первоначальных условиях.

Весь процесс сеточного детектирования, таким образом, может быть изображен при помощи трех плоских диаграмм (рис. 196):

$$E=f(t), \quad i_a=f(t) \quad \text{и} \quad i_T=f(t).$$

Здесь телефон, следовательно, будет звучать с частотой числа групп приходящих колебаний.

Теория сеточного детектирования дает следующее выражение для среднего приращения анодного тока:

$$(\Delta i_a)_{cp} = -\frac{E^2}{4} \cdot \frac{\frac{d^2 i_g}{de_g^2}}{\frac{1}{R_g} + \frac{dl_g}{de_g}} \cdot \frac{dl_a}{de_g}.$$

Так как

$$\frac{dl_g}{de_g} = \frac{1}{r_g}$$

и

$$\frac{dl_a}{de_g} = S,$$

то

$$(\Delta i_a)_{cp} = -\frac{E^2}{4} \cdot \frac{d^2 i_g}{de_g^2} \cdot \frac{R_g \cdot r_g}{R_g + r_g} \cdot S,$$

где r_g — внутреннее сопротивление сетки,

S — крутизна характеристики лампы.

Мы видим, что и при сеточном детектировании среднее приращение анодного тока пропорционально квадрату амплитуды напряжения детектируемых напряжений.

Однако, при больших значениях напряжения E среднее значение приращения анодного тока становится пропорциональным уже первой степени этого напряжения.

Кроме того, из полученного выражения мы видим, что детекторное действие лампы тем больше, чем больше величина сопротивления утечки R_g по сравнению с сопротивлением сетки r_g . Однако, выбирать слишком большое значение сопротивления R_g нельзя, так как при этом будет слишком замедлен процесс стекания электронов.

Практические значения сопротивления утечки R_g лежат в пределах от 1 мегома (при приеме радиотелефона) до 3 мегомов (при приеме незатухающих колебаний по методу гетеродина).

Емкость сетки C_g выбирается небольшой, в пределах от 100 см (при радиотелефоне) до 400 см (при гетеродинном приеме).

Заметим, что комбинация сеточного конденсатора C_g и сопротивления утечки R_g у нас получила широко распространенное название — грид-лик (grid-leak).

Детектирование при помощи лампы характеризуется целым рядом преимуществ, по сравнению с детектированием при помощи контактных детекторов.

Прежде всего ламповый детектор характеризуется строгим постоянством своего действия, большой устойчивостью.

Сеточное детектирование выгодно характеризуется по сравнению с анодным следующими преимуществами:

1) большей чувствительностью при детектировании колебаний малых амплитуд;

2) отсутствием необходимости прибегать к источникам добавочного сеточного смещения,

3) возможностью одновременно с детектированием осуществлять усиление без искажений, так как рабочий режим

лампы лежит в прямолинейной части анодной характеристики.

В свою очередь анодное детектирование выгодно характеризуется по сравнению с сеточным следующими преимуществами:

1) меньшими искажениями при детектировании колебаний больших амплитуд.

2) способностью осуществлять детектирование колебаний больших амплитуд.

Для сравнения указанные зависимости изменения среднего приращения анодного тока $\Delta I_{a\text{ ср}}$ функ-

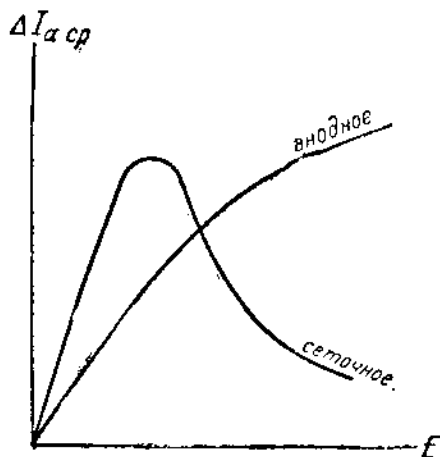


Рис. 197.

ции от амплитудного значения напряжения E детектируемого колебания для случаев анодного и сеточного детектирования изображены на рис. 197. Наличие убывающего участка в характеристике сеточного детектирования объясняется влиянием тока насыщения лампы.

Эти преимущества схемы анодного детектирования с особой отчетливостью выступают в схеме так называемого линейного детектирования, при которой детекторная характеристика приближается к идеальной (см. рис. 182). Схема характеризуется большим значением рабочего анодного напряжения и наличием большого сопротивления (порядка 100 000 Ω) в анодной цепи. При таких условиях характеристика анодного тока в большой степени приближается к прямой линии, накло-

ненной под тем или иным углом к оси абсцисс. К такому детектору можно подводить детектируемое напряжение до нескольких десятков вольт и получать, таким образом, значительные мощности в последующей цепи.

Общими требованиями, предъявляемыми к лампе, работающей в схеме детектирования, являются требование большого коэффициента усиления μ и большой крутизны S . В связи с этим в современную практику радиоприема все больше и больше начинают входить экранированные лампы, применяемые как в схемах анодного, так и в схемах сеточного детектирования.

В заключение приведем любопытные результаты, полученные Ван-дер-Полем по наблюдению влияния температуры катода на эффект сеточного детектирования. Оказывается, что при детектировании слабых колебаний ($E = 0,1 \div 0,2$ В) ламповый детектор тем чувствительнее, чем меньше эта температура. Отсюда вытекает преимущество применения в качестве детектора бариевой лампы. При детектировании сильных колебаний температура катода никакого влияния на чувствительность детектора не оказывает.

§ 148. Регенеративный приемник. Наиболее распространенным современным приемником, использующим трехэлектродную лампу в качестве детектора по схеме сеточного детектирования, является так называемый регенеративный приемник, в котором та же лампа одновременно используется и для усиления колебаний высокой частоты по принципу регенерации.

Под регенерацией подразумевается всякая форма обратного воздействия анодной цепи на цепь сетки в усилительной лампе, в результате чего имеет место увеличение мощности подводимой в цепь сетки. Можно различать два способа получения регенерации: а) способ емкостной обратной связи и б) способ индуктивной обратной связи.

Первый способ осуществляется при помощи включения конденсатора связи C_m (рис. 198). Благодаря этой связи некоторое количество колебательной энергии переходит из цепи

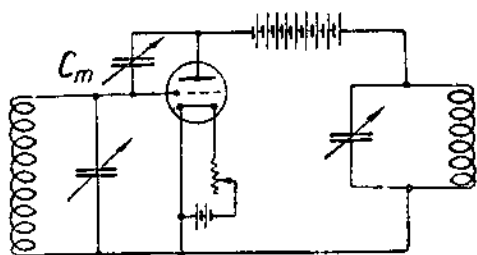


Рис. 198.

анода в цепь сетки и поддерживает уже существующие там колебания.

Второй способ осуществляется введением в анодную цепь катушки обратной связи L_m (рис. 199), индуктирующей в цепи сетки переменное напряжение, совпадающее по фазе с переменным напряжением, в этой цепи существующим.

Пусть на приемную радиосеть действует в течение промежутка времени t' группа незатухающих колебаний (рис. 200-а). Вынуждаемые в контуре радиосети колебания (рис. 200-б) будут, вследствие явления резонанса, постепенно нарастать, причем, как только уравнивается энергия, получаемая радио-

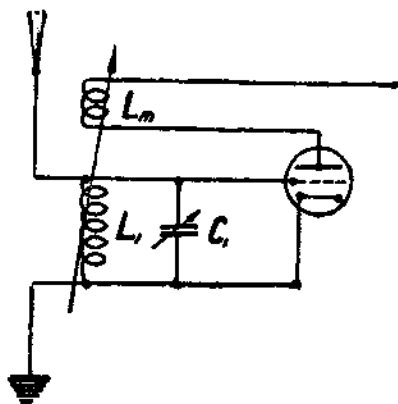


Рис. 199.

сетью за один цикл, и энергия, теряемая за то же время на сопротивлении радиосети, амплитуда этих колебаний достигнет наибольшего значения и останется постоянной на все время действия сигнала. Как только сигнал прекратится (момент времени t'), колебания в радиосети начнут затухать. Чем меньше декремент колебаний радиосети, тем продолжительнее будут промежутки времени, в течение которых происходят первоначальное нарастание амплитуд и последующее (по

прекращении сигнала) их убывание, и тем выше будет наибольшее значение этих амплитуд. Диаграмма, изображенная на рис. 200-б, характеризует колебания, действующие через посредство контура $L_1 C_1$ (рис. 199) в цепи сетки лампы.

Предположим теперь, что мы ввели некоторую регенеративную связь. В этом случае, очевидно, в течение того времени, когда действует сигнал, контур радиосети будет получать не только энергию приходящего сигнала, но и энергию из анодного контура. Вследствие этого колебания в контуре радиосети будут развиваться до больших амплитудных значений и, кроме того, по окончании действия сигнала будут происходить дольше (рис. 200-с). Таким образом, регенеративная связь ведет не только к увеличению силы приема, но и к уменьшению декремента колебаний приемного контура, т.е. к увеличению избирательности приема.

В рассмотренном случае предполагалось, что количество энергии, получаемой контуром радиосети за один цикл от контура анодного (по окончании действия сигнала), меньше,

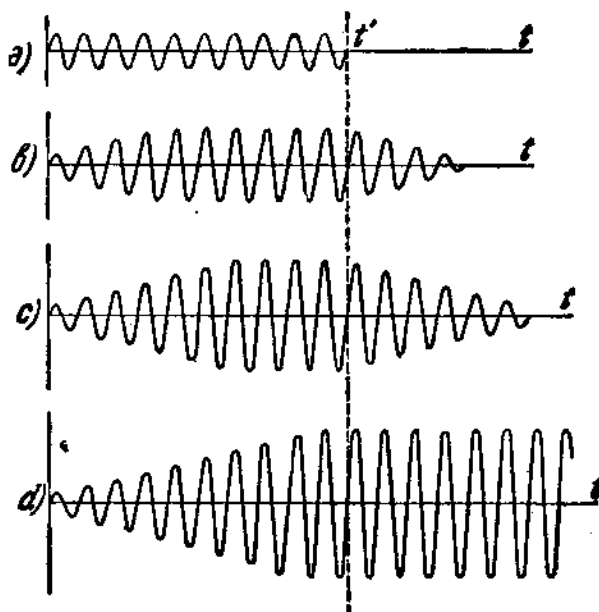


Рис. 200.

чем количество энергии, теряемой за то же время в контуре радиосети. Предположим, однако, что регенеративная связь увеличена настолько, что энергии, доставляемой анодным контуром, оказывается достаточно для покрытия потерь в контуре радиосети. Очевидно, в этом случае после окончания действия сигнала колебания в контуре сетки вовсе не будут затухать, будут продолжаться сколь угодно долго (рис. 200-а), иначе говоря, лампа перейдет в режим самогенерирования. Связь, при которой только что начинается этот режим, называется критической. Само

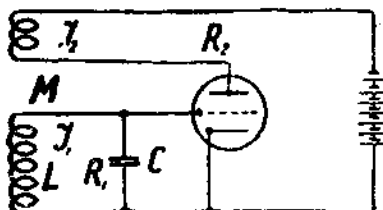


Рис. 201.

собой разумеется, что в регенеративном приемнике связь должна быть меньше критической.

Характерным для регенеративного приемника, как это было уже указано, является уменьшение действующего сопротивления приемного контура. Пусть (рис. 201) L — полная действующая самоиндукция приемного контура, C — его полная действующая емкость, R_1 — полное действующее сопротивление. Для простоты рассуждений будем предполагать, что цепь сетки не поглощает энергии (отсутствие сеточного тока). Пренебрегая реактивным сопротивлением анодной цепи, имеем

$$I_2 = \frac{E_a}{R_2},$$

Так как для настроенного контура

$$E_g = \frac{I_1}{j\omega C},$$

$$I_2 = \frac{\mu I_1}{j\omega C R_2}.$$

Напряжение E_M , поданное из анодной цепи обратно в цепь сетки, будет

$$E_M = j\omega M I_2 = \frac{\mu M I_1}{C R_2}.$$

Это напряжение находится в фазе с током I_1 в настроенном контуре. Таким образом, если мы обозначим через E величину напряжения, сообщаемого радиосетью, а через X — реактивное сопротивление колебательного контура, то мы можем написать:

$$I_1 R - \frac{\mu M I_1}{C R_2} + j I_1 X = E.$$

Если контур настроен в резонанс с принимаемыми колебаниями, то

$$X = 0$$

и тогда

$$I_1 R_1 - \frac{\mu M I_1}{C R_2} = E.$$

Отсюда

$$I_1 = \frac{E}{R_1 - \frac{\mu M}{CR_2}}$$

т. е. сопротивление контура вследствие регенерации уменьшается на величину

$$\frac{\mu M}{CR_2}.$$

Вовсе не значит, однако, что общее усиление, получаемое при регенерации, совсем не зависит от собственного сопротивления приемного контура. Наибольшее усиление, лучший прием всегда обеспечиваются наименьшими потерями в этом приемном контуре, что и должно служить руководящей идеей при конструировании регенеративного приемника. Иллюстрацией сказанного может служить экспериментально полученная зависимость общего усиления μ_d регенеративного приемника от сопротивления R_1 дополнительно включенного в настроенный контур.

Избирательность регенеративного приемника, очевидно, будет определяться выражением:

$$S = \frac{\omega_1 L}{R_1 - \frac{\mu M}{CR_2}},$$

т. е. избирательность возрастает с увеличением регенерации с увеличением коэффициента взаимной индукции M обратной связи (рис. 203).

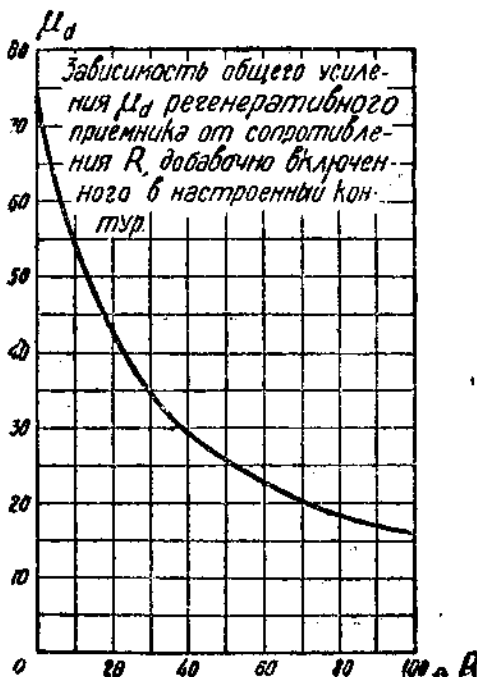


Рис. 202.

При заданной величине обратной связи избирательность регенеративного приемника оказывается зависящей от силы принимаемых сигналов, а именно, с увеличением силы сигналов избирательность резко падает (рис. 204).

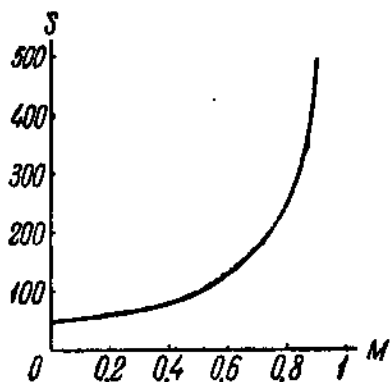


Рис. 203.

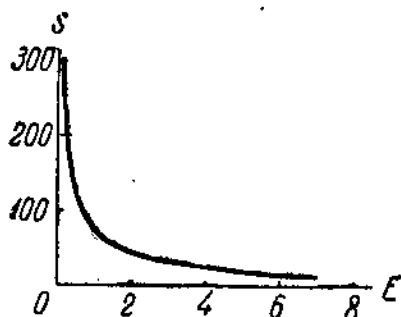


Рис. 204.

Схема простейшего регенеративного приемника изображена на рис. 205. Здесь одна и та же лампа выполняет одновременно функции усилителя высокой частоты и детектора. Обычно

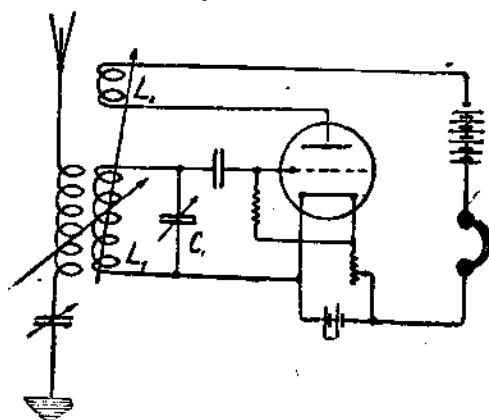


Рис. 205.

значение коэффициента самоиндукции катушки L_2 выбирают равным $0,5 \div 0,75$ от значения коэффициента самоиндукции катушки L_1 . Катушки L_1 и L_2 монтируются так, чтобы величину связи M между ними можно было легко изменять в широких пределах.

§ 149. Прием незатухающих колебаний. В рассмотренных выше приемных схемах мы имели дело с затухающими колебаниями, ко-

торые непосредственно после детектирования давали в цепи телефона составляющую переменного тока низкой звуковой частоты, каковая и воздействовала на мембрану телефона. В зату-

хающих колебаниях искровых передатчиков этой составляющей низкой частоты является частота групп (искрообразования), которая практически может лежать в пределах 100÷2000 в одну секунду. В тональных передатчиках составляющая низкой частоты определяется переменным током питания генераторных ламп. Наконец, при радиотелефонии наличие составляющей низкой частоты (вернее, спектра низких частот) определяется модулирующими колебаниями микрофонного тока.

При работе чистыми незатухающими колебаниями, вследствие отсутствия в них составляющих низких частот, непосредственное детектирование не выделит никаких тонов, способных воздействовать на мембрану телефона. Следовательно, для приема и обнаружения незатухающих колебаний те простые способы, которые были нами рассмотрены, уже не являются достаточными. Необходимо внесение в них существенного дополнения, обеспечивающего на приемной станции внесение в принимаемые незатухающие колебания составляющей низкой частоты.

В настоящее время для приема незатухающих колебаний применяется исключительно метод биений.

Явление биений, как известно, заключается в периодических изменениях сложного колебательного процесса, образующегося при сложении двух гармонических колебаний. Если одно гармоническое колебание следует закону

$$A_1 \sin \omega_1 t,$$

а другое — закону

$$A_2 \sin (\omega_1 \pm \omega_0) t,$$

то результирующие колебания будут иметь вид

$$A_1 \sin \omega_1 t + A_2 (\sin \omega_1 t \cdot \cos \omega_0 t \pm \cos \omega_1 t \sin \omega_0 t).$$

Из этого выражения следует, что амплитуда суммарного колебания частоты ω_1 будет

$$A = \sqrt{A_1^2 + 2 A_1 A_2 \cos \omega_0 t + A_2^2},$$

т. е. эта амплитуда будет изменяться в пределах от

$$A_1 + A_2$$

до

$$A_1 - A_2$$

с частотой ω_0 .

Картина явления биения изображена на рис. 206. Кривая *a* — переменный ток частоты f_1 ; кривая *b* — переменный ток частоты f_2 ; кривая *c* — суммарный переменный ток с явлением биения с частотой $f_1 - f_2$. После детектирования таких биений

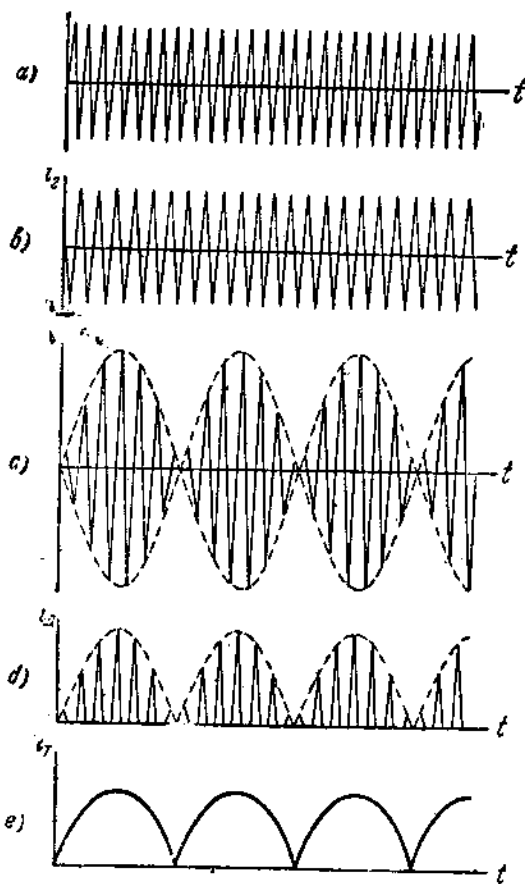


Рис 206.

мы получим пульсации тока вида, изображенного кривою *d*. Такие пульсации дадут в телефоне ток частоты биений, т. е. частоты $f_1 - f_2$ (кривая *e*).

Таким образом, для приема незатухающих колебаний, например частоты f_1 , достаточно применить наложение на них в приемном контуре незатухающих же колебаний частоты f_2 с таким расчетом, чтобы величина

$$\pm (f_1 - f_2)$$

определяла частоту биений, лежащую в диапазоне звуковых.

По способу получения местных (на приемной станции) незатухающих вспомогательных колебаний, схемы приема незатухающих колебаний подразделяются на две группы: схемы гетеродинные и схемы автодинные.

Гетеродинные схемы характеризуются применением в качестве местного генератора вспомогательных незатухающих колебаний отдельного лампового генератора, колебания которого подаются в цепь сетки детекторной лампы приемника (рис. 207).

Одним из основных преимуществ схем этого рода является полная свобода в выборе величины амплитуды вспомогательных колебаний, получаемых в цепи сетки приемной лампы от местного генератора. Величина этой амплитуды может быть здесь

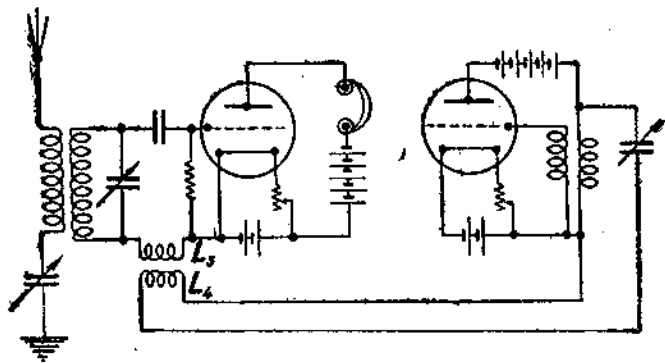


Рис. 207.

изменяема в широких пределах и плавно при помощи изменения связи между катушками L_3 и L_4 или иными способами.

Простым изменением частоты колебаний местного генератора можно в широких пределах изменять и частоту биений, иначе говоря, можно в широких пределах изменять высоту тона звучания телефонной мембраны. Это обстоятельство открывает возможности к устранению мешающего приему влияния работы других станций и является одной из особенностей всех схем, основанных на методе биений.

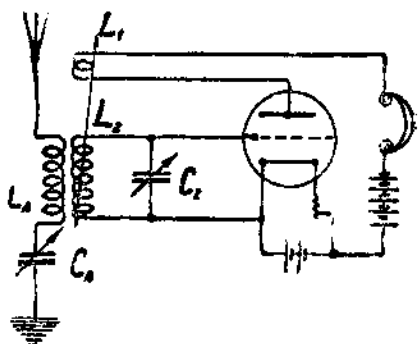


Рис. 208.

Автодинные схемы характеризуются использованием в качестве источника вспомогательных колебаний самой детекторной лампы приемника. Пример автодинной схемы с анодным детектированием представлен на рис. 208. При помощи катушки L_1 обратной связи в контуре сетки возбуждаются собственные незатухающие колебания, частотой которых можно управлять при помощи конденсатора C_2 переменной емкости.

От разобранного выше регенеративного приемника (рис. 205) автодинный приемник незатухающих колебаний отличается лишь тем, что в последнем случае величина обратной связи между катушками L_1 и L_2 превышает критическое значение, т. е. детекторная лампа является генератором незатухающих колебаний.

§ 150. Приемные радиосети. Принципиально любая отпавительная радиосеть является столь же пригодной и в роли радиосети приемной. Однако, различие требований, предъявляемых к радиосети в том и другом случаях, кладет начало различия в их конструктивном оформлении. Прежде всего, так как при приеме мы имеем дело с ничтожными значениями электрической колебательной мощности, то отпадает требование высокого значения собственной емкости радиосети; нет никакой необходимости прибегать к сложным пространственным многопроводным конструкциям; достаточно применение одиночного провода в простейшей форме Г- или Т-образной радиосети. Самые геометрические размеры такой приемной радиосети могут быть, сравнительно, небольшими, а именно: геометрическая длина порядка 30—100 метров, высота подвеса порядка 15—30 метров (для приема длин волн среднего диапазона). При подвесе надлежит избегать близости металлических крыш, деревянных строений и т. п. В качестве провода удобно применять многожильный медный канатик общим диаметром около 1,5 мм.

Хорошее заземление является основным условием получения приемной радиосети с малым значением декремента собственных колебаний, т. е. радиосети с высокой избирательностью. В ответственных случаях заземление надлежит устраивать в соответствии с изложенными в § 28 правилами. В радиолюбительской практике возможно применение и простых заземлений в виде труб центрального отопления или труб водопроводных.

Для предохранения включаемого в радиосеть приемника от действия случайного грозового разряда, радиосеть снабжается специальным предохранительным устройством, представляющим собою включенный в радиосеть искровой промежуток с очень малым, порядка 0,1 мм, расстоянием между его электродами (грозовой предохранитель). Для той же цели также применяется переключатель, при помощи которого радиосеть может быть включена либо на приемник, либо непосредственно на землю (грозовой переключатель).

Для уменьшения мешающего приему влияния слабых грозовых разрядов (атмосферные помехи) иногда применяются радиосети без настройки в резонанс с проходящими колебаниями. Для связи с приемником такие радиосети включают в себе катушку с большим коэффициентом самоиндукции и характеризуются обычно величиною собственной длины волны, превышающей принимаемую. Такие радиосети получили неправильное название аperiodических.

В радиолюбительской практике большое распространение получили различного рода суррогатные приемные радиосети. Сюда относятся комнатные радиосети, представляющие собою провод длиной $15 \div 40$ метров, протянутый как угодно в комнате (прямоугольной фигурой, зигзагообразно и т. д.). Для уменьшения затухания при прокладке провода такой радиосети необходимо отсоединить его как можно дальше от стен (сантиметров на $10 - 20$).

В той же радиолюбительской практике часто встречается прием на осветительную сеть. К проводу осветительной сети А (рис. 209) присоединяется блокировочный конденсатор С, емкостью порядка 500 см , рассчитанный на полное напряжение в сети. От этого конденсатора идет присоединение к приемному контуру и затем к заземлению.

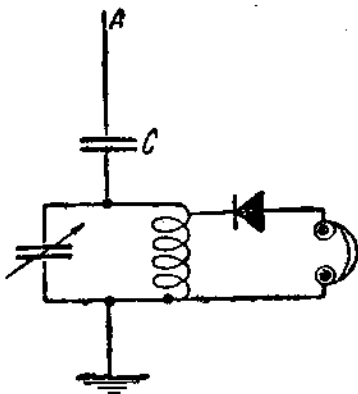


Рис. 209.

§ 151. Прием на рамку. Кроме рассмотренного выше способа приема электромагнитной энергии при помощи открытого контура (радиосети), за последнее время большое распространение получил также способ приема на замкнутые системы, из которых чаще всего применяется так называемая рамка. Под приемной рамкой подразумевается провод, свернутый в катушку самоиндукции, более или менее значительных пространственных размеров. Теоретически наиболее выгодной формой витков такой рамки является круглая, но так как осуществление подобной формы сопряжено с некоторыми трудностями, то на практике обычно применяются многоугольные формы и чаще всего — квадратная. При этой последней форме витки рамки могут быть расположены либо в одной плоскости,

либо в плоскостях, взаимно параллельных. В первом случае мы имеем дело с так называемыми рамками спирального типа (рис. 210-а), во втором случае — с рамками соленоидного типа (рис. 210-б). Наибольшим распространением пользуются рамки соленоидного типа.

Поведение рамки в проходящем электромагнитном поле удобнее всего рассматривать с точки зрения воздействия на

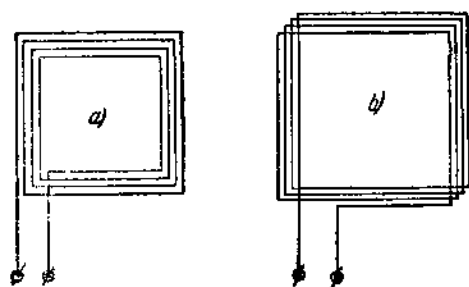


Рис. 210.

нее магнитной составляющей поля. Рассмотрим два случая: 1) рамка расположена своей плоскостью перпендикулярно направлению движения электромагнитного поля и 2) рамка расположена своей плоскостью вдоль направления движения поля. Рассмотрение общего случая отложим до главы XVI.

В первом случае (рис. 211-а) движущееся поле встречает все провода одного и того же витка рамки в один и тот же момент времени. Магнитная составляющая поля будет, следовательно, индуцировать в вертикальных проводах ab и $a'b'$ электродвижущие силы e и e' , равные по амплитуде и совпадающие по фазе и направлению. Легко заключить, что результирующий ток в каждом витке, а следовательно и во всей рамке, в этом случае будет равен нулю. Мы можем, таким образом, сделать заключение, что рамка, расположенная нормально к падающей волне, не принимает электромагнитной энергии.

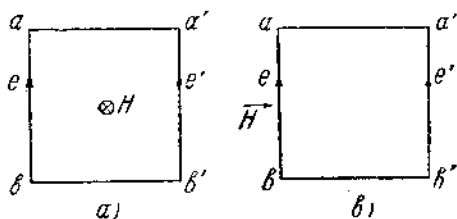


Рис. 211.

Во втором случае (рис. 211-б) движущееся поле встречает сначала провод ab и индуцирует в нем электродвижущую силу

$$e = - \frac{d\Phi}{dt},$$

затем, через промежуток времени, в течение которого поле достигнет провода $a'b'$, в этом последнем будет индуцирована электродвижущая сила

$$e' = - \frac{d\Phi'}{dt}.$$

Обе электродвижущие силы будут направлены в замкнутом витке навстречу друг другу, но будут иметь различные величины и, следовательно, дадут результирующую, которая и вызовет появление в рамке тока. Следовательно, рамка принимает электромагнитную энергию лучше всего тогда, когда направление движения этой энергии совпадает с плоскостью рамки.

Таким образом, рамка характеризуется способностью направленного приема. Это обстоятельство определяет одно из основных преимуществ рамки в сравнении с открытой радиосетью.

Наряду с указанными преимуществами приемная рамка характеризуется по сравнению с открытой радиосетью более слабым приемом. Для этого сравнения может быть использовано понятие действующей высоты.

Действующая высота рамки, как понятие, аналогичное действующей высоте радиосети и занимающее то же место в формулах радиопередачи, представляется выражением:

$$h_d = 2\pi \frac{nS}{\lambda},$$

где n — полное число витков рамки,
 S — площадь одного витка,
 λ — рабочая длина волны.

Эта величина всегда в рамках является весьма малой. В самом деле, возьмем рамку для приема длины волны $\lambda = 1000$ м.

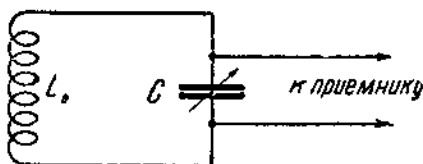
Пусть $S = 1$ м², $n = 18$. Тогда

$$h_d = 2\pi \frac{18 \cdot 1}{1000} \approx 0,1 \text{ м.}$$

Действующая высота открытой радиосети для приема той же длины волны может быть легко осуществлена порядка нескольких десятков метров.

Правильное суждение о силе приема на рамку нельзя, однако, иметь на основании значения ее действующей высоты, так как эта сила приема резко зависит от сопротивления

рамки R . Поэтому для количественной оценки приемной способности рамки Atmagnet предложил несколько иное выражение, основанное на следующих рассуждениях. Обычная схема приема на рамку состоит в приключении параллельно ей конденсатора переменной емкости C для настройки (рис. 212). Исходя из величины электрической составляющей электромагнитного поля равной в точке приема E , величину электродвижущей силы E_0 , индуцированной в рамке, найдем по уравнению:



$$E_0 = E \cdot h_0,$$

или

$$E_0 = 2\pi \frac{EnS}{\lambda}.$$

Рис. 212.

Если сопротивление рамки равно R , то сила тока в ней будет равна

$$I = \frac{E_0}{R},$$

а величина электродвижущей силы на зажимах приемного конденсатора

$$E_c = I \frac{1}{\omega C} = \frac{E_0}{\omega CR} = 2\pi \frac{EnS}{\omega CR \lambda}.$$

Заменяя здесь

$$\omega = 2\pi \frac{3 \cdot 10^8}{\lambda},$$

имеем

$$E_c = \frac{EnS}{3 \cdot 10^8 CR},$$

но

$$C = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 L_0},$$

следовательно,

$$E_c = k \frac{nSL_0}{R\lambda^2} \dots \dots \dots (75)$$

Полученное уравнение и представляет собою уравнение Artnagat, позволяющее подойти к оценке приемной рамки с точки зрения силы приема. Выгодно, очевидно, иметь рамку с большим числом витков n , с большой площадью S , с большим коэффициентом самоиндукции L_0 и малым сопротивлением R .

Величина коэффициента самоиндукции L_0 рамки может быть рассчитана по формуле:

$$L_0 = L_1 + L_2,$$

где L_1 — коэффициент самоиндукции всех витков,

L_2 — коэффициент взаимной индукции витков.

Для квадратной рамки соленоидного типа

$$L_1 = 8an \left(\lg \frac{a}{\rho} - 0,524 \right),$$

$$L_2 = 16a \left[\frac{n(n-1)}{2} \lg \frac{a}{g} - 0,77 \frac{n(n-1)}{2} - N \right].$$

Здесь a — длина стороны рамки,

n — число витков,

ρ — радиус провода,

g — шаг обмотки,

$N = |\lg(n-1)| (n-2, 1, 3! 2).$

Величина собственной емкости C_0 рамки рассчитывается по формулам Эзау (Esau) и Брейта (Breit), а именно:

1) собственная емкость рамки, имеющей малое число витков, приближенно равняется

$$C_0 = \frac{l_1}{25},$$

2) собственная емкость рамки, имеющей большое число витков, равняется

$$C_0 = \frac{l_1}{16},$$

где l_1 — длина провода одного витка.

В соответствии с значениями коэффициента самоиндукции L_0 рамки и ее емкости C_0 определяется и значение собственной длины волны λ_0 рамки:

$$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{L_0 C_0}$$

Значение собственной длины волны рамки может быть также вычислено и по основным ее геометрическим размерам. Так при малом числе витков собственная длина волны квадратной рамки соленоидного типа определяется уравнением:

$$\lambda_0 = 0,245\pi l \sqrt{\lg_e \frac{2l}{\rho} - 2,85},$$

где l — полная длина провода рамки,

ρ — радиус провода.

При расчете рамки для приема длины волны λ обычно выбирают величину λ_0 по соотношениям:

а) для рамок больших размеров

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} \leq 2,$$

б) для рамок средних размеров

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 2 \div 2,5,$$

в) для рамок малых размеров

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} 3 \div 4.$$

§ 152. Помехи радиоприема. При радиосвязи нормальному приему радиосигналов корреспондирующей станции на станции приемной обычно мешают в большей или меньшей степени посторонние сигналы и шумы. Существует большое количество причин, порождающих эти помехи радиоприема. Главными из них являются:

1) работа других радиостанций на длинах волн, близких к принимаемой,

2) атмосферные разряды всякого рода,

3) индукция от различного рода электрических установок.

Простейший способ для уменьшения помех, вызываемых работой других радиостанций, заключается в применении на приемной станции приемника с большой избирательностью. Сюда относятся сложные схемы, регенеративные схемы, нейтродинные схемы, супергетеродины. Во всех случаях при этом нужно строго соблюдать основное требование, предъявляемое к колебательному контуру приемника: его декремент собствен-

ных колебаний должен быть очень небольшим. В тех случаях, когда высокая избирательность приемника все же не устраняет влияния мешающей станции, прибегают к помощи дополнительных фильтров. Такой фильтр в общем случае состоит из конденсаторов и катушек самоиндукции, образующих контур с малым декрементом.

Для устранения помехи фильтр настраивается на длину волны мешающей станции.

Употребительнейшие схемы включения фильтра изображены на рисунках 213, 214, 215 и 216. На рис. 213 фильтр Φ , представляя собою очень большое сопротивление для токов, возникающих в радиосети от мешающей радиостанции, играет для них роль пробки, препятствуя их про-

никновению в колебательный контур LC приемника (заградительный фильтр). Другое включение заградительного фильтра изображено на рис. 214.

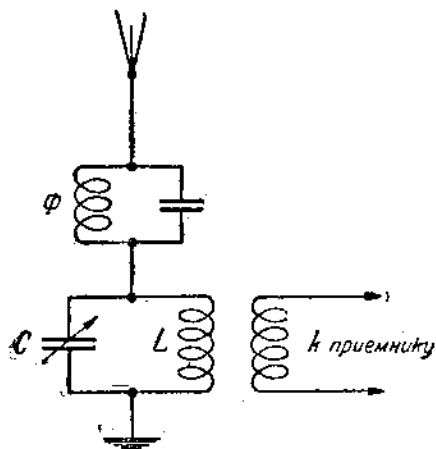


Рис. 213.

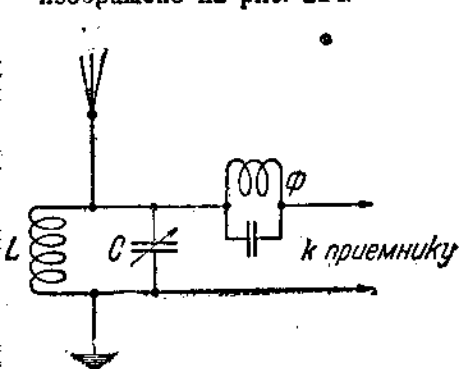


Рис. 214.

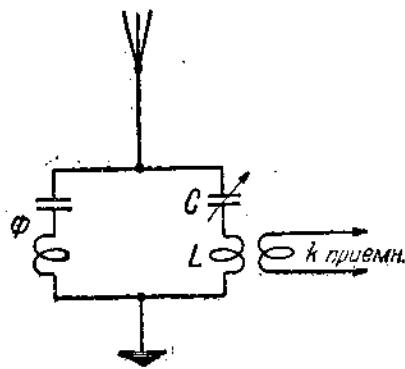


Рис. 215.

На рис. 215 фильтр включен параллельно колебательному контуру. Так как в данном случае сопротивление фильтра

тока мешающей частоты мало, то они замыкаются через фильтр, минуя приемник.

Наконец, на рис. 216 приведена схема, когда фильтр связывается с приемной радиосетью при помощи катушки L_1 .

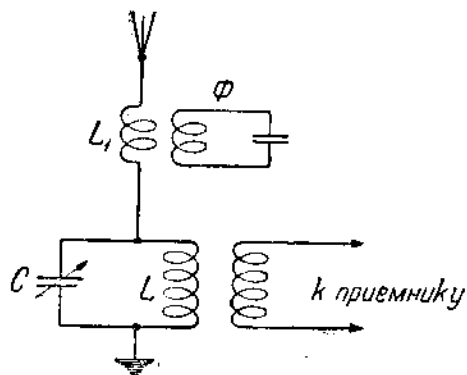


Рис. 216.

Действие схемы основано на отсасывании фильтром мешающей колебательной энергии (отсасывающий фильтр).

Особо тяжелым случаем помехи является работа мешающей станции, расположенной вблизи приемника, в то время как корреспондирующая станция находится далеко и дает слабый прием. В этом случае ни высокая избирательность приемного

контура ни применение фильтра по одной из указанных выше схем не обеспечивают достаточного устранения помех. Вопрос решается применением компенсационных схем, в которых устранение помехи достигается компенсацией в приемнике мешающей электродвижущей силы.

На рис. 217 приведена сложная схема приемника, в которой для устранения помех приема от мешающих станций применены одновременно и включение фильтра Φ (отсасывающего) и компенсация с использованием усилительной лампы. Сопротивление R_1 служит для

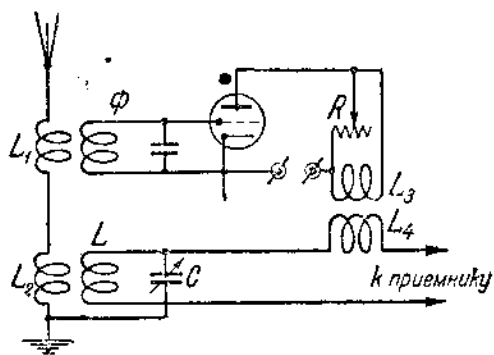


Рис. 217.

регулировки силы компенсирующего тока в катушке L_3 .

§ 153. Атмосферные помехи. Из перечисленных в предыдущем параграфе помех различного рода атмосферные помехи оказывают наиболее пагубное влияние на нормальный

прием, в некоторых случаях делая его совершенно невозможным. Причину этих помех являются различные атмосферные явления электрического характера: грозовые разряды, ионизационные процессы, северные сияния и т. п. Исследования, произведенные при помощи катодного осциллографа, показывают, что атмосферные возмущения бывают самых разнообразных форм, будучи как аperiodическими, так и резко затухающими. Наиболее часто встречающиеся формы показаны на рис. 218. Разложение таких форм в ряд Фурье дает спектр частот от самых малых до самых больших, вследствие чего и получается легкая возбудимость радиосети при любой ее настройке.

В приемной радиосети атмосферные разряды создают электрические колебания той самой длины волны, на которую настроена радиосеть. В телефоне приемного устройства эти ко-

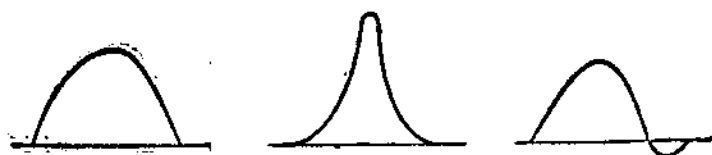


Рис. 218

лебания дают начало мешающим звукам, которые по своему характеру могут быть разбиты на три категории:

- 1) громыхающие звуки, длящиеся продолжительное время и производящие наибольшую помеху;
- 2) треск, проявляющийся в виде отдельных группировок; наблюдается при близких или отдаленных грозах;
- 3) свистящие звуки; встречаются реже всего и в связи с метеорологическими явлениями: снег, град и пр.

Количественно степень мешающего действия искровых разрядов определяется отношением

$$\frac{S}{A},$$

где S — интегральный эффект принимаемого сигнала,

A — интегральный эффект помехи.

Теория дает, что это отношение тем больше, т. е. влияние атмосферных помех тем меньше, чем меньше декремент собственных колебаний приемного контура и чем меньше длина принимаемой волны. Из последнего вытекает известное

преимущество применения для радиосвязи коротких волн: при работе на длинах волн короче 50 м атмосферные помехи становятся почти неустранимыми.

На силу атмосферных помех оказывают влияние различные условия, а именно: 1) время суток, 2) время года, 3) местность приема. Многочисленные наблюдения, произведенные над изменением интенсивности атмосферных помех в течение суток, позволяют характеризовать эти изменения кривыми летнего

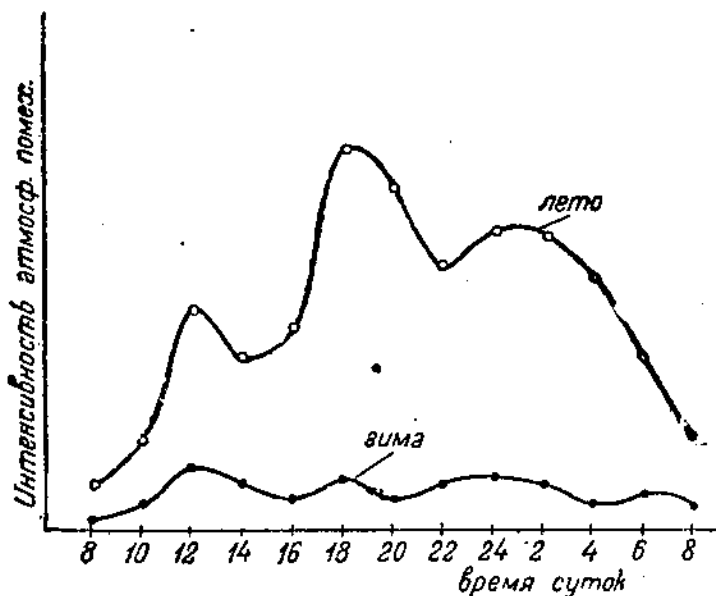


Рис. 219.

и зимнего периодов, изображенными на рис. 219. Из этих кривых видно, что наиболее резкими эти изменения бывают летом, достигая наибольших значений к моменту захода солнца, пред рассветом и около полудня.

Годовой ход изменений интенсивности атмосферных помех изображен кривыми на рис. 220. Из них видно, что атмосферные помехи достигают наибольшей интенсивности в летние месяцы и ослабевают зимой.

Что же касается влияния местности, то здесь установлены следующие зависимости:

- а) атмосферные помехи тем интенсивнее, чем меньше географическая широта местности;
- б) внутри континента атмосферные помехи сильнее, нежели вблизи берегов моря;
- в) в одной и той же точке на земной поверхности атмосферные помехи растут с высотой; под землей (подземные радиосети) атмосферные разряды ощутимы слабо;
- д) на земной поверхности имеются очаги зарождения атмосферных разрядов, откуда они и распространяются по всем

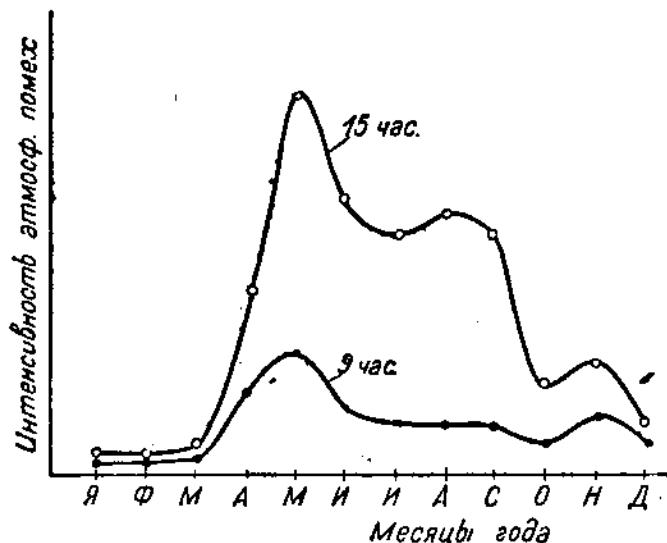


Рис. 220.

направлениям (европейская часть СССР, Закавказье, Памир, центральная Африка, Мексика).

Радикальных мер для устранения атмосферных помех к настоящему времени еще не существует. Все известные способы лишь в большей или меньшей степени ослабляют эти помехи. Сюда относятся повышение мощности отправительной радиостанции, повышение избирательности приемных контуров, компенсационные схемы, направленный прием.

При наличии очень сильных атмосферных помех в приемных схемах применяются так называемые ограничители. В качестве ограничителя может служить электронная лампа, работающая в схеме приема на насыщении. В таких условиях

самые сильные помехи дадут в анодной цепи этой лампы ток не больше, чем ток от принимаемых сигналов.

§ 154. Помехи от электроустройства. Эта категория помех ощущается лишь при расположении приемника в населенном центре, в котором имеются различного рода электрические установки и устройства, как-то: электрический трамвай, воздушная силовая или осветительная сеть, питаемая генераторами постоянного или переменного тока, электромедицинские установки, световая электрическая реклама, электрические звонки, электронагревательные приборы, быстродействующие телеграфные аппараты и т. п.

Причину трамвайных помех являются электрические колебания высокой частоты, возникающие в трамвайной сети

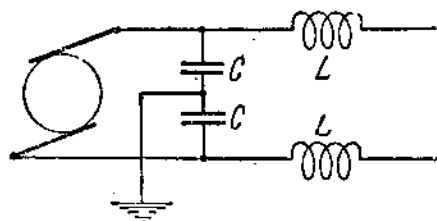


Рис. 221.

при всяком внезапном изменении в ней силы тока, например, при включении и выключении моторов. Особенно ощутительными эти помехи становятся при частых, беспорядочных перерывах тока при потерях дугой контакта с токоне-сущим проводом, особенно если эта потеря контакта полная, без образования

вольтовой дуги. Излучаемые трамвайной сетью электромагнитные колебания, достигая приемной радиосети, создают в ней мешающие нормальному приему помехи в виде тресков и завываний. Эти помехи усугубляются также еще и земляными трамвайными токами.

На близких расстояниях от трамвайной сети (порядка 10 метров) избавлением (неполным) от трамвайных помех является устройство приемной сети с противовесом. Горизонтальная часть такой радиосети должна быть расположена перпендикулярно к направлению трамвайного провода. Неощутимыми эти помехи становятся лишь на расстояниях больших 10 м.

Помехи от электрических машин, питающих силовую или осветительную сеть, также определяются возникновением высокочастотных затухающих колебаний, обязанных искрению на коллекторе. Особенно резко эти помехи сказываются при машинах постоянного тока. Наконец, и во всех других электроустановках (электромедицинские приборы, световая реклама и т. п.) причиной помех остается все то же искрообразование

между контактами прерывателей и т. п., вызывающее появление в присоединенных к ним сетях затухающих высокочастотных колебаний.

Общие меры для устранения помех во всех этих случаях заключаются в блокировке присоединенной сети при помощи конденсаторов и катушек самоиндукции. Так, для защиты от помех, создаваемых машиной постоянного тока, может быть применена схема, изображенная на рис. 221. Здесь

$$C = 1 \div 4 \mu F,$$

$$L = 1 m H.$$

В ответственных случаях применяется экранирование всей электроустановки.

§ 155. Быстродействующая передача и прием. Задача увеличения пропускной способности линий телеграфной радиосвязи, в соответствии с все возрастающим объемом их эксплуатации, разрешается применением быстродействующих автоматических аппаратов передачи и приема. В то время как обыкновенная передача от руки при приеме на слух ограничивает скорость передачи числом 200 букв в минуту, или иначе 40 слов в минуту (принимая одно слово в среднем состоящим из 5 букв), при передаче автоматической эта скорость может быть повышена до весьма высоких значений, порядка 250 слов в минуту (1250 букв).

В общем случае передающая автоматическая станция осуществляет посылку сигналов по коду Морзе при помощи специальных автоматических аппаратов, управляемых предварительно приготовленной (перфорированной) бумажной лентой. Такая лента, проходя через специальный прибор — трансмиттер, управляет контактами ключа, помещенного в цепь реле, в свою очередь дающего посылки тока в цепь антенны. К числу передающих аппаратов этого типа относятся аппараты Уитстона (Wheatstone), Крида (Creed) и др. Управляющее реле может быть включено либо в цепь генераторного контура (мощное реле Крида, разработанное на мощности до 300 kW), либо в цепь сетки генераторной лампы. В последнем случае реле прерывает цепь с небольшой электрической мощностью и может иметь поэтому сравнительно простую конструкцию. Управляющее реле может быть также включено и в цепь питания генераторной лампы.

Другой тип автоматического передающего устройства может быть иллюстрирован аппаратом Телетайп (Teletype),

который осуществляет передачу сигналов в виде комбинаций из точек. Комбинирование посылаемых точек производится при помощи клавиатуры пишущей машинки особой конструкции. На приемной радиостанции комбинации точек, при помощи особого устройства, разворачиваются в буквы, которые и печатаются на бумажной ленте. К этому же типу аппаратов, передающих сигналы по точечной системе, относятся аппараты Сименса (Siemens), Бодо (Baudot) и др.

При быстродействующей передаче запись принимаемых сигналов на приемной радиостанции также осуществляется автоматически при помощи специальных записывающих приборов — ресиверов. По характеру воспроизводимой записи эти приборы могут быть разбиты на три группы: 1) кон-

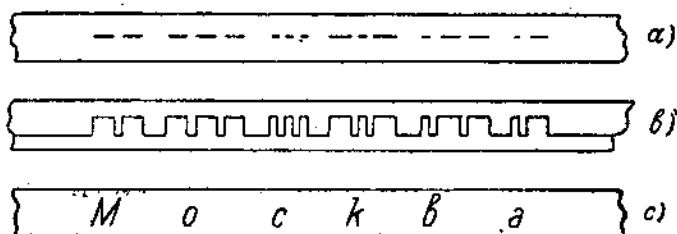


Рис. 222.

тактные телеграфные аппараты (Морзе, Уитстона и др.), дающие запись на ленте лишь при приеме сигнала в виде тире и точек азбуки Морзе (рис. 222-а); 2) ондуляторы, дающие непрерывную запись всей кривой выпрямленного тока, изменяемую при подаче сигналов Морзе поперечными смещениями записывающего пера (сифонрекордер) (рис. 222-б), и 3) буквопечатающие аппараты (Крида, Шорина и др.), воспроизводящие на ленте буквенную запись принимаемых сигналов (рис. 222-с).

Основным условием при быстродействующей передаче — приеме, определяющим собою неискаженную передачу точек и тире азбуки Морзе, является сохранение формы сигнала. Первоначальная форма сигнала имеет прямоугольный вид; так, например, при передаче буквы а, представляющей сочетание одной точки и одного тире, эта форма имеет вид, изображенный на рис. 223. При манипуляции ключом, однако, в контурах высокой частоты как передатчика, так и приемника, эта форма будет изменяться. Причиной изменений является то

обстоятельство, что в колебательном контуре колебательный режим устанавливается не мгновенно: при замыкании ключа амплитуды колебаний нарастают до своего максимального значения в течение некоторого переходного периода; точно так же в течение переходного периода происходит и убывание амплитуд до нуля при размыкании ключа. При быстро следующих друг за другом замыканиях и размыканиях ключа, когда промежуток времени между ними получается меньше переходного периода, колебания не будут успевать ни нарастать до максимума ни убывать до нуля. Вследствие этого не только получается неполное использование энергии передатчика, но

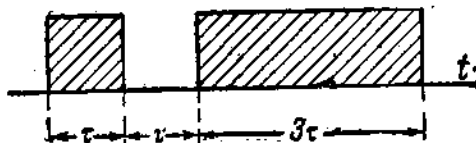


Рис. 223.

и на приемной станции мы получим сливание отдельных сигналов, неотчетливый прием.

Следовательно, вопрос о величине предельной скорости передачи связан с вопросом о величине переходного периода.

При прямоугольной форме сигналов (рис. 223) ток в колебательном контуре будет, как известно, нарастать по закону

$$i = I(1 - e^{-\alpha t}) \sin \omega t$$

и убывать по закону

$$i = I e^{-\alpha t} \sin \omega t,$$

где ω — угловая частота колебаний, равная $2\pi f$,

α — коэффициент затухания.

Таким образом, величина переходного периода определяется исключительно величиной

$$e^{-\alpha t} \dots \dots \dots (76)$$

Если заменить величину коэффициента

$$\alpha = \frac{r}{2L}$$

при помощи известных соотношений величиной

$$\alpha = \vartheta f,$$

где θ — декремент контура, то выражение (82) можно представить в виде

$$e^{-\theta f t}.$$

Или, наконец, обозначая период длительности передаваемой точки (см. рис. 246) через τ (в секундах) — в виде

$$e^{-\theta f \tau}.$$

При помощи графических построений Турнер (Turner) нашел, что для отчетливого приема необходимо в отношении этой величины соблюдать условие:

$$\theta f \tau \geq 2,$$

где значение 2 является нижним пограничным условием приема.

Из этого выражения видно, что переходный период тем меньше, а, следовательно, скорость передачи тем больше, 1) чем больше декремент θ и 2) чем больше частота колебаний f (или иначе, чем меньше длина рабочей волны λ). Отсюда вытекает преимущество применения для быстродействующей связи коротких волн.

Если взять нижнее пограничное условие $\theta f \tau = 2$, то сказанное можно иллюстрировать данными ниже следующей таблицы, указывающими зависимость предельной скорости приема N слов в минуту от декремента θ и рабочей длины волны λ в метрах.

Таблица 31.

$\theta \backslash \lambda$	20 000	5 000	1 000	100
0,01	94	380	1 880	20 830
0,001	9,4	38	188	2 083

Здесь попрежнему за стандартное слово взято слово из пяти букв, а именно слово *paris*.

Величина периода точки τ (считая, что тире соответствует 3 τ , паузе между знаками в одной букве — τ и паузе между

словами — 3τ) связана со скоростью передачи (числом слов в минуту — N) выражением

$$\tau = \frac{1,25}{N}.$$

К числу важных условий быстродействующего приема относится также требование надежности приема, высокой степени свободы от мешающего влияния атмосферных разрядов. Для этой цели необходимо обеспечить в точке приема достаточно большое значение величины (см. § 153)

$$\frac{S}{A}.$$

С одной стороны, повышение величины $\frac{S}{A}$ достигается применением на передатчике достаточно большой мощности, обеспечивающей в точке приема значительную величину составляющей электрического поля E_0 . Эта величина, например, в практике СССР (Центральный район) для работы со скоростью 100 слов должна быть порядка $300 \text{ } \mu\text{V/m}$ (для летнего времени).

С другой стороны, повышение величины $\frac{S}{A}$ достигается повышением избирательности приема. Выполнение этого последнего, однако, находится в противоречии условию повышения скорости передачи (указанная выше зависимость скорости от декремента), вследствие чего вопрос о величине избирательности приемника разрешается компромиссно.

Обычно избирательность приемника выбирают в соответствии с требуемой шириной полосы пропускаемых частот. Дело в том, что при работе ключом антенна передатчика излучает не одну рабочую частоту f , а целый спектр частот

$$f \pm \frac{n}{2\tau},$$

где n — любое целое нечетное число,

τ — период точки.

Для хорошего приема достаточно пропускать боковые частоты до значений $n=3$. Отсюда ширина полосы пропускаемых частот получается равной

$$\Omega = \frac{3}{\tau} = 2,4 N.$$

Самое приемное устройство, в общем случае, должно состоять из следующих элементов:

- 1) усилителя принимаемой высокой частоты,
- 2) гетеродина для получения биений на низкой частоте,
- 3) усилителя низкой частоты,
- 4) выпрямителя,
- 5) пишущего аппарата.

В связи с требованиями высокой чувствительности и высокой избирательности, предъявляемыми к современному пишущему устройству, прибегают к очень высоким усилениям. Для этого усиление высокой частоты осуществляется при помощи нескольких (3-4) каскадов с настроенными контурами. При работе на коротких волнах иногда применяются схемы с двукратным гетеродинированием с усилением на промежу-

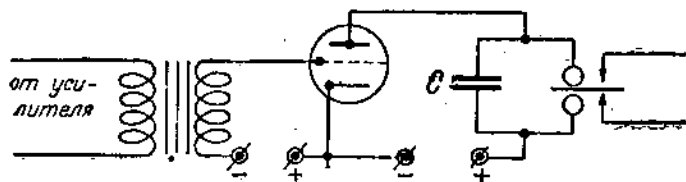


Рис. 224.

точных частотах. Для уменьшения числа ламп в высокочастотной части приемника применяются экранированные лампы.

Для выпрямления токов звуковой частоты, т. е. для превращения принимаемых сигналов в пульсирующий ток, применяются различные выпрямительные (детекторные) схемы. Наиболее часто применяется схема анодного детектирования на нижнем изгибе. Простейшая схема такого рода изображена на рис. 224. В анодную цепь выпрямителя включаются контакты рабочего реле. Для гашения искр, возникающих при работе реле, контакты обычно шунтируются большой, порядка 1-2 μF , емкостью C .

При обычной трехэлектродной лампе приемного типа, такое простое устройство развивает в анодной цепи токи порядка 1-2 мА, что обеспечивает возможность работы чувствительных реле. При применении менее чувствительных реле, требующих для своего питания более значительные по силе токи, порядка 2,5 мА и выше, в выпрямительном устройстве приходится применять более мощные лампы, прибегать к более сложным схемам.

В качестве пишущего аппарата может быть применен любой из перечисленных выше типов: контактный, буквопечатающий или ондулятор.

В СССР применение получил буквопечатающий, универсальный аппарат системы А. Ф. Шорина с клавиатурой обы-



Рис. 225.

кновенной пишущей машинки. Фотография аппарата приведена на рис. 225.

По сравнению с контактными аппаратами, дающими на ленте запись в виде точек и тире, аппараты буквопечатающие характеризуются большой эксплуатационной простотой.

Исключительно широкое применение, однако, получили ондуляторные аппараты. Прежде всего ондуляторные аппараты характеризуются тем особенным преимуществом, что характер производимой ими записи на ленте изменяется под влиянием

атмосферных помех в меньшей мере, по сравнению с записями других типов пишущих приемных аппаратов. Искажения записи получаются значительно меньшими, и в то время как, например, запись в виде точек и тире в некоторых условиях атмосферных помех становится совершенно неразборчивой, запись ондулятора легко читается при небольшом навыке. Скорости приема, достигаемые при ондуляторах, очень велики, порядка 350 слов в минуту.

Резюмируя все изложенное выше, мы можем теперь сказать, что быстроедействующий пишущий прием характеризуется по сравнению с приемом на слух целым рядом преимуществ, открывающих перед ним широкие перспективы применения как в гражданской, так и в военной радиосвязи. Основными в числе этих преимуществ являются следующие:

- 1) увеличение пропускной способности радиостанций,
- 2) продуктивное использование для связи времени суток, свободного от сильных атмосферных помех,
- 3) упрощение обслуживания приемника,
- 4) документальность приема.

Ленинградским заводом им. Кавицкого разработаны и производятся приемники для пишущего приема. Применяемые для сверхдальних связей (Москва—Нью-Йорк, Москва—Хабаровск, Москва—Ташкент) эти приемники обеспечивают среднюю годовую пропускную способность порядка нескольких десятков миллионов слов. При приеме на слух такая пропускная способность могла быть достигнута лишь при обслуживании приема и передачи исключительно высокотренированным персоналом, при непрерывной работе в течение круглых суток и при абсолютном отсутствии каких бы то ни было помех. Одно только последнее обстоятельство совершенно исключает возможность практического решения задачи.

§ 156. Контрольные вопросы и примеры.

- 1) Какое значение имеет постоянный магнитный поток в работе телефона?
- 2) Какую роль играет детектирование в общем процессе радиоприема?
- 3) Какими достоинствами и какими недостатками характеризуются контактные детекторы?
- 4) В чем заключается различие между простыми и сложными схемами приема?
- 5) Какими средствами может быть достигнута высокая избирательность приемника?
- 6) Сравнить методы анодного и сеточного детектирования по силе приема.

7) В чем заключается разница между ламповым регенератором и автодином?

8) Приемная рамка соленоидного типа намотана из провода диаметром 0,5 мм на квадратном каркасе. Сторона квадрата равна 0,8 м. Число витков рамки равно 15. Вычислить собственную длину волны рамки.

9) Перечислить меры борьбы с атмосферными помехами.

§ 157. Литература.

1) C. J. De Groot. „On the nature and elimination of strays“. PIRE 1917, апрель, стр. 75—132.

2) P. Collet. „Sur les propriétés détectrices de la galène“. Ann. de Phys., 1921, май—июнь, стр. 265—361.

3) М. В. Шулейкин. „Исследование работы приемной рамки с точки зрения теории связанных систем“. Т. и Т. 6. п. 1921, октябрь, стр. 34—46.

4) R. L. Wegel. „Theory of magneto-mechanical systems as applied to telephone receivers and similar structures“. JAIEE, 1921, октябрь, стр. 791—802.

5) A. A. Campbell Swinton. „The reception of wireless waves on a shielded frame aerial“. Phil. Mag., 1921, октябрь, стр. 502—506.

6) E. B. Moullin, L. B. Turner. „The thermionic triode as rectifier“. JIEE, 1922, июнь, стр. 706—724.

7) G. Malignon, J. Brun. „Les parasites, leur origine—leur élimination“. Radioélectricité, 1922, июль, стр. 278—283; август, стр. 341—347; сентябрь, стр. 365—368; октябрь, стр. 416—423; 1923, январь, стр. 36—40; февраль, стр. 76—80.

8) О. Лосев. „Генерирующие точки кристаллов“. 1922, август, стр. 564—569.

9) H. de Bellescize. „Perturbations atmosphériques et communications par T. S. F.“ Radioélectricité, 1923, январь, стр. 32—36; февраль, стр. 70—76; март, стр. 113—120, апрель, стр. 151—156; июнь 15, стр. 1—4, июль 15, стр. 17—21.

10) А. А. Петровский. „Анализ работы радиоприемника“. Т. и Т. 6. п. 1923, март, стр. 23—32; май, стр. 150—157; сентябрь, стр. 330—341; 1926, сентябрь, стр. 324—339.

11) J. F. J. Bethenod. „Distortionfree telephone receivers“, PIRE, 1923, апрель, стр. 163—167.

12) Л. Б. Сленян. „О сопротивлении рамочных антенн“. Т. и Т. 6. п., 1923, май, стр. 104—116.

13) Г. А. Остроумов. „Опыт теории телефона“. Т. и Т. 6. п., 1923, июль, стр. 269—283; сентябрь, стр. 389—390.

14) R. H. Marriott. „Interference“. PIRE, 1923, август, стр. 375—389.

15) E. B. Moullin. „Atmospherics and their effect on wireless receivers“. JIEE, 1924, апрель, стр. 353—372.

16) Г. А. Остроумов. „К вопросу о генерирующем кристалле“. Т. и Т. 6. п., 1924, май, стр. 204—205.

17) N. W. McLachlan. „Receiving aeriels of low resistance“. EWWE, 1924, август, стр. 623—628.

18) F. M. Colebrook. „The rectifying detector“. EWWE, 1925, март, стр. 330—340; апрель, стр. 394—403; май, стр. 459—468.

19) A. C. James. „The rectification of alternating currents by crystals“. Phil. Mag., 1925, апрель, стр. 681—695.

- 20) F. M. Colebrook. The rectification of small radio frequency potential differences". I.WWE, 1925, июль, стр. 628—641; ноябрь, стр. 865—877; декабрь, стр. 946—957.
- 21) H. J. Round. „Selectivity“. WWRR, 1925, август 12, стр. 197—200.
- 22) А. Б. Слепня. „К расчету приемных рамок“. Т. и Т. б. п., 1925, октябрь, стр. 421—433.
- 23) И. Фрейман. „Расчет приемной рамки“. Т. и Т. б. п., 1925, стр. 648—653.
- 24) H. de Bellescize. „New method pertaining to the reduction of interference in the reception of wireless telegraphy and telephony“. PIRE, 1926, апрель, стр. 249—262.
- 25) R. Bureau. „Les atmosphériques“. L'On. El., 1926, июль, стр. 301—346.
- 26) H. Pélabon. „Sur la détection par les contacts métalliques“. L'On. El., 1926, сентябрь, стр. 464—475.
- 27) L. P. Smith. „Theory of detection in a high vacuum thermionic tube“. PIRE, 1926, октябрь, стр. 649—662.
- 28) Bertrand, Cayrel, Masselin. „Comparaison de la détection par lampe et par galène“. L'On. El., 1926, ноябрь, стр. 593—601.
- 29) А. И. Берг. „Теоретическое и опытное исследование сеточного детектирования“. Т. и Т. б. п., 1926, ноябрь, стр. 400—420.
- 30) E. L. Chaffee, G. H. Browning. „A theoretical and experimental investigations of detection for small signals“. PIRE, 1927, февраль, стр. 113—153.
- 31) M. von Ardenne. „Über Anodengleichrichtung“. Jdd T. и Т. 1927, март, стр. 82—88.
- 32) У. В. Ф. J. Groeneveld, B. v. d. Pol, K. Posthumus. „Gittergleichrichtung“. Jdd T. и Т. 1927, май, стр. 139—147.
- 33) H. de Bellescize. „La résonance et les atmosphériques“. L'On. El., 1927, август, стр. 333—356; сентябрь, стр. 427—441.
- 34) F. M. Colebrook. „Theory of receiving aerials“. EWWE, 1927, ноябрь, стр. 657—666.
- 35) E. H. Armstrong. „Methods of reducing the effect of atmospheric disturbances“. PIRE, 1928, январь, стр. 15—29.
- 36) S. Ballantine. „Detection by grid rectification with the highvacuum triode“. PIRE, 1928, май, стр. 593—603.
- 37) J. R. Nelson. „Detection with the four-electrode tube“. PIRE, 1928, июнь, стр. 822—839.
- 38) J. R. Carson. „The reduction of atmospheric disturbances“. PIRE, 1928, июль, стр. 966—975.
- 39) P. David. „La détection par lampe“. L'On. El., 1928, август, стр. 313—359.
- 40) И. И. Меншиков, А. И. Попов. „О методах испытания и некоторых свойствах кристаллов галена“. ВТЭЭ, 1928, август, стр. 293—299.
- 41) F. E. Terman. „Some principles of grid-leak grid-condenser detection“. PIRE, 1928, октябрь, стр. 1384—1397.
- 42) Г. А. Остроумов. „Об одном способе ослабления атмосферных помех в радиотелеграфии“. Т. и Т. б. п., 1928, октябрь, стр. 530—535.
- 43) А. Б. Слепня. „Электронная лампа как детектор“. 1929, Москва.
- 44) F. E. Terman, T. M. Googin. „Detection characteristics of three-element vacuum tubes“. PIRE, 1929, январь, стр. 149—160.
- 45) J. R. Nelson. „Notes on grid-circuit detection“. PIRE, 1929, март, стр. 551—561.

- 46) Л. Б. Слепая. „Детекторные свойства ламп различных типов“. Т. и Т. б. п., 1929, апрель, стр. 125—146.
- 47) Н. Н. Андреев, Н. Н. Рябинин. „Расчету акустической части телефона“. Т. и Т. б. п., 1929, декабрь, стр. 551—571.
- 48) А. А. Харкевич. „О детектировании биений“. В. Э., 1930, январь, стр. 20—24.
- 49) E. L. Chaffee. „Regeneration in coupled circuits“. PIRE, 1924, июнь, стр. 299—360; август, стр. 515.
- 50) N. C. Little. „The limit of regeneration“. PIRE, 1924, август, стр. 479—484.
- 51) E. H. Lange. „Regeneration in tuned three-element vacuum-tube circuits“. Phil. Mag., 1925, октябрь, стр. 750—760.
- 52) V. D. Landon, K. W. Jarvis. „An analysis of regenerative amplification“. PIRE, 1925, декабрь, стр. 709—753.
- 53) B. van der Pol. „The effect of regeneration on the received signal strength“. PIRE, 1928, август, стр. 1045—1052.
- 54) I. Watanabe. „Über den rückgekoppelten Verstärker“. Jdd T. и Т., 1928, сентябрь, стр. 77—83.
- 55) A. G. T. Cusina. „Highspeed wireless telegraphy“. JIEE, 1922, февраль, стр. 245—262.
- 56) А. Ф. Шорин. „Работа по радио быстродействующими и буквопечатающими аппаратами“. Т. и Т. б. п., 1922, № 13, стр. 318—323.
- 57) J. Weinberger. „The recording of high speed signals in radio telegraphy“. PIRE, 1922, июнь, стр. 176—207.
- 58) A. G. T. Cusina. „Draktlose Schnelltelegraphie“. Jdd T. и Т., 1922, август, стр. 93—112; сентябрь, стр. 193—213.
- 59) P. Lertes. „Der Greedsche Schnelltelegraph“. Jdd T. и Т., 1923, июль, стр. 28—34; август, стр. 80—86.
- 60) L. B. Turner. „The relation between damping and speed in wireless reception“. JIEE, 1924, февраль, стр. 192—207.
- 61) П. Н. Куксенко. „О новой системе пишущего радиоприема“. Т. и Т. б. п., 1925, февраль, стр. 2—28.
- 62) N. W. Mc Lachlan. „Principles of automatic reception“. WWRR, 1925, июль 29, стр. 141—145; август 19, стр. 233—236.
- 63) П. Н. Куксенко. „Об автоматическом приеме с большими скоростями“. Т. и Т. б. п., 1925, октябрь, стр. 479—498; декабрь, стр. 586—610.
- 64) А. А. Минц, Н. И. Оганов. „Передача быстродействующими и буквопечатающими аппаратами по радио“. Т. и Т. б. п., 1926, декабрь, стр. 522—527.
- 65) А. В. Рождественский. „Новые автоматические телеграфные передатчики“. Т. и Т. б. п., 1927, февраль, стр. 48—60.
- 66) П. Н. Куксенко. „Быстродействующие буквопечатающие аппараты Крйда и их использование в радиотелеграфе“. Москва, 1928.
- 67) H. de Bellescize. „Les Atmosphériques et leur influence sur les Signaux de T. S. F.“ Paris, 1925.
- 68) В. И. Баженов. „Основы теории радиоприема“. Москва, 1930.
- 69) Л. В. Кубаркин. „Одноламповый регенератор“. Издательство МОСПС. 1930.
- 70) В. С. Габель. „К теории биений“. В. Э., 1931, июль, стр. 207—212.
- 71) О. В. Лосев. „Свечение II, электропроводимость карборунда и униполярная проводимость детекторов“. В. Э., 1931, август, стр. 247—255.

72) Г. С. Альтман. „Контактные выпрямители“. В. Э., 1931, ноябрь — декабрь, 417—422.

73) G. S. C. Lucas. „The graphical solution of detector problems“. EWWE, 1932, апрель, стр. 202—207, май, стр. 253—258.

74) E. B. Moullin. „The detection by a straight line rectifier of modulated and heterodyne signals“. EWWE, 1932, июль, стр. 378—383.

75) Н. Н. Крылов. „Теория и расчет радиоприемных устройств“. Ленинград, 1932.

76) Е. С. Ангелиович. „К проблеме управления обратной связью в современных приемниках“. ИЭПСТ, 1933, № 1, стр. 36—41.

ГЛАВА XIII.

ЛАМПОВЫЕ ПРИЕМНИКИ.

§ 158. Классификация ламповых усилителей. Выше, в главе XII, было указано, что действие детектора пропорционально квадрату напряжения высокой частоты принимаемых сигналов. Там же указывалось, что детектирование вообще возможно лишь в том случае, когда это напряжение не меньше некоторого критического значения. По исследованиям Вандер-Бийля (Van der Bijl), наименьшее (критическое) действующее значение напряжения, способного при детектировании дать еще слышимый прием в чувствительном телефоне, равно приблизительно 0,02 вольта. Если приходящие сигналы обуславливают величину напряжения ниже этого значения — детектирование невозможно, невозможен прием. В недавней прошлой практике радиосвязи это обстоятельство ограничивало дальность действия радиостанций.

Выход из этого положения дали электронные лампы, при помощи которых возможно произвести усиление колебаний высокой частоты, прежде чем они будут подведены к детектору. Схемы такого усиления называются схемами усиления высокой частоты.

Возможен и другой случай. Получающиеся после детектирования колебания низкой частоты не являются достаточными для получения надлежаще громких колебаний телефонной мембраны или для раскачивания мембраны громкоговорителя. Здесь появляется необходимость усиления, также осуществяемого при помощи электронных ламп, колебаний низкой частоты. Схемы такого рода называются схемами усиления низкой частоты.

В сущности в этом и заключается различие между двумя основными классами ламповых усилителей высокой и низкой частоты: первые необходимы при приеме дальних станций или вообще при слабом приеме, вторые — при желании иметь значительную выходную мощность.

Независимо от частоты, подлежащей приему, все ламповые усилители по принципу передачи переменной слагающей напряжения анодной цепи первой лампы в цепь сетки лампы последующей могут быть разделены на четыре основные группы: 1) реостатные, 2) реактивные, 3) трансформаторные и 4) резонансные усилители. Особую группу образуют регенеративные приемники, рассмотренные нами в главе XII.

При усилении колебаний низкой или высокой частоты, в соответствии с дальнейшим назначением этих колебаний, т. е. в соответствии с последующим применением этих колебаний, могут представиться различные случаи. Возможен например такой случай, когда при последующем использовании электрических колебаний необходимо, чтобы их напряжение было по возможности велико. Очевидно, в этом случае усилитель должен быть осуществлен таким образом, чтобы в нем происходило увеличение амплитуд напряжений. Такие усилители называются усилителями напряжений.

Может представиться другой случай, когда последующее использование электрических колебаний заключается например в приведении действия какого-нибудь механизма, требующего известной электрической мощности. Очевидно, в этом случае задачей усиления будет являться увеличение колебательной мощности. Такие усилители называются усилителями мощности.

Наконец, может представиться случай, когда от усилителя требуется усиление тока, преимущественно постоянного. Такие схемы усиления тока, однако, в практике приемной радиотехники почти не встречаются. Область их применения — схемы управления и регулирования.

Итак, кроме вышеуказанных подразделений, мы имеем еще одно: усилители напряжений и усилители мощности. Усиление напряжений может встретиться как в схемах высокой (при радиоприеме), так и в схемах низкой (в приемных схемах, при усилении колебаний в микрофонных цепях) частоты. Усиление мощности в приемных схемах встречается лишь при усилении низкой, звуковой частоты, либо, например, в последнем каскаде усилителя для питания громкоговорителя (оконечное усиление), либо при питании трансляционных линий.

Применяющиеся в современной приемной радиотехнике группы и типы усилителей, в соответствии с перечисленными выше классификациями, приведены для наглядности в виде помещаемой ниже таблицы (таблица 32).

Таблица 32.

Классификация усилителей.

Группы усилителей по видам связи каскадов	Применения в диапазоне частот	
	Н и з к и х	В ы с о к и х
Реостатные	Усиление напряжений	—
Дроссельные	Усиление напряжений	—
Трансформаторные . . .	Усиление напряжений, усиление мощности	Усиление напряжений (в супергетеродинах)
Резонансные	—	Усиление напряжений

§ 159. Принцип усиления. Использование трех (или более)-электродной лампы для усиления электрических колебаний основано на известном нам влиянии сеточного напряжения на силу анодного тока.

Если, например, в цепи сетки трехэлектродной лампы действует некоторая переменная электродвижущая сила

$$E_g = E_{gm} \sin \omega t,$$

то она вызовет в анодной цепи такие изменения тока, как если бы в этой последней была приложена электродвижущая сила

$$E_a = \mu E_g = \mu E_{gm} \sin \omega t,$$

где μ — статический коэффициент усиления лампы, всегда, как известно, больший единицы. Изменения анодного тока при этом будут происходить с той же частотой, что и изменения действующего в цепи сетки напряжения, совпадая и по фазе, если в анодной цепи имеется только чистое активное сопротивление. В том случае, если рабочая характеристика лампы представляет собою прямую линию, форма кривой анодного тока будет точным повторением и формы кривой сеточного напряжения.

Сказанное нетрудно проверить простым геометрическим построением. Пусть, например, рабочая характеристика $i_a = f(U_g)$ лампы представлена прямой MN (рис. 226). Как видно из рисунка, при холостом режиме, т. е. когда в цепи сетки переменное напряжение не действует, — соответственно начальному потенциалу сетки, равному в данном случае нулю, величина постоянной составляющей анодного тока будет равна AO' . При

действии на сетку переменного напряжения E_g , изменяющегося в пределах AB , анодный ток будет изменяться в пределах $A'B'$. Таким образом, на постоянную составляющую тока в анодной цепи будет накладываться переменный ток, форма, фаза и частота которого будут в точности совпадать с формой, фазой и частотой вызывающего его переменного напряжения в цепи сетки.

Рассмотренный пример должен быть отнесен к числу идеальных. В действительности рабочая характеристика лампы имеет вид, отличающийся от прямолинейного, и поэтому форма переменной составляющей анодного тока будет в

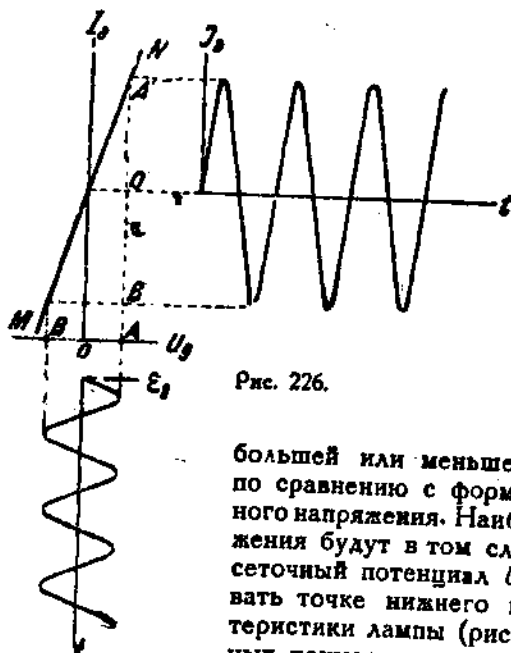


Рис. 226.

большей или меньшей степени искажаться по сравнению с формой переменного сеточного напряжения. Наиболее резкими эти искажения будут в том случае, когда начальный сеточный потенциал U_{g0} будет соответствовать точке нижнего изгиба рабочей характеристики лампы (рис. 227). Из рассмотренных примеров вытекает следующее основное правило, которым надлежит руководство-

ваться при использовании электронной лампы в качестве усилителя: начальное значение потенциала сетки должно соответствовать средней точке прямолинейного участка рабочей характеристики лампы.

Не менее важным является и соблюдение другого правила, обуславливающего неискаженное усиление — отсутствие сеточного тока в продолжение всего рабочего режима. В осуществление этого условия надлежит начальное значение сеточного потенциала U_{g0} выбирать таким, чтобы и при наибольших возможных значениях E_{gm} переменного сеточного напряжения сетка все же не приобретала положительного потенциала, т. е. чтобы всегда сохранялось соотношение:

$$E_{gm} \leq U_{g0}.$$

Падение напряжения на сопротивлении Z , обусловленное проходящим по нему током I_a , равное

$$E_a = I_a \cdot Z,$$

и будет усиленное по сравнению с приложенным напряжением E_g .

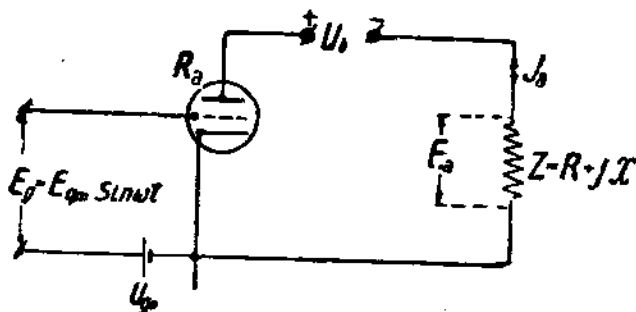


Рис. 228.

Отношение

$$\frac{E_a}{E_g} = \mu_d$$

мы будем называть действующим значением коэффициента усиления лампового усилительного звена.

Очевидно, что

$$\mu_d = \mu \frac{Z}{R_a + Z} \dots \dots \dots (77)$$

§ 161. Усиление при $X=0$. В том случае, когда сопротивление в анодной цепи лампового усилителя составлено только из активного сопротивления, т. е. когда в выражении $Z = R + jX$ мы имеем $X=0$, действующее значение коэффициента усиления будет

$$\mu_d = \mu \frac{R}{R_a + R} \dots \dots \dots (78)$$

Из этого выражения видно, что действующий коэффициент усиления всегда меньше статического коэффициента усиления

лампы μ_d и при этом тем меньше, чем меньше внешнее сопротивление анодной цепи по сравнению с внутренним сопротивлением R_a лампы.

Важно отметить, что величина коэффициента действующего усиления μ_d будет оставаться при заданном значении сопротивления R в анодной цепи постоянной для всех значений сеточного напряжения лишь в том случае, когда и величина внутреннего сопротивления лампы R_a остается при тех же значениях потенциала сетки постоянной. Иначе говоря, уси-

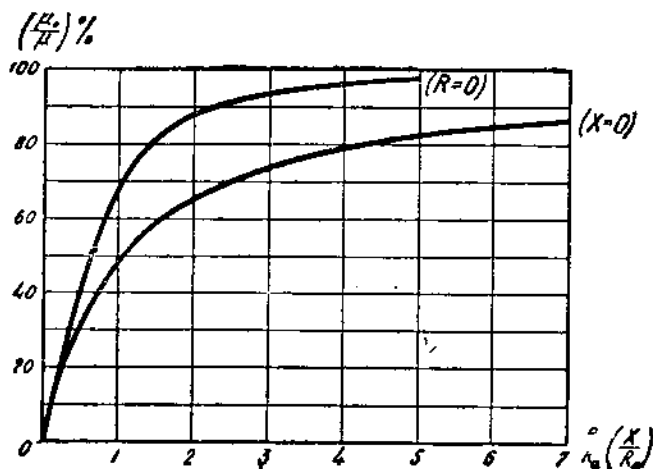


Рис. 229.

ление будет происходить без искажений, если динамическая (см. § 162) характеристика лампы будет иметь в рабочем участке постоянную крутизну. Это обстоятельство имеет исключительно важное значение при усилении речи или музыки, где для получения неискаженного приема необходимо, чтобы усиление амплитуд различных частот происходило в строгой пропорциональности.

Из уравнения (78) следует, что наибольшего своего значения коэффициент действующего усиления μ_d достигает при $R = \infty$. В этом случае

$$\mu_d = \mu.$$

Практически коэффициент усиления μ_d всегда меньше статического коэффициента, приближаясь к нему с увеличением

сопротивления R анодной цепи. Наглядное представление об изменении величины действующего коэффициента усиления μ_d с изменением величины сопротивления R , включенного в анодную цепь, дает кривая

$$\frac{\mu_d}{\mu} = f\left(\frac{R}{R_s}\right),$$

изображенная на рис. 229. Здесь также предполагается, что с изменением сопротивления R анодной цепи величина внутреннего сопротивления R_s лампы остается неизменной. На самом же деле с увеличением сопротивления R анодное напряжение лампы уменьшается, что ведет к некоторому увеличению ее внутреннего сопротивления. В силу этого обстоятельства значение действующего коэффициента усиления лампы μ_d растет с увеличением R несколько медленнее, нежели это следует из кривой на рис. 229.

§ 162. Динамические характеристики лампы. Статические характеристики лампы дают представление об изменениях

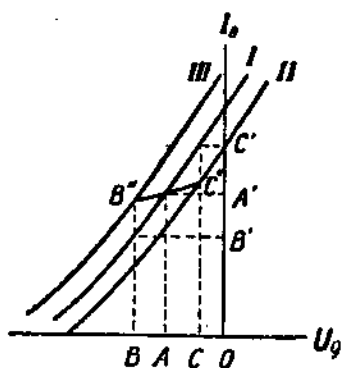


Рис. 230.

анодного тока в зависимости от изменений сеточного потенциала при постоянном значении анодного напряжения. Однако, всякая ламповая схема, усилительная, генераторная или модуляторная, характеризуется наличием в анодной цепи активного или реактивного сопротивления, определяющего при прохождении по нему анодного тока некоторое падение напряжения. Вследствие этого анодное напряжение лампы при всяких изменениях анодного тока также будет меняться. Рабочий режим лампы, следовательно, будет характеризоваться особыми характеристиками, дающими зависимость между сеточным напряжением и анодным током при изменяющемся соответственно каждому отдельному моменту времени анодном напряжении. Эти характеристики носят название динамических.

Пусть кривая I представляет статическую характеристику лампы, отвечающую начальному значению анодного напряжения (рис. 230). При наличии в анодной цепи некоторого сопроти-

вления, падение напряжения на нем будет изменять это значение анодного напряжения. При наибольшем анодном токе падение на этом сопротивлении будет наибольшим, — действующее анодное напряжение будет наименьшим, и соответственная статическая характеристика будет уже II. Следовательно, при изменении сеточного напряжения до значения, соответствующего точке С, значение анодного тока будет CC'' . Аналогично, наименьшее значение анодного тока BB'' будет определяться характеристикой III, отвечающей соответственно повышенному значению анодного напряжения.

Кривая $B''C''$ и будет представлять собою для данного случая рабочий участок динамической характеристики.

Построение динамической характеристики для любого заданного значения внешнего сопротивления анодной цепи лампы R наиболее просто осуществляется при наличии семейства статических характеристик лампы. Получение же этого семейства не вызывает никаких затруднений, если известна хотя бы одна статическая характеристика $I_a = f(U_a)$ лампы при каком-либо значении анодного напряжения U_a и статический коэффициент усиления лампы μ . В самом деле, статические характеристики $I_a = f(U_a)$ лампы для различных значений анодного напряжения U_a можно считать одинаковыми по форме и отстоящими друг от друга в горизонтальном направлении на величину

$$\frac{\text{разность анодных напряжений}}{\mu}.$$

μ

При напряжении источника анодного тока, равного U_b , и при сопротивлении во внешней анодной цепи R , для любого значения анодного тока I_a мы будем иметь для определения анодного напряжения U_a уравнение

$$U_a = U_b - I_a R.$$

Задаваясь либо значениями тока I_a , либо значениями анодного напряжения U_a , легко построить требуемую динамическую характеристику.

Нетрудно заключить из изложенного выше, что с возрастанием внешнего анодного сопротивления R крутизна динамической характеристики становится меньше. Столь же нетрудно получить и выражение для крутизны S_d динамической характеристики. Будем исходить для этого из общего выражения анодного тока

$$I_a = f(U_a, U_g).$$

Полный дифференциал тока при одновременном изменении U_a и U_g будет

$$dI_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_g} dU_g + \frac{\partial I_a}{\partial U_a} dU_a.$$

Так как

$$\frac{\partial I_a}{\partial U_a} = S$$

и

$$\frac{\partial I_a}{\partial U_g} = \frac{1}{R_a},$$

то

$$dI_a = S \cdot dU_g + \frac{1}{R_a} \cdot dU_a.$$

Но

$$dU_a = -dI_a R_a,$$

следовательно,

$$dI_a = S \cdot dU_g - dI_a \cdot \frac{R_a}{R_a}.$$

Отсюда

$$dI_a \left(\frac{R_a + R_a}{R_a} \right) = S \cdot dU_g$$

или

$$\frac{dI_a}{dU_g} = S_0 = S \frac{R_a}{R_a + R_a}.$$

Общий режим работы лампы в схеме усиления определяется ее статической характеристикой и выбранной на этой характеристике рабочей точкой. В соответствии с изложенными выше определениями условий работы усилителя без искажений такая рабочая точка будет выбираться в средней части прямолинейного участка в характеристике, с учетом отсутствия сеточного тока (см. рис. 231). Очевидно, что при активной нагрузке R в цепи анода динамическая характеристика всегда будет проходить через эту точку.

В общем случае, т. е. при комплексной нагрузке $Z = R + jX$, динамическая характеристика будет иметь форму эллипса с центром в рабочей точке.

На рис. 231 изображены статические характеристики DE , соответствующие начальному значению анодного напряжения. Рабочие точки A на этих характеристиках получаются при включении на сетку отрицательного смещающего потенциала равного E_g . Динамическая характеристика лампы при активной нагрузке будет представлять собою отрезок линии, приближающийся к прямолинейной форме (рис. 231-а). При индуктивной нагрузке динамическая характеристика будет эллипсом, причем движение электрического процесса по эллипсу происходит против часовой стрелки; иначе говоря, при индуктивной нагрузке напряжение на сетке опережает силу анодного

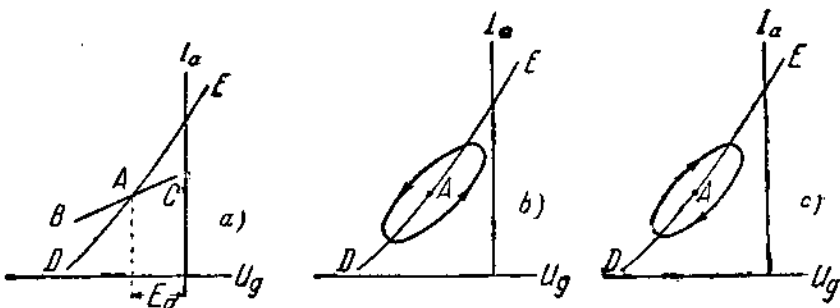


Рис. 231.

тока (рис. 231-б). Наконец, при емкостной нагрузке динамическая характеристика будет также эллипс, но при этом сеточное напряжение будет отставать от анодного тока (рис. 231-с).

§ 163. Добротность лампы. Из предыдущего изложения следует, что для получения возможно большего усиления напряжения надлежит выбирать возможно большее значение сопротивления нагрузки анодной цепи лампы. Этот принцип является руководящим при осуществлении усилителей напряжения любого вида.

Иначе обстоит дело при усилении электрической мощности. Выражение для наивыгоднейшего значения внешнего сопротивления R в этом случае может быть получено путем следующих простых рассуждений.

Величина полезной мощности переменного тока, развиваемой на сопротивлении R , будет равна

$$P = I_a^2 R$$

или

$$P = \left(\frac{\mu E_s}{R_a + R} \right)^2 R.$$

Принимая величину подводимого к сетке переменного напряжения E_s равной 1 вольту, имеем

$$P = \mu^2 \frac{R}{R_a + R^2}.$$

Находим условие максимума этой функции:

$$\frac{dP}{dR} = \mu^2 \frac{(R_a + R)^2 - 2R(R_a + R)}{(R_a + R)^4},$$

и далее,

$$R_a + R - 2R = 0,$$

откуда

$$R = R_a.$$

Итак, полезная мощность в анодной цепи усилительной лампы получает свое наибольшее значение в том случае, когда внешнее сопротивление R , или иначе сопротивление нагрузки в анодной цепи, равно внутреннему сопротивлению лампы R_a .

При таком наиболее выгодном значении сопротивления нагрузки полезная мощность в анодной цепи будет равна

$$P_{\max} = \mu^2 \frac{R_a}{(2R_a)^2} = \frac{\mu^2}{4R_a}.$$

Эта величина, следовательно, характеризует нам качество лампы как усилителя. Баркгаузен назвал ее «Güte der Röhre» — добротностью, качеством лампы. Это качество лампы мы в дальнейшем будем обозначать символом G .

Итак, под добротностью лампы мы подразумеваем то наибольшее значение полезной мощности, которое может быть получено на внешнем сопротивлении в анодной цепи данной лампы при изменении эффективного значения сеточного напряжения на 1 вольт.

Принимая во внимание известное соотношение

$$\frac{1}{\mu} SR_a = 1,$$

выражение для качества лампы может быть представлено в следующем виде:

$$G = \frac{\mu S}{4} \dots \dots \dots (79)$$

Выше, в § 99, мы уже приводили как определение добротности лампы G , так и определение удельной добротности лампы G_0 . В отличие от только что полученного выражения (79) мы определили добротность лампы как

$$G = \mu S,$$

такое выражение обычно и принято на практике, как упрощенное.

§ 164. Усиление при $R=0$. Если сопротивление нагрузки усилителя составлено только из реактивного X , т. е. если в выражении $Z=R+jX$ мы имеем $R=0$, то действующее значение коэффициента усиления будет равно

$$\mu_0 = \frac{X}{\sqrt{R_a^2 + X^2}} \dots \dots \dots (80)$$

Представление об изменении величины действующего коэффициента усиления μ_0 с изменением величины сопротивления X , включенного в анодную цепь, дает кривая

$$\frac{\mu_0}{\mu} = f\left(\frac{X}{R_a}\right),$$

изображенная на рис. 252.

§ 165. Каскадное усиление. Из предыдущего понятна роль лампы в схеме усиления. Подавая в цепь сетки переменное напряжение, например, сигналов, полученных приемной радиосетью, мы получаем на сопротивлении, включенном в анодную цепь лампы, напряжение, усиленное в некоторое количество μ_0 раз. Если теперь подвести это усиленное напряжение в цепь сетки второй лампы, то мы получим добавочное усиление, в общей совокупности равное уже μ_0^2 . Поступая таким образом, мы можем получить последовательное усиление сигналов в μ_0^n раз, где n — число ламп, число отдельных усилительных ламповых звеньев, число каскадов.

Передача переменного напряжения из цепи анода одной лампы в цепь сетки другой может быть осуществлена при

помощи различных способов связи: при помощи сопротивлений, при помощи катушек самоиндукции, при помощи настроенных колебательных контуров и т. п. Отсюда и вытекает указанное в § 158 подразделение ламповых усилительных схем на 1) реостатные, 2) реактивные, 3) трансформаторные и 4) резонансные.

В зависимости от условий приема и предъявляемых к нему требований ламповый приемник может состоять из большего или меньшего числа каскадов усиления высокой частоты с последующим, после детектирования, усилением низкой частоты. Возможно, таким образом, бесконечное многообразие ламповых приемных схем.

Для определения основных принципов построения этих схем применяется условное трехзначное выражение типа 2—V—2, что означает наличие в схеме двух ламп усиления высокой частоты, одной детекторной (V) и двух ламп усиления низкой частоты.

§ 166. Реостатные усилители. Простейшим способом передачи переменного напряжения, низкой или высокой частоты,

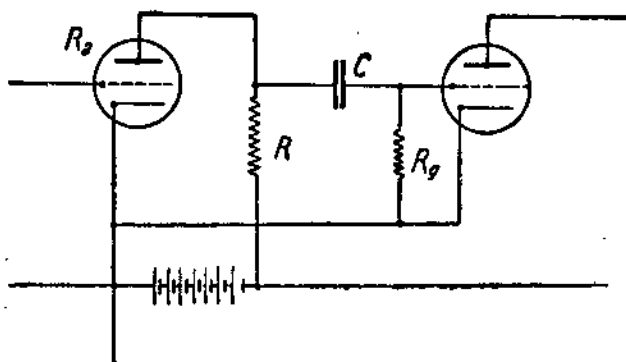


Рис. 232.

от одной лампы к другой является применение активного сопротивления, выполняемого для этой цели специальным образом (уголь, силит и т. п.), как сопротивление беземкостное и безиндукционное. Нормальная схема звена такого усилителя представлена на рис. 232. Усиленные первой лампой электрические колебания, проходя по сопротивлению связи R , создают на нем падение переменного напряжения, которое затем передается в цепь сетки второй лампы

для дальнейшего усиления. На основании уравнения (78) действующее значение коэффициента усиления, получающегося в этом звене, будет равно

$$\mu_0 = \mu \frac{R}{R_a + R}$$

Из кривой на рис. 229 видно, что удовлетворительное значение действующего коэффициента усиления μ_0 по сравнению с значением статического коэффициента усиления лампы μ получается при значении сопротивления связи R , превышающего внутреннее сопротивление лампы R_a всего в 4—5 раз. Поэтому в обычных схемах усиления при помощи универсальных трехэлектродных ламп это сопротивление выбирается порядка 80 000—100 000 омов.

Наличие конденсатора C обусловлено необходимостью блокировки анодного напряжения первой лампы от сетки последующей. Величина емкости этого конденсатора выбирается так, чтобы как можно меньше была на нем потеря переменного напряжения, в передаче которого он участвует, т.е. чтобы сопротивление его $\frac{1}{\omega C}$ было бы как можно меньше. При условии, что наибольшая потеря напряжения не должна быть больше 3%, наименьшее значение емкости C в см определяется для усилителей низкой частоты из соотношения

$$C = \frac{57 \cdot 10^4}{f \cdot R_g},$$

где R_g — сопротивление утечки в мегомах, а f — наименьшая звуковая частота в диапазоне усиливаемых.

При усилении высокой частоты величина емкости C может быть взята значительно меньшей.

Назначение сопротивления утечки R_g двоякое: 1) оно освобождает сетку от накапливающихся на ней электронов и 2) оно управляет величиною смещающего сеточного потенциала. Являясь шунтом анодного сопротивления R , оно не должно быть слишком мало. Обычно его величина бывает порядка 0,5 МΩ.

Усилители с реостатной связью (или усилители на сопротивлениях) применяются главным образом как усилители низкой частоты. Применению их в качестве усилителей высокой частоты некоторое препятствие оказывает влияние внутренних междуэлектродных емкостей лампы: между анодом и

катодом C_{af} , между анодом и сеткой C_{ag} и между сеткой и катодом C_{gf} (рис. 233). В своей совокупности эти емкости образуют некоторую паразитную емкость C_s , шунтирующую сопротивление связи R :

$$C_s = C_{af} + C_{gf} + C_{ag} \left(1 + \mu \frac{R}{R_a + R} \right).$$

Наличие этой емкости уменьшает действующее значение сопротивления связи R , которое становится равным

$$R_d = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{R^2} + (2\pi f C_s)^2}}.$$

При таком уменьшении сопротивления связи происходит и уменьшение действующего усиления μ_d звена. Особенно резко это уменьшение усиления начинает сказываться при приеме

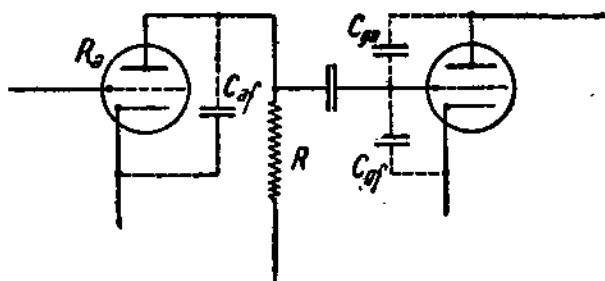


Рис. 233.

длин волн короче 1000 м. При достаточно коротких волнах влияние паразитных емкостей лампы становится настолько значительным, что усиления вовсе не получается. Предельное значение длины волны, при приеме которой уже не получается усиления, определяется по формуле:

$$\lambda_{\min} = \frac{R_a C_s}{477 (\mu - 1)},$$

где C_s выражено в см.

Для улучшения усиления в реостатных усилителях высокой частоты надлежит применить в первую очередь все меры

к уменьшению паразитных емкостей, причем особенное внимание должно быть обращено на емкость $C_{га}$ между анодом и сеткой. Не должно быть заметной емкости и между проводами схемы; провода анода и сетки не должны лежать параллельно, и все соединения должны быть выполнены при помощи сколь возможно коротких проводов. Сопротивление связи R должно обладать строгим постоянством и быть свободным от собственной емкости.

Применяя лампы без металлических цоколей при тщательно выполненной схеме и при специальных сопротивлениях удается получить усиление при длинах волн до 250 м. Еще более лучшие результаты могут быть получены при специальных лампах (лампы Loewe), в которых все элементы усилителя (конденсаторы, сопротивления) вместе с элементами лампы собраны в одном стеклянном баллоне с нормальным для пустотной лампы вакуумом. При помощи таких ламп можно получить усиление при приеме длин волн до 200 м.

В многокаскадных усилителях первые ступени выполняют роль усилителей напряжения, и лишь одна или две последние ступени являются усилителями электрической мощности, в конечном счете обслуживающими, например, громкоговорительное устройство. Преследуя задачу усиления напряжения, для уменьшения расхода энергии анодной батареи и для получения наибольшей прямолинейности динамической характеристики, надлежит величину сопротивления связи R брать возможно большей, превышающей вредное емкостное сопротивление

$$\frac{1}{2\pi f C_s}$$

в 2—3 раза. При концертной радиопередаче при усилении звуковых частот величина этого сопротивления должна равняться нескольким мегомам.

При таком большом значении R анодный ток имеет весьма малые значения, вследствие чего не только получается экономия в расходе анодной батареи, но и удлиняется срок службы ламп, так как катод может работать при пониженном накале. Идея таких усилителей принадлежит германскому инженеру Арденне, почему они и носят его название.

Трудности с паразитными емкостями в реостатных усилителях совершенно отсутствуют при усилении низких частот. Величина действующего коэффициента усиления μ_d при этом остается независимой от частоты (уравнение 78), т. е.

реостатный усилитель в данном случае является усилителем аperiodическим, не имея себе иных аналогов. Именно поэтому реостатные усилители и получили свое широкое распространение, как усилители низкой частоты.

Своевременно заметить, что с точки зрения получения неискаженного усиления ламповый усилитель должен характеризоваться постоянством своего действующего значения усиления μ_d при различных значениях частот. Зависимость действующего коэффициента усиления от частоты

$$\mu_d = \varphi(f)$$

является, таким образом, чрезвычайно важной характеристикой лампового усилителя. Эта характеристика называется частотной характеристикой.

Очевидно, для реостатных усилителей частотная характеристика будет представлять собою в диапазоне низких частот прямую линию, параллельную оси абсцисс.

Заметим еще, что для обеспечения неискаженного усиления важно, чтобы усиление различных амплитуд переменного напряжения происходило бы в одинаковом отношении. Такая характеристика усилителя изображается зависимостью

$$E_a = f(E_g),$$

где E_a — переменное напряжение в анодной цепи последнего каскада усилителя, а

E_g — переменное напряжение в цепи сетки первого каскада усилителя.

Характеристика эта называется амплитудной характеристикой. Общий вид такой характеристики для ламповых усилителей изображен на рис. 234. Такая характеристика может служить руководством при выборе предельного наибольшего значения действующего в цепи сетки переменного напряжения E_g , при котором еще не проявляются сколь-нибудь резко выраженные амплитудные искажения.

§ 167. Дроссельные усилители. В реостатных усилителях падение постоянного напряжения на сопротивлении связи R обуславливает необходимость повышения напряжения анодной батареи, что и является одним из недостатков этого класса

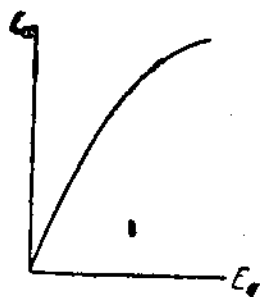


Рис. 234.

усилителей. Свободны от этого недостатка дроссельные усилители, в которых для связи лампы применяется реактивное сопротивление катушки самоиндукции L (рис. 235). Выполненная рационально эта катушка будет обладать небольшим активным сопротивлением, т. е. на ней не будет сколько-нибудь заметного падения постоянного напряжения и отпадает надобность в повышении напряжения анодного источника.

При выборе величины коэффициента самоиндукции катушки L надлежит руководствоваться соображениями, изложенными в § 164, т. е. необходимо, чтобы величина реактивного сопро-

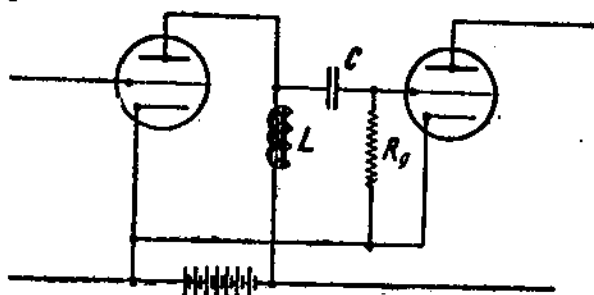


Рис. 235.

тивления ωL при всех значениях частот, подлежащих усилению, была раза в 3—4 больше внутреннего сопротивления лампы.

Чаще всего дроссельные усилители применяются для усиления низкой частоты. В этих случаях коэффициент самоиндукции катушки связи должен быть большим, порядка десятка генри. Для получения такой самоиндукции прибегают к применению железного сердечника. Железо при этом должно быть высокого качества, так как в противном случае будут иметь место большие потери на токи Фуко и на гистерезис, вносящие искажение принимаемых сигналов.

При усилении высокой частоты надобность в железном сердечнике для катушки связи отпадает. В случае же его применения железо должно быть выбрано особенно высокого качества.

Крупнейшим недостатком дроссельных усилителей, по сравнению с усилителями реостатными, является то обстоятельство, что их частотные характеристики резко отличаются от

прямолинейного вида, определяющего постоянство действующего коэффициента усиления при изменении усиливаемой частоты. Это вытекает непосредственно из уравнения

$$\mu_d = \frac{\omega L}{\sqrt{R_a^2 + (\omega L)^2}}$$

(см. уравнение 86), свидетельствующего о том, что величина действующего усиления μ_d в усилителях дроссельных возрастает с увеличением усиливаемой частоты. Такое непостоянство усиления является источником искажений, особенно проявляющихся при усилении низкой частоты.

Другим обстоятельством, вызывающим искажения в дроссельных усилителях, является резонансный эффект катушки L .

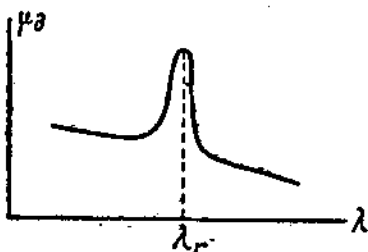


Рис. 236.

В самом деле, обладая распределенной емкостью, катушка L будет обладать некоторой собственной частотой; сопротивление ее для этой резонансной частоты будет особенно велико по сравнению с сопротивлением для всех других частот, а именно, оно будет равно

$$\frac{L}{CR},$$

где L — коэффициент самонадукции катушки,
 C — собственная емкость катушки,
 R — активное сопротивление катушки.

В соответствии с этим и усиление резонансной частоты в реактивном усилителе будет происходить с наибольшей силой; усилитель будет резко выделять эту резонансную частоту (рис. 236). Для ослабления резонансного эффекта катушка L должна быть выполнена по возможности свободной от собственной емкости. Для той же цели полезно искусственно увеличивать активное сопротивление R катушки, изготавливая ее из проволоки малого диаметра.

Выбор значений емкости C и сопротивления утечки R , подчиняется тем же соображениям, что и в случае реостатных усилителей.

§ 168. Трансформаторные усилители низкой частоты. Еще большими преимуществами по сравнению с усилителями реостатными обладают усилители с трансформаторной связью

между отдельными лампами: полное усиление в одном звене усилителя здесь может быть увеличено за счет повышения напряжения во вторичной обмотке трансформатора, обусловленного его коэффициентом трансформации n .

Схема звена трансформаторного усилителя низкой частоты изображена на рис. 237. Пусть

E_{g1} — действующее значение переменного напряжения, приложенного в цепи сетки первой лампы;

E_{g2} — действующее значение переменного напряжения в цепи сетки второй лампы;

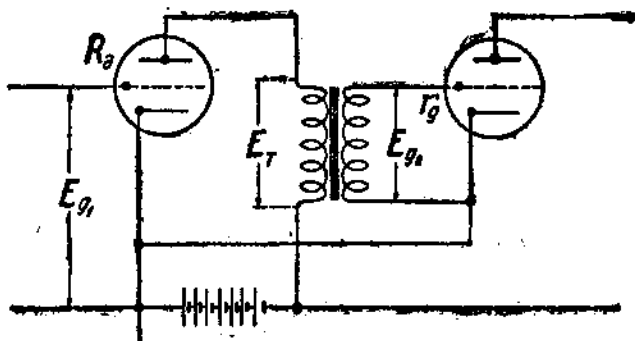


Рис. 237.

E_T — действующее напряжение на зажимах первичной обмотки трансформатора;

μ — статический коэффициент усиления лампы;

n — коэффициент трансформации.

Будем предполагать, что трансформатор не обладает рассеянием, что его активное сопротивление равно нулю, а также равен нулю и намагничивающий ток; влиянием междупроводных емкостей будем пренебрегать. При таких допущениях можно рассматривать вторичную обмотку трансформатора как нагруженную чисто активным сопротивлением r_g , представляющим собой внутреннее сопротивление лампы между катодом и сеткой. Самый же трансформатор можно заменить сопротивлением

$\frac{r_g}{n^2}$, включенным в анодную цепь. Напряжение E_{g1} можно заменить напряжением μE_{g1} , приложенным в той же анодной

цепи. Из полученной эквивалентной схемы имеем

$$E_T = \frac{\mu E_{g1}}{R_a + \frac{r_g}{n^2}} \cdot \frac{r_g}{n^2}.$$

Так как

$$E_{g2} = n E_T,$$

то

$$\mu_d = \frac{E_{g2}}{E_{g1}} = \frac{\mu n r_g}{n^2 R_a + r_g} = \frac{\mu n \frac{r_g}{R_a}}{n^2 + \frac{r_g}{R_a}}.$$

Из этого выражения следует:

1) Если $\mu = \text{const}$ и $n = \text{const}$, то с увеличением отношения $\frac{r_g}{R_a}$ общий коэффициент усиления μ_d в эвене растет, приближаясь к своему наибольшему возможному значению (при $\frac{r_g}{R_a} = \infty$), равному

$$\mu_{d\max} = \mu \cdot n.$$

2) Если $\mu = \text{const}$ и $\frac{r_g}{R_a} = \text{const}$, то общее усиление будет зависеть от величины коэффициента трансформации n . Условие наибольшего значения усиления μ_d найдем по общему правилу определения максимума:

$$\frac{d\mu_d}{dn} = \frac{\left(n^2 + \frac{r_g}{R_a}\right) \mu \frac{r_g}{R_a} - \mu n \frac{r_g}{R_a} \cdot 2n}{\left(n^2 + \frac{r_g}{R_a}\right)^2},$$

откуда

$$n^2 + \frac{r_g}{R_a} - 2n^2 = 0$$

или

$$\frac{r_g}{R_a} = n^2.$$

Таким образом, в целях достижения наибольшего усиления необходимо, чтобы анодное внутреннее сопротивление лампы R_a

было мало, а сеточное внутреннее сопротивление r_s было велико. Иначе говоря, для усиления низкой частоты выгодно применять лампы с малым внутренним сопротивлением и левой характеристикой, работая с добавочным отрицательным сеточным смещающим потенциалом (лампы ПО-119, УТ-1, УО-3 и др.).

Благодаря остаткам газа в лампе и вследствие внешних утечек значение сопротивления r_s все-таки не будет равно ∞ . Практически $r_s = 1\,000\,000 - 100\,000 \text{ } \Omega$, следовательно,

$$n = \sqrt{\frac{1000000}{20000}} + \sqrt{\frac{100000}{20000}} = 7 + 2.$$

Из-за возрастания собственной емкости обмоток трансформатора при большом числе витков, коэффициент трансформации не делают выше 3—4. Провод для обмоток берется диаметром 0,05—0,1 мм, причем число первичных витков обычно бывает около 3000, а число вторичных витков — около 12 000.

Для сохранения постоянства значения действующего коэффициента усиления звена при всех частотах существенно необходимым является сохранение трансформатором при всех частотах постоянства его коэффициента трансформации. В противном случае усиление будет сопровождаться искажениями. Качество трансформатора, таким образом, характеризуется видом его частотной характеристики. Примеры дурного и хорошего с этой точки зрения трансформаторов даны соответственно на рис. 238 и рис. 239.

Более точные требования, которые налагает примесить к междупламповому трансформатору низкой частоты, могут быть получены из рассмотрения более точной эквивалентной схемы усилителя, с учетом рассеяния трансформатора, его собственной емкости и потерь в нем. Такая эквивалентная схема изображена на рис. 240. Из нее получаем

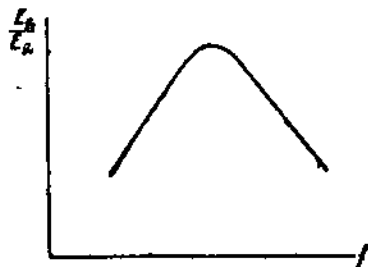


Рис. 238.

$$\mu_0 = \frac{E_{g2}}{E_{g1}} = \frac{\mu n}{1 + \frac{R_a n^2}{r_s} - \omega^2 L'_2 C_2 + j R_a n^2 \left[\omega \left(C_2 + \frac{L'_2}{R_a r_s n^2} \right) - \frac{1}{\omega L_2} \right]}$$

где L_2' — самоиндукция рассеяния вторичной обмотки трансформатора;

r_2 — активное сопротивление, эквивалентное потерям во вторичной обмотке трансформатора;

C_2 — собственная емкость трансформатора;

R_a — внутреннее сопротивление лампы, увеличенное на величину сопротивления r_1 первичной обмотки.

Как видно из этого уравнения, наибольшее усиление получается при условии

$$\omega \left(C_2 + \frac{L_2'}{R_a r_2 n^2} \right) - \frac{1}{\omega L_2} = 0,$$

т. е. при резонансе вторичной обмотки трансформатора. При частотах, отличных от этой резонансной частоты, усиление

уменьшается. Этот резонансный эффект является недостатком усилителя. При его наличии прием, например речи, получается с сильными выкриками звуков определенной частоты, т. е. с большими искажениями.

Анализ полученного выражения показывает нам кроме

того и то, что степень постоянства усиления будет тем выше, чем меньше значения внутреннего сопротивления лампы R_a , коэффициента трансформации n и отношения $\frac{C_2}{L_2}$. По-

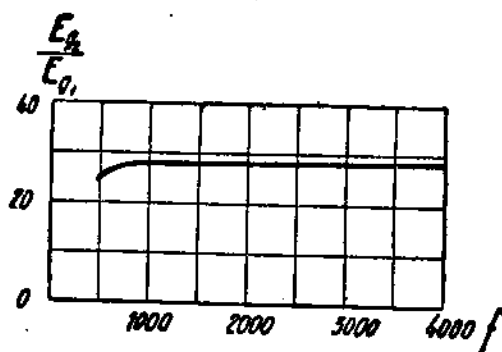


Рис. 239.

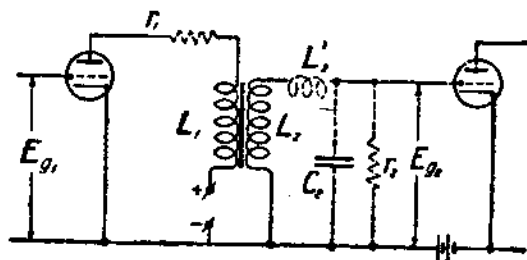


Рис. 240.

этому при расчете трансформатора важно получение большого значения коэффициента самоиндукции L_2 его вторичной обмотки и наименьшего значения собственной емкости C_2 . Рассеяние трансформатора L_2' также должно быть мало.

§ 169. Трансформаторные усилители высокой частоты.

Трансформаторные усилители высокой частоты в общих чертах будут схожи с трансформаторными усилителями низкой частоты. Основное различие состоит лишь в том, что в этом случае трансформаторы будут характеризоваться другими постоянными. Прежде всего они не будут содержать железного сердечника, так как в противном случае будут иметь место, соответственно высоким частотам, большие потери на гистерезис и на токи Фуко.

Принципиальная схема звена трансформаторного усилителя высокой частоты изображена на рис. 241. При рассмотрении действия этого звена при усилении мы уже не можем прене-

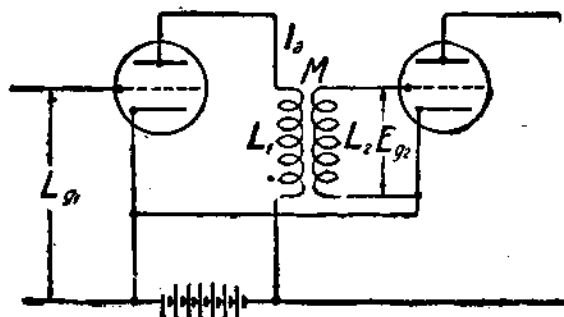


Рис. 241.

брегать рассеянием трансформатора, как это было сделано в предыдущем случае, так как это рассеяние для трансформаторов высокой частоты имеет достаточно большие значения. Для упрощения рассуждений, однако, будем предполагать, что сеточный ток отсутствует, т. е. что сопротивление цепи сетки равно бесконечности. Собственной емкостью катушек L_1 и L_2 и междueleктродной емкостью C_{g1} второй лампы также будем пренебрегать.

При этих допущениях будем иметь

$$E_{g2} = \omega M I_a,$$

где I_a — переменная составляющая анодного тока первой лампы

$$I_a = \frac{\mu E_{g1}}{\sqrt{R_a^2 + (\omega L_1)^2}}.$$

Отсюда

$$\mu_0 = \frac{E_2}{E_1} = \frac{\mu \omega M}{\sqrt{R_0^2 + (\omega L_1)^2}}.$$

Так как

$$M = k \sqrt{L_1 L_2},$$

то

$$\mu_0 = \frac{k \mu \omega \sqrt{L_1 L_2}}{\sqrt{R_0^2 + (\omega L_1)^2}}.$$

Условие максимума этой функции найдем обычным образом:

$$\frac{d\mu_0}{dL_1} = 0,$$

откуда

$$\omega L_1 = R_0.$$

Таким образом, при выбранных значениях L_1 и L_2 величина действующего усиления в рассматриваемой схеме зависит от частоты, является наибольшей при определенном значении этой частоты. Такое обстоятельство имеет своим следствием повышенную селективность приема, что, однако, в трансформаторных усилителях высокой частоты не может быть использовано из-за отсутствия элементов настройки звена. Поэтому трансформаторные усилители высокой частоты находят себе применение лишь в некоторых частных случаях, когда условия работы усилителя определяются постоянством значения усиливаемой высокой частоты ω . Такой случай, например, представляется при усилении промежуточной частоты в супергетеродинных приемниках (см. § 173).

§ 170. Резонансные усилители. Резонансный эффект, использование которого положило начало широко распространенной группе резонансных усилителей высокой частоты, проявляется в одном частном случае и в только что рассмотренных трансформаторных усилителях. Дело в том, что катушка L_1 (рис. 241), независимо от ее конструкции, характеризуется некоторым значением собственной емкости, которую надлежит учитывать как емкость, приключенную параллельно к этой катушке. Получается, следовательно, контур, сопротивление которого Z будет с частотой изменяться. При усилении частоты, равной резонансной частоте этого контура, сопро-

тивление Z будет наибольшим, равным

$$Z_{\max} = \frac{L}{Cr},$$

где L — коэффициент самоиндукции контура,
 C — емкость контура,
 r — активное сопротивление контура.

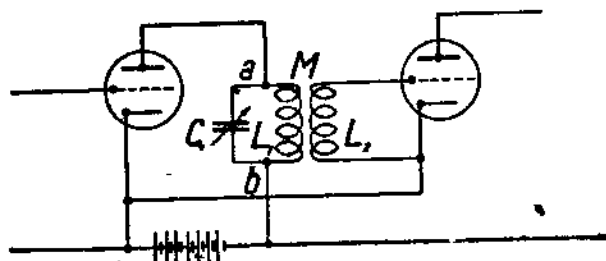


Рис. 242.

При усилении всех других частот это сопротивление будет резко уменьшаться, в связи с чем будет резко уменьшаться и величина действующего усиления звена μ_a (см. § 160).

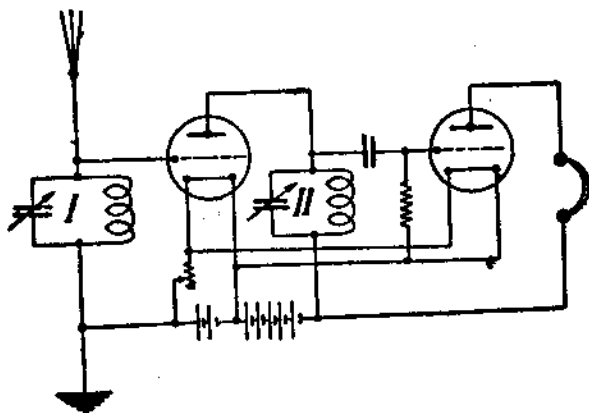


Рис. 243.

Если теперь приключить параллельно катушке L_1 конденсатор переменной емкости C_1 (рис. 242), при помощи которого мы всякий раз настраивали бы колебательный контур в цепи

анода $L_1 C_1$ в резонанс с усиливаемыми колебаниями высокой частоты, мы всякий бы раз получали не только высокое значение действующего коэффициента усиления μ_d , но и большую избирательность приема. Если, например, в схеме приемника, изображенного на рис. 243, сохраняя настройку контура II постоянной, производить измерение усиления, получаемое в этом случае для различных частот (настройка на принимаемую частоту осуществляется при помощи контура I), то зависимость полного усиления в схеме от принимаемой длины волны λ изобразится кривою обычного резонансного типа, представленной на рис. 244. В основном как избирательность приема,

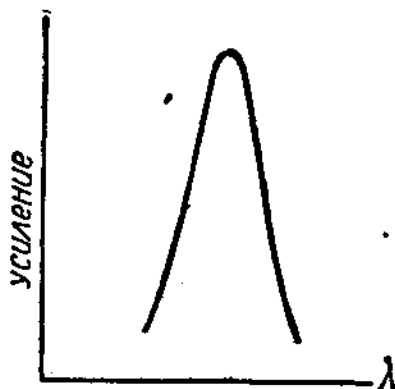


Рис. 244.

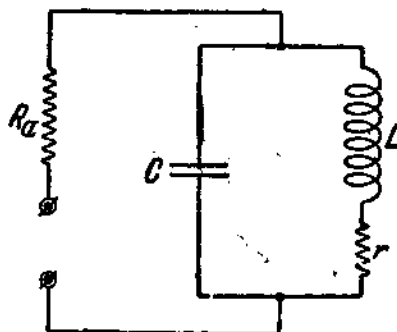


Рис. 245.

так и сила приема, т.-е. величина действующего усиления, будут зависеть от параметров контура L , C и r . Первая будет возрастать с уменьшением декремента собственных колебаний контура

$$\vartheta = \pi r \sqrt{\frac{C}{L}},$$

вторая будет возрастать с увеличением полного резонансного значения сопротивления контура

$$Z = \frac{L}{Cr}.$$

С обеих точек зрения, т. е. и для повышения селективности приема и для повышения силы приема важно поэтому соблюдение следующих условий:

1) отношение $\frac{L}{C}$ должно быть по возможности большим,

2) сопротивление r катушки должно быть по возможности малым.

Сделанные выводы, дающие практические указания при конструировании резонансного усилителя высокой частоты, могут быть дополнены из рассмотрения эквивалентной схемы звена с учетом влияния внутреннего сопротивления R_a лампы. Такая эквивалентная схема изображена на рис. 245. В данном случае колебательный контур шунтирован сопротивлением R_a , и, следовательно, полное сопротивление звена Z' при резонансе будет равно

$$Z' = \frac{R_a \frac{L}{Cr}}{R_a + \frac{L}{Cr}}.$$

Из вышеполученных выражений имеем

$$\frac{Z}{Z'} = \frac{L \left(R_a + \frac{L}{Cr} \right)}{Cr R_a \frac{L}{Cr}} = \frac{L}{Cr R_a} + 1.$$

А так как

$$\frac{Z}{Z'} = \frac{\vartheta'}{\vartheta},$$

где ϑ' — декремент собственных колебаний звена в целом, то

$$\frac{\vartheta'}{\vartheta} = \frac{L}{Cr R_a} + 1.$$

Следовательно, декремент ϑ' звена резонансного усилителя всегда больше декремента колебательного контура и, при $\frac{L}{Cr} = \text{const}$, тем больше, чем меньше внутреннее сопротивление R_a лампы. Иначе говоря, избирательность резонансного усилителя высокой частоты будет уменьшаться с уменьшением внутреннего сопротивления лампы R_a . Отсюда и вытекает

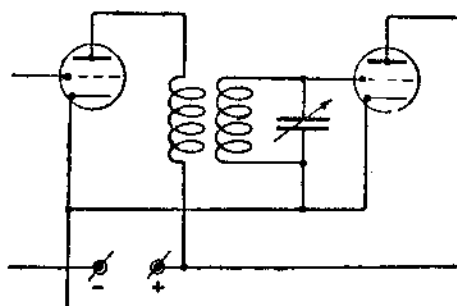


Рис. 246.

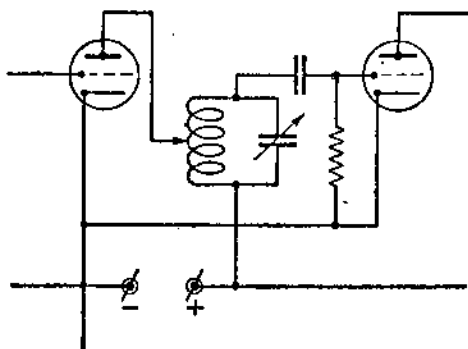


Рис. 247.

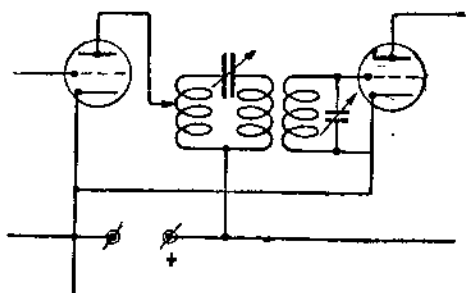


Рис. 248.

необходимость применить в резонансных усилителях высокой частоты лампы с большим внутренним сопротивлением, например лампы экранированные.

Существует несколько типов схем резонансных усилителей высокой частоты. Из них мы уже знаем схему с настроенной анодной цепью при трансформаторной связи (рис. 242) и схему с настроенной анодной цепью при непосредственной связи (рис. 243). Вторая схема имеет тот недостаток, что наличие сопротивления утечки уменьшает здесь избирательность приема. Далее можно указать на схему с настроенной сеточной цепью при трансформаторной связи (рис. 246). Эта схема дает наибольшую избирательность, а действующее значение коэффициента усиления μ_d может быть получено превышающим статический коэффициент усиления лампы μ .

Затем следует схема с автотрансформаторным включением настроенного контура в анодную цепь (рис. 247) и, наконец, схема с двумя настроенными контурами

(рис. 248). Эта последняя схема характеризуется наибольшей избирательностью.

§ 171. Самогенерирование в ламповых усилителях. Большим недостатком, нарушающим правильную работу усилителя, является его склонность к самогенерированию, к созданию паразитных собственных колебаний, ведущих в конечном счете к созданию мешающих приему свистов, шумов, завываний и т. п. Возникновение таких паразитных колебаний одинаково возможно как в усилителях низкой частоты, так и в усилителях высокой частоты, возрастая с увеличением числа каскадов примененного усиления.

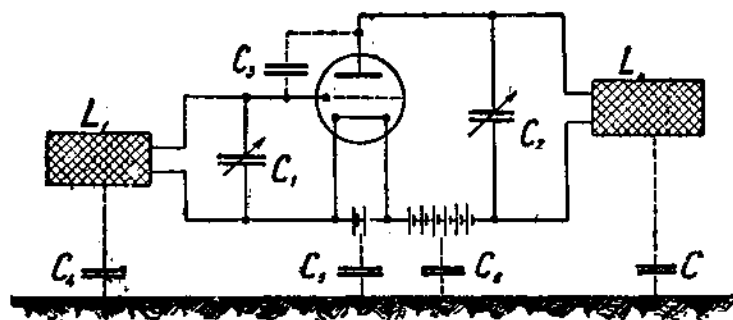


Рис. 249.

Причинами возникновения паразитных колебаний низкой частоты являются обычно следующие:

- 1) влияние обратной связи через емкость между анодом и сеткой лампы;
- 2) наличие магнитной обратной связи между цепями анода и сетки;
- 3) наличие связи через общие элементы схемы.

Для устранения или наибольшего уменьшения влияния этих причин надлежит принимать соответственно следующие меры:

- 1) всячески уменьшать паразитные емкости в схеме, для чего в первую очередь необходимо осуществлять самую тщательную проводку: провода анодные и сеточные не должны идти близко и параллельно друг другу, все соединения должны быть короткими, а в крайнем случае и экранированными (заключенными в заземленную металлическую оболочку);

- 2) всячески уменьшать паразитную магнитную связь, для чего надлежит экранировать отдельные элементы схемы: трансформаторы, реактивные катушки, отдельные каскады схемы;

3) тщательно экранировать источники питания и провода к ним ведущие; шунтировать источники питания конденсаторами большой емкости (порядка $2\mu\text{F}$).

Причины, влекущие возникновение паразитных колебаний высокой частоты, в общем те же самые. Особенно резко здесь сказываются обратные паразитные связи как емкостные, так и магнитные, особенно в резонансных усилителях.

Емкостные связи обуславливаются: 1) емкостью между электродами сетка — анод, относя сюда и емкость между ножками сетки и анода, и проводами, к ним идущими; 2) емкостью между самими катушками L_1 и L_2 . Емкостная связь между катушками может получиться либо при их непосредственной близости, либо через их емкость по отношению к одному и тому же проводнику, например к земле (рис. 249).

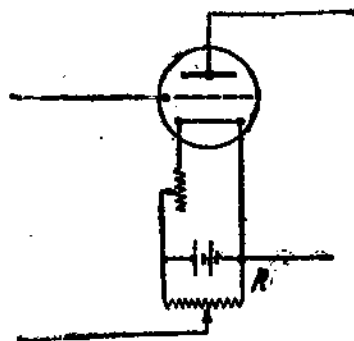


Рис. 250.

Магнитные паразитные связи обуславливаются потоками рассеяния цепей анода и сетки в простейшем случае, например, при непосредственной близости катушек L_1 и L_2 .

Способы борьбы с паразитными колебаниями в схемах усиления высокой частоты многообразны и исторически развива-

лись по принципу перехода от количества к качеству. Первоначальные простейшие способы заключались в поглощении обратной энергии связи в специально для этой цели включаемых, либо в цепь сетки, либо в цепь анода, добавочных активных сопротивлений (метод потерь). Одним из таких способов является, например, метод стабилизатора, теперь вышедший из употребления. Метод состоит в применении трехконтактного реостата R сравнительно большого (омов 200) сопротивления, шунтирующего батарею накала (рис. 250). К подвижному контакту этого реостата подводится обратный провод сетки. При помощи такого стабилизатора возможно подобрать всякий раз такое значение добавочного потенциала на сетку (положительного, в общем случае), при котором появляющийся ток сетки увеличивает затухание контура сетки настолько, что самогенерирование уже не может возникнуть.

Для той же цели может служить и добавочное сопротивление (омов 50), включаемое в цепь сетки или анода. Добавоч-

ное затухание можно внести, например, в анодную катушку, изготавливая ее из проволоки большого сопротивления.

Однако, при всех этих способах действующее значение усиления в схеме несколько уменьшается, равно как уменьшается избирательность приема и появляются искажения усиливаемых колебаний. Современные способы устранения самогенерирования поэтому лежат в уменьшении самих паразитных связей. Для этой цели в первую очередь могут быть применены экранированные лампы, затем экранирование усилителя и его отдельных звеньев и, наконец, применение специальных способов нейтрализации паразитных связей.

Методы такой нейтрализации паразитной емкости между анодом и сеткой лампы, являющейся основной причиной самогенерирования в усилителях высокой частоты, были даны Хазельтайном (Hazeltaine) и нашли широкое применение в так называемых нейтринных приемниках, пока не появились экранированные лампы.

§ 172. Нейтринирование.

Рассмотрим одно звено резонансного усилителя высокой частоты (рис. 251-а). Эквивалентная схема этого звена, если принять в соображение наличие междуэлектродной емкости $C_{га}$ между анодом и сеткой лампы, будет иметь вид, представленный на рис. 251-б. Через эту емкость часть энергии высокой частоты будет переходить из контура II обратно в контур I.

Образует между точками P и Q цепь, состоящую из емкости C_n и двух катушек самоиндукции L_n и L , связанных между

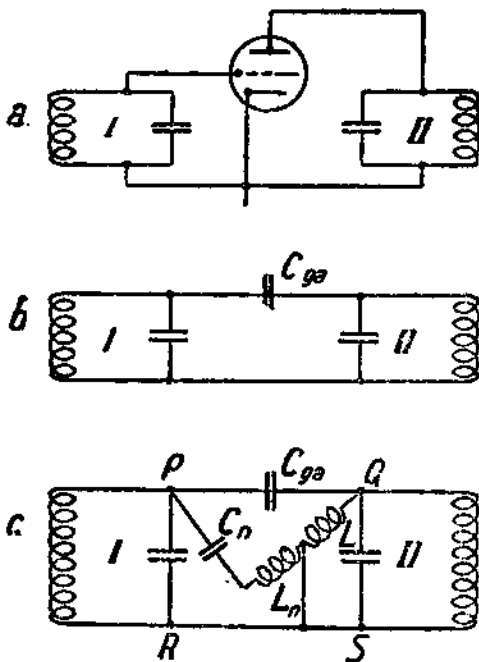


Рис. 251.

собою. Общую точку этих катушек присоединим к общему проводу, соединяющему контуры I и II. Ответвляющийся в цепь $C_n L_n$ ток будет индуцировать в катушке L некоторый ток; при надлежащей связи между катушками L_n и L направление этого тока будет противоположно направлению тока через емкость C_{ga} . Можно создать такие условия, чтобы величина тока, протекающего через катушку L , была равна величине тока, протекающего через емкость C_{ga} . Именно в этом случае, очевидно, мы и получим полную нейтрализацию влияния паразитной емкости C_{ga} .

Теория показывает, что для осуществления такой полной нейтрализации необходимо соблюдение условия

$$\frac{C_{ga}}{C_n} = \frac{n_n}{n},$$

где n_n и n — числа витков катушек L_n и L соответственно.

В применении к одному звену усилителя такой принцип дает схему, изображенную на рис. 252. Здесь в качестве само-

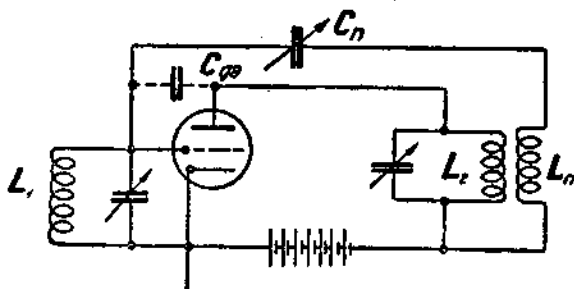


Рис. 252

индукции L использована самоиндукция L_2 катушки анодного контура. Нейтрализующая (нейтродинная) катушка L_n связывается с катушкой L_2 таким образом, чтобы напряжения на них были противоположны по фазе.

Тот же принцип может быть осуществлен и по схеме, представленной на рис. 253. Здесь нейтродинная катушка L_n связана с катушкой L_1 контура сетки, заменяющей собою катушку L .

Значение емкости C_n нейтродинного конденсатора в этих схемах является строго определенным, но от частоты независим.

В схемах усиления в качестве нейтродинной самоиндукции может быть применена одна из обмоток междолампового трансформатора высокой частоты, тогда как другая будет играть роль катушки L . В этом случае нейтродинный конденсатор C_n присоединяется либо между анодами ламп, либо между сетками.

Когда нейтродинная емкость присоединяется между анодами, роль нейтродинной катушки выполняется первичной обмоткой междолампового трансформатора (рис. 253). Катушки междолампового трансформатора должны быть при этом намотаны навстречу. Величина нейтродинной емкости C_n в этом случае определяется из соотношения

$$C_n = C_{ga} \frac{n_2}{n_1}.$$

Так как обычно $n_2 > n_1$, то величина нейтродинной емкости в этой схеме будет больше паразитной емкости C_{ga} .

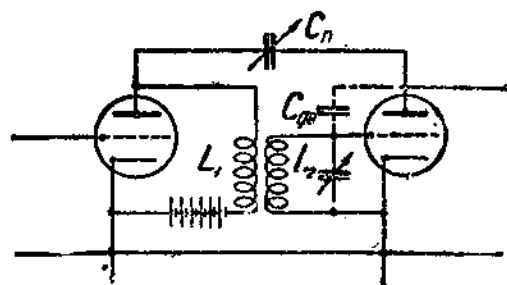


Рис. 254.

Когда нейтродинная емкость присоединяется между сетками, роль нейтродинной самоиндукции выполняет вторичная обмотка L_2 междолампового трансформатора. Величина нейтродинной емкости в этом случае определяется из соотношения

$$C_n = C_{ga} \frac{n_1}{n_2}.$$

Здесь $C_n < C_{ga}$ и практически бывает равно 2—3 см. Для получения такой малой емкости нужны очень простые средства,

в силу чего этот способ нейтринирования и нашел себе большее распространение. Примерная схема нейтринного приемника, осуществленного на этом последнем принципе, изображена на рис. 255.

§ 173. Супергетеродины. Наличие внутренних междоэлектродных емкостей в лампе, вызывающих нежелательные обратные связи, в большой мере затрудняет осуществление многокаскадного усиления высокой частоты. Особенно большие трудности возникают при приеме коротких волн, где многокаскадное усиление на обычных трехэлектродных лампах стано-

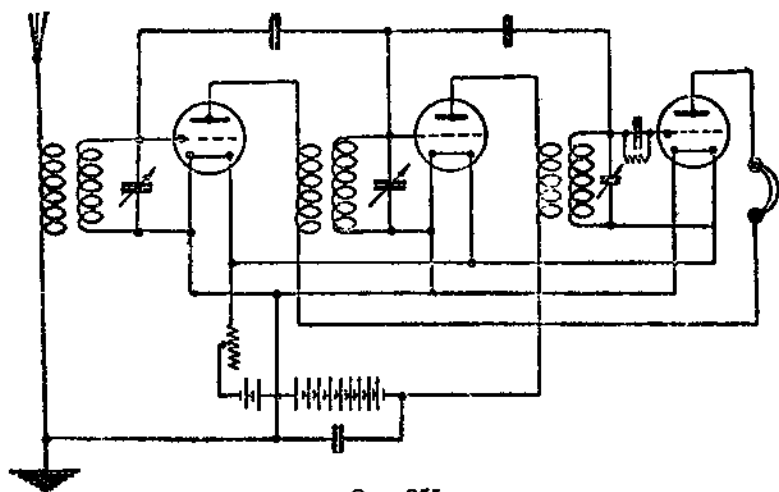


Рис. 255.

вится вовсе невозможным. В настоящее время эта задача решена применением экранированных ламп, характеризующихся ничтожно малым значением паразитной емкости между анодом и сеткой. Прежде (и теперь) эта задача решалась применением принципа супергетеродинного приема.

Сущность этого принципа (см. рис. 256 и 257) заключается в следующем. Пусть в приемный контур приходят принимаемые незатухающие колебания, частота которых равна f_1 . Наложим на эти колебания колебания местные, генерируемые местным ламповым генератором. Пусть частота их будет также высокая и равна f_2 . В результате такого наложения в приемном контуре возникнут биения, частота которых определяется по формуле

$$F_1 = \pm (f_1 - f_2).$$

Если эти биения пропустить через первый детектор, то мы получим незатухающие же колебания, но уже частоты F_1 . Легко, конечно, так выбрать частоту местного генератора f_2 , чтобы частота F_1 получилась значительно пониженной по сравнению с принимаемой частотой f_1 , оставаясь в то же время высокой. Тогда отпадут все затруднения с усилением. В супергетеродине мы, таким образом, имеем дело с преобразованием принимаемой высокой частоты, ее понижением. Эта пониженная частота, на которой происходит дальнейшее усиление, называется промежуточной частотой.

После усиления колебаний промежуточной частоты их прием осуществляется затем по методу гетеродинирования.

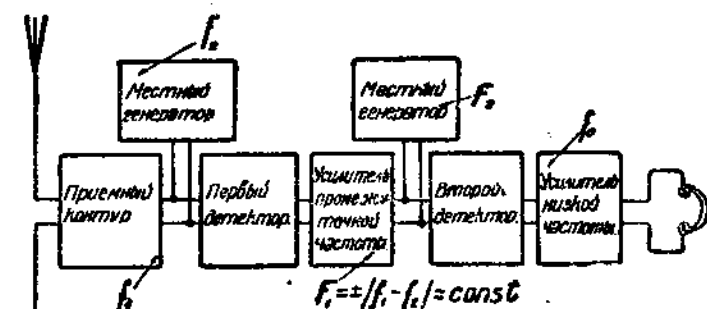


Рис. 256.

Для этой цели в схеме имеется второй местный генератор, дающий колебания частоты F_2 , так что в результате наложения их на усиленные колебания промежуточной частоты F_1 получаются биения звуковой частоты.

$$f_0 = \pm (F_1 - F_2).$$

Применяя вторичное детектирование, мы выделяем колебания этой звуковой частоты, после чего они могут быть усилены при помощи усилителя низкой частоты.

Если принимаемые колебания являются модулированными, то надобность во втором местном генераторе, разумеется, отпадает.

Значение промежуточной частоты F_1 для данного супергетеродинного приемника является постоянным. Прием любой ча-

стоты f_1 всякий раз осуществляется настройкой первого местного генератора на такую частоту f_2 , чтобы частота биений

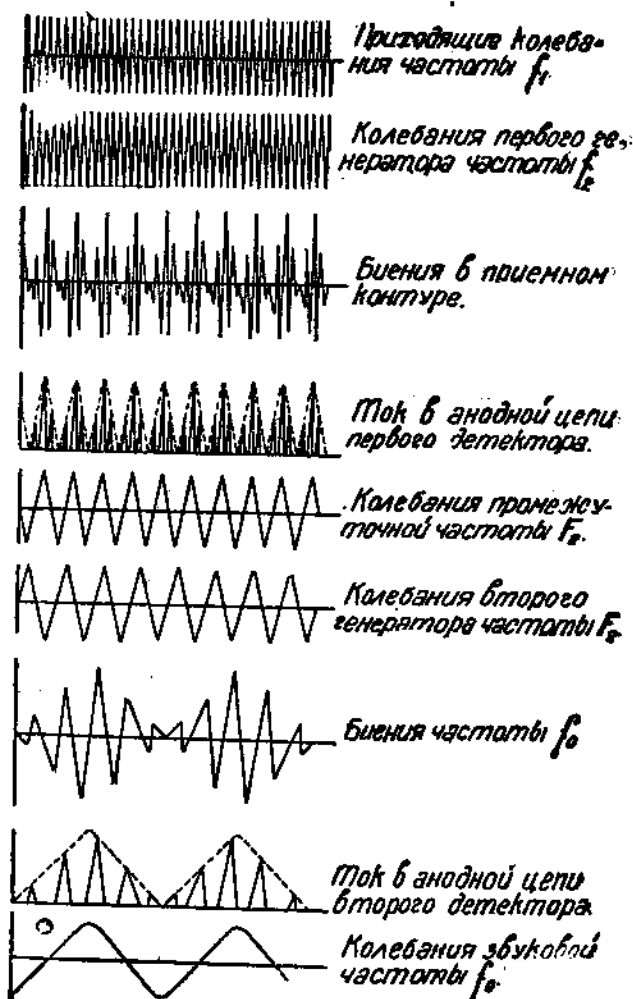


Рис. 257.

была равна выбранной промежуточной частоте F_1 . При таких условиях все каскады усиления промежуточной частоты могут быть построены в расчете на наилучшее усиление именно

этой частоты и не будут иметь никаких органов настроек. Поэтому супергетеродинный приемник и характеризуется: 1) простотой управления, 2) высокой избирательностью и 3) громадной чувствительностью.

Выбор значения промежуточной частоты в супергетеродинном приемнике определяется требованиями его избирательности и чувствительности. С этих точек зрения промежуточная частота должна быть как можно ниже (оставаясь, конечно, высокой), порядка 50 000 — 150 000 герц. Для диапазона коротковолновых концертных радиостанций ($\lambda \cong 200 \div 600$ м) промежуточная частота выбирается равной 175 000 герц ($\lambda = 1700$ м).

Основным недостатком супергетеродинного приема является большое количество настроек колебательного контура первого местного генератора при приеме той или иной станции. Особенно проявляются две настройки, дающие частоту биений, равную промежуточной, на разности основных значений частот — принимаемой и вспомогательной от первого местного генератора. Кроме того возможны настройки, дающие ту же частоту биений на гармониках.

В современных супергетеродинных приемниках изложенный принцип супергетеродинного приема сочетается с применением экранированных ламп и пентодов. При таком сочетании повышаются как избирательность и чувствительность, так и чистота и устойчивость приема. Одна из возможных схем супергетеродинного приемника такого рода в своих принципиальных чертах представлена на рис. 258 (американская разработка). Здесь первая лампа, экранированная с подогревом, работает усилителем принимаемой высокой частоты. Вторая лампа, также экранированная с подогревом, работает детектором. Третья лампа, обыкновенная подогревная трехэлектродная, является первым местным генератором, подающим колебания высокой частоты в цепь сетки первого детектора. Затем идут две подогревные экранированные лампы, работающие усилителями промежуточной частоты. Усиление осуществляется при помощи настроенных анодных и сеточных контуров, благодаря чему достигается высокая избирательность приема. Шестая лампа, также экранированная подогревная, работает вторым детектором. Оба детектора в схеме работают на принципе анодного детектирования, что является вообще особо приемлемым в схемах, характеризующихся большим усилением. Две последних лампы, обычные трехэлектродные с накалом переменным током, работают усилителями низкой частоты по схеме push-pull (см. § 175).

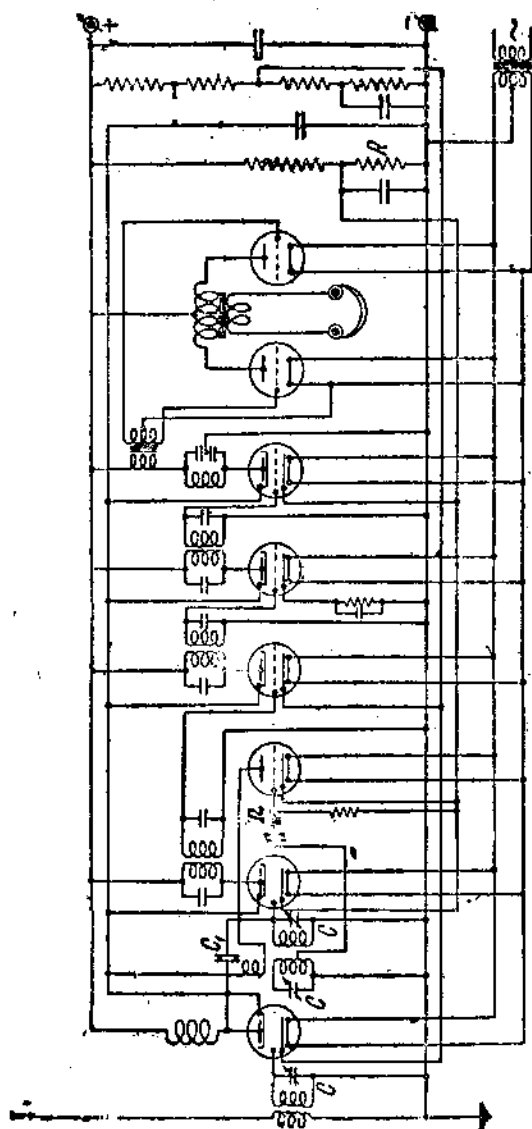


Рис. 258.

Настройка приемника осуществляется при помощи трех конденсаторов C переменной емкости, подвижные системы пластин которых имеют общую ось и управляются одной рукояткой. Связь первой и второй ламп осуществляется конденсатором C_1 , имеющим весьма малую емкость, порядка всего лишь 5 см. Сопротивление R_1 служит для стабилизации величины напряжения (порядка 6 вольт), которое подается в цепь сетки первого детектора первым гетеродином. Добавочное смещающее напряжение на сетках обеих детекторных ламп получается от сопротивления R_2 . Остальные элементы в схеме понятны сами по себе.

Рассмотренный тип супергетеродинного приемника характеризуется очень высокой избирательностью. Приемник дает полную отстройку приема отдаленной станции от близ расположенной мешающей при разности частот обеих станций, равной 10 000 герцев.

Потребляемая таким приемником электрическая мощность полного питания велика, порядка 100 ватт.

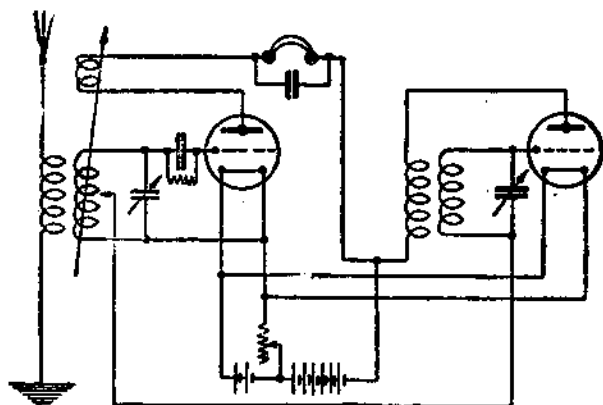
В современных супергетеродинах, при использовании ламп высокого качества, можно значительно уменьшить общее число необходимых ламп. Так, например, в Англии разработан супергетеродин, состоящий всего из четырех ламп. В этом супергетеродине на первом месте помещен пентод, работающий как первый детектор и как первый местный генератор. На втором месте помещена лампа с переменной крутизной, работающая как усилитель промежуточной частоты. Затем следуют лампа, работающая как второй детектор, и, наконец, пентод, работающий как усилитель мощности.

На принципе преобразования принимаемой частоты устраиваются также такие приемные схемы, в которых, в противоположность супергетеродинам, производится увеличение частоты. Такие приемники называются инфрадинами. Свое применение они находят в области приема длинных волн.

§ 174. Суперрегенераторы. В обыкновенном регенеративном приемнике, как это было указано выше (§ 148), благодаря обратной связи происходит уменьшение сопротивления приемного контура, включенного в цепь сетки лампы. Формально регенерацию можно рассматривать как причину, вводящую в этот контур некоторое эквивалентное отрицательное сопротивление, величина которого зависит от степени обратной связи. Чем больше эта связь, тем меньше действующее сопротивление контура, тем больше, при прочих равных условиях, сила приема.

Однако, в обыкновенном регенеративном приемнике величина обратной связи не может быть выбрана произвольно большой. При достаточно больших значениях обратной связи регенератор переходит в режим генератора собственных незатухающих колебаний, при котором становится невозможным прием радиотелефонных станций.

Армстронгом (Armstrong) были предложены в связи с этим недостатком регенераторов, новые схемы приемников, в которых обратная связь может быть доведена до весьма больших значений, и вместе с тем ничто не будет мешать приему. Такие приемники получили название суперрегенеративных.



(рис. 25).

В этих приемниках величина отрицательного сопротивления, вводимого обратной связью в контур, регулируется так, что действующее сопротивление этого контура становится попеременно то положительным, при котором собственные колебания прекращаются, то отрицательным, когда при сильной регенерации получается чрезвычайно большое усиление.

Один из способов такой регулировки достигается применением схемы, изображенной на рис. 259. При помощи местного генератора (частоту колебаний f_0 , которого мы будем называть вспомогательной частотой) на сетку регенеративной лампы подается то положительное напряжение, при котором прекращаются собственные колебания регенератора, то отрицательное.

Другой способ (рис. 263) заключается в периодическом изменении анодного напряжения регенеративной лампы, осу-

ществляемом наложении переменного напряжения от местного генератора. Собственные колебания регенератора прекращаются всякий раз при наложении отрицательной полуволны.

Исследования суперрегенеративного приемника при помощи осциллографа показали, что при отсутствии приходящих колебаний длительность полупериодов отрицательного сопротивления контура недостаточна для возникновения собственных колебаний. Последние в этом случае возникают лишь при воздействии нерегулярных внешних электрических возмущений, принимаемых радиосетью. Эти нерегулярные собственные

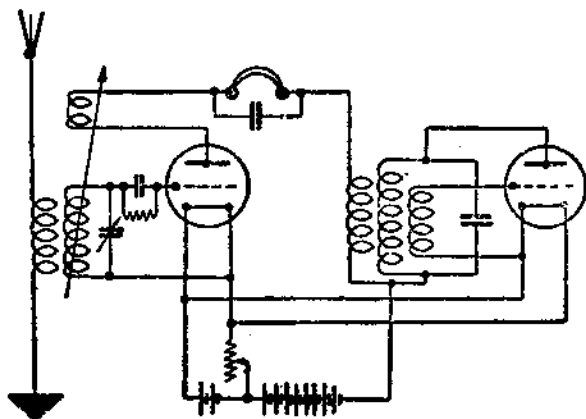


Рис. 260.

колебания и определяют собою то резкое шипение, похожее на шум примуса, которое характеризует всякий суперрегенеративный приемник. При воздействии же приходящих колебаний, частота которых равна частоте собственных колебаний приемного контура, включенного в цепь сетки регенеративной лампы, возникают регулярные колебания всякий раз, когда сопротивление этого контура становится отрицательным; примусный шум при этом обычно исчезает.

Теория суперрегенеративного приема может быть вкратце изложена следующим образом. Пусть частота принимаемых колебаний будет равна f , а вспомогательная частота равна f_s . Время, в течение которого существует режим собственных колебаний, будет очевидно равно

$$\frac{T_s}{k} = \frac{1}{k \cdot f_s},$$

где $k > 2$.

Обозначим напряжение на сетке от приходящих сигналов в момент времени, отвечающий началу собственных колебаний, через e_{g1} . Обозначим степень регенеративного воздействия обратной связи через m . Очевидно, что закон нарастания колебаний в цепи сетки будет

$$e_{g1} \cdot e^{mtf}.$$

Среднее значение сеточного напряжения за время существования собственных колебаний контура будет

$$E_g = kf_s \int_0^{\frac{1}{kf_s}} e_{g1} e^{mtf} dt = kf_s e_{g1} \left(\frac{1}{mf} e^{\frac{mf}{kf_s}} - \frac{1}{mf} \right) = e_{g1} \left(e^{\frac{mf}{kf_s}} - 1 \right) \quad (81)$$

Если

$$f \gg f_s,$$

то

$$\frac{mf}{kf_s} \gg 1,$$

и тогда

$$E_g \gg e_{g1},$$

т. е. мы получаем здесь большое усиление.

Условие

$$f \gg f_s$$

означает, что для получения большого усиления необходимо выбирать как можно меньшее значение вспомогательной частоты f_s . Так как эта частота не должна мешать приему, т. е. должна быть выше звуковых частот, то ее выбирают обычно равной 10 000 — 15 000 герц. Частота же принимаемых сигналов f должна быть как можно больше, почему суперрегенеративные приемники оправдывают себя лишь при приеме длин волн короче 1000 метров, и чем короче волна, тем выше получаемое усиление. Суперрегенеративные приемники удобны поэтому для приема ультракоротких волн.

Из уравнения 81 следует также, что между напряжением e_{g1} приходящих колебаний и усиленным напряжением E_g существует прямая пропорциональность, т. е. что в суперрегенеративном приемнике усиление происходит без искажений.

Суперрегенеративный прием может быть также осуществлен при помощи прерывистого генератора по схеме Фроми (Fromy). Для этой цели (рис. 261) в цепь сетки регенератора включается конденсатор C_g и сопротивление утечки R_g (грид-лик). Обратная связь доводится до такого значения, что при действии приходящих колебаний регенератор переходит в режим собственных колебаний. При этом конденсатор C_g заряжает сетку отрицательно, в связи с чем потенциал сетки падает (аналогично тому, как это происходит при сеточном детектировании), достигая таких значений, когда собственные колебания регенератора прекращаются. Сейчас же, однако, конденсатор разрядится через сопротивление R_g , восстановятся первоначальные условия, и лампа вновь начнет генерировать.

Возможность устойчивого равновесия устраняется соответственным подбором значений C_g и R_g , для каковой цели они делаются переменными. Обычно емкость C_g бывает порядка 1000 см, а сопротивление утечки R_g — порядка 400 000 Ω .

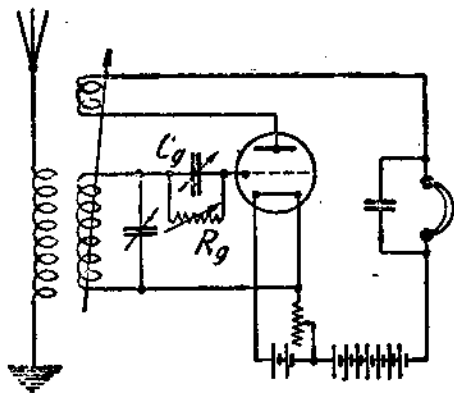


Рис. 261.

§ 175. Оконечное усиление. Промежуточные

ступени всякого лампового усилителя основным назначением имеют повышение колебательного напряжения. Лишь последняя ступень, непосредственно обслуживающая электрической энергией механизм того или иного рода, выполняет роль усилителя мощности.

В обычной технике радиосвязи такое мощное окончное усиление является необходимым во всяком приемнике, обслуживающем громкоговоритель непосредственно или через систему проводов (радиовещание по проводам). Мощное усиление необходимо также при передаче модулирующей энергии из студии на передающую радиовещательную станцию и т. п.

Ко всякому усилителю мощности практикой предъявляются в первую очередь два основных требования, а именно: 1) усилитель должен работать с наибольшим коэффициентом усиления и 2) усиление должно происходить без заметных искажений.

Для получения наибольшего усиления надлежит обеспечить равенство между внутренним сопротивлением лампы R_a и сопротивлением R , включенным в анодную цепь (см. § 163). Так как электронные лампы вообще характеризуются большими значениями внутреннего сопротивления, а приемники электрической мощности звуковой частоты (громкоговорители) имеют малые значения сопротивления, то для осуществления рассматриваемого условия применяется обычно трансформаторное включение приемника R' в анодную цепь усилителя. Отсюда мы получаем принципиальную схему усилителя мощности, изображенную на рис. 262. Здесь T — выходной трансформатор,

коэффициент трансформации n которого определяется из условия

$$\frac{R'}{n^2} = R = R_a.$$

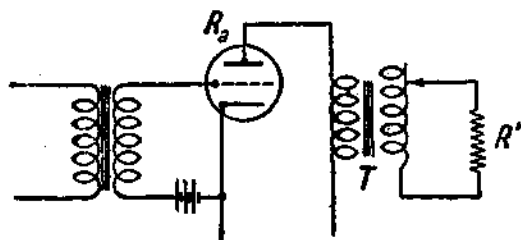


Рис. 262.

Практически удобно для точной подгонки иметь возможность изменять этот коэф-

фициент трансформации в некоторых пределах. Для этого вторичная обмотка трансформатора разбивается на секции.

Для уменьшения искажений необходимо ограничивать рабочий участок ламповой характеристики только ее прямолинейной частью. Кроме того необходимо соблюдение условия отсутствия сеточного тока во всем рабочем диапазоне лампы. Для этого необходимо задавать на сетку лампы добавочное отрицательное напряжение, такое по величине, чтобы при всех возможных положительных значениях действующего в цепи сетки усиливаемого напряжения ток сетки не появлялся. При тех больших значениях переменного напряжения в цепи сетки, какие имеют место в оконечном усилителе, такое требование приводит к необходимости работать на нижнем участке ламповой характеристики (рис. 263), что в свою очередь ведет к искажениям по причине нижнего загиба характеристики. Одним из способов устранения этой причины искажений является повышение анодного напряжения лампы, когда характеристика переходит свою средней прямолинейной частью в левую сторону от оси ординат. Иначе говоря, для оконечного усиления необходимо применять лампы с левыми харак-

теристиками. Предпочтительно при этом иметь малое значение внутреннего сопротивления R_a лампы и не очень большое (порядка $5 \div 6$) значение статического коэффициента усиления. Таким требованиям удовлетворяют советские лампы ВЭСО типа УТ-1, УО-3, УТ-15, УО-104 и др.

Уменьшение искажений может быть достигнуто, и практически с наибольшим результатом, применением специальной двухтактной схемы, известной под названием push-pull (пуш-пулл). Схема изображена на рис. 264. Мы имеем здесь две лампы, включенные таким образом, что в то время, когда на сетке одной лампы действует положительное напряжение, — на сетке другой лампы действует напряжение отрицательное; иначе говоря, в каждый момент времени в первичной обмотке трансформатора T_1 анодный ток возрастает от действия одной лампы и убывает от действия другой лампы.

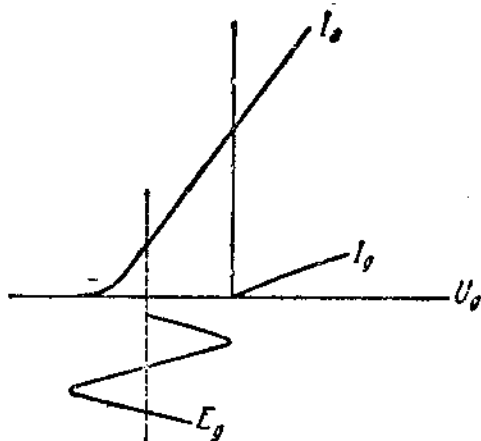


Рис. 263.

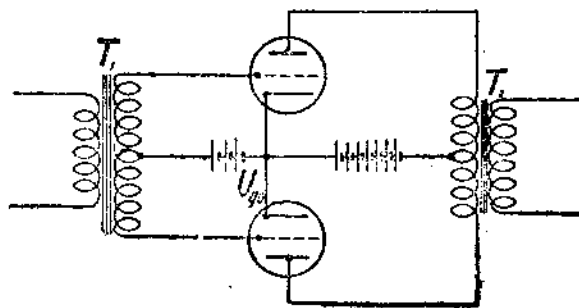


Рис. 264

Пусть на сетки ламп задано такое добавочное отрицательное напряжение U_{g0} , что начальная рабочая точка соответствует

колену нижнего изгиба характеристик. Рабочий режим может быть определен из рассмотрения рис. 265. При действии одной полувоины переменного напряжения во вторичной обмотке трансформатора T_1 , изменения анодного тока будут определяться характеристикой OA ; при действии следующей полувоины — характеристикой OB . Иначе говоря, изменения

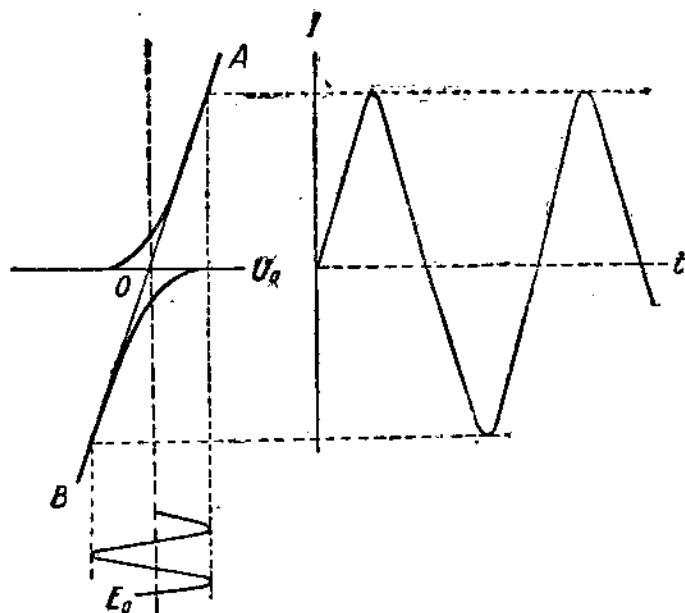


Рис. 265.

тока в первичной обмотке трансформатора T_2 будут следовать характеристике BOA , т. е. искажения будут значительно уменьшены.

Кроме того в двухтактной схеме в значительной степени будет ослаблена и еще одна причина искажений, обусловленная насыщением железа выходного трансформатора усилителя: в двухтактной схеме намагничивающий ток в первичной обмотке трансформатора T_2 равен нулю. Отсюда, между прочим, вытекает возможность облегчения конструкции выходного трансформатора T_2 и уменьшения его размеров и веса.

К числу указанных уже преимуществ двухтактной схемы надлежит еще отнести то обстоятельство, что здесь катоды

ламп можно, без опасности получения фона на выходе, накаливать переменным током.

В качестве примера усилителя мощности, применяемого для радиотрансляций по проводам и других целей, приводим принципиальную схему усилителя УП-3Н, изготовляемого заводом № 2 НУПП НКПТ. Усилитель (рисунк 266) состоит из двух частей: предварительного трехлампового усилителя низкой частоты и двухтактного оконечного усилителя. Предварительный усилитель собран по схеме дроссельного усиления. Его первые две лампы являются лампами типа ПТ-19, работающими при анодном напряжении 160 вольт, а третья — типа УТ-1, работающая при напряжении 240 вольт. Оконечный усилитель собран по схеме пуш-пулл из ламп типа УТ-1, включенных по три штуки параллельно в каждом плече. Анодное напряжение также равно 240 вольтам. Подаваемое на сетку первой лампы переменное напряжение регулируется при помощи потенциометра R , полное сопротивление которого равно 100 000 Ω .

Усилитель УП-3Н имеет очень хорошую частотную

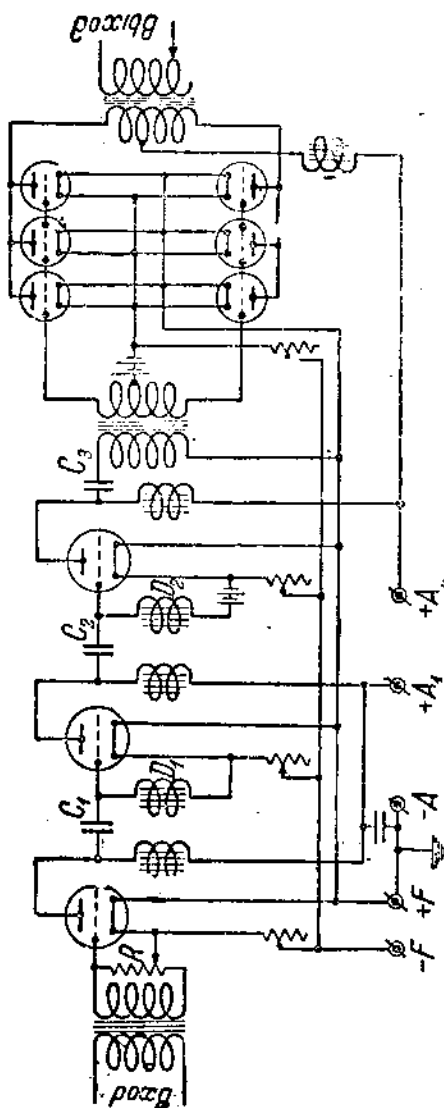


Рис. 266

характеристику (зависимость от частоты коэффициента усиления k , равного

$$k = \frac{E_2}{E_1},$$

где E_1 — напряжение на входе,

E_2 — напряжение на выходе), представленную на рис. 267.

Такое высокое качество усилителя получено благодаря применению специальных способов коррекции усиления различных частот, а именно: отдельные каскады предварительного усиления настраиваются на определенные частоты при помощи реактивных катушек D_1 , D_2 и соответственно конденсаторов

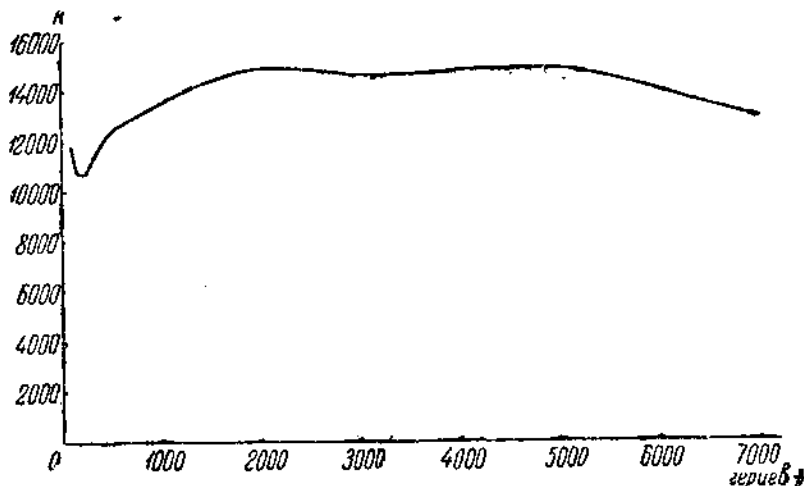


Рис. 267.

C_1 , C_2 ; реактивные катушки D_1 и D_2 в то же время служат утечками. Значения емкостей в схеме следующие:

$$C_1 = 14000 \text{ см},$$

$$C_2 = 11000 \text{ см},$$

$$C_3 = 0,3 \mu \text{ F}.$$

§ 176. Ламповые приемники ВЭСО. Одним из ранних ламповых приемников ВЭСО широкого пользования является приемник БЧН. Это четырехламповый приемник, работающий на лампах типа ПТ-2 (микро). Принципиальная схема этого

приемника представлена на рис. 268. Здесь первая лампа работает в качестве усилителя высокой частоты, вторая — в качестве регенератора и детектора, а две последние — в качестве усилителей низкой частоты. Особенностью приемника является устройство колебательного контура в цепи сетки второй лампы, на который осуществляется регенерация; для настройки этого контура во всем диапазоне приемника (от 300 до 1850 метров) служат конденсатор переменной емкости C_2 и вариометр L_3 , управление которыми осуществляется при помощи одной рукоятки. Для этой цели подвижные системы как конденсатора, так и вариометра смонтированы на общую ось. Подобное устройство, не требуя переключений в колебательном контуре второй лампы при работе во всем диапазоне приемника, упрощает таким образом управление приемника. Так как при такой системе настройки колебательного контура величина обратной связи с катушкой L_4 изменяется, то для компенсации этого изменения введена добавочная обратная связь L_6 — L_7 . Приемный контур образован вариометром L_1 и сменными конденсаторами постоянной емкости C_1 . Значения отдельных элементов в схеме следующие: $C_3 = 150$ см, $C_4 = 1000$ см, $C_5 = 5000$ см, $C_6 = 0,5$ мкФ. Соотношение числа витков в первичной и вторичной обмотках трансформаторов низкой частоты следующее:

для трансформатора T_1 —1:3,

„ „ „ T_2 —1:2.

Для уменьшения емкостных влияний рук оператора при настройке приемника передняя наклонная панель приемника, на которой расположены все рукоятки управления, покрыта с внутренней стороны экранирующим металлическим листом, соединенным с земляным зажимом.

Модификацией приемника БЧН, направленной главным образом к упрощению управления, является приемник БЧЗ.

Приемником последнего выпуска является приемник ЭЧС-3 — первый советский приемник массового производства с экранированной лампой и с питанием полностью от осветительной сети приемного тока.

§ 177. Громкоговорители. Громкоговорители (репродукторы) представляют собою техническое развитие приемного телефона, обеспечивающее достаточно громкое воспроизведение звука для обслуживания комнаты, большой аудитории или открытых пространств.

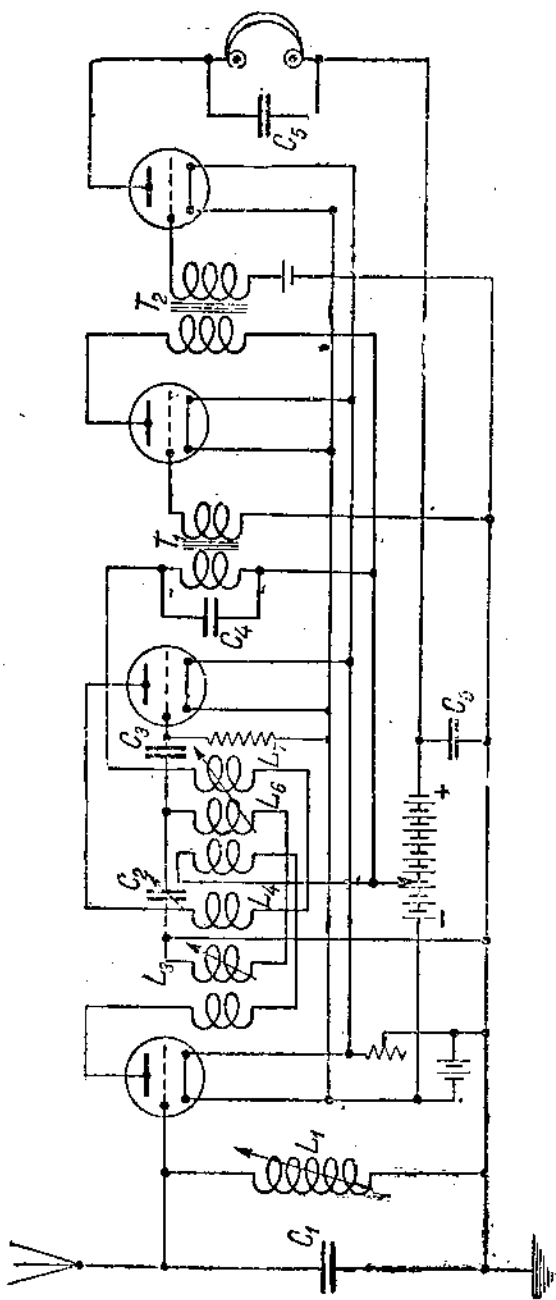


Рис. 263

По принципу электрического воздействия токов звуковой частоты на воспроизводящую звуковые колебания мембрану, громкоговорители разделяются на: 1) электромагнитные, 2) электродинамические, 3) электростатические. По принципу возбуждения мембраной звуковых колебаний в прилегающих к ней слоях воздуха громкоговорители разделяются на: 1) рупорные и 2) диффузорные.

Наибольшее распространение в современной повседневной практике имеют электромагнитные громкоговорители. Сюда относится большинство изготавливаемых в СССР громкоговорителей и др. По устройству магнитной системы они могут быть подразделены на две группы: 1) громкоговорители с обыкновенной (как в телефонах) магнитной системой и 2) громкоговорители с дифференциальной магнитной системой.

Примером электромагнитного громкоговорителя с обыкновенной магнитной системой может служить громкоговоритель Аккорд (ТМ-1). Устройство механизма этого громкоговорителя в схематическом разрезе изображено на рис. 269.

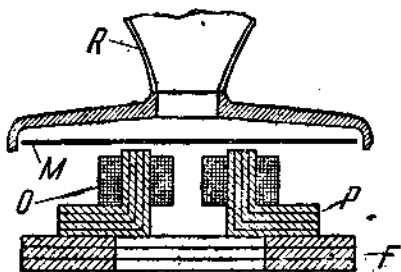


Рис. 269.

Магнитная система состоит из подковообразных тонких штампованных стальных полос F , наложенных друг на друга. По концам этого постоянного магнита наложены полюсные наконечники P из тонкого листового железа, несущие катушки O , через которые пропускается переменный ток звуковой частоты от усилителя. Перед полюсными наконечниками расположена мембрана M , воспроизводящая звуковые колебания. Расстояние между мембраной и полюсными наконечниками регулируется при помощи специального винтового приспособления. Колебания мембраны передаются близлежащим слоям воздуха и затем вызывают колебания в окружающем пространстве через посредство рупора R ; громкоговоритель Аккорд принадлежит к числу рупорных.

Назначение всякого рупора заключается в сосредоточении излучения звуковой энергии, в усилении слабого воздействия мембраны на окружающий воздух, благодаря чему даже при слабых колебаниях мембраны получается достаточная громкость. Для такого действия отверстие рупора, обращенное

к мембране, должно быть меньше, а наружное отверстие — больше. Таким образом рупор должен иметь все расширяющиеся по его длине поперечные сечения.

Влияние рупора на мембрану сказывается в увеличении ее затухания, в связи с чем мембрана лишается возможности давать излишние колебания, не вызываемые подводимым к громкоговорителю переменным током. Рупор, таким образом, не только усиливает звуковые колебания, но и уменьшает возможные искажения, которые были бы получены при свободно движущейся мембране.

Рупор Аккорда изготавливается либо из бумажной массы (папье-маше), либо из эбонита. Бумажный рупор хрупок, гигроскопичен и годится для обслуживания только закрытых (от дождя) помещений. Эбонитовый рупор менее хрупок и не гигроскопичен; он может быть применен для обслуживания открытых пространств.

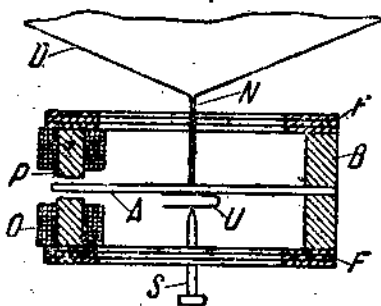


Рис. 270.

Сопротивление обмоток Аккорда равно приблизительно 2500 Ω , а предельное значение напряжения питающего его тока — 100 ÷ 150 В. Дальность действия Аккорда в направлении оси рупора зависит от условий окружающей обстановки.

В условиях сравнительно не шумной обстановки Аккорд может обслужить площадь на расстояниях до 30 метров. Так как Аккорд характеризуется направленным действием (вдоль оси рупора), то для обслуживания площади надлежит располагать в одной точке несколько экземпляров букетом.

Примером электромагнитного громкоговорителя с дифференциальной магнитной системой может служить громкоговоритель Рекорд 1. Устройство этого громкоговорителя в схематическом разрезе изображено на рис. 270. Магнитная система состоит из двух постоянных подковообразных магнитов F, образованных из штампованных полос вольфрамовой стали и обращенных друг к другу своими одноименными полюсами. На одном своем конце эта пара несет полюсные наконечники P из мягкого железа. На полюсных наконечниках надеты катушки O, через которые пропускается переменный ток звуковой части от усилителя. На другом конце магниты соединяются

между собою железным стерженьком B , в средней части которого зажат якорь A , представляющий собою пластинку из мягкого железа. Якорь свободно проходит между полюсными наконечниками P и нормально занимает среднее положение, так как действующие на него от полюсов P силы притяжения взаимно уравниваются.

При пропускании через обмотки O переменного тока это равновесие нарушается, при условии, конечно, что направления тока в обмотках будут взаимно противоположны. Якорь,

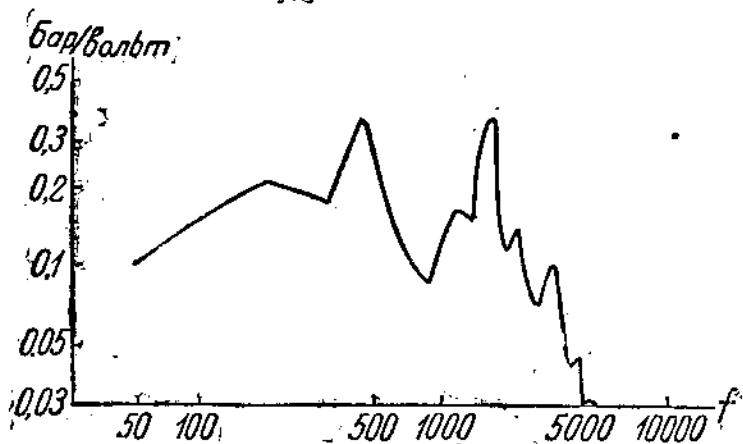


Рис. 271.

испытывая в этом случае со стороны полюсных наконечников двойное действие, начнет совершать колебания с частотой питающего обмотки тока.

При помощи стальной иглы N эти колебания передаются мембране D своеобразной конструкции, имеющей большую поверхность и вызывающей поэтому усиленные колебания в прилежащих к ней слоях воздуха. Эта мембрана называется диффузором; громкоговоритель Рекорд, таким образом, относится к числу диффузорных.

Диффузор имеет форму сильно расширяющегося короткого конуса, изготовленного из бумаги. Он хрупок, гигроскопичен, и поэтому Рекорд может применяться только в закрытых помещениях.

Частотная характеристика громкоговорителя Рекорд, т. е. зависимость чувствительности (в барах ¹⁾ на 1 вольт) от частоты

¹⁾ Бар — единица звукового давления, равная 1 дине/см².

колебаний передаваемого звука, характеризуется наличием большого числа пиков, обусловленных резонансными эффектами отдельных колеблющихся частей механического устройства (рис. 271). Диапазон пропускаемых Рекордом звуков частот, вообще говоря, невелик.

Сопротивление обмоток Рекорда постоянному току равно приблизительно 2500 Ω , а переменному току — около 20 000 Ω (при $f=80$). Предельное значение питающего Рекорд переменного напряжения составляет около 30—50 вольт, т. е. сила питающего тока равна 1—2 миллиамперам. Направленное действие Рекорда очень невелико, а громкость его достаточна

для обслуживания небольшой тихой аудитории. Регулировка громкоговорителя, т. е. установка якоря в нужное рабочее положение, осуществляется при помощи регулировочного винта S , упирающегося в припаянную к якорю пружину U .

Принцип действия электродинамических громкоговорителей, отличающихся большой чистотой звуковой передачи при больших значениях развиваемой мощности, основан на движении проводника с переменным током в сильном постоянном магнитном поле. Понятие об устройстве электродинамического

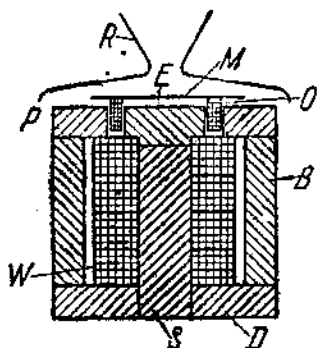


Рис. 272.

громкоговорителя дает схематический разрез его механизма, изображенный на рис. 272. Механизм этот состоит из мощного электромагнита, образованного центральным цилиндрическим стержнем S , запрессованным в диск D , на котором укреплен стакан B , несущий сверху полюсное кольцо P . Другой полюс образован грибовидной насадкой F на верхнем конце стержня. В кольцевом междуполюсном воздушном зазоре помещена легкая кольцевая обмотка O , питаемая переменным током звуковой частоты от усилителя. Обмотка скреплена с мембраной M , расположенной против входного отверстия рупора R . Электромагнит возбуждается от источника постоянного тока при помощи катушек W . Действие механизма понятно: при пропускании через катушку O переменного тока звуковой частоты эта катушка начинает совершать вместе с мембраной колебания, которые в конечном результате вызовут излучение рупором звуковых колебаний.

Частотная характеристика электродинамических громкоговорителей несколько лучше характеристик громкоговорителей электромагнитных: она более плавна и равномерна (рис. 273). Диапазон пропускаемых частот значительно больше, в пределах от 50 до 8000 герц. Поэтому электродинамический громкоговоритель характеризуется лучшими свойствами в отношении передачи звуков с сохранением их тембра и низких тонов.

Наконец, преимуществом электродинамических громкоговорителей является возможность достигать больших значений звуковой энергии.

К числу недостатков электродинамических громкоговорителей надлежит отнести необходимость питания обмоток элек-

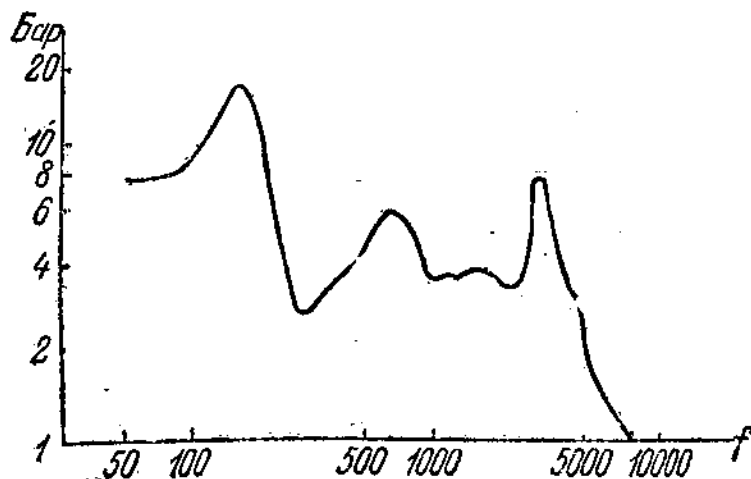


Рис. 273.

тромагнитов. Расход электрической мощности при этом достигает значительных размеров: для малых электродинамических громкоговорителей она достигает значений порядка нескольких ватт, для больших — порядка нескольких десятков и сотен ватт.

В настоящее время, однако, изготавливаются электродинамические громкоговорители с постоянными магнитами. Для последних применяется высокосортная кобальтовая сталь, что позволяет достигнуть сравнительно небольшого веса механизма.

Электродинамические громкоговорители устраиваются как рупорные, так и диффузорные. Примером рупорного электродинамического громкоговорителя может служить громкогово-

ритель, изготовленный ВЭСО для обслуживания площади Урицкого в Ленинграде. Этот громкоговоритель требует для полной загрузки около 200 ватт энергии переменного тока. Для возбуждения электромагнита расходуется 500 ватт постоянного тока. Громкоговоритель имеет конический рупор из толстых деревянных досок.

Действие электростатических громкоговорителей основано на принципе электростатического взаимодействия между двумя обкладками конденсатора. Такой громкоговоритель состоит из плоского конденсатора, у которого одна обкладка представляет собою неподвижную металлическую пластинку, а другая — очень тонкую и легкую мембрану из шелка, слюды или резины, покрытую с наружной стороны тонким проводящим слоем (золото, алюминий, уголь). Расстояние между обкладками выбирается очень малым, порядка нескольких сотых долей миллиметра.

Рабочий режим электростатического громкоговорителя определяется наложением в цепь конденсатора переменного напряжения звуковой частоты (порядка 100 вольт) при наличии в этой цепи начального постоянного высокого напряжения (порядка 1000 вольт).

Распространения электростатические громкоговорители не имеют.

§ 178. Контрольные вопросы и примеры.

- 1) Указать разницу между усилителями высокой и низкой частоты.
- 2) Какова роль лампы в схеме усиления?
- 3) Перечислить все условия, в которых должна работать лампа, чтобы обеспечить неискаженное усиление.
- 4) Дать определение действующего коэффициента усиления лампового звена.
- 5) Статическая характеристика американской лампы UV 851 при анодном напряжении $U_a = 2000$ вольт определяется следующими значениями:

U_g V	-96	-90	-80	-70	-60	-40	-20	0	+10
I_a mA	0	12	54	131	246	590	1020	1560	1875

Коэффициент усиления этой лампы $\mu = 20$, внутреннее сопротивление $R_a = 850 \text{ }\Omega$. Построить динамические характеристики лампы при значениях внешнего анодного сопротивления $R = R_a$ и $R = 10 R_a$. Напряжение источника анодного тока $U_b = 3250 \text{ V}$.

Решение. Строим характеристику $I_a = f(U_g)$ лампы при $U_a = 2000 \text{ V}$. Пользуясь заданным значением коэффициента усиления, строим семейство статических характеристик для значений $U_a = 3500 \div 1000 \text{ V}$.

Для построения динамической характеристики при $R = R_a = 850 \Omega$ имеем

U_a В	1750	2000	2250	2500	2750	3000	3250
I_a мА	1765	1470	1176	882	588	293	0

Для построения динамической характеристики при $R = 10 R_a = 8500 \Omega$ имеем

U_a В	1000	1500	2000	2500	3000	3250
I_a мА	253	205	147	88	29	0

Искомые характеристики изображены на рис. 274.

6) Назвать основное условие для получения наибольшего усиления напряжения.

7) Назвать основное условие для получения наибольшего усиления электрической мощности.

8) Вычислить значения добротности для трехэлектродной лампы ВЭСО типа ПТ-2 и экранированной СО-124.

Ответ. Добротность $Q \frac{mW}{V^2}$ ламп
ПТ-2 — 4,4; СО-124 — 350.

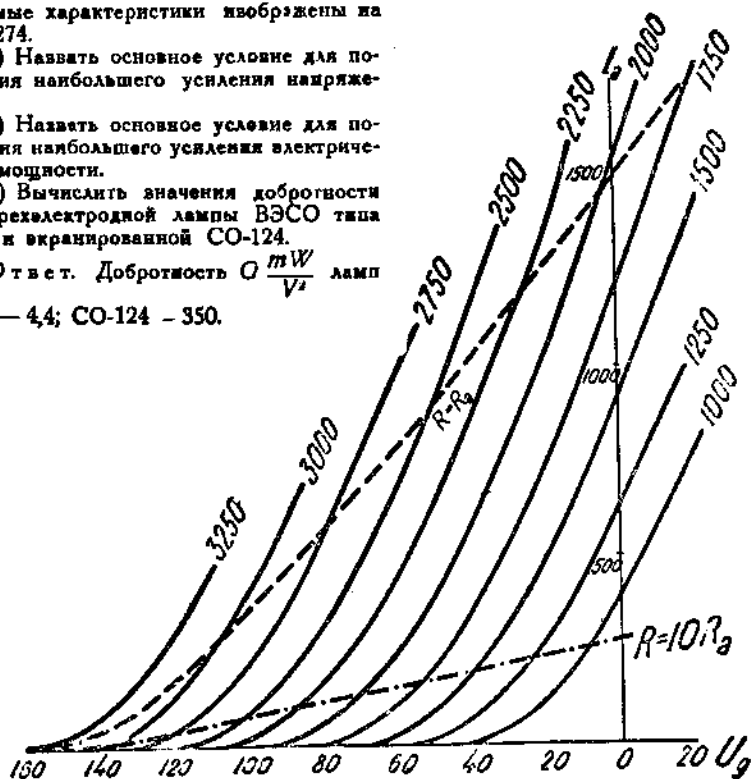


Рис. 274.

9) Предполагая, что оказываемое мембраной телефона давление на прилегающие к ней слои воздуха находится в линейной зависимости от переменной разности потенциалов, приложенной к цепи телефона, рассчитать трехкратный усилитель низкой частоты со связями при помощи сопротивлений на лампах, характеризующихся следующими параметрами: $\mu = 10$, $R_a = 20\,000\ \Omega$. Усилитель работает в диапазоне частот, в котором наименьшая частота $f_{\min} = 50$.

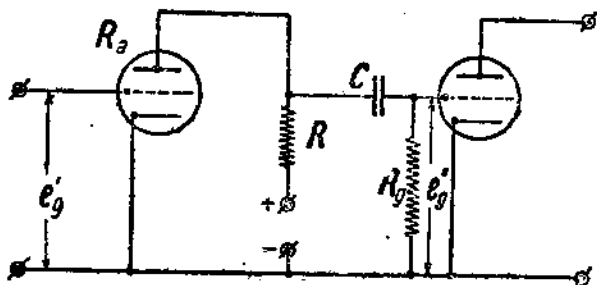


Рис. 275.

Решение. Рассмотрим одно звено усилителя (рис. 275). Пусть в цепи сетки первой лампы действует переменная электродвижущая сила

$$e_g' = E_g \sin \omega t.$$

Задача звена состоит в получении в цепи сетки второй лампы переменной электродвижущей силы e_g'' , причем отношение

$$\frac{e_g''}{e_g'} = \mu_d$$

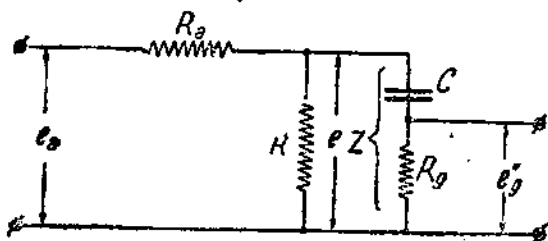


Рис. 276.

должно не только быть по возможности большим, но и — что самое важное — должно оставаться по возможности постоянным для всех частот диапазона усиления. Величина усиления μ_d , очевидно, будет функцией вида

$$\mu_d = f(R_a, R, R_g, C, \omega).$$

Нашу задачу мы решим, определив вид этой функции. Для этого рассмотрим схему, эквивалентную схеме звена усилителя, изображенную на рис. 276. В этой схеме лампа заменена сопротивлением R_a , равным ее внутреннему

сопротивлению; действие же электродвижущей силы в цепи сетки e_g' заменено эквивалентной электродвижущей силой

$$e_a = \mu e_g',$$

где μ — статический коэффициент усиления лампы.

Пользуясь известными нам соотношениями, мы можем написать

$$\frac{e_g''}{e_g'} = \frac{e_g'' \mu}{e_a} \mu_0,$$

или

$$\frac{e_g''}{e_a} = \frac{\mu_0}{\mu} = \mu',$$

или

$$\mu = \frac{e_g''}{e} \cdot \frac{e}{e_a}.$$

Из эквивалентной схемы имеем

$$\frac{e_g''}{e} = \frac{R_g}{Z}$$

и

$$\frac{e}{e_a} = \frac{\frac{RZ}{R+Z}}{R_a + \frac{RZ}{R+Z}} = \frac{RZ}{R_a R + R_a Z + RZ},$$

следовательно,

$$\mu' = \frac{RR_g}{R_a R + R_a Z + RZ} = \frac{1}{\frac{R_a}{R_g} \left(1 + \frac{Z}{R}\right) + \frac{Z}{R_g}}.$$

Так как

$$Z = R_g - j \frac{1}{\omega C},$$

то

$$\begin{aligned} \mu' &= \frac{1}{\frac{R_a}{R_g} \left(1 + \frac{R_g - j \frac{1}{\omega C}}{R}\right) + \frac{R_g - j \frac{1}{\omega C}}{R_g}} = \\ &= \frac{1}{\frac{R_a R + R_a R_g + R R_g}{R R_g} - j \frac{1}{\omega C R_g} \left(\frac{R_a}{R} + 1\right)}. \end{aligned}$$

Отсюда абсолютное значение μ' будет

$$\mu' = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{R_a R + R_a R_g + R R_g}{R R_g}\right)^2 + \frac{1}{R_g^2 \omega^2 C^2} \left(\frac{R_a}{R} + 1\right)^2}}.$$

Из полученного выражения следует, что с уменьшением частоты усиление также уменьшается, и при наименьшей частоте $\omega_{\min}$ мы получаем наименьшее усиление $\mu'_{\min}$; наибольшей частоте усиливаемого диапазона $\omega_{\max}$ будет соответствовать наибольшее усиление $\mu'_{\max}$. Отношение

$$\frac{\mu'_{\min}}{\mu'_{\max}} = k$$

характеризует искажение в усилителе, как следствие изменения соотношения амплитуд различных частот. Так как человеческое ухо способно отмечать (независимо от частоты) лишь 5—10% изменения интенсивности звука, то при предположении, сделанном в самом начале этого примера, мы должны считать

при наличии одного звена $k \geq 0,9$,

„ двух звеньях $k \geq \sqrt{0,9} = 0,949$,

„ трех „ $k \geq \sqrt[3]{0,9} = 0,966$.

Расчет несколько упрощается, если в приведенном выше выражении для k мы под величиною $\mu'_{\max}$ будем подразумевать наибольшее возможное усиление, а именно усиление при $C = \infty$; тогда

$$\mu_{\max} = \frac{RR_g}{R_a R + R_a R_g + RR_g} \dots \dots \dots (82)$$

Тогда для расчета усилителя мы получаем следующее выражение:

$$\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{R_a R + R_a R_g + RR_g}{RR_g}\right)^2 + \frac{1}{R_g^2 \omega^2 \min C^2} \left(\frac{R_a}{R} + 1\right)^2}} =$$

$$= k \frac{RR_g}{R_a R + R_a R_g + RR_g},$$

откуда

$$C = \frac{R_a + R}{\omega \min [R_g (R_a + R) + R_a R] \sqrt{\frac{1}{k^2} - 1}} \dots \dots \dots (83)$$

Основанием для выбора величины R являются соображения, изложенные в § 166. После выбора R неизвестными остаются C и R_g . Для выбора величины R_g , от которой зависит величина наибольшего возможного усиления $\mu'_{\max}$, будет служить уравнение (82). После этого определяется величина емкости C .

Выбираем $R = 5R_a = 100\,000 \Omega$. Решаем уравнение (82) для ряда значений R_g и строим кривую $\mu'_{\max} = f(R_g)$, изображенную на рис. 277. Из этой кривой заключаем, что с увеличением R_g свыше 0,4—0,6 МΩ величина $\mu'_{\max}$ возрастает медленно. Кроме того, при выборе R_g мы должны иметь в виду, что при очень больших его значениях, вследствие накопления

на сетке электронов, будет проявляться детекторное действие лампы. Поэтому останавливаемся на значении:

$$R_g = 0,5 \text{ М}\Omega.$$

При таком значении сопротивления утески R_g величина блокировочной емкости, по уравнению (83), будет равна

$$C = 21600 \text{ см.}$$

10) Построить зависимость $\mu_a = f(\lambda)$ для однозвенного реактивного усилителя (схема по рис. 258) при $L = 0,05 \text{ Н}$, если параметры лампы следующие: $\mu = 10$, $R_a = 2000 \text{ }\Omega$.

Отв. Искомая зависимость имеет вид, изображенный на рис. 278.

11) Для обслуживания одного громкоговорителя ВЭСО типа Рекорд требуется около 25 милливатт мощности переменного тока. Последние ступень усилителя, обслуживающего 40 громкоговорителей при посредстве выходного трансформатора, характеризуемого коэффициентом полезного действия 0,9, образована лампой ВЭСО типа УТ-15. Определить величину переменного напряжения, которую необходимо иметь в цепи сетки этой лампы

Отв. $E = 18,7$ вольт.

12) Диапазон длин волн местного генератора супергетеродинного приемника равен $200 \div 500$ метров. Промежуточный усилитель настроен на длину волны 1700 м . Определить диапазон приемника.

Отв. $178 \div 708$ метров.

13) При суперрегенеративном приеме усиление возрастает с увеличением отношения частоты принимаемых колебаний к частоте суперной. Определить, в каких условиях суперрегенеративный приемник даст лучшие результаты, в условиях ли приема незатухающих колебаний или же в условиях приема колебаний модулированных?

Отв. При приеме модулированных колебаний, например, при приеме радиотелефонных станций, суперная частота должна быть выше звуковых модулирующих частот, так как в противном случае будут происходить искажения принимаемых сигналов. При

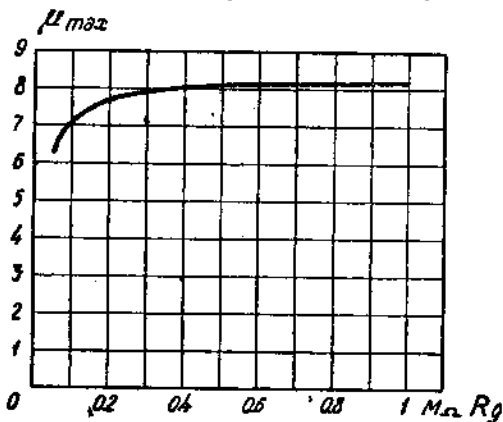


Рис. 77.

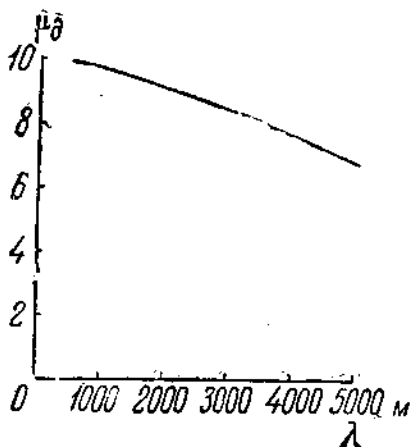


Рис. 278.

приеме же незатухающих колебаний суперная частота может быть звуковой частотой, определяющей тон звучания приемного телефона. При одном и том же значении длины рабочей волны передающей радиостанции прием незатухающих колебаний может быть, следовательно, обеспечен большим отношением частоты принимаемых колебаний к частоте суперной. Иначе говоря, прием незатухающих колебаний при суперрегенеративном приемнике сопровождается большим усилением по сравнению с приемом колебаний модулированных.

14) Нарисовать частотные характеристики для усилителей реостатного, дроссельного и резонансного.

15) Сравнить методы шейтродинирования: а) включение конденсатора между анодами, б) включение конденсатора между сетками.

§ 179. Литература.

1) E. H. Armstrong. „A study of heterodyne amplification of the electron relay“. PIRE, 1917, апрель, стр. 145—168.

2) E. H. Armstrong. „Some recent developments of regenerative circuits“. PIRE, 1922, август, стр. 244—260.

3) A. Nyma. „Electrical loud-speakers“. JAIEE, 1923, сентябрь-стр. 921—927.

4) St. Clair-Finlay. „The design and operation of tuned anode receivers“. EWWE, 1923, октябрь, стр. 33—42.

5) C. R. Hanna, J. Slepian. „The functions and design of horns for loud speakers“. JAIEE, 1924, март, стр. 250—256.

6) K. Dorbski. „Le téléphone électrostatique“. RGE, 1924, апрель 5, стр. 571—577.

7) E. V. Appleton, M. Taylor. „On optimum heterodyne reception“. PIRE, 1924, июнь, стр. 277—294.

8) A. N. Goldsmith, J. P. Minton. „The performance and theory of loud speaker horns“. PIRE, 1924, август, стр. 423—478.

9) E. W. Kellogg. „The effect of a horn on the pitch of a loud speaking telephone“. GER, 1924, август, стр. 556—562.

10) E. H. Armstrong. „The superheterodyne“. PIRE, 1924, октябрь, стр. 539—552.

11) E. W. Kellogg. „Design of non-distorting power amplifier“. JAIEE, 1925, май, стр. 490—493; L'on. El., 1925, ноябрь, стр. 474—491; декабрь, стр. 540—552.

12) C. W. Rice, E. W. Kellogg. „Notes on the development of a new type of hornless loud speaker“. JAIEE, 1925, сентябрь, стр. 982—991.

13) L. Chrétien. „La théorie et la pratique des récepteurs à résonance-neutrodyne“. La TSF Moderne, 1926, январь, стр. 1—12.

14) H. A. Thomas. „The performance of amplifiers“. EWWE, 1926, январь, стр. 15—18; JIEE, 1926, февраль, стр. 253—278.

15) N. W. McLachlan. „Loud-speakers“. EWWE, 1926, март, стр. 152—164.

16) J. F. Dreyer, R. H. Manson. „The shielded neutrodyne receiver“. PIRE, 1926, апрель, стр. 217—247; июнь, стр. 395—412.

17) L. Lévy. „Les changeurs de fréquence superhétérodynes“. L'on. El., 1926, апрель, стр. 173—180.

18) M. von Ardenne. „Ein Vergleich zwischen Transformatorenverstärker und Widerstandsverstärker“. Jdd T. u T., 1926, июнь, стр. 167—169.

- 19) Mercier. „Recherches sur les meilleures conditions de fonctionnement d'un amplificateur à résistances“. L'On. El., 1926, август, стр. 413—424.
- 20) F. C. Willis, L. E. Melhuish. „Load carrying capacity of amplifiers“. Bell Syst. Tech. Journ., 1926, октябрь, стр. 573—592.
- 21) A. Forstmann. „Über die Verstärkung von im Hörbereich liegenden Schwingungen mit Widerstandsverstärkern“. Jdd T. u T., 1926, ноябрь, стр. 156—161.
- 22) Г. А. Остроумов. „Этюды лампового приема“. Т. и Т.б.п., 1926, ноябрь, стр. 465—483; 1927, июнь, стр. 233—252.
- 23) J. C. Warner, A. V. Loughren. „The output characteristics of amplifier tubes“. PIRE, 1926, декабрь, стр. 735—757.
- 24) S. Harris. „Notes on the design of resistance-capacity coupled amplifiers“. PIRE, 1926, декабрь, стр. 759—763.
- 25) Е. Юрасов. „Нейтродин“. Война и техника, 1927, январь, стр. 125—134.
- 26) H. Kafka. „Ein Beitrag zur Theorie der Niederfrequenzverstärkung mit Widerstandskopplung“. Jdd T. u T., 1927, февраль, стр. 39—45.
- 27) A. Clavier, J. Podliasky. „Sur les amplificateurs de puissance sans distorsion“. L'On. El., 1927, февраль, стр. 71—81.
- 28) H. Kafka. „Ein Beitrag zur Theorie der Niederfrequenzverstärkung mit Widerstandskopplung“. Jdd T. u T., 1927, февраль, стр. 39—45.
- 29) Blanchard. „Perfectionnements aux amplificateurs à résonance“. L'On. El., 1927, февраль, стр. 57—70.
- 30) F. M. Colebrook. „A new development in resistance amplification“. EWE, 1927, апрель, стр. 195—205.
- 31) P. K. Turner. „Design and construction of a superheterodyne receiver“. EWE, 1927, май, стр. 286—292; июнь, стр. 339—348; июль, стр. 402—411.
- 32) H. Dänzer. „Zur Theorie des Widerstandsverstärkers“. Jdd T. u T., 1927, июль, стр. 26—28.
- 33) V. G. Smith. „A mathematical study of radio frequency amplification“. PIRE, 1927, июнь, стр. 525—536.
- 34) Г. Остроумов. „О причине громадной чувствительности супер-регенеративного режима“. Т. и Т.б.п., 1927, август, стр. 417—432.
- 35) M. von Ardenne. „Zur Theorie der Endverstärkung“. Jdd T. u T., 1927, октябрь, стр. 116—123; PIRE, 1928, февраль, стр. 193—207.
- 36) M. von Ardenne, W. Stoff. „On the values and the effects of stray capacities in resistance-coupled amplifiers“. PIRE, 1927, ноябрь, стр. 895—901.
- 37) R. T. Beatty. „The stability of the tuned-grid tuned-plate H. F. amplifiers“. EWE, 1928, январь, стр. 3—15.
- 38) H. Kafka. „Zur Niederfrequenzverstärkung mit Drosselspulen Kopplung“. Jdd T. u T., 1928, март, стр. 87—90.
- 39) C. R. Hanna. „Loudspeakers of high efficiency and load capacity“. JAIEE, 1928, апрель, стр. 253—257.
- 40) А. Харкевич. „Экспериментальное исследование некоторых свойств репродукторов“. Т. и Т.б.п., 1928, июнь, стр. 305—316.
- 41) B. D. H. Tellegen. „Endverstärkerprobleme“. Jdd T. u T., 1928, июнь, стр. 183—190.
- 42) P. David. „Les super-réactions“. L'On. El., 1928, июнь, стр. 217—259.
- 43) H. Reppisch. „Über die Spannungsverstärkung mittels Transformatorrenkopplung beim Niederfrequenzverstärker“. Jdd T. u T., 1928, июль, стр. 22—24.

- 44) F. Schierl. „Zwei Verstärker mit ohmscher Rückkopplung in theoretischer Behandlung“. A. f. E., 1928, август 11, стр. 346—370.
- 45) М. И. Пономарев. „Регенерация и суперрегенерация в настроенных контурах трехэлектродной лампы“ ВЭТЭ, 1928, август, стр. 308—311.
- 46) L. Hartshorn. „Inter-electrode capacities and resistance amplification“. EWWE, 1928, август, стр. 419—430.
- 47) P. Toulon. „Haut-parleurs électrostatiques“. L'On. El., 1928, сентябрь, стр. 393—409.
- 48) M. von Ardenne, W. Stoff. „The harmful effects of inter-electrode capacity“. EWWE, 1928, сентябрь, стр. 509—513.
- 49) А. И. Берг. „Основы радиотехнических расчетов“. Ленинград, 1928.
- 50) М. С. Нейман. „Нейтродинные схемы“. Электросвязь, 1928, № 7, стр. 16—26.
- 51) Boella. „Sur le calcul des amplificateurs à moyenne fréquence pour superhétérodyne“. L'On. El., 1928, ноябрь, стр. 500—508.
- 52) I. Wolff. „Sound measurements and loud speaker characteristics“. PIRE, 1928, декабрь, стр. 1729—1741.
- 53) H. Bartels. „Über die Höchstleistungen und Verzerrungen bei Endverstärkern“. ENT, 1929, январь, стр. 9—17.
- 54) K. Schleisinger. „Neutralisation des Resonanz-Verstärkers“. Jdd T. u T., 1929, февраль, стр. 63—66.
- 55) B. C. Brain. „Output characteristics of thermionic amplifiers“. EWWE, 1929, март, стр. 119—127.
- 56) G. L. Beers, W. L. Carlson. „Recent developments in superheterodyne receivers“. PIRE, 1929, март, стр. 501—515.
- 57) L. G. Hector, H. N. Kozanowski. „Apparent equality of loudspeaker output at various frequencies“. PIRE, 1929, март, стр. 521—535.
- 58) M. von Ardenne. „Die aperiodische Verstärkung von Rundfunkwellen“. Jdd T. u T., 1929, май, стр. 166—176.
- 59) C. R. Cosens. „Moving coil loudspeakers“ EWWE, 1929, июль, стр. 353—368.
- 60) H. G. Möller. „Berechnung des günstigsten Durchgriffes der Röhren im Widerstandsverstärker“. Jdd T. u T., 1929, август, стр. 53—56.
- 61) А. Б. Селян. „Влияние паразитной емкости при резонансном усилении“. Т. и Т. б. п., 1929, октябрь, стр. 427—446.
- 62) M. von Ardenne. „Fortschritte beim Bau und bei der Anwendung von Widerstandsverstärkern“ Jdd T. u T., 1929, ноябрь, стр. 161—168.
- 63) А. Форстман, Г. Репшиш. „Усилители низкой частоты“ Госиздат, 1930.
- 64) В. А. Сифоров. „О необходимом и достаточном условии отсутствия самовозбуждения многокаскадного резонансного усилителя“. В. Э., 1931, июль, стр. 213—222.
- 65) А. А. Меерович, П. А. Лосицкий. „Реоотно-трансформаторная схема усилителя звуковых частот“. В. Э., 1931, август, стр. 261—267.
- 66) В. И. Сифоров. „Об устойчивости резонансных усилителей“. В. Э., 1931, октябрь, стр. 331—342.
- 67) С. И. Тетельбаум. „Повышение отдачи лампового усилителя при одновременной работе на двух волнах“. В. Э., 1931, ноябрь-декабрь, стр. 452—457.
- 68) В. И. Сифоров. „О расчете резонансных усилителей“. В. Э., 1931, ноябрь-декабрь, стр. 422—443.

69) Г. Г. Гиякин. „Современный заграничный приемник“. Москва, 1932, библиотека „Радиофронт“, № 2-3.

70) M. J. O. Strutt. „On the equivalent mass of driven loud speaker cones“. EWWE, 1932, март, стр. 143—150.

71) М. Г. Марк. „Усилители низкой и высокой частоты“. Госэнергоиздат, 1932.

72) В. И. Сяфоров. „Резонансные усилители“. Ленинград, 1932.

73) Г. Баркгаузен. „Электронные лампы“. Том III, „Приемники“. ГОНТИ, 1932.

74) К. А. Аламагин. „К вопросу о выборе режима оконечных ламп“. ИЭПСТ, 1933, № 1, стр. 42—45.

ГЛАВА XIV.

РАДИОТЕЛЕФОНΙΑ.

§ 180. Модулирование электрических колебаний. Под модулированием электрических колебаний высокой частоты понимается изменение амплитуд этих колебаний, производимое некоторой звуковой частотой. Такое модулирование на отправительной радиостанции необходимо для передачи звука либо в форме человеческой речи, либо в форме сложных музыкальных композиций. В самом деле, если в приемной радиосети будут возбуждены такие модулированные колебания, то в приемном устройстве после детектирования составляющая звуковой частоты будет выделена и воздействует на мембрану телефона. Таким образом, звуковые колебания, воспроизведенные перед микрофоном отправительной станции, будут с большей или меньшей точностью, в зависимости от технического совершенства выполнения отдельных элементов и всего устройства в целом, повторены мембраной телефона приемной станции.

Простейшим случаем модуляции является тот, когда колебания высокой частоты модулируются одной звуковой частотой (случай передачи одного музыкального тона, встречающийся в тональных передатчиках). Рассмотрим этот случай. Пусть колебания высокой частоты

$$I \sin \omega t$$

должны быть модулированы звуковой частотой

$$\cos \omega_0 t,$$

причем изменения амплитуды I колебаний высокой частоты должны происходить в ту и другую стороны на величину

$$k I,$$

где k — правильная дробь.

Согласно сделанному выше определению модуляции, уравнение модулированного тока выразится следующим образом:

$$i = (I + kI \cos \omega_0 t) \cdot \sin \omega t \quad (84)$$

Графическое изображение этой кривой дано на рис. 279.

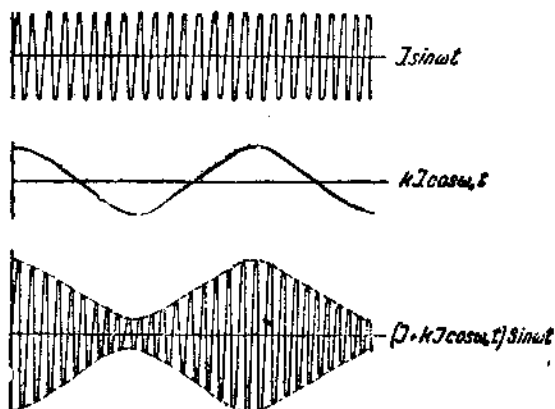


Рис. 279.

Выполним простейшие преобразования уравнения (84).

$$i = I \sin \omega t + kI \cos \omega_0 t \cdot \sin \omega t = I \sin \omega t + \frac{kI}{2} \sin (\omega + \omega_0) t + \frac{kI}{2} \sin (\omega - \omega_0) t$$

или

$$i = I \sin 2\pi f t + \frac{kI}{2} \sin 2\pi (f + f_0) t + \frac{kI}{2} \sin 2\pi (f - f_0) t.$$

Мы видим, таким образом, что модулированное колебание состоит, в рассматриваемом случае, из трех составляющих незатухающих колебаний, характеризующихся амплитудами:

$$I, \frac{kI}{2}, \frac{kI}{2}$$

и частотами

$$f, (f + f_0), (f - f_0).$$

При наличии в радиосети электрических колебаний рассматриваемого вида, в окружающем эту радиосеть пространстве возникнет сложное модулированное колебание; при помощи резонаторных контуров мы сможем на приемной станции обнаружить явление резонанса с этими частотами. Эти частоты носят следующие названия:

f — несущая частота (частота переноса),
 $f + f_0$ — верхняя боковая частота,
 $f - f_0$ — нижняя боковая частота.

В условиях передачи речи или музыки дело обстоит несколько сложнее. В соответствии с тем, что передаваемые звуки занимают некоторый, более или менее широкий диапазон частот, мы получаем при модулировании более или менее широкие верхние и нижние полосы боковых частот.

§ 181. Глубина модуляции. В вышеприведенных уравнениях коэффициент k носит название коэффициента глубины модуляции.

Его величина может быть просто определена из диаграммы модулированного тока (рис. 280), или напряжения, а именно:

$$k = \frac{i}{I}$$

или

$$k = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

Обычно величина коэффициента глубины модуляции выражается в процентах.

Величина коэффициента глубины модуляции играет существенную роль в технике передачи речи и музыки, влияя как на силу приема, так и на чистоту приема (отсутствие искажений). Рассмотрим условия приема модулированных колебаний. Для упрощения возьмем случай модулирования только двумя звуковыми частотами f_{01} и f_{02} . Согласно изложенному выше,

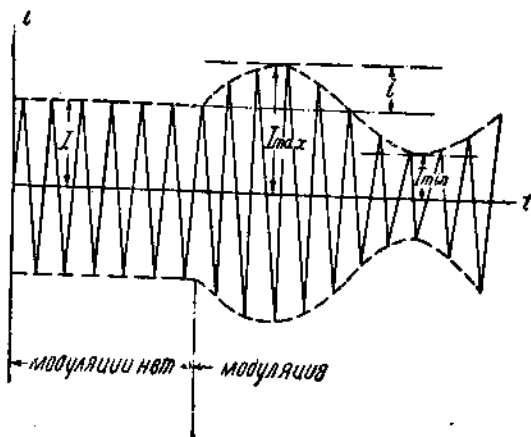


Рис. 280.

выражение модулированного тока в этом случае будет иметь вид

$$i = (I + k_1 I \cos 2\pi f_{01} t + k_2 I \cos 2\pi f_{02} t) \sin 2\pi f t,$$

где k_1 и k_2 — соответственные значения коэффициентов глубины модуляции. При существовании в отправительной радиосети электрических колебаний такого вида, в радиосети приемной мы получим аналогичные колебания. Согласно квадратичному закону детектирования, ток в цепи приемного телефона при этих условиях будет равен

$$i_a = a(I + k_1 I \cos 2\pi f_{01} t + k_2 I \cos 2\pi f_{02} t)^2,$$

где a — коэффициент пропорциональности, зависящий от приемного устройства.

Сделаем анализ полученного выражения.

$$\begin{aligned} i_a = & aI^2 + ak_1^2 I^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 4\pi f_{01} t \right) + \\ & + ak_2^2 I^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 4\pi f_{02} t \right) + 2ak_1 I^2 \cos 2\pi f_{01} t + \\ & + 2ak_2 I^2 \cos 2\pi f_{02} t + 2ak_1 k_2 I^2 \left[\frac{1}{2} \cos 2\pi (f_{01} - f_{02}) t + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \cos 2\pi (f_{01} + f_{02}) t \right]. \end{aligned}$$

Отсюда видно, что в цепи приемного телефона будут проходить следующие составляющие тока:

$$1) aI^2 + \frac{1}{2} ak_1^2 I^2 + \frac{1}{2} ak_2^2 I^2;$$

это будет постоянная составляющая тока, не оказывающая никакого влияния на прием и его силу;

$$2) 2ak_1 I^2 \cos 2\pi f_{01} t + 2ak_2 I^2 \cos 2\pi f_{02} t;$$

это будут переменные составляющие тока модулирующих частот, т. е. составляющие тока, определяющие прием передаваемых звуковых частот f_{01} и f_{02} ; очевидно, что сила приема будет тем больше, чем больше величина коэффициента глубины модуляции k ; однако, эта величина не может быть больше 1 (100%),

так как в противном случае получились бы сильные искажения передаваемых звуков;

$$3) \frac{1}{2} a k_1^2 f^2 \cos 4\pi f_{01} t + \frac{1}{2} a k_2^2 f^2 \cos 4\pi f_{02} t;$$

это будут переменные составляющие тока двойной частоты, обуславливающие своим наличием искажение передаваемых звуков; чистоту передачи с точки зрения этих искажений можно характеризовать коэффициентом n_1 :

$$n_1 = \frac{2 a k_1 f^2}{\frac{1}{2} a k_1^2 f^2} = \frac{4}{k_1} \dots \dots \dots (85)$$

$$4) a k_1 k_2 f^2 \cos 2\pi (f_{01} - f_{02}) t + a k_1 k_2 f^2 \cos 2\pi (f_{01} + f_{02}) t;$$

это будут переменные составляющие тока частот суммы и разности, также обуславливающие своим наличием искажение передаваемых звуков; чистоту передачи с точки зрения этих искажений можно характеризовать коэффициентом n_2 , предполагая для упрощения, что $k_1 = k_2$:

$$n_2 = \frac{2 a k_1 f^2}{a k_1^2 f^2} = \frac{2}{k_1} \dots \dots \dots (86)$$

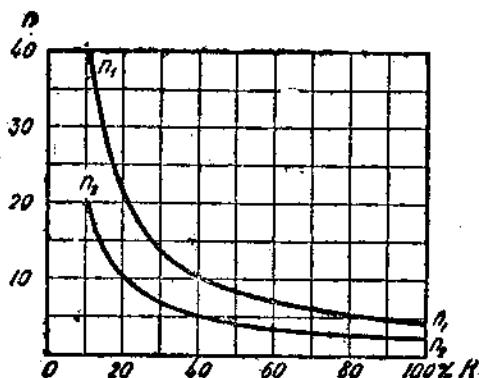


Рис. 281.

Выражения (85) и (86) свидетельствуют о том, что с увеличением коэффициента глубины модуляции искажения растут (рис. 281). Таким образом мы приходим к выводу, что если с точки зрения силы приема требуется осуществление наибольшей (сто-процентной) модуляции, то с точки зрения чистоты приема требования диаметрально противоположны. Практи-

ческое компромиссное решение заключается в том, что глубину модуляции обычно выбирают в пределах 40—50%.

§ 182. Методы модуляции. Итак, задачей модуляторного устройства является изменение амплитуд незатухающих электрических колебаний по некоторому, более или менее сложному, в зависимости от передаваемого комплекса звуков, закону. Задачу модулирования мы можем определить как задачу такого изменения условий генераторного режима передатчика, когда амплитуды генерируемых им колебаний изменяются во времени по закону звуковых колебаний. Эта задача в связи с ламповыми передатчиками разрешается применением микрофона, изменения сопротивления которого, следующие за изменениями давления прилегающего к его мембране столба воздуха, при воспроизведении перед этой мембраной того или иного комплекса звуков, управляют изменением разности потенциалов между двумя точками схемы передатчика, где эти изменения, в конечном счете, влекут за собой модуляцию колебаний. В огромном большинстве случаев цепь микрофона присоединяется к этим точкам не непосредственно, а через так называемый микрофонный трансформатор. Этот последний, будучи трансформатором низкой частоты, содержит железный сердечник; при этом полное сопротивление первичной обмотки трансформатора должно быть равно сопротивлению микрофона, а полное сопротивление вторичной обмотки должно быть равно сопротивлению той цепи, на которую эта обмотка замкнута. В зависимости от типа применяющегося микрофона развиваемые им электрические колебания могут быть подвергнуты предварительному усилению при помощи одного или нескольких каскадов лампового усиления.

В такой системе наиболее важно достигнуть того, чтобы изменения амплитуд колебаний высокой частоты были пропорциональны переменному напряжению, создаваемому микрофонной цепью, так как только при выполнении этого условия будет осуществлена неискаженная модуляция, будет происходить неискаженная передача звуков. Иначе говоря, необходимо, чтобы зависимость между изменением тока в антенне и модулирующим напряжением (модуляционная характеристика) выражалась прямой линией.

Современная практика радиотелефонии использует в качестве передатчиков почти исключительно ламповые генераторы. В связи с этим и модуляторные устройства также осуществляются при помощи ламп.

Наиболее распространенные системы модуляции, объединяя их по основным признакам, можно разбить на два класса: 1) системы модуляции на сетку, 2) системы модуляции на анод.

§ 183. Микрофон. Микрофон, являясь преобразователем звуковой энергии в энергию электрического тока, играет основную роль во всех схемах передачи речи и музыки. Независимо от своей конструкции (а их существует большое количество), всякий микрофон должен характеризоваться следующим основным свойством: отношение получаемого от микрофона электрического напряжения к величине вызывающего его звукового давления должно быть постоянным во всем диапазоне звуковых частот, так как в противном случае будут получены искажения передаваемых звуков. Важно также, чтобы это постоянство указанного отношения сохранялось при любых значениях самого давления, т. е. при любых силах звука. Такое требование означает, что зависимость получаемого от микрофона электрического напряжения от частоты прилагаемого к микрофону звука в графическом изображении должна представляться прямой линией, параллельной оси абсцисс (при условии постоянства звукового давления, конечно). Такая зависимость носит название частотной характеристики микрофона. Сугубо важным ее постоянство является при передаче речи в диапазоне звуковых частот от 300 до 2400 периодов в секунду и при передаче музыки в диапазоне от 80 до 10000 периодов в секунду.

Другое важное свойство микрофона заключается в его чувствительности, т. е. способности давать большие значения электрического напряжения при малых звуковых давлениях.

Существующие в современной практике микрофоны по принципу действия могут быть разбиты на следующие группы: контактные микрофоны, электромагнитные, электродинамические, конденсаторные, газовые, термомикрофоны и световые микрофоны. Мы остановимся на рассмотрении только наиболее употребительных групп.

Наибольшее распространение в повседневной практике получили наиболее простые по своей конструкции контактные микрофоны. Сюда относятся известные в практике провололочной телефонной связи обыкновенные угольные микрофоны и так называемые концертные угольные микрофоны.

Обыкновенный угольный микрофон представляет собою два угольных электрода, пространство между которыми заполняют угольные зерна или угольный порошок (рис. 282). Один из электродов (*A*) неподвижен и достаточно массивен. Другой электрод представляет собою тонкий угольный диск и служит мембраной микрофона *M*. При разговоре перед рупором *B* переменное звуковое давление через

столб воздуха, соприкасающийся с мембраной, передается этой последней. Колебания мембраны вызывают изменение условий соприкосновения между собою отдельных угольных зерен, вследствие чего изменяется сопротивление микрофона. Если микрофон включен в замкнутую цепь, содержащую источник

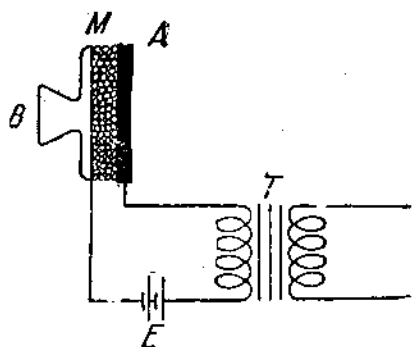


Рис. 282

постоянного напряжения E , то в полном соответствии с этими изменениями сопротивления будет изменяться и сила тока в цепи, т. е. на первоначальное значение постоянного тока в цепи микрофона I_0 будет накладываться переменная составляющая тока $I \sin \omega t$, где ω — угловая частота воспроизводимого перед мембраной звука (рис. 283). Эта переменная составляющая тока создаст на зажимах вторичной обмотки микрофонного трансформатора T переменную электродвижущую силу, которая и может

быть использована для целей модуляции.

Наряду с указанными положительными характеристиками, обыкновенный угольный микрофон, однако, характеризуется целым рядом недостатков. Главным недостатком угольного микрофона является наличие так называемых **нелинейных искажений**, проистекающих вследствие того, что движениям мембраны внутрь и наружу соответствуют неодинаковые изменения сопротивления. Нелинейные искажения ведут к появлению высших гармонических колебаний, а также к появлению комбинационных колебаний, делающих передаваемые звуковые колебания искаженными.

Таким образом, обыкновенный угольный микрофон имеет плохую частотную характеристику, дает большие искажения и поэтому может применяться только для передачи простого разговора.

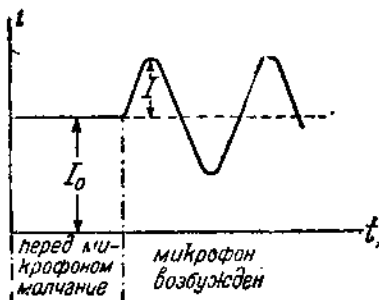


Рис. 283

При концертных радиопередачах угольные микрофоны изготавливаются с некоторыми специальными усовершенствованиями для достижения более благоприятной частотной характеристики, для уменьшения искажений. К таким концертным угольным микрофонам надлежит отнести в первую очередь угольный микрофон фирмы Western Electric Company, затем мраморный микрофон Рейца (Reisz'a), двойной угольный микрофон и др.

Устройство микрофона фирмы Western Electric Company, являющегося одним из лучших концертных угольных микрофонов, отличается от устройства обыкновенных угольных микрофонов особым выполнением деталей. Так,

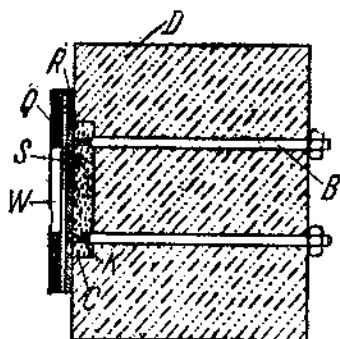


Рис. 284.

угольные зерна в этом микрофоне выполнены в виде шариков одинаковых размеров. Электроды, между которыми находятся эти угольные шарики, выполняются в виде пластинок с тщательно отполированными поверхностями. Мембрана изготавливается из тонкой дюралюминиевой пластинки, позолоченной с обеих сторон. При помощи специальной системы колец эта мембрана может быть настолько туго натянута, что период собственных ее колебаний будет очень высоким и окажется в пределах диапазона звуков, едва ощущаемых ухом.

Значительно ослаблены нелинейные искажения в мраморном микрофоне Рейца. Этот микрофон, также угольного типа, представляет собою (рис. 284) кусок мрамора D в виде куба со стороной около 10 см, в передней боковой стенке кот рого сделано небольшое, около 3 мм, углубление С, заполненное угольным порошком. В это углубление входят угольные электроды K, соединяемые через посредство болтов B с наружной схемой включения микрофона. Сверху углубление прикрывается очень тонкой резиновой пленкой R. Поверх пленки накладывается шелковая газовая сетка S, и все это закрепляется эбонитовой рамкой Q, имеющей центральный квадратный вырез W. Если перед этим вырезом воспроизводить звуки, то звуковые переменные давления, через резиновую пленку, вызовут изменения сопротивления микрофона, а отсюда и изменения тока через него.

Мраморный микрофон обладает очень хорошей частотной характеристикой, вследствие чего он и получил у нас, в СССР, (марка ММ) широкое распространение при передаче не только речи, но и при передаче художественной (музыка, театр и пр.). Мраморный микрофон обладает сопротивлением порядка 150—300 Ω и при нормальном напряжении питания в 12—20 вольт способен выдержать ток силой 30—100 мА. Развиваемая мраморным микрофоном электрическая мощность невелика, почему он и требует предварительного усиления при помощи 3—4 каскадов.

Почти совершенно свободен от нелинейных искажений применяемый на американских концертных радиостанциях так называемый двойной микрофон (рис. 285). Дюралюминиевая мембрана *M* помещена в пространство, заполненное угольным порошком, с каждой стороны которого имеется по электроду *A*. В спокойном (в отсутствии разговора) состоянии через микрофон и в его цепи текут токи взаимно противоположных направлений, не вызывая никаких электрических процессов во вторичной обмотке микрофонного трансформатора *T*. При разговоре в каждой из цепей двойного микрофона появляются переменные токи, складывающиеся в первичной обмотке трансформатора и вызывающие появление переменной электродвижущей силы в его вторичной обмотке.

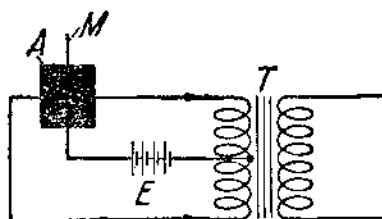


Рис. 285.

Двойной угольный микрофон также характеризуется небольшой электрической мощностью и требует предварительного усиления в 2—3 каскадах. Чистота передачи этого микрофона, однако, значительна, почему он и получил широкое применение на американских станциях.

Обобщая все существующие системы устройства микрофонов угольного типа, нужно отметить, в дополнение к вышеизложенному, еще ряд общих их недостатков. К числу этих недостатков относятся: 1) спекание угольных зерен, 2) явление собственного шума и 3) наличие порога чувствительности.

Явление спекания угольных зерен проявляется уже при небольших нагревах угольного порошка, при прохождении по нему рабочего тока. При спекании чувствительность микрофона значительно уменьшается. Обычно в этих случаях

в с т а н о в л е н и е чувствительности микрофона достигается встряхиванием его или легким по нему постукиванием.

Явление собственного шума, которым сопровождается передача угольным микрофоном звуков (фон), может быть объяснено температурными влияниями в точках соприкосновения отдельных угольных зерен при прохождении тока. Уровень громкости шума зависит от качества угольного порошка и может иметь значения в пределах от 15 до 30 децибел. Отметим для сравнения, что средний уровень громкости при раз-

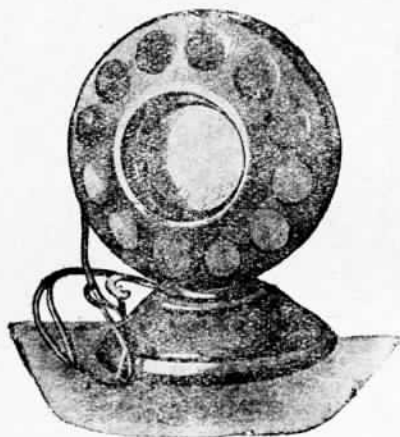


Рис. 286.

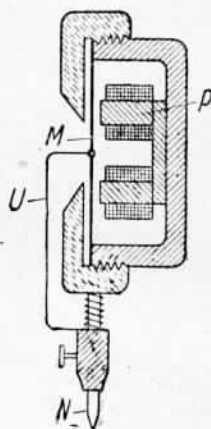


Рис. 287.

говоре равен приблизительно 70 децибел. Обыкновенно для уменьшения относительного влияния шумов в угольных микрофонах выбирают некоторый оптимальный режим его работы, наивыгоднейшее значение силы тока питания, при котором отношение

$$\frac{\text{чувствительность}}{\text{шум}}$$

для микрофона достигает наибольшего значения.

Наличие порога чувствительности требует, чтобы прилагаемое к микрофону звуковое давление было не меньше некоторого критического значения; это последнее равно приблизительно 0,01 бар.

На рис. 286 приведена фотография одного из изготавливаемых ВЭСО типов угольных микрофонов. Это—микрофон

диспетчерского типа, в котором капсуля, содержащая угольный порошок, закреплена в вертикальном положении на пружинящих подвесках внутри металлической клетки с отверстиями.

К электромагнитным микрофонам может быть отнесен всякий обращенный телефон, т. е. телефон, перед мембраной которого говорят. Своеобразное и широкое применение такой микрофон, известный под наименованием адаптера, получил в технике непосредственной модуляции радиопередатчика от граммофонной пластинки (граммофон по радио). Эскизное изображение адаптера приведено на рис. 287. Граммофонная игла N при своем движении по граммофонной пластинке вызывает вибрации пружинящего сочленения U , связанного с мембраной M телефона. Колебания этой мембраны вызывают появление переменного тока в обмотке, надетой на полюсах магнита P . Этот переменный ток используется затем для целей модуляции.

Под наименованием электродинамических микрофонов подразумеваются многообразные типы микрофонов, принцип действия которых основан на появлении переменной электродвижущей силы в проводнике, колеблющемся под влиянием звуковых давлений в постоянном магнитном поле. Эскизный разрез одного из таких микрофонов (магнетофон) представлен на рис. 288. Этот магнетофон состоит из электромагнита F , имеющего форму цилиндра и питаемого при помощи обмотки O . В кольцевом боковом вырезе цилиндра помещается легкоподвижная плоская спиральная катушка L из тонкой проволоки. Катушка проклеена резиновым раствором и представляет собою, таким образом, мембрану микрофона. При разговоре мембрана колеблется в сильном магнитном поле, вследствие чего в ее спирали появляются переменные токи, используемые затем для модуляции.

К электродинамическому типу относится также ленточный микрофон, устройство которого состоит в следующем. Между полюсами сильного электромагнита или магнита постоянного помещается тонкая (порядка 0,003 — 0,007 мм) гофрированная (для увеличения рабочей поверхности) ленточка из дюралюминия. Ленточка включена в цепь первичной обмотки

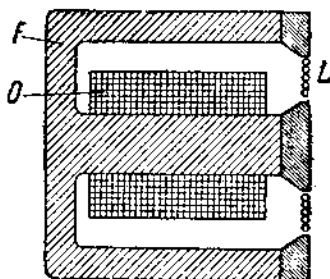


Рис. 288.

микрофонного трансформатора. Под влиянием звуковых давлений ленточка совершает соответственные колебательные движения, что при существовании сильного магнитного поля обеспечивает появление в ней переменной электродвижущей силы. Ленточные микрофоны характеризуются очень хорошей частотной характеристикой и дают неискаженную передачу в широком диапазоне от 30 до 7000 герц.

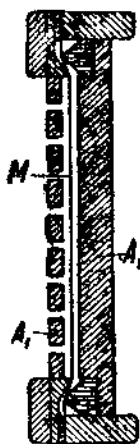


Рис. 289.

Примером конденсаторного микрофона может служить получивший распространение на концертных радиостанциях и в звуковом кино микрофон Риггера (Riegger).

Микрофон представляет собою плоский круглый воздушный конденсатор (рис. 289), одним из электродов которого является неподвижная сетка A_1 или задняя стенка A_2 , а другой электрод представлен тонким диском из алюминиевой фольги, покрытый с обеих сторон тончайшим шелком; этот электрод M вместе с тем является и мембраной микрофона. При разговоре, при колебаниях мембраны, происходит изменение емкости микрофона. И если такой микрофон будет включен в колебательный контур, то изменения емкости вызовут в контуре изменения частоты или тока, которые затем могут быть использованы для модуляции. Конденсаторный микрофон характеризуется прекрасными качествами репродукции. Чувствительность его, однако, весьма мала: при звуковом давлении в 1 бар микрофон дает всего лишь 0,35 милливольты на выходе. Поэтому конденсаторный микрофон требует значительно предварительного усиления, порядка 4 — 5 каскадов.

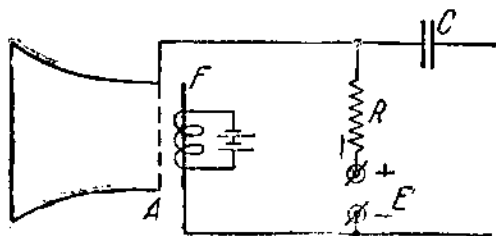


Рис. 290.

Последняя группа — газовые микрофоны, на которой мы остановимся, основана на движении ионов между двумя электродами. В качестве примера укажем на катододон фирмы Lorenz, схематически изображенный на рис. 290. Катододон

состоит из оксидированного катода с подогревом F и перфорированного конического анода A , соединенного с рупором. Источник анодного питания E имеет напряжение порядка 500 вольт. В таких условиях в анодной цепи катододона проходит ток, образуемый движением ионов в пространстве между катодом и анодом. Под влиянием звуковых колебаний этот ионный поток изменяется, вследствие чего происходят и изменения анодного тока, которые при помощи сопротивления R и конденсатора C могут быть переданы, например, в цепь сетки трехэлектродной лампы для осуществления модуляции. Отличительной особенностью катододона является отсутствие мембраны, и его, следовательно, можно считать свободным от инерции.

§ 184. Модуляция на сетку. В основе многообразных систем модуляции на сетку лампы лежит указанный выше процесс изменения внутреннего сопротивления пустотной лампы, точнее, процесс изменения анодного тока этой лампы при наложении на ее сетку модулирующей переменной электродвижущей силы, получаемой от микрофонной цепи.

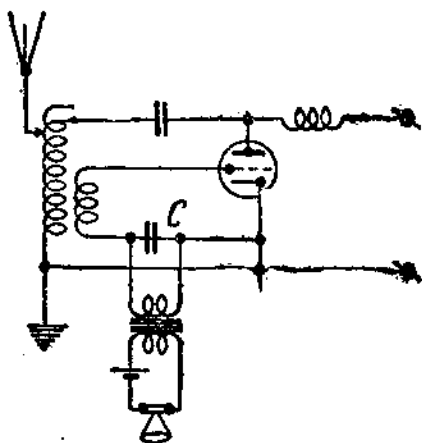


Рис. 291.

Простейшая схема такого рода изображена на рис. 291. Здесь, одновременно с тем, как лампа генерирует незатухающие колебания высокой частоты, происходят, в соответствии с воспроизводимыми перед микрофоном звуками, изменения потенциала сетки этой лампы, прямым следствием чего является изменение амплитуд колебательного тока, т. е. модуляция. Конденсатор C включается для уменьшения сопротивления цепи токам высокой частоты. Его емкость выбирается таким образом, чтобы сопротивление конденсатора $\frac{1}{\omega C}$ токам высокой частоты было мало, а сопротивление $\frac{1}{\omega_0 C}$ токам модулирующих частот было велико. Таким требованиям удовлетворяет в диапазоне средних значений длин волн емкость порядка 1000 см.

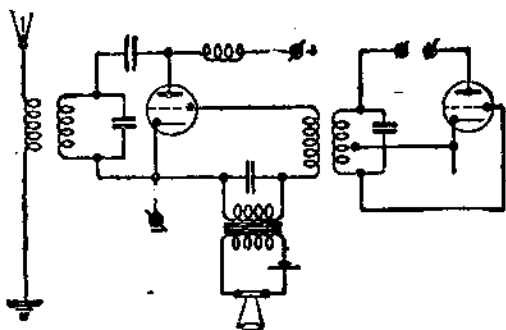


Рис. 292.

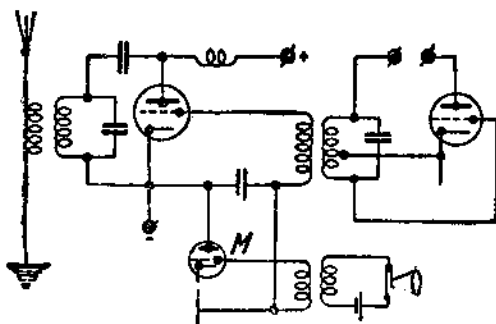


Рис. 293.

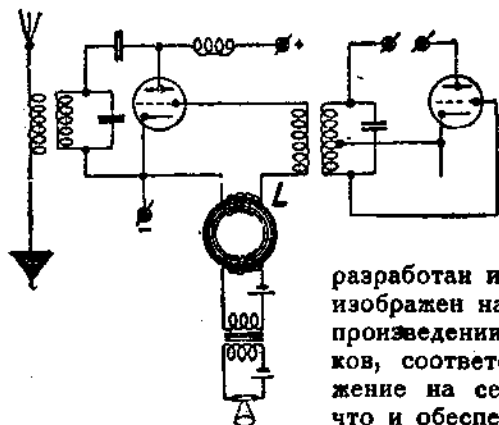


Рис. 294.

Мы уже знаем, что в связи с основным требованием стабильности, предъявляемым современной практикой к ламповому генератору, особенное распространение получили генераторы с независимым возбуждением. В связи с такими генераторами модуляция на сетку может быть осуществлена различными способами, из которых в первую очередь может быть указан способ микрофонного трансформатора, включенного в цепь сетки одного из каскадов усиления колебаний независимого генератора. Схема такого радиопередатчика изображена на рисунке 292.

Другой способ, предложенный Кульвером (Culver) и известный под названием грид-ликовой модуляции (независимо от Кульвера был

разработан инженером В. А. Гуровым), изображен на рис. 293. Здесь, при воспроизведении перед микрофоном звуков, соответственно изменяется напряжение на сетке усилительной лампы, что и обеспечивает модулирование усиливаемых колебаний высокой частоты.

Оригинальный способ сеточной модуляции разработан в лабораториях ВЭСО Мандельштамом и Папалекси. Сущность его заключается в следующем (рис. 294). В цепь сетки усилителя мощности лампового генератора включается специальный кольцевой трансформатор с замкнутым железным сердечником. В первичной обмотке этого трансформатора помещается микрофон с его трансформатором. При воспроизведении перед микрофоном звуков ток в первичной обмотке кольцевого трансформатора будет изменяться. При этих изменениях тока будут изменяться условия насыщения сердечника кольцевого трансформатора, будет, следовательно, изменяться величина коэффициента самоиндукции L вторичной его обмотки. Таким образом, при возбужденном микрофоне мы имеем в цепи сетки усилителя мощности переменное сопротивление ωL для токов высокой частоты. Подводимое к усилителю напряжение высокой частоты частично поглощается в этом сопротивлении, а с его изменением соответственным образом изменяется и та часть напряжения, которая действует непосредственно между сеткой и катодом усилителя, в результате чего изменяются и амплитуды колебательного тока, т. е. достигается модуляция.

§ 185. Анодная модуляция. Система анодной модуляции, к рассмотрению которой мы переходим, получила в современной радиотелефонной практике исключительно широкое распространение. Впервые эта система была предложена американским инженером Хейсингом (Heising) и поэтому очень часто называется его именем. Эта система (рис. 295) характеризуется, в общем слу-

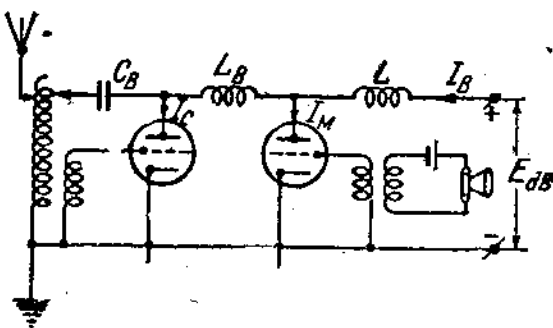


Рис. 295.

чае, наличием двух ламп, из которых одна является генератором, а другая — модулятором. В то время как генератор работает на радиосеть или на замкнутый контур, на сетку модуляторной лампы подается переменное напряжение модулирующей частоты из цепи микрофона. По отношению к источнику питания E_{AB} обе лампы приключены параллельно через посредство реактивной катушки L , коэффициент

самоиндукции которой выбирается настолько большим, чтобы ее сопротивление $\omega_0 L$ током модулирующих частот было значительно больше, чем внутреннее сопротивление применяемых в схеме ламп.

Предположим, что режим обеих ламп выбран так, что при холостом ходе генератора, т. е. когда микрофон модуляторного устройства бездействует, ток питания I_G , приходящийся на долю генераторной лампы, равен току питания I_M , приходящемуся на долю модуляторной лампы. Такой режим изображен на рис. 296-а прямой параллельной оси абсцисс. Если теперь возбудить микрофон, т. е. воспроизводить перед ним звуки, то напряжение на сетке модуляторной лампы будет изменяться соответственным образом, в связи с чем будет изменяться и величина тока I_M , приходящаяся на долю этой модуляторной лампы. Благодаря большому коэффициенту самоиндукции L , полный ток питания

$$I_B = I_G + I_M$$

при этом будет меняться очень мало, практически будет оставаться постоянным. Следовательно, всякому изменению

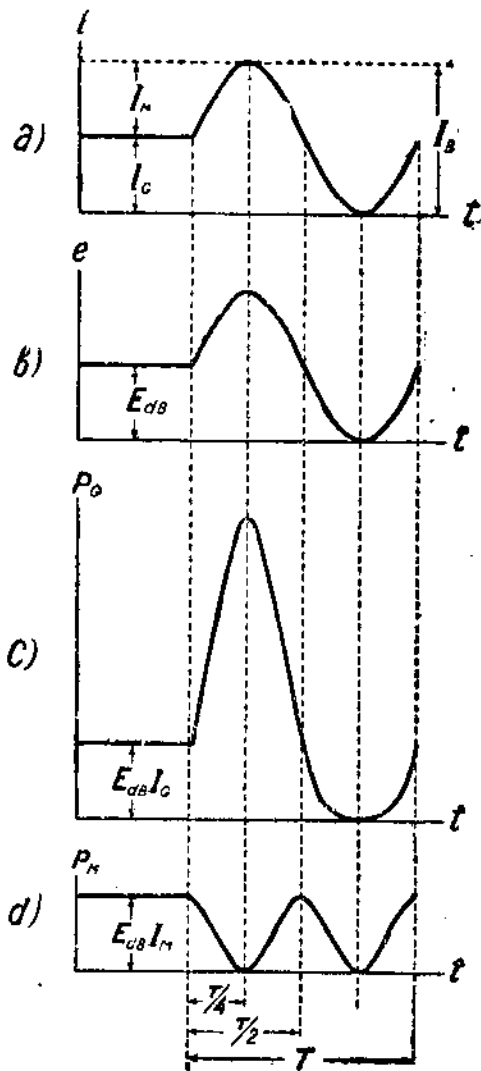


Рис. 296.

тока I_M через модуляторную лампу будет соответствовать противоположное изменение тока I_G через генераторную лампу. Таким образом, при возбуждении микрофона происходит перераспределение токов между модулятором и генератором, в то время как общий ток питания I_B остается постоянным. Это характерное для системы анодной модуляции обстоятельство объясняет и другое ее название как системы модуляции на постоянном токе (constant current system). На рис. 296-а такое перераспределение токов при модуляции изображено для случая, когда модулирующая звуковая волна представляет собою простое гармоническое колебание и когда коэффициент глубины модуляции равен единице.

При указанных изменениях тока через модуляторную лампу на сопротивлении $\omega_0 L$ реактивной катушки мы будем получать переменное падение напряжения, которое будет алгебраически складываться с напряжением источника; поэтому напряжение на анодах генераторной и модуляторной ламп будет при модуляции также изменяться, причем эти изменения будут происходить в фазе с изменениями тока через генератор, как это и изображено на рис. 296-б.

Прямым следствием таких изменений тока и напряжения генераторной лампы является изменение амплитуд колебательной мощности в контуре генератора рис. 296-с, т. е. осуществление модуляции.

Отсюда вытекает, что при системе анодной модуляции напряжение источника E_{dB} должно быть выбрано так, чтобы при рабочем накале ламп оно не являлось напряжением насыщения, т. е. чтобы при возрастании анодного напряжения лампы при модуляции анодный ток также мог бы возрасти.

Вернемся назад и к рис. 296. Выражение для тока через генераторную лампу при модуляции может быть написано таким образом:

$$i_G = I_G (1 + k \sin \omega_0 t)$$

и для анодного напряжения

$$e = E_{dB} (1 + k \sin \omega_0 t).$$

Отсюда мощность, подводимая к генератору,

$$\begin{aligned} P_G &= e i_G = E_{dB} I_G (1 + k \sin \omega_0 t)^2 = \\ &= E_{dB} I_G \left((1 + 2k \sin \omega_0 t + \frac{k^2}{2} - \frac{k^2}{2} \cos 2\omega_0 t) \right). \end{aligned}$$

Наибольшее значение этой мощности при $\omega_0 t = 90^\circ$ будет

$$P_{G_{\max}} = E_{dB} I_G (1 + 2k + k^2)$$

или, при $k=1$,

$$P_{G_{\max}} = 4E_{dB} I_G,$$

т. е. мощность на генераторе при модуляции временами повышается до 4-кратного значения мощности при бездействующем микрофоне (рис. 296-с).

Выражение для тока через модуляторную лампу при модуляции может быть представлено следующим образом:

$$i_M = I_M (1 - k \sin \omega_0 t)$$

и для анодного напряжения попеременно

$$e = E_{dB} (1 + k \sin \omega_0 t).$$

Отсюда, мощность, подводимая к модулятору,

$$\begin{aligned} P_M &= e i_M = E_{dB} I_M (1 - k^2 \sin^2 \omega_0 t) = \\ &= E_{dB} I_M \left(1 - \frac{k^2}{2} + \frac{k^2}{2} \cos 2\omega_0 t \right). \end{aligned}$$

Из этого выражения видно, что подводимая к модулятору мощность при модуляции всегда меньше мощности, потребляемой модулятором при бездействующем микрофоне (рис. 296-d).

На основании полученных выражений можно говорить о коэффициенте полезного действия модуляторного устройства в целом, как об отношении полной подводимой к генератору мощности к мощности, отбираемой от источника питания

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[E_{dB} I_G (1 + 2k \sin \omega_0 t + \frac{k^2}{2} + \frac{k^2}{2} \cos \omega_0 t) \right] dt \\ &= \frac{E_{dB} \cdot I_B}{I_G} \left(1 + \frac{k^2}{2} \right). \end{aligned}$$

При $k=1$ это выражение дает

$$\eta = 0,75,$$

т. е. 0,75 всей мощности, расходуемой источником питания, приходится на долю генераторной лампы.

§ 186. Основания расчета анодной модуляции. Так как увеличение или уменьшение анодного тока через генераторную лампу происходит одновременно с соответственным увеличением или уменьшением анодного напряжения, то в процессе модуляции сопротивление генераторной лампы можно рассматривать как постоянное. Отсюда вытекает возможность замены схемы анодной модуляции (рис. 295) для рассмотрения процессов звуковой частоты схемой эквивалентной, изображенной на рис. 297. Из нее видно, что модуляторная лампа через посредство реактивной катушки L работает на сопротивление R_a (сопротивление генераторной лампы) как усилитель низкой частоты. Поэтому к модуляторной лампе приложимы все требования, предъявляемые к усилительной лампе, и прежде всего требование, чтобы она обладала левой характеристикой.

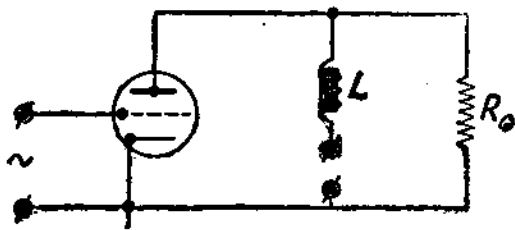


Рис. 297.

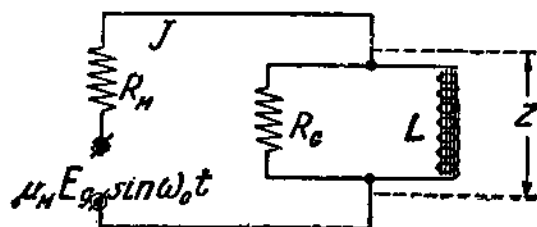


Рис. 298.

мы можем эквивалентную схему представить в виде, изображенном на рис. 298. Такая замена модуляторной лампы оправдывается предположением, что она работает на прямолинейном участке своей характеристики. Переменное напряжение модулирующей частоты $E_g \sin \omega_0 t$, действующее в цепи сетки модуляторной лампы, в эквивалентной схеме учитывается пересчитанной на анод, т. е. мы будем рассматривать модуляторную лампу как сопротивление R_M , последовательно с которым включен источник электродвижущей силы

$$\mu_M E_g \sin \omega_0 t,$$

где μ_M — коэффициент усиления модуляторной лампы.

Из эквивалентной схемы имеем для тока в цепи модуляторной лампы

$$I = \frac{\mu_M E_g}{R_M + Z},$$

где

$$Z = \frac{1}{\frac{1}{R_G} - j \frac{1}{\omega_0 L}} = \frac{R_G}{1 - j \frac{R_G}{\omega_0 L}}.$$

На реактивном сопротивлении катушки L этот ток дает падение напряжения:

$$E_L = IZ = \frac{\mu_M E_g Z}{R_M + Z},$$

величина которого и определяет глубину модуляции при заданном значении напряжения E_{dB} источника питания.

Из полученного выражения имеем

$$\begin{aligned} \frac{E_L}{E_g} &= \frac{\mu_M Z}{R_M + Z} = \frac{\mu_M}{1 + \frac{R_M}{Z}} = \frac{\mu_M}{1 + \frac{R_M \left(1 - j \frac{R_G}{\omega_0 L}\right)}{R_G}} = \\ &= \frac{\mu_M}{1 + \frac{R_M}{R_G} - j \frac{R_M}{\omega_0 L}}. \end{aligned}$$

Абсолютное значение этого отношения характеризует собою действующее усиление модуляторной лампы:

$$\left(\frac{E_L}{E_g} \right) = \mu_d = \frac{\mu_M}{\sqrt{\left(1 + \frac{R_M}{R_G}\right)^2 + \left(\frac{R_M}{\omega_0 L}\right)^2}} \quad \dots (87)$$

Так как глубина модуляции есть функция напряжения E_L , а это последнее, при постоянном значении модулирующего напряжения E_g , есть в свою очередь функция величины действующего усиления μ_d модуляторной лампы, и так как, наконец, усиление μ_d есть функция частоты (уравнение 87), то глубина модуляции является также функцией частоты. При модулировании в некотором, большем или меньшем, диапазоне частот мы будем получать различные значения коэффициента глубины модуляции, иными словами, передача этого диапазона

частот будет совершаться с амплитудными искажениями. Наибольшая глубина модуляции, как это следует из уравнения 87, получается при наибольшей модулирующей частоте. Если предположить, что эта наибольшая частота равна бесконечности, то

$$\lim \left(\frac{E_i}{E_0} \right)_{\omega_0 \rightarrow \infty} = \frac{\mu_M}{1 + \frac{R_M}{R_0}} = \mu_{\text{max}}.$$

Отсюда следует, что для получения наибольшей возможности глубины модуляции надлежит выбирать в качестве модуляторной лампы такую, внутреннее сопротивление R_M которой мало по сравнению с внутренним сопротивлением R_0 лампы генераторной.

Из этого же уравнения следует, что наименьшая глубина модуляции получается при наименьшей модулирующей частоте. Предъявляя к модуляторному устройству требование чистоты передачи модулирующих звуков, мы должны осуществлять это устройство так, чтобы коэффициент глубины модуляции при наименьшей модулирующей частоте $\omega_{0\text{min}}$ мало отличался от коэффициента глубины модуляции при наибольшей частоте $\omega_{0\text{max}}$. Отсюда вытекает понятие о коэффициенте чистоты модуляции:

$$n = \frac{k_{\text{min}}}{k_{\text{max}}}.$$

Если под k_{max} понимать коэффициент глубины модуляции при $\omega_0 = \infty$ (оптимистический случай), то для коэффициента чистоты модуляции мы получим выражение:

$$n = \frac{\frac{\mu_M}{\sqrt{\left(1 + \frac{R_M}{R_0}\right)^2 + \left(\frac{R_M}{\omega_{0\text{min}} L}\right)^2}}}{\frac{\mu_M}{1 + \frac{R_M}{R_0}}} = \frac{1 + \frac{R_M}{R_0}}{\sqrt{\left(1 + \frac{R_M}{R_0}\right)^2 + \left(\frac{R_M}{\omega_{0\text{min}} L}\right)^2}} \dots \dots \dots (89)$$

Отсюда получаем выражение для определения величины коэффициента самоиндукции L модулирующей катушки

$$L = \frac{R_M}{\omega_{0\min} \left(1 + \frac{R_M}{R_G}\right)} \cdot \frac{n}{\sqrt{1-n^2}} \dots \dots \dots (89)$$

Хорошая передача характеризуется значением коэффициента чистоты n порядка $0,8 \div 0,9$.

Коэффициент самоиндукции модуляторной катушки L обычно должен быть велик, порядка нескольких десятков генри. Эта катушка поэтому выполняется с железным сердечником. Ввиду наличия постоянной подмагничивающей составляющей тока следует при расчете этой катушки идти на малые значения магнитной индукции (порядка 1000 гауссов) и кроме того делать ее сердечник разомкнутым.

Для полноты расчета основных элементов радиотелефонного передатчика, собранного по схеме, изображенной на рис. 295, остается указать на принципы выбора величины емкости C_B блокировочного конденсатора. Эта емкость не должна быть слишком велика, чтобы не замыкать накоротко колебания звуковой частоты; с другой стороны, эта емкость не должна быть слишком мала, чтобы не вызывать значительных потерь напряжения высокой частоты. Таким образом, выбор величины емкости C_B определяется двумя условиями, которые по теории Кюна (Kühn) формулируются так:

1) для того, чтобы блокировочная емкость C_B не вносила заметных искажений в процесс модуляции, необходимо соблюдение неравенства:

$$\frac{1}{R_{\omega_{\text{ср}}} C_B} > 10, \dots \dots \dots (90)$$

где R — сопротивление параллельно соединенных генераторной и модуляторной ламп,

$\omega_{\text{ср}}$ — среднее значение угловой частоты в диапазоне модулирующих;

2) падение напряжения высокой частоты на емкости C_B должно быть не больше, чем 4% от напряжения на генераторной лампе:

$$\frac{1}{R_G \omega C_B} \leq 0,04, \dots \dots \dots (91)$$

где ω — высокая частота.

§ 187. Мощные схемы анодной модуляции. В главе о ламповых передатчиках указывалось, что для получения больших значений колебательной мощности применяется параллельное включение надлежащего числа генераторных ламп. Так как при системе анодной модуляции мощность, приходящаяся на долю модулятора, сравнима с мощностью, приходящейся на долю генератора, то при параллельном включении нескольких генераторных ламп необходимо применять такое же или даже большее количество и параллельно включаемых модуляторных ламп той же мощности. Выгодно при этом в качестве модуляторных применять лампы не однотипные с генераторными, а имеющие меньшее внутреннее сопротивление и больший коэффициент усиления.

В таких схемах мощных радиотелефонных установок совершенно необходимым является предвари-

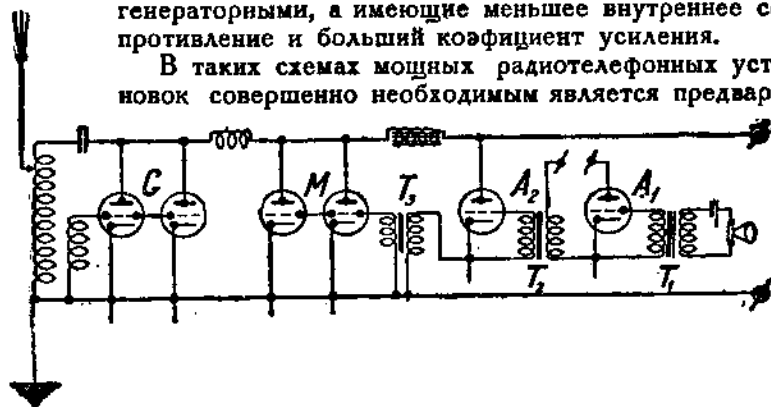


Рис. 299.

тельное усиление микрофонных токов при помощи большего или меньшего числа каскадов субмодуляторных ламп. Примерная схема подобного рода изображена на рис. 299. Здесь G — группа параллельно соединенных генераторных ламп, M — группа модуляторных ламп, A_1 и A_2 — лампы двух каскадов предварительного усиления по низкой частоте. Следует обратить внимание на способ включения трансформатора T_3 между последней ступенью усилителя и группой модуляторных ламп: первичная обмотка этого трансформатора помещена в проводе, ведущем к отрицательному полюсу источника анодного питания. При таком способе устранена возможность пробоя изоляции между первичной и вторичной обмотками трансформатора высоким напряжением источника.

Большое количество субмодуляторных ламп в схемах подобного рода является, конечно, одним из их недостатков.

§ 188. Однополупериодная модуляция. Под этим названием известна схема радиотелефонной модуляции, разработан-

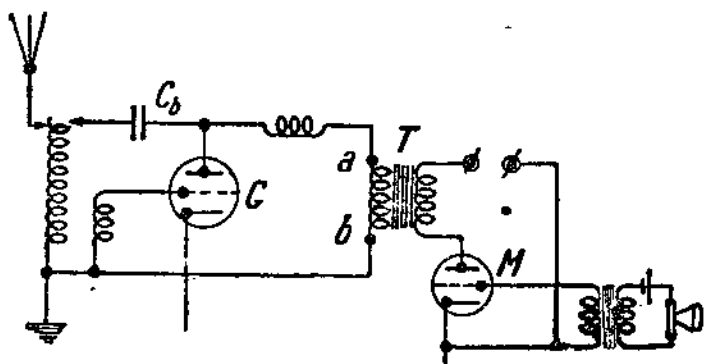


Рис. 300.

ная А. Л. Минцем. Принцип ее действия аналогичен принципу тональной модуляции в схемах питания лампового генератора

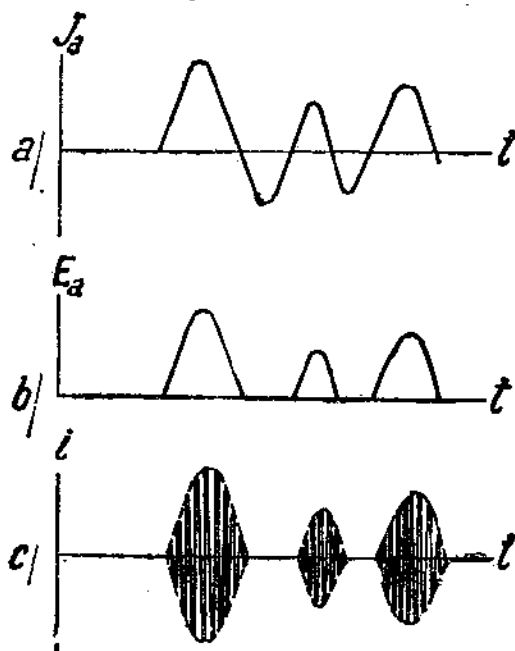


Рис. 301.

переменным током (§ 114). Схема однополупериодной модуляции изображена на рис. 300. Здесь модуляторная лампа M работает как усилитель низкой частоты, в цепи сетки которого действует переменная электродвижущая сила, подаваемая вторичной обмоткой микрофонного трансформатора. Напряжение между точками a и b на вторичной обмотке анодного трансформатора T этой лампы является напряжением питания анодной цепи генераторной лампы G . Конден-

сатор C_b препятствует замыканию модулирующих частот через самоиндукцию колебательного контура.

При невозбужденном микрофоне в анодной цепи модуляторной лампы протекает постоянный ток, и, следовательно, напряжение между точками a и b равно нулю. В соответствии с этим никаких колебаний лампа G не генерирует, и ток в антенне будет равен нулю. Но как только перед микрофоном будут воспроизводиться звуки, ток в анодной цепи модуляторной лампы начнет соответственно изменяться (рис. 301-а). Точно так же будет изменяться и напряжение между точками a и b в анодной цепи генераторной лампы, и при положительных полупериодах этого напряжения (рис. 301-б) лампа будет генерировать. Таким образом, при этом способе модуляции в антенне будут существовать только модулированные колебания (рис. 301-с); при отсутствии модуляции ток в антенне будет равен нулю. Такое обстоятельство и является основным достоинством схемы, позволяющим осуществить некоторую секретность радиопередачи (*quiescent aerial*).

Хотя в приемнике при способе однополупериодной модуляции мы получаем только одну половину модулирующей кривой, опыт показывает, что передача получается все же достаточно ясной.

§ 189. Баланс мощности при модуляции. Из предыдущего нам известно, что если колебания высокой частоты смодулированы согласно, например, уравнению

$$i = I(1 + k \cos \omega_0 t) \sin \omega t,$$

то в действительности мы будем иметь три составляющих колебания:

$$i = I \sin \omega t + \frac{kI}{2} \sin (\omega + \omega_0) t + \frac{kI}{2} \sin (\omega - \omega_0) t.$$

Предположим, что такие колебания существуют в отправительной радиосети, сопротивление которой равно R . Тогда вся смодулированная мощность P_0 перераспределится между этими тремя колебаниями, т. е. между колебаниями основной частоты ω , верхней боковой частотой $(\omega + \omega_0)$ и нижней боковой частотой $(\omega - \omega_0)$, а именно:

$$P_0 = P_\omega + P_{\omega + \omega_0} + P_{\omega - \omega_0},$$

где

$$P_\omega = \frac{I^2 R}{T} \int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt = \frac{I^2 R}{2},$$

$$P_{\omega + \omega_0} = \frac{k^2 I^2 R}{4T} \int_0^T \sin^2(\omega + \omega_0) t \cdot dt = \frac{k^2 I^2 R}{8},$$

$$P_{\omega - \omega_0} = \frac{k^2 I^2 R}{4T} \int_0^T \sin^2(\omega - \omega_0) t \cdot dt = \frac{k^2 I^2 R}{8}.$$

Следовательно,

$$P_0 = \frac{I^2 R}{2} + \frac{2k^2 I^2 R}{8} = \frac{I^2 R}{2} \left(1 + \frac{k^2}{2}\right).$$

Целям передачи модулирующей частоты ω_0 служат лишь боковые частоты $(\omega + \omega_0)$ и $(\omega - \omega_0)$, так как они ее содержат. Таким образом, с точки зрения приема, полезной мощностью является

$$P = P_{\omega + \omega_0} + P_{\omega - \omega_0} = \frac{k^2 I^2 R}{4}.$$

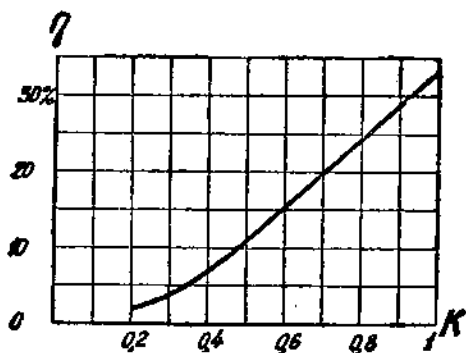


Рис. 302.

и коэффициент полезного действия, т. е. отношение полезной для приема мощности P ко всей смодулированной мощности P_0 , будет равен

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{k^2}{2 + k^2}.$$

Зависимость этого коэффициента полезного действия от величины коэффициента глубины модуляции k изображена на рис. 302.

§ 190. Радиотелефонирование на боковых частотах. Поскольку каждая из боковых частот $(\omega + \omega_0)$ и $(\omega - \omega_0)$ содержит в себе модулирующую частоту ω_0 , постольку для передачи звуков может быть использована всего лишь одна из соответствующих частотных полос, верхняя или нижняя. Другая полоса, равно как и несущая частота ω должны быть при этом, как говорят, погашены в самом передатчике.

Погашению прежде всего подлежит несущая частота. Для этой цели применимы различные способы и схемы, из которых

заслуживают упоминания схемы с использованием принципа моста Витстона и схема балансной модуляции.

Пример схемы с использованием принципа моста Витстона изображен на рис. 303. Погашение несущей частоты ω здесь

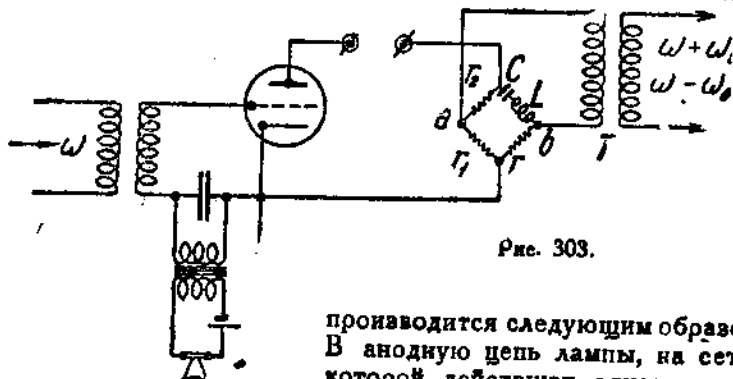


Рис. 303.

производится следующим образом. В анодную цепь лампы, на сетку которой действуют одновременно переменные электродвижущие силы как высокой частоты ω , так и модулирующей частоты ω_0 , включается уравновешенный мост Витстона, в котором ветвь CL настроена в резонанс с частотой ω , т. е.

$$\omega L = \frac{1}{\omega C},$$

а сопротивления r_1, r_2 других ветвей подбираются так, что переменное напряжение частоты ω между точками a и b равно нулю. Таким образом, высокая частота ω не проходит в первичную обмотку трансформатора T высокой частоты. При модуляции в анодной цепи лампы, кроме тока частоты ω , появляются и токи боковых частот $(\omega + \omega_0)$ и $(\omega - \omega_0)$. Для этих токов мост уже не будет уравновешен, и между точками a и b , т. е. в первичной обмотке, а следовательно, и во вторичной обмотке, трансформатора T появятся токи этих частот.

Схема балансного модулятора приведена на рис. 304. Здесь погашение несущей частоты ω осуществляется применением двух одинаковых ламп, включенных по двухтактной схеме. Высокая частота ω подводится к сеткам этих ламп так, что обе лампы возбуждаются в фазе и, следовательно, соответственные анодные токи обеих ламп будут в катушке L_1 направлены друг другу навстречу. Наведенные этими токами электродвижущие силы в катушке L_2 будут компенсировать друг друга, т. е. частота ω во вторичную обмотку L_2 трансформатора T проникать не может.

Модулирующая низкая частота ω_0 подводится к сеткам ламп так, что обе лампы возбуждаются попеременно, иными словами, модулированные токи в анодных цепях обеих ламп имеют в катушке L_1 всегда согласное направление. Благодаря этому в катушке L_2 при модуляции возникают боковые частоты $(\omega + \omega_0)$ и $(\omega - \omega_0)$.

После того как несущая частота при помощи того или иного способа погашена, для осуществления передачи только одной из боковых полос остается еще погасить другую боковую полосу частот. Для этой цели применяются соответственные электрические фильтры, пропускающие через себя определенный диапазон частот, т. е. либо диапазон частот от $(\omega + \omega_{0 \min})$ до $(\omega + \omega_{0 \max})$ — верхняя боковая полоса, либо диапазон частот от $(\omega - \omega_{0 \min})$ до $(\omega - \omega_{0 \max})$ — нижняя боковая полоса. После такой фильтрации оставшаяся полоса частот

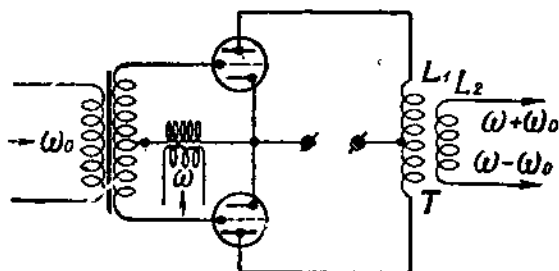


Рис. 304.

усиливается обычными способами и затем подается в излучающую радиосеть.

При рассматриваемом способе радиотелефонной передачи, т. е. когда произносимые перед микрофоном отправительной радиостанции звуки передаются через посредство

только одной боковой полосы частот, мы получаем ряд преимуществ, выгодно характеризующих этот способ по сравнению со способом обычной радиотелефонной передачи.

Прежде всего, так как диапазон частот электромагнитных колебаний, которыми при передаче заполняется окружающее излучающую радиосеть пространство, в данном случае сокращается больше чем в два раза, то возможное число одновременно работающих станций возрастает больше чем в два раза (сравнить с примером 2 этой главы).

Далее, так как при таком способе передачи энергия затрачивается лишь на одну полосу частот, целиком используемую для приема, то установленная мощность отправительной станции может быть значительно уменьшена по сравнению с мощностью,

затрачиваемой при обычном способе радиотелефонирования, а, именно, вместо мощности

$$\frac{P^2 R}{2} \left(1 + \frac{k^2}{2} \right)$$

потребуется всего лишь мощность

$$\frac{k^2 P^2 R}{8}.$$

Отношение этих величин

$$\frac{P^2 R \left(1 + \frac{k^2}{2} \right) \cdot 8}{k^2 P^2 R} = \frac{4}{k^2} + 2$$

показывает, что для передачи при помощи одной боковой полосы требуется мощность приблизительно в $\frac{4}{k^2} + 2$ раз меньшая, чем для передачи с помощью несущей частоты и обеих боковых полос.

§ 191. Двойная модуляция. Основным условием для осуществления радиотелефонной передачи на одной из боковых полос является полная отфильтрация всех частот, лежащих за

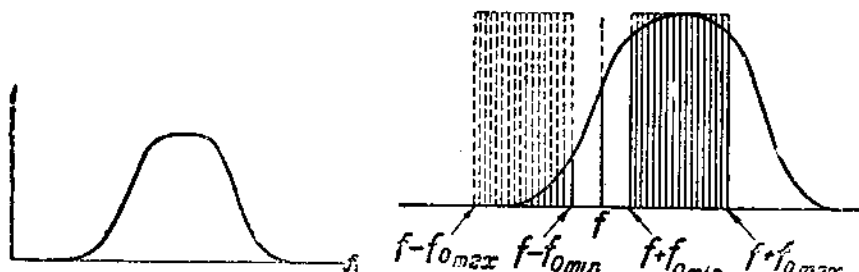


Рис. 305.

Рис. 306.

ее пределами. Для этого служат так называемые полосные фильтры. Характеристика полосного фильтра, т. е. его способность пропускать заданный диапазон частот, обычно имеет вид, изображенный на рис. 305, где по оси ординат отложены силы токов, пропускаемых фильтром, а по оси абсцисс — соответствующие значения частоты.

Применение таких фильтров для поставленной задачи, ввиду близости обеих боковых полос, сопряжено с большими

затруднениями. Отфильтровать заданную полосу частот без того, чтобы через фильтр не прошла в большей или меньшей степени и часть отфильтровываемой полосы, является практически невыполнимой задачей.

Для преодоления этого затруднения прибегают к способу двойной модуляции, когда обе боковые полосы раздвигаются настолько, что отфильтрование одной из них при помощи полосного фильтра может быть осуществлено полностью (рис. 307). Способ заключается в следующем. После того как

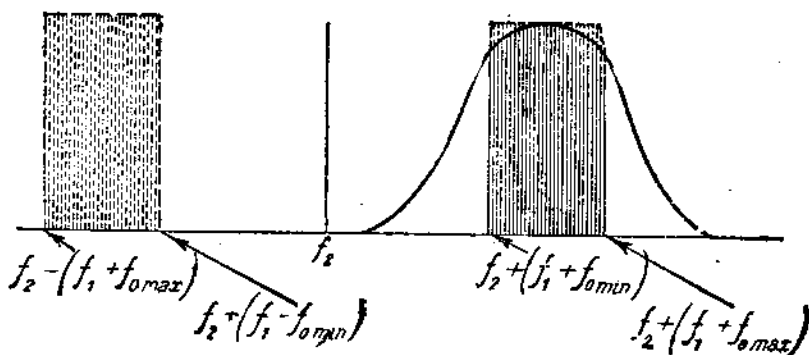


Рис. 307.

первая несущая частота f_1 погашена (эта частота выбирается достаточно низкой, порядка 50 000 герц) и когда более или менее удовлетворительно при помощи полосного фильтра выделена одна из боковых полос, например верхняя ($f_1 + f_0$), то эта последняя накладывается на вторую несущую (в собственном смысле этого слова) частоту f_2 — достаточно высокую, чтобы быть примененной для передачи. В результате такого наложения мы вновь получаем боковые частоты

$$f_2 + (f_1 + f_0)$$

и

$$f_2 - (f_1 + f_0).$$

Но эти частоты будут расставлены друг от друга уже на значительно большие расстояния, и полное отфильтрование одной из полос уже не будет представлять никаких затруднений. Пропущенная через фильтр частота $[f_2 + (f_1 + f_0)]$ или $[f_2 - (f_1 + f_0)]$ затем усиливается обычным образом и подается в излучающую радиосеть.

При таком способе радиотелефонирования на приемной станции необходимо осуществить наложение на принимаемые колебания колебаний от местного генератора либо частоты $(f_2 + f_1)$, либо частоты $(f_2 - f_1)$, в зависимости от того, какая из боковых частот была устранена на передающей станции. Если, например, была устранена нижняя боковая частота, то принимаемая частота будет равна

$$f_2 + f_1 + f_0,$$

и для приема потребуется наложение частоты

$$f_2 + f_1,$$

в результате чего получатся биения с частотой

$$(f_2 + f_1 + f_0) - (f_2 + f_1) = f_0,$$

которые и обусловят прием.

Рассмотренный метод модулирования не получил распространения и представляет собою в известной мере лишь теоретический интерес.

§ 192. Основные черты радиотелефонных приемников. Условия приема при передаче радиотелефонных сигналов обычным способом, т. е. при использовании несущей частоты, мало чем отличаются от условий приема затухающих колебаний. К приемнику лишь предъявляется требование одинаковой способности принимать все частоты диапазона передатчика в пределах от $(\omega - \omega_{0 \max})$ до $(\omega + \omega_{0 \max})$, иначе говоря, приемник должен характеризоваться достаточно тупой резонансной кривой.

Такое требование, однако, противоречит полученным уже нами представлениям о требованиях, предъявляемых вообще к приемнику с точки зрения избирательности. В связи с этим в последнее время имеют место попытки создания такого нового приемника (например „стенод“), в котором указанные противоречия были бы по возможности сглажены. Однако, вопрос о таких приемниках с высокой избирательностью и позволяющих в то же время осуществлять неискаженный прием радиотелефонных станций, все еще остается не разрешенным.

В связи с большим распространением регенеративных приемников, уместно подчеркнуть здесь одно важное обстоятельство, а именно: режим работы регенераторной лампы должен всегда быть только режимом чистого усиления. При допущении генераторного режима прием радиотелефонных сигналов получается с большими искажениями. Возможен, правда,

один теоретический случай, когда прием при генераторном режиме искажений давать не будет; для этого частота собственных колебаний приемника должна быть строго равна несущей частоте принимаемых сигналов. Само собой разумеется, что эта последняя должна характеризоваться большим постоянством, ибо в условиях описываемого способа приема (на нулевых биениях) резонансная кривая приемника имеет чрезвычайно острый вид.

Отметим, что при приеме на регенеративный приемник по методу биений может наблюдаться явление обратного излучения, т. е. приемная радиосеть явится своего рода малоомощной

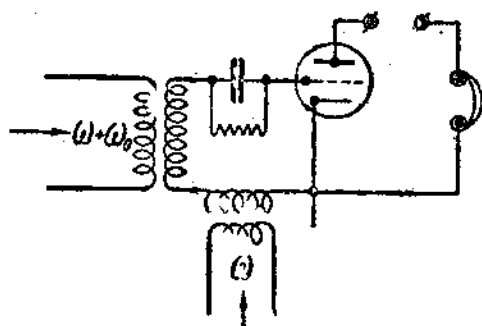


Рис. 308.

отправительной станцией, повторяющей передачу станции основной.

При передаче одной боковой частотой к приемнику предъявляются особые требования. Именно, для выделения модулирующих частот ω_0 на приходящие колебания является необходимым наложение от местного генератора

колебаний погашенной на передатчике несущей частоты ω , после чего уже может быть применено обычное детектирование. Схема такого приема изображена в своих принципиальных чертах на рис. 308.

Пусть колебания тока в приемной радиосети, вызванные приходящими колебаниями, будут иметь вид (для упрощения мы рассматриваем случай модулирования двумя звуковыми частотами: f_{01} и f_{02}):

$$i = \frac{k_1 I}{2} \cos 2\pi(f + f_{01})t + \frac{k_2 I}{2} \cos 2\pi(f + f_{02})t.$$

Тогда в цепи сетки детекторной лампы будет действовать переменная электродвижущая сила

$$e_1 = \frac{k_1 E_1}{2} \cos 2\pi(f + f_{01})t + \frac{k_2 E_1}{2} \cos 2\pi(f + f_{02})t.$$

Если при этом в цепь сетки детекторной лампы вводится еще от местного генератора переменная электродвижущая сила

$$e_2 = E_2 \sin 2\pi ft,$$

то результирующее напряжение, действующее в цепи сетки, будет равно

$$e_g = e_1 + e_2.$$

Согласно квадратичному закону детектирования сила тока в цепи приемного телефона будет равна

$$i_a = a \cdot e_g^2,$$

где a — коэффициент пропорциональности, зависящий от приемного устройства. Таким образом, мы имеем

$$\begin{aligned} i_a = a \left[\frac{k_1 E_1}{2} \cos 2\pi(f+f_{01})t + \frac{k_2 E_1}{2} \cos 2\pi(f+f_{02})t + E_2 \sin 2\pi ft \right]^2 = \\ = \frac{ak_1^2 E_1^2}{8} [1 + \cos 4\pi(f+f_{01})t] + \frac{ak_2^2 E_1^2}{8} [1 + \cos 4\pi(f+f_{02})t] + \\ + \frac{aE_2^2}{2} (1 - \cos 4\pi ft) + \frac{ak_1 k_2 E_1^2}{4} [\cos 2\pi(2f+f_{01}+f_{02})t + \\ + \cos 2\pi(f_{01}-f_{02})t] + \frac{ak_1 E_1 E_2}{2} [\sin 2\pi(2f+f_{01})t + \sin 2\pi f_{01}t] + \\ + \frac{ak_2 E_1 E_2}{2} (\sin 2\pi(2f+f_{02})t + \sin 2\pi f_{02}t). \end{aligned}$$

Следовательно, в цепи приемного телефона мы будем иметь следующие составляющие тока:

$$1) \frac{aE_2^2}{2} + \frac{ak_1^2 E_1^2}{8} + \frac{ak_2^2 E_1^2}{8},$$

это будет постоянная составляющая тока, не оказывающая никакого влияния на прием и его силу;

$$2) \frac{ak_1 E_1 E_2}{2} \sin 2\pi f_{01} t + \frac{ak_2 E_1 E_2}{2} \sin 2\pi f_{02} t,$$

это будут переменные составляющие тока модулирующих частот, т. е. составляющие тока, определяющие прием передаваемых звуковых частот f_{01} и f_{02} ;

$$3) \frac{ak_1 k_2 E_1^2}{4} \cos 2\pi(f_{01}-f_{02})t,$$

это будет переменная составляющая тока частоты, равной разности модулирующих частот, вызывающая искажение передаваемых звуков; чистоту передачи с точки зрения этих искажений можно характеризовать коэффициентом (предполагая для упрощения, что $k_1 = k_2$)

$$\pi = \frac{ak_1 E_1 E_2^2 4}{2a k_1 k_2 E_1^2} = \frac{2}{k_1} \cdot \frac{E_2}{E_1}$$

4) все остальные составляющие, являются составляющими токов высокой частоты, не оказывают на прием никакого влияния.

Сравнивая эти выводы с выводами для случая приема при обычной системе радиотелефонирования (§ 181), мы можем сделать заключение, что способ радиотелефонирования одной боковой полосой выгодно характеризуется еще и меньшим количеством искажений.

Из предыдущего анализа видно, что величина амплитуды E_2 электродвижущей силы в цепи сетки детектора, возбуждаемой от местного генератора высокой частоты, играет при приеме большую роль; с увеличением этой амплитуды растут как сила приема, так и чистота приема.

§ 193. Контрольные вопросы и примеры.

1) При концертной радиопередаче диапазон звуковых модулирующих частот простирается от наименьшей, равной 16 периодов в секунду (для органа), до наибольшей, равной 4750 периодов в секунду (для пикколо). Определить крайние значения длин волн в диапазоне, занимаемом концертной радиостанцией, работающей на длине волн 1000 метров.

Отв. $\lambda_{\min} = 984,41 \text{ м},$

$\lambda_{\max} = 1016,08 \text{ м}.$

2) При условии, что ни одна из передающих концертных радиостанций не должна мешать одновременной работе другой, определить возможное число радиостанций в диапазонах длин волн:

а) от 10 000 до 1000 метров,

б) „ 1000 „ 100 „

в) „ 100 „ 10 „

г) „ 10 „ 1 „

При этом, наибольшая звуковая частота модуляции принята равной 4750 периодов в секунду, и требуется обеспечить передачу вторых гармоник.

Решение. Так как по условию радиостанции не должны мешать друг другу, то их рабочие частоты должны отличаться между собою на 19 000

(с учетом вторых гармоник). Следовательно, искомое число станций для указанных диапазонов будет

для диапазона а)	равно	14,
" "	b)	" 142,
" "	c)	" 1421,
" "	d)	" 14210.

3) Для аэропланной радиотелефонной станции применены одна генераторная и одна модуляторная одиотипные лампы, имеющие $R_a = 10\,000 \, \Omega$ и $\mu = 16$. Напряжение источника питания $E_{\partial B} = 1000$ вольт. Определить основные проектные данные модуляторного устройства, если коэффициент глубины модуляции должен быть равен 0,7, а коэффициент чистоты модуляции должен быть равен 0,8.

Решение. Для осуществления глубины модуляции в 70%, предполагая для упрощения, что амплитуды колебательного напряжения E_k равны напряжению $E_{\partial B}$ источника питания, мы должны иметь в цепи сетки модуляторной лампы переменную электродвижущую силу модуляции с амплитудой

$$E_g = \frac{0,7 \cdot 1000}{\mu \text{ max}},$$

так как

$$\mu \text{ max} = \frac{16}{1 + \frac{10000}{10000}} = 8,$$

то

$$E_g = 88 \text{ вольт.}$$

Так как радиостанция аэропланная, т. е. предназначена только для передачи речи, то наименьшей модулирующей частотой будет

$$\omega_0 \text{ min} \cong 500$$

и, следовательно,

$$L = \frac{10000}{500(1+1)} \cdot \frac{0,8}{\sqrt{1-0,8^2}} \cong 13,3 \text{ генри.}$$

4) Концертная радиостанция имеет одну генераторную ($R_a = 80\,000 \, \Omega$) и три модуляторные ($R_a = 30\,000 \, \Omega$, $\mu = 40$), включенные параллельно лампы. Требуется обеспечить коэффициент чистоты модуляции, равный 0,85. Найти значение коэффициента самоиндукции модуляторной катушки.

Отв. $L = 160$ генри (принимая для концертной передачи $\omega_0 \text{ min} = 100$).

5) Концертная радиостанция имеет одну генераторную и одну модуляторную лампы ($R_a = 38\,000 \, \Omega$) и работает по схеме рис. 19 на длине волны $\lambda = 2000$ м. Найти значение емкости C_B блокировочного конденсатора.

Отв. $C_B \cong 650$ см (принимая для концертной передачи $\omega_0 \text{ ср} = 5000$).

6) Выяснить условия приема при радиотелефонировании одной боковой полосой для случая, когда между колебаниями несущей частоты передатчика и колебаниями высокой частоты местного генератора существует разность фаз φ .

Решение. Имеем

$$e_1 = \frac{RE_1}{2} \cos 2\pi(f + f_0)t,$$

$$e_2 = E_2 \cos (2\pi ft + \varphi).$$

Тогда

$$e_g = e_1 + e_2,$$

и сила тока в цепи телефона

$$i_a = a \left[\frac{RE_1}{2} \cos 2\pi(f+f_0)t + E_2 \cos(2\pi ft + \varphi) \right]^2$$

или

$$i_a = \frac{ak^2 E_1^2}{8} [1 + \cos 4\pi(f+f_0)t + \frac{akE_1E_2}{2} \{\cos[2\pi(2f+f_0)t + \varphi] + \\ + \cos(2\pi f_0 t - \varphi)\} + \frac{aE_2^2}{2} [1 + \cos 2(2\pi ft + \varphi)]]$$

Прием будет определяться составляющей тока i_T через телефон:

$$i_T = \frac{akE_1E_2}{2} \cos(2\pi f_0 t - \varphi)$$

или

$$i_T = \frac{akE_1E_2}{2} (\cos \varphi \cdot \cos 2\pi f_0 t + \sin \varphi \sin 2\pi f_0 t).$$

Так как сумма этих периодических кривых дает периодическую же кривую той же частоты f_0 с амплитудой, не зависящей от разности фаз φ , то отсюда можно сделать заключение, что разность фаз между колебаниями в передатчике и колебаниями местного генератора совершенно не влияет на прием.

§ 194. Литература.

- 1) P. P. Eckersley. „Duplex wireless telephony“. JIEE, 1920, июль, стр. 555—571.
- 2) L. Kühn. „Über eine neue Methode des drahtlosen Telephonie mit Glühkathodenröhren“. Jdd T. u T., 1921, декабрь, стр. 419—452.
- 3) J. R. Carson. „Notes on the theory of modulation“. PIRE, 1922, февраль, стр. 57—64.
- 4) R. V. L. Hartley. „Relations of carrier and side-bands in radio transmission“. PIRE, 1923, февраль, стр. 34—56.
- 5) Ch. A. Culver. „An improved system of modulation in radio telephony“. PIRE, 1923, октябрь, стр. 479—493.
- 6) А. М. Кругляков. „Модулирование в радиотелефонных передатчиках“ Э., 1925, № 4, стр. 246—255.
- 7) Hengard. „Le microphone à ruban“. L'On. El., 1925, март, стр. 120—122.
- 8) П. В. Шмаков. „Радиотелефонная дуплексная связь на одну антенну“. Т. и Т. б. п., 1925, август, стр. 320—332.
- 9) R. A. Heising. „Production of single sideband for transatlantic radio telephony“. PIRE, 1925, июнь, стр. 291—312.
- 10) R. Mailliet. „Etude analytique de l'émission et de la modulation par lampes triodes“. L'On. El., 1925, декабрь, стр. 506—535.
- 11) J. de Marc. „Le radiomodulateur bigrille“. L'On. El., 1926, апрель, стр. 150—161.
- 12) А. А. Минц. „Об однополупериодной радиотелефонной модуляции“. Т. и Т. б. п., 1926, июль, стр. 200—205.
- 13) G. Veure. „Un procédé simple de modulation“. L'On. El., 1926, октябрь, стр. 547—553.

14) П. В. Шмаков. "Балансный модулятор-генератор и анализ его работы". Т. и Т. б. п., 1927, февраль, стр. 19—32.

15) С. Kruliz. "Une méthode simple de calcul de l'inductance de modulation". L'On. El., 1927, июнь, стр. 255—262.

16) И. Г. Кляцкин, А. А. Минц. "Основания для расчета модуляции на аноде". Т. и Т. б. п., 1927, июнь, стр. 253—286.

17) W. S. Pforte. "Ueber Modulationslinien beim Röhrensender". Jdd T. и Т., 1927, июль, стр. 6—9.

18) А. Григорьева. "Исследование схемы модуляции микрофонным трансформатором на сетку генераторной лампы". Т. и Т. б. п., 1927, август, стр. 398—410.

19) А. Григорьева. "Метод телефонии без несущей частоты". Т. и Т. б. п., 1927, декабрь, стр. 581—596.

20) А. И. Яковлев. "Расчет акустических свойств конденсаторного микрофона". Т. и Т. б. п., 1927, декабрь, стр. 600—611.

21) E. Peterson, C. R. Keith. "Grid current modulation". The Bell Syst. Tech. Journ., 1928, январь, стр. 106—139.

22) И. Г. Фрейман. "О глубине модуляции". Т. и Т. б. п., 1928, апрель, стр. 220—227.

23) А. А. Минц, Ф. И. Белов. "Применение обратной связи в радиотелефонных передатчиках". Т. и Т. б. п., 1928, август, стр. 411—429.

24) C. A. Hartmann. "Neuere Untersuchungen an Kohlemikrophonen". ENT, 1928, сентябрь, стр. 344—347.

25) А. И. Яковлев, М. С. Иванова. "Пьезоэлектрический микрофон с кристаллом сегнетовой соли". ВТЭД, 1928, декабрь, стр. 470—475.

26) E. Meyer. "Ueber die Wirkungsweise des Kathodophans". ENT, 1929, январь, стр. 17—21.

27) И. Г. Кляцкин, А. А. Минц. "Основания для расчета модуляции на сетке". Т. и Т. б. п., 1929, февраль, стр. 16—32; август, стр. 310—330.

28) К. Е. Кульбацкий. "К исследованию электро-акустических свойств микрофона". ВТЭД, 1929, февраль, стр. 51—59.

29) Н. Д. Смирнов. "Разбор радиотелефонных схем передатчиков с модуляцией на сетку". Т. и Т. б. п. 1929, октябрь, стр. 447—457.

30) H. Salinger. "Beobachtungen am Kohlemikrophon". ENT, 1929, октябрь, стр. 395—399.

31) П. В. Шмаков. "Принципы радиотелефонии". Москва, 1930.

32) E. Peterson, F. B. Llewellyn. "The operation of modulators from a physical viewpoint". PIRE, 1930, январь, стр. 38—48.

33) Н. Смирнов. "Разбор радиотелефонных схем в случае модуляции на анод". ВЭ, 1930, январь, стр. 44—52.

34) М. А. Бонч-Бруевич. "Детали модуляции". ВЭ, 1931, январь, стр. 3—6.

35) F. M. Colebrook. "The physical reality of side-bands". EWWE, 1931, январь, стр. 4—10.

36) M. Grützmacher, P. Just. "Über Kohlemikrophone". ENT, 1931, март, стр. 104—114.

37) N. F. S. Hecht. "Modulation and side bands". EWWE, 1931, сентябрь, стр. 471—481.

38) C. A. Hartmann. "Ein neues elektrodynamisches Bandmikrophon". ENT, 1931, июль, стр. 289—297.

39) М. К. Песочный. "Громкоговорители и микрофоны". ГОНТИ, 1931.

40) И. Г. Дрейзен. "Электроакустика в широковещании". Связь-технадат, Москва, 1932.

ГЛАВА XV.

КОРОТКИЕ и УЛЬТРА-КОРОТКИЕ ВОЛНЫ.

§ 195. Особенности коротких и ультра-коротких волн. Выше, в § 7, мы классифицировали применяющиеся в современной радиотехнике электромагнитные колебания с точки зрения длины волны как: 1) волны длинные (от 30 000 до 300 м), 2) короткие (от 300 до 10 м) и 3) ультра-короткие (от 10 м и ниже).

Относя историю начала развития практической радиотехники к первым опытам Герца (1896 г.), мы должны сказать, что эта история началась с применения ультра-коротких волн. В своих опытах Герц применял волны длиной всего лишь нескольких сантиметров.

Принципиальный успех опытов Герца, однако, не привел к сколь-нибудь значительным практическим результатам. В обстановке этих опытов прием электромагнитных колебаний был осуществлен Герцем на очень небольших расстояниях.

Анализируя эти опыты, Маркони приходит к заключению, что ультра-короткие электромагнитные волны, приближаясь по своим свойствам к волнам световым, должны распространяться прямолинейно от своего источника и, следовательно, покидать земную поверхность уже на близких от передатчика расстояниях. Маркони высказывает мысль, что только длинные электромагнитные волны в состоянии следовать за кривизной земной поверхности, т. е. что для осуществления радиосвязи на дальние расстояния надлежит применять длинные волны. В подтверждение таких предположений Маркони в 1901 г. осуществляет свой блестящий опыт передачи радиосигналов через Атлантический океан, т. е. по дуге большого круга земного шара около 45° , применяя волну длиной 1800 м.

Полный успех этого опыта Маркони определил дальнейший путь развития радиотехники как радиотехники длинноволновой. Для связи на большие расстояния применялись длины волн порядка 10 000 — 20 000 м, при мощностях порядка не-

скольких сот киловатт. Для связи на малые расстояния применялись длины волн не ниже 300 м, при мощностях порядка нескольких киловатт.

Длины волн ниже 300 м объявляются совершенно непрактичными. Поэтому, когда впервые в Америке возник класс радиолюбителей, то правительственный закон (1912 г.) ограничил доступный для радиолюбителей диапазон длин волн значением в 200 м. Только на длинах волн ниже 200 м было дозволено американским радиолюбителям производить свои эксперименты.

И вот именно здесь повседневная массовая практика радиолюбителей совершенно неожиданно открывает исключительные свойства забракованных коротких волн. Так, в 1923 г. любительская радиостанция в Сиднее (Австралия) при рабочей длине волны 240 м и при первичной мощности меньше одного ватта была принята в Новой Зеландии, т. е. на расстоянии около 2400 км. В это самое время радиостанция трансатлантической службы в Сент-Ассизе (Франция) работает на длинной волне и при радиусе действия около 10 000 км имеет мощность порядка 1000 kW. Коротковолновики-радиолюбители, таким образом, показали возможность увеличения „коэффициента полезного действия радиосвязи“ в несколько миллионов раз.

В том же 1923 г. радиолюбителями была осуществлена двухсторонняя трансатлантическая связь между Францией и Америкой, на расстоянии около 5600 км при рабочих длинах волн порядка 100 — 115 м и при мощностях передатчиков порядка 0,5 kW. В 1924 г. рекордную двухстороннюю связь устанавливают радиолюбители между Новой Зеландией и Францией, на расстоянии около 19 000 км (антиподы!) при рабочей длине волны около 90 м и при подводимой к антенне мощности около 230 W.

Такие поразительные успехи, достигнутые радиолюбителями в области применения для связи коротких волн, перевернули всю старую длинноволновую практику. Наступает эпоха изучения условий генерирования, излучения, распространения и приема коротких, а затем и ультра-коротких волн.

Исключительно широкое применение коротких и ультра-коротких волн в современной практике объясняется многими им свойственными особенностями, выгодно их характеризующими по сравнению с волнами длинными. Приведенные выше примеры указывают на первую и основную особенность: короткие волны позволяют осуществлять радиосвязь на очень

больших расстояниях при малой мощности в излучающей антенне. Так, впервые установленная на короткой волне (ниже 100 м) радиостанция для регулярной связи между Германией и Южной Америкой (расстояние около 12 000 км) имеет излучающую мощность всего лишь около 2 kW. Для осуществления радиосвязи на такое расстояние при длинных волнах потребовалась бы несравненно большая мощность, порядка нескольких сотен киловатт.

Другой особенностью коротких и ультра-коротких волн, выгодно характеризующей условия приема, является значительное ослабление мешающего действия атмосферных помех. При ультра-коротких волнах атмосферные помехи и вовсе отсутствуют: прием может производиться даже при наличии недалекой грозы. Нужно отметить, однако, что при приеме коротких и особенно ультра-коротких волн с повышенной резкостью проявляются помехи, создаваемые излучением магнето, устанавливаемых при двигателях внутреннего сгорания на автомобилях, моторных лодках, аэропланах и т. п.

Следующим огромной важности преимуществом коротких и ультра-коротких волн является реальная возможность осуществления при их использовании систем направленного излучения и направленного приема. В самом деле, при любом устройстве системы (параболическое зеркало, плоское зеркало и т. д.) линейные размеры всего устройства в целом находятся в прямой пропорциональности с длиной рабочей волны. Чем короче эта последняя, тем меньше все устройство зеркала, тем оно дешевле, проще в эксплуатации. Например, чтобы получить излучение, сосредоточенное в горизонтальной плоскости в пределах, скажем, угла в 10° , и направленного преимущественно в одну сторону, плоское синфазное зеркало должно иметь ряд излучающих антенн и такой же ряд антенн отражающих.

Наконец, к числу особых преимуществ коротких и ультра-коротких волн надлежит еще отнести исключительную возможность увеличения в заданном районе числа одновременно работающих станций без взаимных помех при приеме. Особенное значение это обстоятельство имеет в радиовещательной службе. В самом деле, при художественной концертной передаче полоса передаваемых боковых частот составляет величину около 19 000. Каждая работающая станция, дабы прием мог быть осуществлен без помех, должна отличаться по своей частоте от частот всех других станций именно на эту величину. Вследствие этого, возможное число радиовещательных

станций в заданном районе их действия является строго ограниченным. И простой подсчет (см. пример 2 в § 193) показывает, что с уменьшением длины рабочей волны это число быстро возрастает (таблица 33).

Таблица 33.

Диапазон рабочих длин волн в <i>М</i>	Возможное число радио- вещательных станций
10 000—1 000	14
1 000— 100	142
100— 10	1 421
10— 1	14 210

Особенности ультра-коротких волн обеспечивают им широкое и многообразное применение, не только в области местного радиовещания (для абонентов крупного поселка, города), но и во многих других областях: на железнодорожных путях сообщений, автомобилях, для внутриколхозной связи; широкое применение они могут найти себе также для целей телевидения и при направленных приеме и передаче.

В связи с различными условиями генерирования, распространения и приема таких волн в радиотехнической практике установилась следующая классификация ультра-коротких волн:

метровые волны, в диапазоне от 10 *М* до 1 *М*,
дециметровые " " " 100 *см* " 10 *см*,
сантиметровые " " " 10 *см* и ниже.

§ 196. Генерирование коротких волн. Для генерирования коротких волн исключительное применение получили электронные лампы: трехэлектродные и экранированные. Во всех случаях, по крайней мере в диапазоне рабочих длин волн до 10 *М*, для генерирования коротких волн применимы все рассмотренные выше схемы длинноволновых генераторов. Однако, вследствие ряда особенностей коротких волн как к самим схемам, так и в особенности к генераторной лампе в этих случаях предъявляются специфические требования.

Прежде всего в отношении самой схемы, или, вернее, ее оформления, надлежит отметить следующее. Отдельные цепи схемы, как, например, цепь накала, некоторые части цепи анода, могут образовать в схеме контуры, близкие по своей

настройке к генерируемой частоте. При таком обстоятельстве генераторный режим лампы будет сопровождаться сильно увеличенными потерями, а в некоторых случаях и самое генерирование становится невозможным. Совершенно необходимым поэтому является прибегать в схемах генераторов коротких волн к способам тщательного ограждения схемы от явлений подобного рода, от возможностей возникновения паразитных колебаний во всех побочных цепях. Для этого схема должна быть выполнена наиболее тщательным образом; соединительные провода должны быть короткими, жесткими и надлежаще расположенными. В цепь накала и в анодную цепь включаются заградительные реактивные сопротивления в виде катушек самоиндукции. Вследствие сильно выраженного влияния скин-эффекта при токах очень высокой частоты необходимым является оформление всех проводов, в том числе и подводящих проводов внутри самой лампы, достаточно большого сечения. В обычных генераторных лампах, применяющихся в схемах генерирования очень высокой частоты, обычно сеточные соединения внутри лампы перегорают. Действительно, благодаря наличию внутренней междуэлектродной емкости C_{ea} в генераторном режиме в цепи анод-сетка должен возникнуть ток, равный

$$EC_{ea}\omega,$$

где E — разность потенциалов между сеткой и анодом, ω — угловая частота генерируемых колебаний. Примем величину C_{ea} равной 20 см , а величину $E = 10\,000 \text{ В}$. Тогда, при длинной волне, скажем, равной $10\,000 \text{ м}$, ток в цепи паразитной емкости C_{ea} будет равен

$$\frac{10\,000 \cdot 20 \cdot 2\pi \cdot 3 \cdot 10^8}{9 \cdot 10^{11} \cdot 10\,000} = 0,04 \text{ А.}$$

При короткой же волне, равной, например 20 м , этот ток достигнет большого значения, а именно:

$$\frac{10\,000 \cdot 20 \cdot 2\pi \cdot 3 \cdot 10^8}{9 \cdot 10^{11} \cdot 20} = 20,9 \text{ А.}$$

В отношении самой лампы, работающей в схеме генератора коротких волн, надлежит сделать следующие замечания. На генераторном режиме в большой мере сказывается величина внутренней междуэлектродной емкости и тем резче, чем короче длина рабочей волны. Для получения устойчивого режима

генерирования, его независимости от внешних условий схемы, величина внутренней междуэлектродной емкости $C_{гг}$ должна быть возможно малой. С большим успехом это требование удовлетворяется в экранированных лампах. В обычных трехэлектродных лампах это требование удовлетворяется специальной конструкцией лампы, имеющей в первую очередь отдельные выводы анода и сетки. Металлической оцоколевки лампы надлежит избегать. Наилучшим является применение лампы вовсе без цоколя или с цоколем из изолирующего материала высокого качества.

Другим затруднением в применении электронных ламп для генерирования коротких волн является чрезмерное нагревание стекла баллона лампы. Такое нагревание надлежит относить за счет диэлектрических потерь в стекле. Действительно, в генераторном режиме между анодом и сеткой существуют большие значения переменного напряжения. Стекло баллона лампы всегда находится в переменном электрическом поле и получает известное нагревание, вызываемое диэлектрическими потерями в этом стекле. Величина этих потерь определяется зависимостью $P = kfE^2 \text{ W/cm}^2$,

где E — напряженность электрического поля в kV/cm , f — частота в килогерцах, k — постоянная, зависящая от сорта стекла.

Из этого выражения видно, что диэлектрические потери в стекле достигают наибольших значений при коротких и в особенности при ультра-коротких волнах. Мало того, с возрастанием температуры стекла потери в нем также возрастают, так как постоянная k в приведенном уравнении растет с температурой. Вследствие этого, получающееся чрезмерное нагревание стекла в известном месте баллона может повести к продавливанию его внутрь, к гибели лампы.

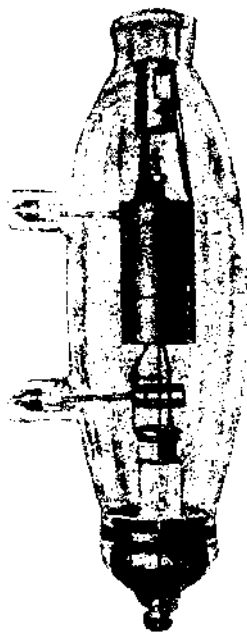


Рис. 309.

Вытекающие отсюда требования к коротковолновой генераторной лампе сводятся к применению для ее баллона специального стекла, особо тугоплавкого и с малыми диэлектрическими потерями. Поэтому для ламп коротковолновых обычно применяется так называемое „жесткое“ стекло (с большим содержанием кремния), вместо обычного „мягкого“ стекла (с большим содержанием свинца).

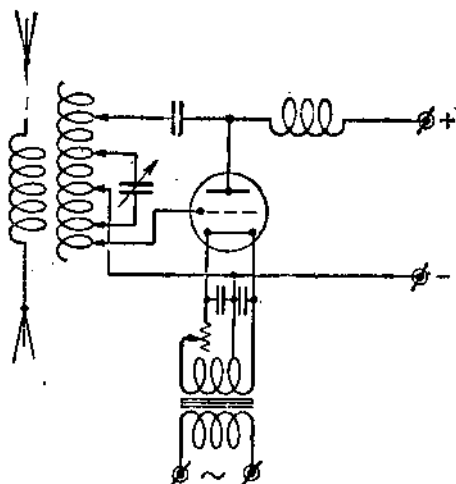


Рис. 310.

В качестве примера на рис. 309 приведена фотография генераторной коротковолновой ($\lambda > 20$ м) лампы фирмы Телефункен. Рабочее анодное напряжение лампы равно 4000 В, мощность—1,5 кВт. Внутреннее сопротивление $R_a \approx 6000 \Omega$, коэффициент усиления $\mu \approx 30$.

Интересное решение вопроса о конструкции мощной коротковолновой лампы дал Хольвек (Holweck), сконструировавший разборную лампу, работающую на насосе. Лампа имеет мощность 5 кВт и при работе на длине волны 7,5 м дает в колебательном контуре ток силой около 60 А.

В отношении ламповых генераторных коротковолновых схем можно заметить, что их

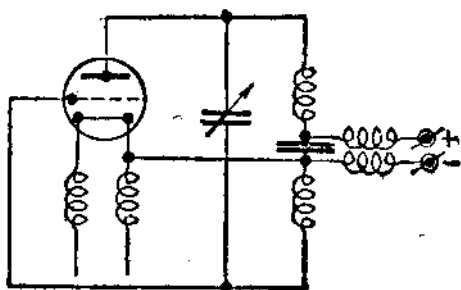


Рис. 311.

существует весьма большое количество. В основном эти схемы могут быть разбиты на две группы: схемы одноконтурных генераторов и схемы двухконтурных генераторов.

В числе одноконтурных схем наибольшим распространением пользуется трехточечная схема Гартлея (Hartley).

изображенная на рис. 310. Схема отличается простотой и большой способностью к самовозбуждению.

Вариантом является схема, изображенная на рис. 311. Встречается также схема Хут-Кюна с емкостной связью,

осуществляемой внутренней междуэлектродной емкостью C_{ga} . Схема изображена на рисунке 312. Самовозбуждение в схеме определяется наличием двух колебательных контуров, одного в цепи сетки, другого в цепи анода. Оба контура настроены в резонанс и связаны внутриламповой емкостью. Для устойчивой работы схемы все другие виды связи между этими контурами, в частности всякого рода паразитные емкостные связи должны отсутствовать. В таких условиях схема характеризуется значительной стабильностью генерируемых колебаний.

Из двухтактных (симметричных) схем большое распространение имеет схема, предложенная Экклесом (Eccles) и Иорданом (Jordan). Схема изображена на рисунке 313. В этой схеме переменные напряжения на анодах обеих ламп отличаются друг от друга по фазе на 180° ; поэтому при правильном выборе средних точек подвода питания напряжение в этих точках будет равно нулю, и необходимость

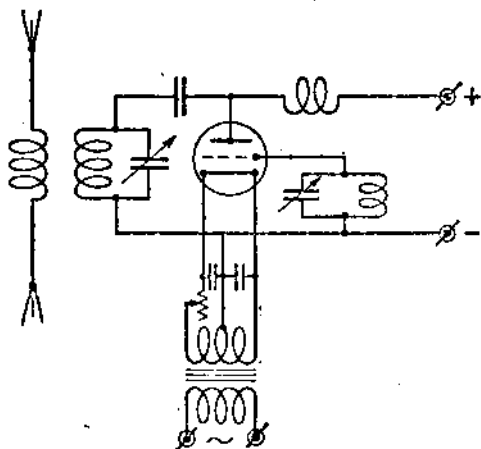


Рис. 312.

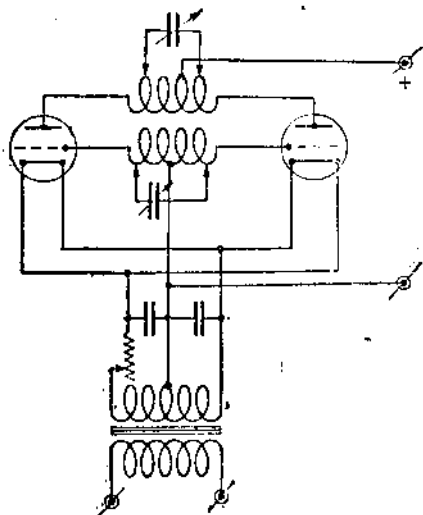


Рис. 313.

в защите питающих проводов реактивными катушками уменьшается. Это обстоятельство является одним из эксплуатационных преимуществ схемы. Связь между контурами анода и сетки обычно выбирается слабой. Полезно для уменьшения сеточного тока включать в общий провод цепей сеток большое, порядка нескольких тысяч омов, сопротивление.

Все указанные схемы страдают, однако, в большей или меньшей мере одним общим недостатком. Все они не доста-

точно стабильны. Длина генерируемой волны в этих схемах зависит от многих обстоятельств: от силы тока накала, от величины питающего анодного напряжения, от всякого рода случайных изменений параметров колебательных контуров, происходящих, например, при движении вблизи них обслуживающего персонала, от температуры, от изменений параметров антенны, под влиянием, например, ветра, от тряски, наконец, передаточного устройства, вызываемой моторно-генераторной установкой передатчика. Вместе с тем, для нормальной работы коротковолнового передатчика вопросы сохранения постоянства генерируемой

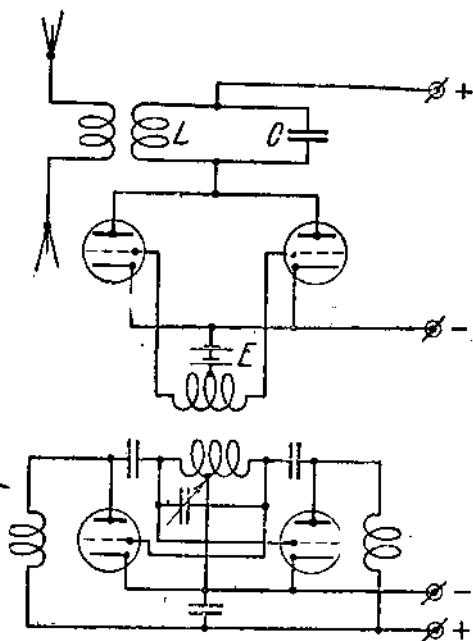


Рис. 314.

частоты, вопросы стабильности играют важную роль. В обеспечение этой стабильности применяются все меры: нейтродирование, экранирование, мощное усиление при независимом возбуждении, кварцевая стабилизация с умножением частоты. Сама антенна в частности должна быть жесткой конструкции, выполненной из жестких стержней или трубок.

Простейшим способом стабилизации является применение мощного усиления при независимом генераторе, в связи с умножением частоты. Схема передатчика подобного рода изображена на рис. 314. Схема состоит из симметричного генера-

тора Γ , колебания которого усиливаются при помощи усилителя высокой частоты $У$. При помощи того же усилителя может быть произведено удвоение частоты, выделение второй гармоники генерируемых генератором Γ колебаний. Для этой цели в анодную цепь усилителя включается колебательный контур LC , настроенный на эту гармонику, а на сетки усилителя задается большое отрицательное смещение E .

Кварцевая стабилизация осуществляется способами, описанными в главе X. Самая кварцевая пластинка выбирается не очень тонкой, с собственной длиной волны порядка 100 м. Требуемое укорочение волны осуществляется затем надлежащим умножением частоты. Так как мощность первого каскада, управляемого кварцем, обычно невелика, порядка одного ватта, а требуемая на выходе мощность может достигать очень больших значений, то передатчики такого рода получают многокаскадными, с большим количеством ступеней усиления высокой частоты. В таком многокаскадном усилении приходится применять особые меры, направленные к нейтродинированию возможности воздействия всякого последующего каскада на каскад, предшествующий за счет паразитных емкостных связей. К таким мерам относятся применение нейтродинных конденсаторов, тщательное экранирование всех каскадов, а также применение экранированных ламп. Эти последние, обладая малой внутренней междueleктродной емкостью C_{gr} и большим значением коэффициента усиления, позволяют значительно упрощать схему коротковолнового передатчика и уменьшать число его каскадов.

Известным достижением в области коротковолновой связи является разработанный промышленностью по двухтактной симметричной схеме передатчик, дающий при рабочей длине волны 14 м полезную мощность в 15 kW, а при длине волны 45 м — мощность в 40 kW.

§ 197. Пример мощной коротковолновой установки. В качестве примера коротковолнового передающего устройства рассмотрим передатчик, предназначенный для телефонно-телеграфной радиосвязи, имеет 20 kW мощности в антенне и работает на длине волны 70 м, стабилизированной кварцем.

Передатчик состоит из следующих частей:

- 1) маломощного самовозбуждающегося лампового генератора с кварцевой стабилизацией;
- 2) первого каскада усиления мощности (250 W), одновременно служащего для удвоения высокой частоты генератора;

- 3) второго промежуточного каскада усиления мощности (500 W);
- 4) третьего промежуточного каскада усиления мощности (1 kW);
- 5) мощного (20 kW) усилителя.

Принципиальная схема соединений первичного генератора и удвоителя изображена на рис. 315. Здесь первая лампа небольшой мощности (5 W) создает незатухающие колебания, частота которых $f = 2143$ килогерца стабилизируется кварцем, помещенным в цепь сетки. Из генераторного контура, помещенного в анодной цепи этой лампы, колебательное напряжение высокой частоты подается в цепь сетки второй лампы

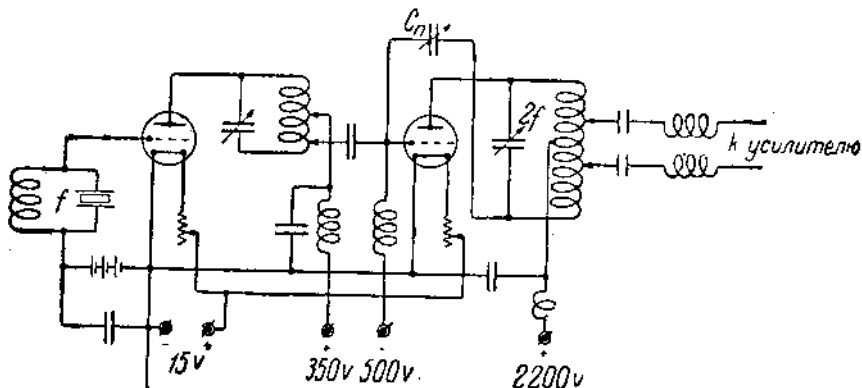


Рис. 315.

повышенной мощности (250 W), образующей первый каскад усиления высокой частоты. В анодной цепи усилителя помещен колебательный контур, настроенный на вторую гармонику генератора, т. е. на частоту $2f = 4286$ килогерц, что и определяет длину рабочей волны передатчика $\lambda = 70$ м. Для устранения возможности возникновения собственных паразитных колебаний, обязанный влиянию междueleктродной емкости C_{pa} лампы, цепь анод-сетка этой лампы шунтируется нейтродинным конденсатором C_n небольшой (порядка 25 см) емкости.

Второй (500 W) и третий (1 kW) промежуточные усилители высокой частоты собраны на 250-ваттных лампах по обычной двухтактной симметричной схеме.

По этой же схеме, из четырех 10-киловаттных ламп с водяным охлаждением собран и усилитель мощности (20 kW),

работающий на излучающую антенну. Принципиальная схема соединений этого усилителя мощности, вместе со схемой модуляторной, изображена на рис. 316. Сеточный и анодный колебательные контуры усилителя настроены в резонанс с рабочей высокой частотой; оба контура питаются в средних точках своих катушек самоиндукции через посредство сопротивлений R_1 и R_2 . Для устранения влияния паразитных междуэлектродных емкостей цепи анод-сетка обеих групп ламп усилителя шунтированы нейтральными конденсаторами C_n .

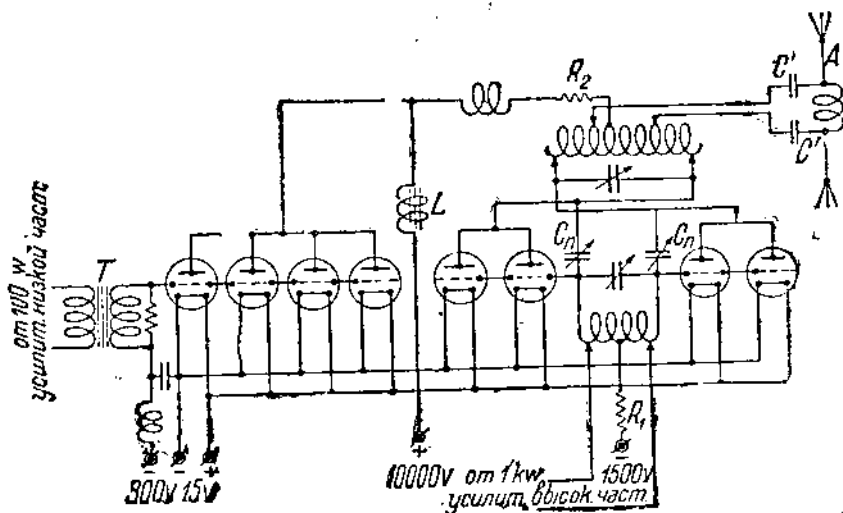


Рис. 316.

Питание излучающей антенны током высокой частоты осуществляется при помощи фидера тока, состоящего из двух параллельных проводов, длиной около 10 м, расположенных на расстоянии около 10 см друг от друга. С одного конца фидер присоединяется к катушке анодного контура усилителя мощности симметрично относительно ее нулевой точки. С другого конца фидер, через посредство блокировочных конденсаторов C' , присоединяется к катушке самоиндукции, включенной в середину антенны и служащей для настройки. Антенна A образуется вертикально подвешенной на деревянной мачте трубой, длиной 16 м.

Возбуждение усилителя мощности осуществляется подачей на его сетку колебательного напряжения от третьего проме-

жуточного каскада усиления. При работе радиотелефоном на усилитель мощности через посредство модуляторной катушки L по схеме Heising'a включается группа из 4 параллельно соединенных 10-киловаттных ламп с водяным охлаждением. Низкая частота подается на сетку модуляторной группы через посредство трансформатора T от 100-ваттного усилителя, расположенного тут же на передающей станции. В свою очередь 100-ваттный усилитель питается от линии, связывающей его с микрофонной установкой, расположенной в городской радиостудии.

При работе радиотелеграфом высокое напряжение питания при помощи высоковольтного переключателя отключается от анодов модуляторных ламп с одновременным замыканием накоротко модуляторной катушки L . Передача знаков Морзе осуществляется подачей на сетку ламп второго промежуточного каскада усиления высокого (-1800 V) отрицательного напряжения.

В настоящее время у нас разработан и изготавливается серийно на заводе имени Казицкого (в Ленинграде) типовой радиопередатчик (быстродействующая телеграфная передача и передача речи) мощностью 15 kW для дальней радиосвязи на коротких волнах. Схема этого передатчика состоит из двух частей: 1) однокилловаттного возбuditеля с диапазоном длин волн от 16 до 90 м и 2) мощного каскада.

Возбудитель представляет собою вполне самостоятельный маломощный генератор и снабжается системой переключателей, позволяющих включать его в антенну для самостоятельной работы на одной из четырех фиксированных длин волн. Для передачи напряжения от возбuditеля в цепь сетки мощного каскада применена двухпроводная линия. Эта линия присоединяется к возбuditелю при помощи блокировочных конденсаторов.

Мощный каскад состоит из двух ламп ВЭСО типа ГК-2000 с водяным охлаждением. Лампы включены по двухтактной схеме. Для обеспечения возможности непрерывной связи в течение круглых суток анодный контур мощного каскада может быть настроен на одну из двух фиксированных длин волн: дневную или ночную. Для этой цели анодный контур имеет катушку самоиндукции и конденсатор постоянной емкости. При помощи переключателя в схему может быть включена либо одна катушка (для работы на коротких волнах), либо катушка совместно с конденсатором (для работы на длинных волнах). Настройка анодного контура изменяется при

помощи изменения числа пластин конденсатора и соединением накоротко отдельных витков катушки; кроме того для точной настройки применяется короткозамкнутый виток, вращающийся в поле катушки.

Для питания антенны анодного контура идут два фидера: один для работы на дневной волне, другой для работы на ночной волне.

Сходное устройство имеет также и сеточный контур мощного каскада. Для работы в диапазоне коротких волн в эту цепь при помощи переключателя включается катушка самоиндукции; в качестве емкости используется внутренняя емкость лампы. Для работы в диапазоне длинных волн в контур сетки включаются несколько большая катушка и конденсатор переменной емкости. Приближенная настройка этих катушек также осуществляется при помощи соединения накоротко отдельных витков; точная настройка осуществляется при помощи короткозамкнутого витка, помещенного в поле катушки.

Все манипуляции по переключению с дневной волны на ночную совершаются в короткий промежуток времени.

Генератор питается от трехфазной сети с напряжением в 220 В. Выпрямление высокого напряжения (8000 В) осуществляется при помощи выпрямительного устройства из десяти амперных газотронов, собранных по схеме Гретца.

Аноды ламп мощного каскада охлаждаются проточной водой, которая подводится в средней точке катушки самоиндукции анодного контура, охлаждая также и эту последнюю.

§ 198. Генерирование ультра-коротких волн. Уже из изложенного в различных главах книги мы можем сделать заключение, что для генерирования ультра-коротких волн могут быть применены как методы искровые, так и методы ламповые.

В отношении искровых методов, исторически первых, применявшихся для генерирования электрических колебаний высокой частоты, нам уже известен способ, примененный Герцем, когда он, используя схему развернутого колебательного контура, представленного двумя металлическими телами, разделенными воздушным искровым промежутком, получил колебания с длиной волны 66 см.

Простой способ Герца для получения очень коротких волн при помощи искрового возбуждения, однако, характеризуется целым рядом недостатков. Прежде всего надлежит отметить, что этот способ дает колебания затухающие, которые, как мы уже знаем, могут иметь лишь узкое практическое использование. Далее, простой искровой способ позволяет получать лишь

весьма незначительные мощности при генерировании ультракоротких волн. В самом деле, мощность искрового генератора, как известно, определяется по выражению:

$$P = \frac{C \cdot E^2}{2} \nu.$$

В условиях коротковолновых генераторов в этом выражении прежде всего очень мала емкость C колебательного контура. Далее, простой воздушный искровой разрядник не позволяет сколь-нибудь значительно повышать величину питающего напряжения E (обгорание электродов разрядника) или сколь-нибудь значительно увеличивать частоту ν разрядов, связанную с частотой питающего разрядник переменного тока (ухудшение

условий деионизации искрового промежутка).

Поэтому для осуществления возможности генерирования ультракоротких волн сколь-нибудь значительной мощности необходимым является прибегать к специальным конструкциям искрового разрядника, позволяющим увеличивать как прилагаемое напряжение E питания, так и частоту

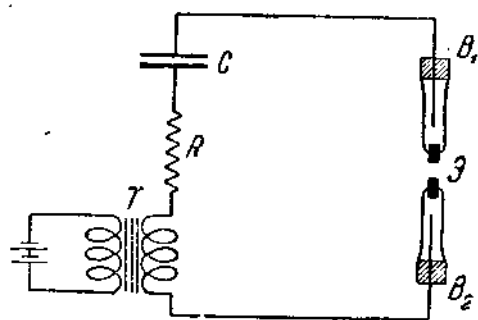


Рис. 317.

разрядов ν . Обычными путями разрешения этих задач явилось применение для искрового разрядника в качестве диэлектрика керосина, масла, газа под высоким давлением. Для улучшений условий деионизации применяется дутье; для повышения величины разрядов ν применяется питание разрядника токами высокой частоты. Самые разрядники при этом получают специальные конструкции.

Так, например, для получения очень коротких волн, порядка всего лишь 6 мм, проф. П. Н. Лебедев применял схему, изображенную на рис. 317. В этой схеме вибратор состоит из двух платиновых цилиндров Э, диаметром 0,5 мм и длиной 1,3 мм. Вибраторы вставлены в стеклянные трубки, куда входят питающие провода B_1, B_2 . Ток питания подводится от небольшой индукционной катушки T через большое сопротивление R и емкость C ; зарядка электродов Э вибратора осуще-

ствляется через посредство искр, проскакивающих с проводов B_1, B_2 .

Для той же цели получения очень коротких волн Риги применил в качестве вибратора два шара A_1, A_2 , закрепленных в эбонитовых пластинках BC и DE , образующих коробку, наполненную маслом (рис. 318). Заряды к этим шарам подводятся при помощи искр, возникающих с дополнительных электродов. При диаметре шаров A_1, A_2 в 8 см Риги получал генерирование на длине волны, равной приблизительно 20 см; при диаметре шаров в 8 мм длина волны получалась равной 2,6 см.

К числу таких лабораторных экспериментов в области генерирования очень коротких волн по методу искры надлежит отнести также и недавние опыты советских экспериментаторов А. Глаголевой-Аркадиевой и М. Левитской, получивших при помощи своих массовых излучателей наикратчайшие электромагнитные колебания, граничащие с инфракрасными лучами.

Массовый излучатель Глаголевой-Аркадиевой изображен на рис. 319. Он состоит из стеклянного сосуда A , наполненного вязким машинным маслом со множеством мелких латунных или алюминиевых опилок. Вся эта жидкая масса перемешивается при помощи винта B , что обеспечивает опилкам, мелким вибраторам устройства, надлежащее остывание. При помощи вращающегося карболитового колесика K часть этой массы увлекается и под действием центробежной силы располагается на ободе колесика в виде жидкой шины. В верхней части колесика при помощи проводов F, F' , идущих от источника высокого переменного напряжения, через эту шину („вибрационную массу“) пропускаются искры. При этом возникают электрические колебания, частота которых будет определяться размерами опилок и их взаимным расположением. Получается, таким образом, спектр частот. В опытах Глаголевой-Арка-

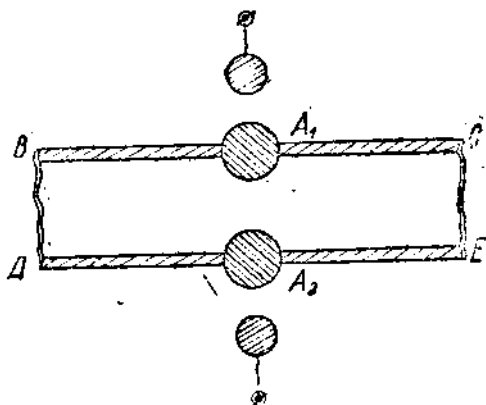


Рис. 318.

дневой этот спектр составили волны, длиной от 50 мм до 0,082 мм.

Большое количество специальных конструкций искровых разрядников для генерирования ультра-коротких волн было разработано сотрудниками фирмы Маркони. Для примера мы приведем конструкцию Франклина, изображенную на рис. 320 в разрезе. Конструкция состоит из электродов искрового разрядника F, F , закрепленных в центрах двух дисков D, D . Эти диски помещаются в металлических цилиндрах M, M , закрепленных в коаксиально расположенном металлическом же цилиндре A при помощи изолирующих щек Q, Q . Цилиндр A служит излучающей антенной. Вся система имеет, таким

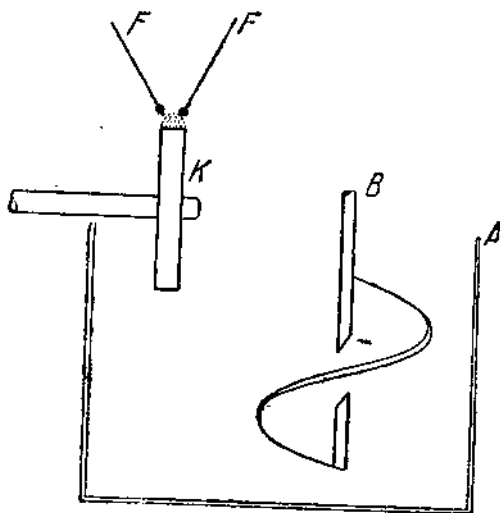


Рис. 319.

образом, все необходимые элементы колебательного контура: емкость, образуемую цилиндром A и цилиндрами M , само-

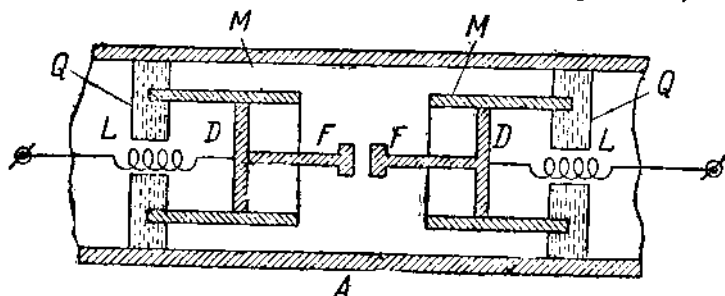


Рис. 320.

индукцию, образуемую деталями устройства, и связь колебательного контура с антенной. Сама искра возникает в закрытом пространстве, наполненном газом под высоким давлени-

нием. Последнее обстоятельство позволяет для питания искрового промежутка применять особо высокие напряжения при минимальных потерях в самой искре. Питающее напряжение подводится через посредство реактивных катушек L , L' .

Изыскания в области применения искрового метода для практических целей генерирования ультра-коротких волн надлежит, несмотря на многочисленные достигнутые успехи, все же отнести к чисто лабораторным. Определяя собою развитие технической мысли, научного прогресса, они в весьма слабой степени нашли себе практическое применение. Единственным, пожалуй, примером использования искрового метода для практических целей получения ультра-короткой волны является передатчик Маркони, примененный на станции радиомаяка на острове Inchkeith. Схема передатчика этой станции изображена на рис. 321. Схема характеризуется применением для питания

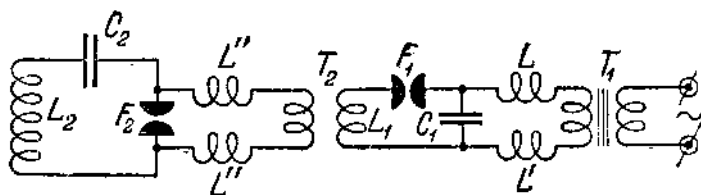


Рис 321.

основного разрядника F_2 колебательного контура L_2C_2 тока высокой частоты, генерируемого в колебательном контуре L_1C_1 при помощи искрового же разрядника F_1 . Эта питающая основной генератор частота составляла около 10^5 герц (длина волны около 3000 м). Главный искровой разрядник F_2 был помещен в цилиндрической камере, воздух в которой находился под давлением 35 кг/см^2 . При таком условии диэлектрическая прочность искрового промежутка F_2 получается очень высокой, что позволило применить очень высокое (порядка 60 000 В) напряжение питания на вторичной обмотке трансформатора T_2 . При подводимой к разряднику мощности порядка 500 Вт, в этой схеме можно было получить длины волн от 6,25 м до 4,25 м.

Аналогичная схема для получения очень коротких волн, порядка 18 см, была предложена Эзау. В этой схеме, изображенной на рис. 322, колебательный контур LC сантиметровых волн содержит искровой разрядник F , питаемый током высокой частоты от лампового генератора G . Вследствие большой частоты разрядов, возникающих в такой схеме в разряднике F ,

мощность колебаний получается значительной, порядка 2 W. Так как разряды в таком генераторе следуют очень быстро друг за другом, то колебания в нем получаются по своему характеру близкими к незатухающим и могут быть использованы для целей радиотелефонной передачи. Для модулирования достаточным является помещение микрофона M в цепь питания искрового разрядника, как это и изображено на схеме рис. 322. Для получения неискаженной передачи при этом необходимо соблюдать условие, чтобы напряжение во вторичной обмотке трансформатора T при модуляции не падало ниже значений пробивного для разрядника E напряжений.

Исключительное применение в современной ультракоротковолновой практике получили ламповые методы генерирования, в которых применяются как обыкновенные трехэлектродные лампы, так и лампы специальных конструкций.

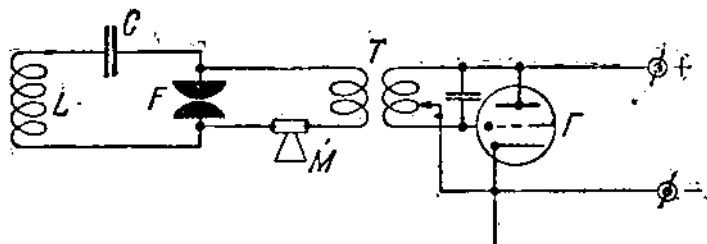


Рис. 322.

Основное затруднение здесь лежит в чрезвычайной малости значений емкостей колебательного контура, как это, например, видно из нижеприводимого примера 1 (§ 208), где емкость колебательного контура получает значение всего лишь 9 см. Из этого вытекает, что наиболее рациональной, а в большинстве случаев и единственно возможной схемой ультракоротковолнового генератора является такая, в которой междуэлектродная емкость самой лампы и служит емкостью колебательного контура. Из этого следует, что для генерирования ультракоротких волн надлежит применять лампы специальной конструкции, в общих чертах повторяющей требования, которые были указаны выше в отношении ламп для коротких волн. Основным в этой конструкции является получение минимальных значений внутренних междуэлектродных емкостей, в особенности емкости между анодом и сеткой. Предпочтительно, по-видимому, иметь лампу с малым значением внутреннего со-

противления R_a и с большим значением тока насыщения I_s . Лучшие результаты получаются с лампами цилиндрической конструкции.

Представление о возможностях, которые дают обыкновенные трехэлектродные лампы в простейших генераторных схемах ультра-коротких волн, можно получить по опытным данным с советскими и заграничными лампами, приведенными в таблице 34. В таблице приведены основные параметры ламп и значения наименьшей, предельной длины волны, полученные при помощи этих ламп. Данные таблицы относятся к старым лампам (1926 г.), но дают достаточно ясное представление о существе вопроса.

Таблица 34.

Тип лампы	P_a W	E_a V	I_{sm} A	μ	R_a Ω	Примечания к схеме	λ_{min} м
P-5, ЭТЗСТ	усил.	160	8	10	28 000	Схема Мени	2,18
P-5, ЭТЗСТ	"	160	8	10	28 000	Без цоколя	1,66
Микро, ЭТЗСТ	"	160	8	11	27 000	—	2,19
Б-50, Нижегородск. лаборатор.	50	600	150	7,8	7 500	—	3,70
Б-50, Нижегородск. лаборатория	50	600	150	7,8	7 500	Без цоколя	3,20
Г-5, ЭТЗСТ	36	1 200	200	10	7 400	—	3,54
ГТ-5, ЭТЗСТ	50	1 200	200	14	10 700	—	2,54
ГИ1, Нижегород. лаборатор.	150	2 000	200	48	32 400	—	7,00
ГО8, Нижегород. лаборатор.	500	3 000	750	100	86 000	—	7,72
LS5, Marconi	усил.	—	—	—	—	—	2,56
RS18 IV, Telefunken	500	3 000	700	—	—	Схема Мени	7,00

Схемы ламповых генераторов для получения ультра-коротких метровых длин волн могут быть разделены на две группы: схемы одноламповые, однотоковые и схемы двухтоковые, сим-

метричные. Такое же подразделение мы имели и для ламповых схем генерирования коротких волн.

Одною из распространенных одноламповых схем является схема, изображенная на рис. 323. Она представляет собою видоизменение трехточечной схемы Гартлея (Hartley) и впервые

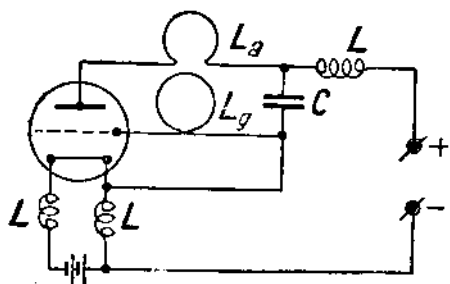


Рис. 323.

была предложена американцами Данмором (Dunmore) и Энгелем (Engel). Частота генерируемых по этой схеме колебаний зависит от величины коэффициентов самоиндукции катушек L_a и L_g и от величины емкости между анодом и сеткой лампы. При очень коротких волнах, порядка 1—3 м, каждая из катушек состоит всего лишь из одного витка небольшого диаметра. Связь между витками выбирается тесная, причем, для того чтобы токи в контуре суммировались, надлежит концы у одной из катушек скрещивать, как это и показано на рисунке. Конденсатор C является блокировочным, предотвращающим короткое замыкание источника анодного напряжения. Емкость его мало сказывается на длине генерируемой волны и может быть порядка 200—4000 см. Катушка самоиндукции L также является блокировочной, преграждающей ответвление токов высокой частоты в источник анодного питания.

К одноламповым относится также и схема, предложенная Гюттоном (Gutton) и Пьерре (Pierret), изображенная на рисунке 324. От вышеописанной схемы Данмора (Dunmore) и Энгеля (Engel) эта схема отличается только оформлением контурной самоиндукции, которая в данном случае представлена одним витком. Самый виток состоит из жестких проволок ab , cd и ef , по которым передвигаются мостики bf и de .

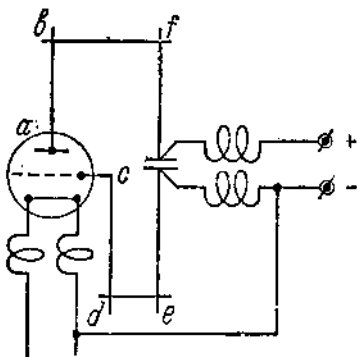


Рис. 324.

позволяющие изменять общий коэффициент самоиндукции, а следовательно, и длину волны контура.

Уместно отметить, что длина генерируемой волны в ультракоротковолновых схемах зависит не только от параметров колебательного контура (и от окружающей их температуры), но также и в значительной мере от режима самой лампы. Наиболее сильное влияние на длину волны оказывают изменения накала и анодного напряжения. Зависимости эти для схемы, аналогичной схеме рис. 323, представлены на рис. 325

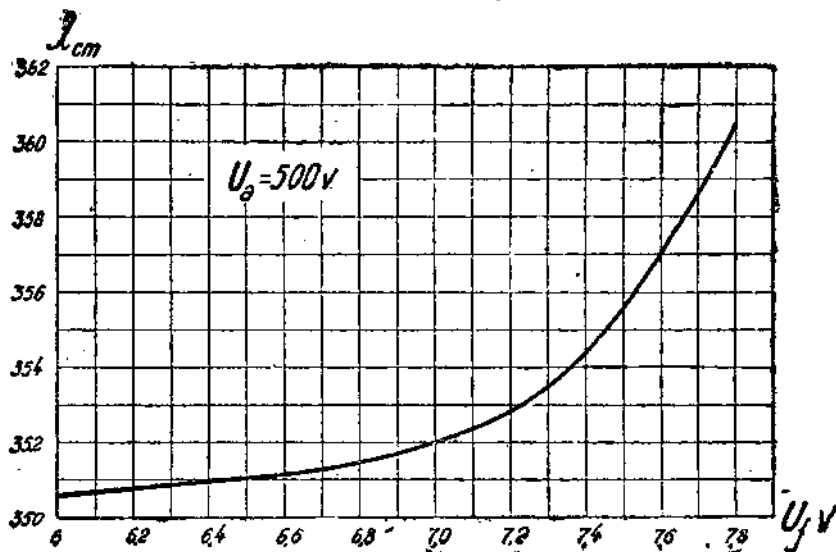


Рис. 325.

и 326 и подтверждают выводы теории, по которым длина волны должна увеличиваться с увеличением накала и с уменьшением анодного напряжения.

К числу двухтактных схем относятся, из наиболее распространенных, две схемы: схема Мени (Mesny) и схема Хольборна (Holborn).

Схема Мени, изображенная на рис. 327, и представляет собою развитие известной коротковолновой схемы Экклеса. Главнейшей особенностью этой схемы, как и всех двухтактных (симметричных) схем, является то, что междуэлектродные емкости ламп, участвующие в образовании колебательного контура, соединены здесь последовательно; при прочих равных

условиях это позволяет получать более короткие волны. Одновременное использование двух ламп к тому же позволяет увеличивать мощность колебаний по сравнению с мощностью, получаемой от одной лампы. Надлежит кстати заметить, что применяющийся в схемах генераторов длинных волн способ параллельного включения ламп для повышения генерируемой мощности совершенно недопустим в схемах ультра-коротковолновых генераторов.

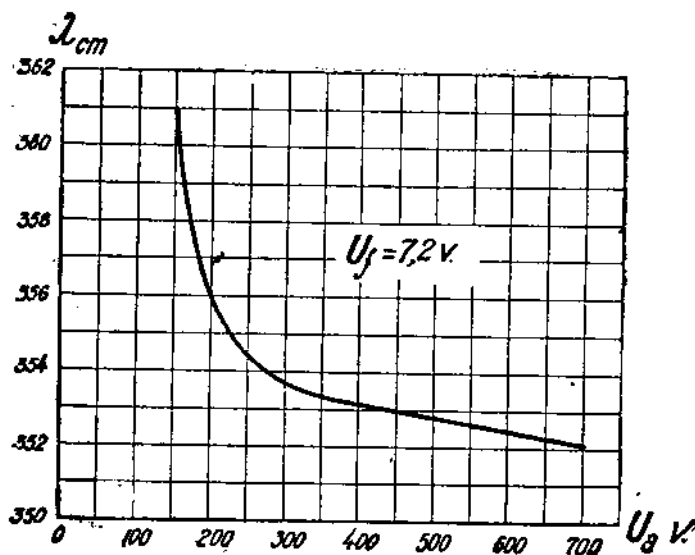


Рис. 326.

Наконец, при симметричных схемах нет необходимости защищать колебательный контур от прочих элементов схемы, так как точки *a* и *b* схемы (рис. 327 и 328) находятся в узлах напряжения.

Другая двухтактная схема ультра-коротких волн, схема Хольборна, изображена на рис. 328. Различие между этой схемой и схемой Мени заключается в том, что в схеме Мени витки анодной и сеточной самоиндукций находятся в более или менее тесной связи (имея при этом положительное значение коэффициента взаимной индукции), в то время как в схеме Хольборна эти витки пространственно отделены друг от друга и связи в схеме остаются чисто емкостными. Оформление

схемы Хольборна аналогичны с оформлением рассмотренной выше схемой Гюттона и Пьерре.

Практически схема Хольборна для генерирования более коротких волн работает лучше, нежели схема Мени.

Во всех рассмотренных выше схемах емкостью колебательного контура является внутренняя емкость $C_{га}$ между анодом и сеткой. При заданной конструкции лампы величина этой емкости является величиной фиксированной. При таком условии, следовательно, для укорочения генерируемой волны

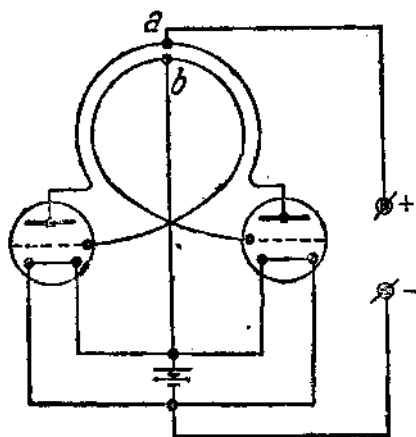


Рис. 327.

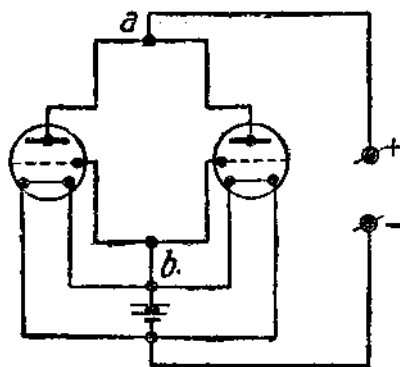


Рис. 328.

имеется лишь единственный путь, — уменьшение анодного и сеточного витков. Однако, такому уменьшению ставится известный предел, достигаемый при наименьшем отношении $\frac{L}{C}$ контура, ниже которого самовозбуждение лампового генератора становится уже невозможным. Отсюда вытекает понятие о предельной длине волны ультра-коротковолнового лампового генератора. Это есть наименьшая длина волны, которая может быть получена от данной лампы в нормальной ультра-коротковолновой схеме. Чем мощнее лампа, чем больше ее геометрические размеры, тем выше значение этой предельной волны. Данные, характеризующие некоторые лампы с точки зрения предельной длины волны, были приведены выше, в таблице 36.

Естественный предел для генерирования ультра-коротких волн в нормальных ламповых схемах, однако, существует.

Определяется он следующим обстоятельством. Необходимое условие генераторного ультра-коротковолнового режима для лампы состоит в том, чтобы вылетающие из катода электроны успевали долететь до анода за время полупериода колебания. В самом деле, если в течение полупериода колебания электроны не успеют пройти пространство между катодом и анодом, то между током и напряжением должна будет возникнуть фазовая разность, вследствие чего возможность колебаний прекратится.

Время пробега электронов от катода к аноду можно получить, исходя из условий равноускоренного движения электронов в равномерном электрическом поле. Полагая для упрощения задачи, что начальная скорость вылета электронов из катода равна нулю, для случая цилиндрического анода, имеющего радиус r_a , мы получаем

$$\frac{mv^2}{2} = eE_a,$$

$$r_a = \frac{gt^2}{2}$$

и

$$v = gt.$$

Отсюда время пробега t :

$$t = r_a \sqrt{\frac{2}{E_a \cdot \frac{e}{m}}},$$

где E_a — анодное напряжение,

$\frac{e}{m}$ — отношение заряда электрона к его массе.

Несмотря на указанное обстоятельство были, однако, найдены способы получения колебаний и при значениях длины волны ниже предельной, определяемой скоростью пробега электронов внутри лампы. Способы эти основаны на использовании явления качания электронов внутри лампы между ее электродами. Впервые это явление было использовано для получения дециметровых волн Баркгаузеном (Barkhausen) и Курцем (Kurz), а затем Джиллем (Gill) и Моррелем (Morrell).

Схема Баркгаузена и Курца изображена на рис. 329. Она характеризуется тем, что на сетку генераторной лампы подается высокий положительный потенциал, а на анод подается

потенциал отрицательный. В этих условиях с вылетающими из раскаленного катода электронами происходит следующее. Под влиянием большого сеточного потенциала электроны, покинувшие катод, получают очень большое ускорение и пролетают через отверстия сетки по направлению к аноду. Здесь они попадают в электрическое поле анода, задерживающее их движение, и вскоре, потеряв весь свой запас кинетической энергии, не долетев до анода, возвращаются обратно к сетке. Пролетев через сетку, электроны опять попадают в задерживающее электрическое поле, на этот раз создаваемое уже сеткой, опять меняют направление своего движения. Таким образом электроны совершают чрезвычайно быстрые колебания около сетки. Такие колебания электронов внутри лампы сопровождаются возникновением стоячих волн на проводах aa и bb , присоединенных к аноду и к сетке лампы (система Лехера).¹ Для целей связи эти стоячие волны могут быть использованы известными способами.

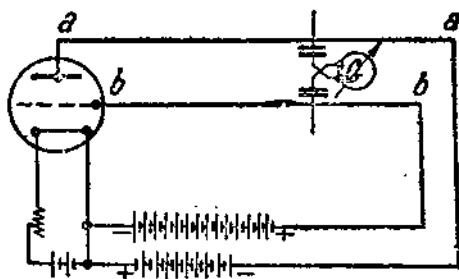


Рис. 329.

Частота возникающих по схеме Баркгаузена и Курца колебаний зависит исключительно от геометрических размеров электродов лампы, от значений потенциалов сетки и анода и от величины накала. При заданной геометрической конструкции электродов лампы факторами, способствующими уменьшению длины генерируемой волны, являются:

- 1) увеличение положительного потенциала на сетке,
- 2) увеличение отрицательного потенциала на аноде,
- 3) увеличение накала.

Наименьшая длина волны, полученная в опытах Баркгаузена и Курца, составляла 43 см. Коль (Kohl) получил колебания на $\lambda = 30$ см.

Условия генерирования в рассматриваемой схеме сильно зависят от конструкции электродов лампы; наиболее выгодной является цилиндрическая конструкция; при конструкции плоской и при конструкции эллиптической, вследствие асимметрии электродов, колебания вовсе не возникают. Остается, наконец,

отметить, что мощность, генерируемая в схеме Баркгаузена и Курца, крайне невелика; обычно в колебательной системе можно получить токи силой не больше 100 мА.

Схема Джилля и Морреля отличается от рассмотренной лишь тем, что здесь на анод лампы задается положительный потенциал, но меньший, чем потенциал сетки. Из наблюдений авторов схемы следует, что длина волны генерируемых колебаний, при прочих равных условиях, зависит только от разности потенциалов сеточного и анодного:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{E_g - E_a}}.$$

Так как разность $E_g - E_a$ определяет собою время полета излучаемых анодом вторичных электронов, летящих на сетку, то Джилль и Моррель сделали заключение, что внутриламповые колебания обязаны своим существованием вторичным электронам.

Наименьшая длина волны, полученная в опытах Джилля и Морреля, составила 74 см.

Кратчайшая длина волны, равная 3,5 см, была по схеме внутриламповых качаний электронов получена Г. Потапенко.

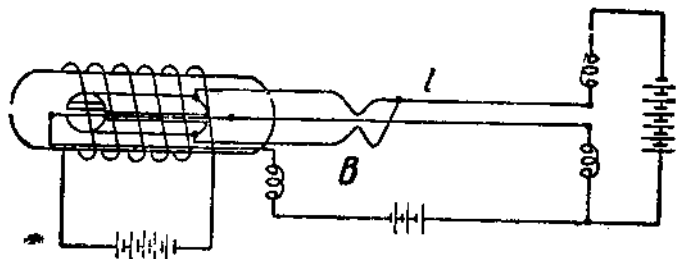


Рис 330.

Особо надлежит указать на схемы ультра-коротковолновых генераторов, образуемых при помощи магнетронов. В значительной степени эти схемы также относятся к только-что рассмотренным схемам внутриламповых качаний электронов. Из числа этих схем можно привести схему Окабе, изображенную на рис. 330. Диод, имеющий одиночную прямолинейную нить накала, расположенную coaxially с цилиндрическим анодом, помещается в сильное однородное магнитное поле таким образом, чтобы направление этого поля совпадало

с направлением нити катода. Тормозящее действие этого поля и заставляет вылетевшие из катода электроны совершать внутриламповые колебания. Получающаяся длина волны оказывается тем короче, чем больше напряжение магнитного поля магнетрона, чем меньше радиус анода и чем меньше анодное напряжение. В своих опытах Окабе получил при таком генераторе длину волны в 12 см.

Опыт показал, что интенсивность колебаний возрастает, если применить конструкцию магнетрона с разрезанным анодом. Такая конструкция заключается в том, что цилиндрический анод магнетрона разрезается параллельно своей оси на два (рис. 330) или большее число сегментов, изолированных друг от друга. От каждого из сегментов наружу лампы выходят подводящие провода, которые собираются, без соприкосновения друг с другом, вблизи катода в точке В, после чего присоединяются к положительному полюсу источника анодного питания.

Специальные типы магнетронов для генерирования ультра-коротких волн были разработаны американской фирмой General Electric Company. Один из типов представляется малоомощной лампой, способной развивать около 10 ватт колебательной мощности на длине волны около 70—80 см. Другой тип представляется мощной лампой с водяным охлаждением. При помощи второй лампы можно получить до 1 kW колебательной мощности на длине волны около 3 м.

Наконец, надлежит отметить, что в последнее время в качестве генераторов ультра-коротких волн применяются на ряду с лампами трехэлектродными и лампы специальные, многоэлектродные. Одна из таких схем приведена на рис. 331. Здесь в качестве генераторной лампы применен пентод.

§ 199. Области применения ультра-коротких волн. Специфические особенности распространения ультра-коротких

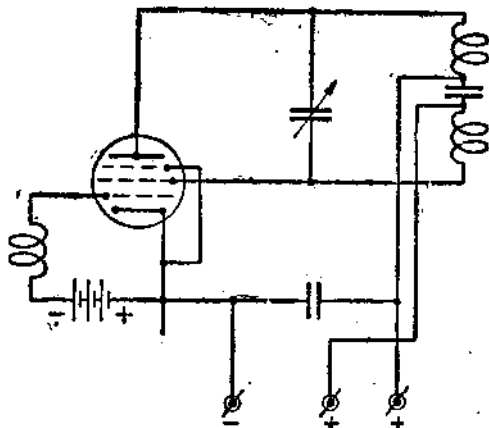


Рис 331.

воли, выражающиеся в ограниченном радиусе их действия, определяют за ними ряд специальных применений: в военном деле (связь в районе близкого расположения сил), для связи на близкие расстояния в сельском хозяйстве (колхозы, тракторные колонны), для местного радиовещания и телевидения.

Для этих последних целей фирмой Telefunken разработан передатчик мощностью 15 kW в антенне при рабочей длине волны 7 м. Схема генератора состоит из 7 каскадов при задающем генераторе, стабилизированном кварцем. Собственная частота кварца соответствует длине волны в 56 м, преобразуемой затем при помощи трех удвоителей в рабочую длину волны устройства, равную 7 м. Антенна передатчика состоит из металлического стержня около 2 м длиной, поднятого на верхушку радиомачты и питаемого от передатчика при помощи фидера.

В СССР опыты по радиовещанию на ультра-коротких волнах начались с 1930 г., с установкой в Москве (радиостанция им. Попова) передатчика на рабочую длину волны 6,84 м. Опыт показал, что радиус действия этой станции достигает 20 км.

В области применения ультра-коротких волн интересен проект немецкого инженера Арденна (Ardenne). По этому проекту колебания ультра-коротковолнового передатчика модулируются несколькими частотами обычного радиовещательного диапазона, модулированными в свою очередь низкой частотой. На приемной станции получается, таким образом, возможность приема целого ряда различных радиовещательных станций, используя одну и ту же приемную установку. Приемник в этом случае должен иметь два детектора: первый для детектирования колебаний ультра-высокой несущей частоты и второй — для детектирования тех или иных промежуточных колебаний для выделения звуковой частоты передачи.

§ 200. Излучающие устройства при коротких и ультра-коротких волнах. В качестве излучающей антенны для отправительных радиостанций, работающих на коротких волнах, вообще говоря, могут быть применены любые из известных нам уже типов длинноволновых антенн. Практика, однако, установила применение главным образом антенн двух типов: простейшие заземленные антенны (антенна Маркони) и простейшие симметричные вибраторы (диполь Герца).

Применяющиеся в коротковолновой практике антенны типа Маркони выполняются обычно в виде одиночного провода и в форме Т- или Г-образной или же чаще всего в форме вертикального провода. Нижний конец антенны либо зазем-

ается по одному из известных способов, либо присоединяется к противовесу той или иной конструкции. Питание такой антенны токами высокой частоты от генератора может быть осуществлено любым из известных в длинноволновой практике способов, например, при помощи автотрансформаторной или трансформаторной связи.

При возбуждении простейшей антенны, в виде вертикального одиночного провода, на собственной длине волны, т. е. при соблюдении условия

$$\lambda = 4l = \lambda_0,$$

где λ — рабочая длина волны,

l — геометрическая длина провода, и в предположении, что земля является идеальным проводником, теория дает преимущественное излучение электромагнитной энергии в плоскости земли, как это изображено в полярных координатах для вертикальной плоскости на рис. 332. Оказывается, однако, что при отношении

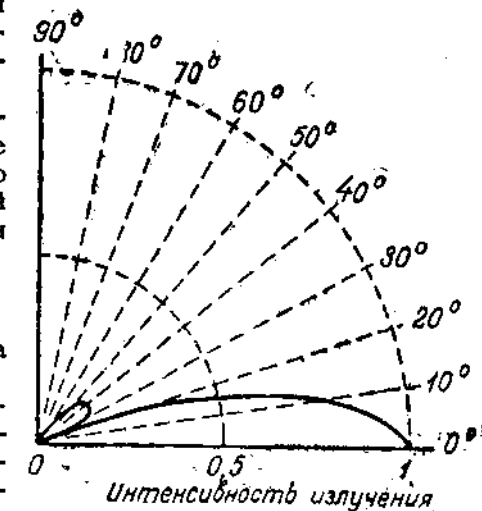


Рис. 332.

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} > 1,$$

т. е. при возбуждении антенны на одной из ее гармоник, картина распределения излучаемой вертикальной антенны в вертикальной плоскости имеет совершенно иной характер. В частности наибольшее излучение получается под большим или меньшим углом к горизонту, зависящий от порядка гармоники, и сопровождается большим или меньшим количеством лучей бокового излучения сравнительно малой интенсивности. Подробную теоретическую разработку этого вопроса излучения длинных вертикальных антенн, возбуждаемых на гармониках, дали Баллантайн, Ван-дер-Поль и Татаринев у нас. Соответствующая этой теории

картина излучения антенны, возбуждаемой, например, на третьей гармонике, имеет вид, изображенный на рис. 333. Преимущества такого направленного вверх излучения с большим успехом могут быть, в условиях распространения коротких волн, использованы при связи малыми мощностями на больших расстояниях. Надлежит при этом отметить, что интенсивность излучения энергии под оптимальным углом к горизонту, вообще говоря, возрастает с увеличением порядка гармоники, на

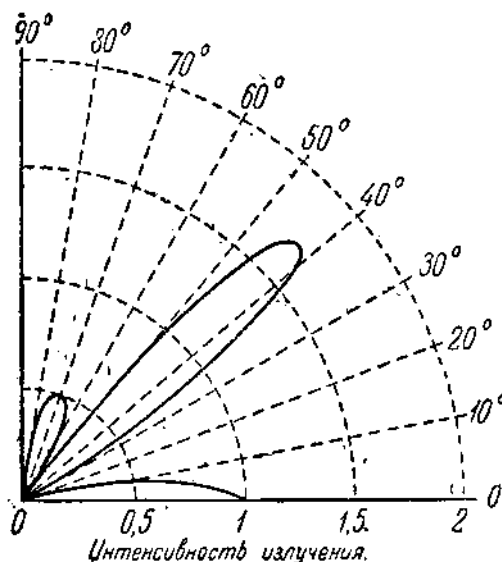


Рис. 333.

которой возбуждается антенна. Так, при работе на 3-ей гармонике (сравнить диаграммы рис. 332 и 333) интенсивность излучения в оптимальном направлении возрастает по сравнению с интенсивностью излучения антенны, работающей на основной волне, больше чем в $1\frac{1}{2}$ раза. При работе на 15-й гармонике это возрастание достигает $4\frac{1}{2}$ раз.

Применяющиеся в коротковолновой, а особенно в ультра-коротковолновой практике, диполи Герца выполняются в виде одиночного жесткого провода (или трубки), не имею-

щего соединения с землей и располагаемого либо вертикально, либо горизонтально по отношению к земной поверхности. При коротких волнах в связи с такой антенной также может быть применен принцип возбуждения на гармониках. При ультра-коротких волнах обычно антенна возбуждается на основной длине волны

$$\lambda_0 \cong 2,1 l,$$

где l — геометрическая длина антенны.

Принципиальное различие между вертикальной симметричной антенной и горизонтальной, с точки зрения излучения ими

электромагнитной энергии, может быть установлено простейшим рассмотрением физического процесса, с учетом земли как идеального проводника и заменю ее для каждого вида антенны соответственным зеркальным изображением (рис. 334). В таком случае излучение антенны будет определяться суммарным излучением из антенны действительной и из ее изображения. Так как при вертикальной антенне токи в действительной антенне и в ее изображении находятся в фазе (рис. 334-а), то и излучаемая обеими этими антеннами колебатель-

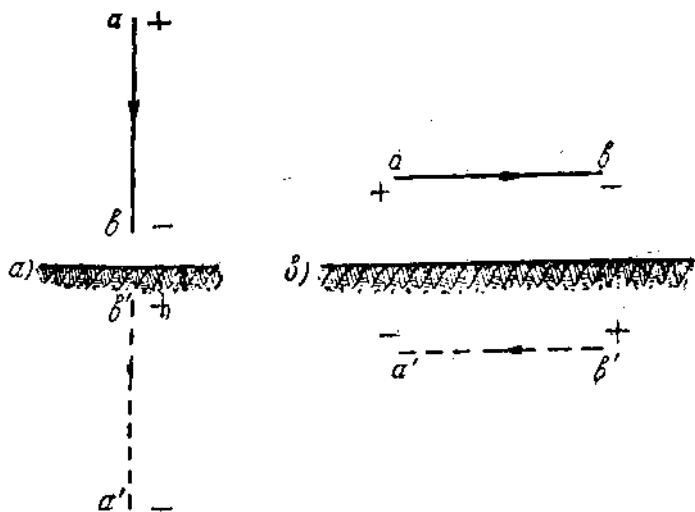


Рис. 334.

ная энергия также будет в фазе, т. е. будет суммироваться в направлении земной поверхности. При вертикальной антенне мы получаем, таким образом, сосредоточение излучения вдоль земной поверхности. При горизонтальной антенне наоборот, так как токи в действительной антенне и в ее изображении находятся в противофазе, то в горизонтальных направлениях, в направлениях вдоль земной поверхности суммарное излучение должно быть равно нулю. В этом случае излучение горизонтальной антенны должно иметь вид пучков различной интенсивности и направленных вбок под различными углами к горизонту.

Действительные условия значительно отличаются от предположений, лежащих в основе приведенных рассуждений. Прежде всего при ультра-коротких волнах земля является скорее диэлектриком, нежели проводником. Поэтому действительные картины излучения будут иметь несколько отличный вид.

Основная характеристика излучающей способности одиночного прямолинейного вибратора, т. е. величина его сопротивления излучения R_z может быть вычислена по нижеследующей формуле, предложенной Р. Мени:

$$R_z = 80 \pi^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \left(1 + 3 \frac{\sin k - k \cos k}{k^3} \right),$$

где l — действующая высота антенны,

$$k = \frac{4 \pi h}{\lambda},$$

h — высота центра вибратора над землей.

При ультра-коротких волнах в качестве излучающего вибратора обычно применяется провод, расположенный на некоторой высоте от земли h , превышающей длину волны λ . При таком условии величина

$$1 + 3 \frac{\sin k - k \cos k}{k^3}$$

будет близка к единице. Следовательно,

$$R_z \cong 80 \pi^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2.$$

При возбуждении вибратора на собственной длине волны, его действующая высота будет равна

$$l = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{\pi},$$

и, следовательно,

$$R_z \cong 80 \Omega.$$

Излучающие антенны ультра-коротковолновых установок, как это явствует из изложенного выше, имеют небольшие геометрические размеры. Уже только поэтому не приходится говорить о возможности применения для питания такой антенны током высокой частоты от генератора тех обычных способов непосредственной связи, которые применяются в длинновол-

новой практике, так как антенну пришлось бы устанавливать в самом помещении станции. Кроме того, по условиям распространения коротких и ультра-коротких волн выгодным является некоторое удлинение антенны от земли, от передатчика, поднятие ее на известную высоту (например выше окружающих сооружений). Таким образом, излучающая антенна в коротковолновых, а в особенности в ультра-коротковолновых установках должна находиться на более или менее значительном расстоянии от генератора (до десятикратных значений длины рабочей волны). В связи с этим питание антенны, передача к ней электрической колебательной энергии от генератора, осуществляется при помощи специальной линии, обычно состоящей из двух параллельных проводов и именуемой фидером.

§ 201. Теория фидера. Явления переменного тока в системе прямолинейных проводов (т. е. в цепи с распределенными физическими постоянными), с которыми мы будем иметь дело при распространении электрических колебаний вдоль фидера, наиболее просто могут быть рассмотрены при помощи математического анализа, имеющего в своем основании выведенные еще в теории проволочной телеграфной связи дифференциальные уравнения, известные под названием телеграфных уравнений.

Обратимся к двухпроводной линии длиной l . Пусть физические постоянные линии будут распределены вдоль нее равномерно. Обозначим значения этих постоянных на единицу длины линии через r_0 , G_0 , L_0 и C_0 . Полное сопротивление $\dot{Z}_0$ и полная проводимость $\dot{Y}_0$ на единицу длины линии будут

$$\dot{Z}_0 = r_0 + j\omega L_0$$

и

$$\dot{Y}_0 = G_0 + j\omega C_0.$$

Отношение

$$\dot{Z} = \sqrt{\frac{\dot{Z}_0}{\dot{Y}_0}}$$

называется волновым сопротивлением линии или характеристикой линии. Заметим, что в высокочастотных фидерах при надлежаще выбранном сечении проводов и хорошей изоляции величинами r_0 и G_0 , по сравнению с величинами L_0 и C_0 , можно пренебречь, т. е. считать, что

$$r_0 = 0$$

и

$$G_0 = 0.$$

Для такой идеальной линии волновое сопротивление будет равно

$$Z = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}},$$

т. е. волновое сопротивление будет чисто активным и независимым от частоты.

Вернемся к линии. Пусть эта линия питается в своем начале от источника переменного тока частоты ω . Пусть, далее, сила тока в начале линии будет I_0 , а в конце линии I_k (рис. 335). Обозначим силу тока в какой-либо точке на расстоянии x от конца линии через i , а напряжение через E . Приращение тока для этой точки будет

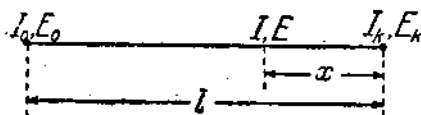


Рис. 335.

$$di = \dot{E} \cdot \dot{Y} \cdot dx;$$

отсюда

$$\frac{d^2 i}{dx^2} = \dot{Y}_0 \cdot \frac{dE}{dx} \dots \dots \dots (92)$$

Аналогично

$$dE = i \cdot \dot{Z}_0 dx$$

и

$$\frac{d^2 E}{dx^2} = \dot{Z}_0 \cdot \frac{di}{dx} \dots \dots \dots (93)$$

Подставляя в уравнения (92) и (93) значения $\frac{dE}{dx}$ и $\frac{di}{dx}$, получаем

$$\frac{d^2 i}{dx^2} = \dot{Y}_0 \dot{Z}_0 i$$

и

$$\frac{d^2 E}{dx^2} = \dot{Y}_0 \dot{Z}_0 E.$$

Полученные уравнения и носят название дифференциальных телеграфных уравнений. Решение этих уравнений дает следующие выражения для силы тока и напряжения в любой точке линии:

$$i = \frac{A_1}{Z} e^{\beta x} \sin \left[\omega t + \alpha x + \psi_1 + \frac{1}{2} (\psi_4 - \psi_3) \right] - \frac{A_2}{Z} e^{-\beta x} \sin \left[\omega t - \alpha x + \psi_2 + \frac{1}{2} (\psi_4 - \psi_3) \right] \dots (94)$$

$$E = A_1 e^{\beta x} \sin (\omega t + \alpha x + \psi_1) + A_2 e^{-\beta x} \sin (\omega t - \alpha x + \psi_2). \dots (95)$$

Из этих выражений следует, что как сила тока, так и напряжение в любой точке на линии изменяются синусоидально, а значения их определяются интерференцией двух волн:

• основной или падающей

$$A_1 e^{j\beta x} \sin(\omega t + \alpha x + \psi_1)$$

и отраженной от конца линии

$$A_2 e^{-j\beta x} \sin(\omega t - \alpha x + \psi_2).$$

Коэффициенты A_1 и A_2 в этих выражениях определяются следующими выражениями:

$$A_1 = \frac{1}{2} (\dot{E}_k + j I_k Z)$$

и

$$A_2 = \frac{1}{2} (\dot{E}_k - j I_k Z).$$

Поэтому если конец линии замкнут на сопротивление, равное волновому, то (так как в этом случае $\dot{E}_k = j I_k Z$)

$$A_2 = 0,$$

т. е.

$$A_2 = 0;$$

иначе говоря, явления отражения волны в этом случае не будет; на линии будет иметь место только бегущая волна (см. § 21). При этом

$$A_1 = E_k$$

и

$$\frac{A_1}{Z} = I_k.$$

в соответствии с чем и перепишутся уравнения (94) и (95). Из этих последних уравнений, т. е. для случая, когда в линии нет отраженных волн, амплитудные значения силы тока и напряжения в начале линии будут

$$I_0 = I_k e^{j\beta l}$$

и

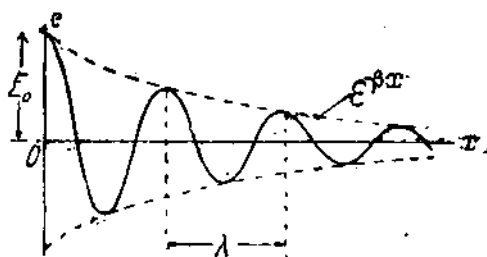
$$E_0 = E_k e^{j\beta l};$$

отсюда получается, что величина мощности в конце линии будет связана с величиной мощности в начале линии выражением:

$$P_k = P_0 e^{-2\beta l}.$$

Величина β называется затуханием линии, а величина βl — абсолютным затуханием, причем

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2} [(r_0 G_0 - \omega^2 L_0 C_0) + \sqrt{(r_0^2 + \omega^2 L_0^2) (G_0^2 + \omega^2 C_0^2)}]}. \quad (94)$$



Картина мгновенного распределения напряжения вдоль линии изображена на рис. 336. Здесь λ — длина волны на проводе, равная, как это нетрудно заключить из уравнений (94) и (95),

$$\lambda = \frac{2\pi}{\alpha},$$

Рис. 336.

где

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2} [(\omega^2 L_0 C_0 - r_0 G_0) + \sqrt{(r_0^2 + \omega^2 L_0^2) (G_0^2 + \omega^2 C_0^2)}]}.$$

Величина α носит название постоянной скорости распространения волны на проводе.

Заметим опять, что для идеальной линии коэффициент β будет

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2} [-\omega^2 L_0 C_0 + \sqrt{\omega^4 L_0^2 C_0^2}]} = 0,$$

иначе говоря, в идеальной линии волна распространяется сохраняя постоянство своей амплитуды. В свою очередь, постоянная скорости распространения волны α для идеальной линии будет

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2} [\omega^2 L_0 C_0 + \sqrt{\omega^4 L_0^2 C_0^2}]} = \omega \sqrt{L_0 C_0}.$$

Из всего рассмотренного вытекает, что для питания излучающих антенн выгодно применять фидера с бегущей волной. Во-первых, в таком фидере потери энергии являются наименьшими, почти вся энергия от генератора передается в антенну (коэффициент полезного действия достигает 95% и выше). Во-вторых, длина такого фидера является не зависящей от настройки генератора; при изменении этой длины будет изме-

няться только фаза колебаний в антенне по сравнению с колебаниями генератора.

Для получения в фидере только бегущей волны, как это уже было отмечено выше, необходимо, чтобы сопротивление, на которое фидер замыкается, было равно его волновому сопротивлению. Так как практически сопротивление антенны всегда резко отличается (и по величине и по характеру) от волнового сопротивления фидера, то присоединение фидера к антенне осуществляют через переходное устройство, например при помощи переходного трансформатора.

Для устройства фидеров могут быть применены различные конструкции. Наиболее распространенными являются фидеры, образованные двумя параллельно натянутыми на расстоянии порядка 10 см друг от друга проводами (рис. 337-а), или фидеры, образованные двумя концентрически расположенными и друг от друга изолированными трубками (рис. 337-б).

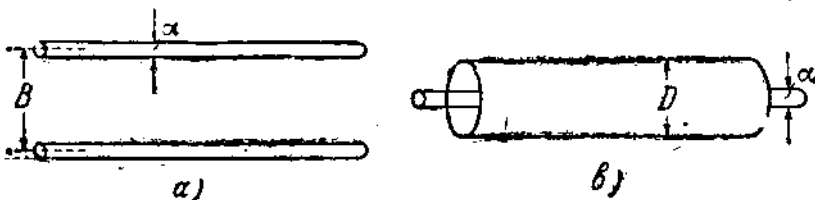


Рис. 337.

Из вышеизложенного следует, что волновое сопротивление высокочастотного фидера является при его данной конструкции величиной постоянной, зависящей только от геометрических размеров. Для наиболее распространенных конструкций это волновое сопротивление может быть вычислено с достаточным приближением по следующим формулам:

1) для фидера из двух параллельных проводов

$$Z = 277 \operatorname{tg}_{10} \left\{ \frac{B}{d} \left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{d}{B} \right)^2} \right] \right\}, \dots (96)$$

2) для концентрического фидера

$$Z = 138 \operatorname{tg}_{10} \frac{D}{d}, \dots (97)$$

где d (рис. 337) — диаметр провода,

B — расстояние между проводами,
 D — внутренний диаметр трубчатого провода.

При расчете и устройстве фидеров главное внимание надлежит обращать на уменьшение в нем потерь. Эти последние состояются из потерь на активном сопротивлении проводов фидера, из потерь диэлектрических в изоляции и из потерь на излучение. Кроме того на увеличение потерь большое влияние оказывает иней и в особенности гололед.

Излучение фидера является нежелательным не только потому, что оно увеличивает потери, но и потому, что такое излучение в некоторых случаях может повлиять на вид полярной диаграммы самого излучающего устройства. Наименьшим излучением характеризуется концентрический фидер. Его достоинством является также и то обстоятельство, что его наружная трубка не требует изоляции от земли. Концентрический фидер поэтому может быть заземлен, погружен в землю.

При расчетах фидеров, имеющих небольшую длину, можно пренебрегать влиянием полного активного сопротивления r фидера, эквивалентного всем его потерям; при длинном фидере, однако, такое допущение может привести к ошибкам.

§ 202. Система Лехера. В отличие от бегущих волн, возникающих в линии, замкнутой на сопротивление, равное волновому, в линии короткозамкнутой и в линии разомкнутой воз-

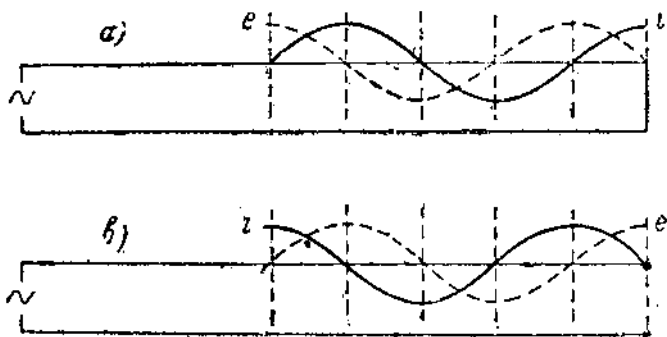


Рис. 338.

никают волны стоячие, как следствие интерференции волн падающих и волн отраженных. Во всех точках линии, вдоль которой расположены стоячие волны, все изменения силы тока

и напряжения происходят одновременно; самые же ток и напряжение сдвинуты друг относительно друга на 90° . При этом в случае короткозамкнутой линии (рис. 338-а) на ее конце будет иметь место узел напряжения и пучность тока; в случае разомкнутой линии (рис. 338-б), наоборот, на конце будет узел тока и пучность напряжения.

Наконец, в том случае, когда фидер замкнут на сопротивление большее или меньшее, чем его собственное волновое сопротивление, то на фидере будут существовать одновременно как бегущая, так и стоячая волны.

Рассмотрим двухпроводную линию, замкнутую накоротко при помощи моста. Указанное на рис. 339 распределение стоя-

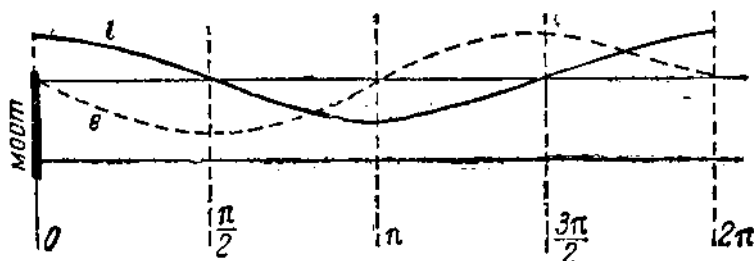


Рис. 339.

чих волн тока i и напряжения e будут характеризоваться тем, что сдвиг фазы между ними будет, на протяжении линии через промежутки $\frac{\pi}{2}$, изменяться от положительного значения к отрицательному. Так, например, на участке от 0 до $\frac{\pi}{2}$ ток отстает от напряжения, и, следовательно, этот участок является эквивалентом катушки самоиндукции.

Этот участок, следовательно, может быть заменен катушкой с соответственным коэффициентом самоиндукции L :

$$L = \frac{E}{\omega I} \operatorname{tg} mx.$$

На участке же от $\frac{\pi}{2}$ до π ток опережает напряжение, и, следовательно, этот участок может быть заменен эквивалентной емкостью C :

$$C = \frac{E}{\omega I} \operatorname{tg} mx.$$

Здесь E — амплитудное значение напряжения,
 I — амплитудное значение тока,

$$m = \frac{\lambda}{2\pi}.$$

В точке $\frac{\pi}{2}$, т. е. в пучности напряжения, величина сопротивления линии будет

$$\frac{e}{i} = \infty;$$

в этой точке линия может быть разомкнута. В точке π , т. е. в пучности тока, сопротивление линии будет

$$\frac{e}{i} = 0;$$

в этой точке линия может быть коротко замкнута.

Широкое применение такие линии со стоячими волнами нашли в области измерения длин волн (абсолютный метод).

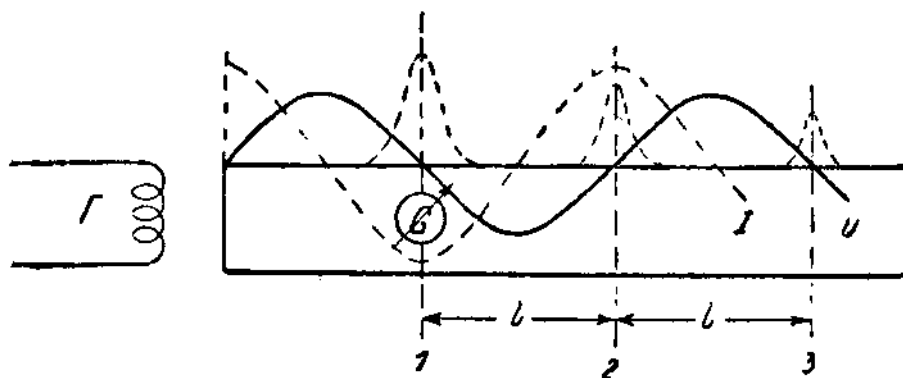


Рис. 340.

Впервые этот метод был предложен Лехером (Leher), почему самая система проводов и получила название системы Лехера. Обычно система Лехера образуется из двух туго натянутых тонких (диаметром 0,5—1,5 мм) голых медных проводов, расположенных параллельно друг другу на небольшом (порядка 2—5 см) взаимном расстоянии (рис. 340). На одном

конец эта система коротко замкнута или же содержит виток, при помощи которого и связывается с источником электрических колебаний Г. При помощи мостика из прямолинейного провода со включенным в него индикатором тока, передвигаемого вдоль системы Лехера, эта последняя может быть настроена в резонанс с колебаниями источника. При резонансе на системе проводов устанавливаются стоячие волны тока и напряжения, как это изображено на рис. 340. При положениях 1, 2, 3 и т. д., когда мостик находится в пучности тока, показания включенного в него индикатора будут наибольшими. Руководствуясь этим, можно определить два смежных положения мостика, например, 1 и 2, соответствующие двум смежным пучностям тока. Тогда расстояние l между этими положениями может служить мерою длины волны колебаний источника, а именно:

$$\lambda = 2l.$$

Практически, ввиду трудности осуществления сколько-нибудь длинной системы проводов Лехера, область измерения длин волн ограничивается областью ультра-коротких волн.

В этой же области разомкнутая система Лехера находит применение для питания антенн в сложных направленных системах.

§ 203. Схемы питания излучающих антенн при ультра-коротких волнах. При питании излучающей антенны фидером с бегущей волной, соединение фидера как с генератором, так и с антенной может быть осуществлено различными способами. Эти способы показаны на схемах рисун-

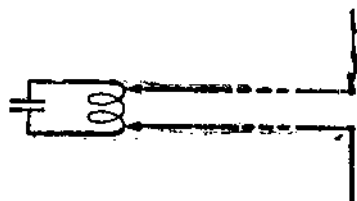


Рис. 341.

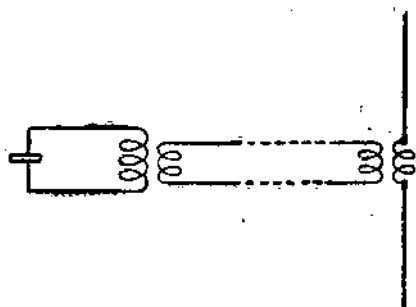


Рис. 342.

ков 341—344, причем они могут комбинироваться для выбранной схемы различным образом.

Практически получение точного равенства между величиной нагрузочного сопротивления и величиной волнового

сопротивления фидера сопряжено с большими трудностями. Обычно это равенство является неполным, вследствие чего в питающей системе в большей или меньшей степени возникают,

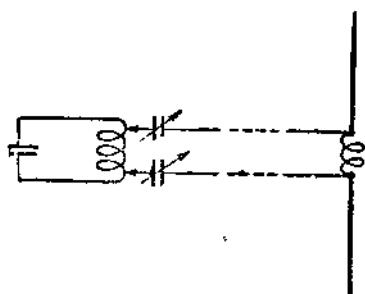


Рис. 343.

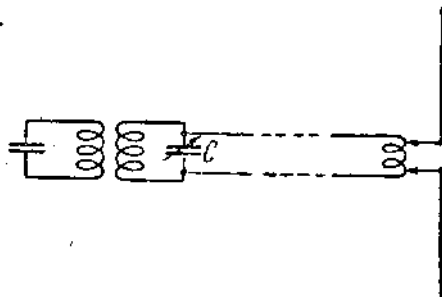


Рис. 344.

кроме бегущих волн, и волны стоячие. Приходится поэтому прибегать к настройке фидера в резонанс с колебаниями генератора. Для этой цели применяется либо подбор надлежащей длины фидера, либо изменение коэффициента самоиндукции катушек связи, либо изменение емкости конденсаторов, включаемых в провода фидера.

При питании антенн системой Лехера применяются два способа: либо антенна присоединяется в пучности тока системы (питание током), либо в пучности напряжения (питание напряжением). В первом случае, при питании током, система Лехера подводится к средней, разомкнутой части диполя; во втором случае, при питании напряжением, система подводится к концу диполя. При этом при питании током длина системы должна быть, очевидно, кратной числу полуволн генератора, а при питании напряжением — нечетному числу четвертей волн. В действительности, благодаря влиянию связывающих катушек, конденсаторов и пр. длина системы будет несколько короче.



Рис. 345.

Примером одиночной излучающей антенны, питаемой системой Лехера в пучности напряжения, является так называемая антенна с верхним излучением (рис. 345). Она представляет собою систему Лехера (из двух параллельных проводов или концентрическую), один

из проводов которой выступает вертикально вверх на длину l_0 и служит излучающим диполем.

Заметим, что геометрическая длина l_0 диполя в ультракоротковолновых передатчиках должна быть несколько короче, чем половина длины рабочей волны λ . Инглэнд (Englund) дает такое соотношение:

$$l_0 = (0,473 + 0,469) \lambda.$$

При настройке фидера и для контроля правильности его работы наиболее простым и удобным является в качестве индикатора настроенный вибратор с включенной в его середину маловольтной лампочкой накаливания. Для легкого осуществления настройки этот вибратор устраивается в виде медной трубки, составляющей средний участок вибратора и имеющей на своих концах выдвижные прутья для удлинений. Вся система укрепляется на изолирующем держателе, при помощи которого можно вибратор подносить к испытываемому фидеру, касаясь последнего концом вибратора. Распределение напряжения и тока на фидере как при бегущей, так и при стоячей волнах определяется по степени яркости вспыхек лампочки прибора.

§ 204. Распространение коротких волн. Мы уже отметили одну основную особенность коротких волн, а именно большую дальность их распространения при малой мощности. К таким особенностям, резко отличающим короткие волны от волн длинных, можно отнести еще и целый ряд других.

Так, например, при коротких волнах на силу приема, на условия распространения, следовательно, огромное влияние оказывают как время суток (день, ночь), так и время года (лето, зима). Именно поэтому на линиях дальней радиосвязи и применяются две, а иногда и три различных волны, используемые в разное время суток для достижения регулярной, в течение круглых суток, связи между двумя заданными пунктами.

Следующей особенностью коротких волн является зависимость, при прочих равных условиях, силы приема от направления линии радиосвязи на земном шаре. Оказывается, что условия приема, с точки зрения его силы и продолжительности времени, более благоприятны при распространении коротких волн в направлениях север—юг (вдоль меридиана), нежели в направлениях восток—запад, или в других направлениях, при которых между станцией отправительной и станцией приемной существует разность географических долгот.

Далее, распространение коротких волн (короче 70 м) сопровождается существованием так называемых зон молчания, провалов слышимости на некотором расстоянии от передатчика с появлением ее вновь уже на более далеких расстояниях.

Затем, наконец, при коротких волнах при приеме наблюдается мало известное в длинноволновой практике явление замирания (fading), выражающееся в резких изменениях силы приема на протяжении малых промежутков времени.

Совокупность перечисленных явлений, наблюдаемых при распространении коротких волн, не укладывается в рамки тех теорий, которыми объясняется распространение длинных волн.

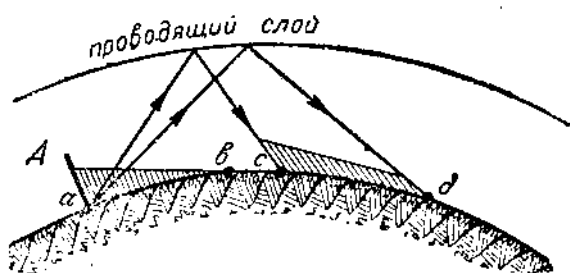


Рис. 346.

В частности, популярная в длинноволновой практике теория дифракции волн в применении к коротким волнам оказывается совершенно бессильной для объяснения тех больших значений напряженности поля, которые получаются при коротких волнах на огромных расстояниях от передатчика; не может объяснить эта теория и других явлений, как, например, явления зон молчания.

Естественно поэтому возникли, с развитием практики применения коротких волн, новые теории, объясняющие их распространение.

Во всех этих теориях распространение коротких волн тесно связывается с представлением о существовании в верхних слоях атмосферы проводящих слоев, слоев ионизированных теми или иными агентами. Одновременно с этим теории исходят из признания существования двух видов волн, излучаемых антенной: волн поверхностных (земных) и волн пространственных (небесных).

Поверхностные волны при своем распространении испытывают известное затухание за счет потерь в земле. Так как величина этих потерь возрастает вместе с возрастанием частоты электромагнитных колебаний, то при коротких волнах мы получаем значительное увеличение затухания, что ведет к резкому уменьшению радиуса действия. На рис. 346 схематически изображено такое распространение поверхностных волн, излучаемых антенной A и определяющих непосредственный вблизи антенны прием на расстоянии ab . Далее, за точкой b приема уже не будет.

Зона действия поверхностных коротких волн очень невелика и тем меньше, чем короче длина волны. Так, при рабочей длине волны, равной 40 м, радиус зоны достигает значений, несколько превышающих 300 км. При рабочей длине волны 20 м радиус зоны составляет всего лишь величину около 60 км при средних мощностях.

Таким образом, явление огромной дальности действия коротких волн не может быть объяснено за счет поверхностных волн. Это явление, как и все другие, присущие коротким волнам, объясняются лишь за счет волн пространственных, распространяющихся в верхних слоях атмосферы.

Так, в простейшем случае мы можем предположить, что пространственные волны, достигнув проводящего слоя Кенелли-Хивисайда, отражаются от него, возвращаются обратно на землю и определяют новую зону слышимости cd (рис. 346), расположенную на значительном расстоянии от излучающей антенны A , на расстоянии сотен и тысяч километров.

Такая теория отражения электромагнитных колебаний основывается на предположении, что ионизированный слой, слой Кенелли-Хивисайда, имеет резко выраженную границу в отношении нижележащих неионизированных слоев земной атмосферы.

В противоположность последнему воззрению Экклес (1912 г.) выдвигает новую точку зрения на строение верхних ионизированных слоев, позволяющую развить новую теорию распространения коротких волн, известную под названием теории ионной рефракции. Основанием этой теории является предположение Экклеса, что земная атмосфера постепенно переходит от одного слоя к другому, более ионизированному, т. е. что ионизация верхних слоев возрастает постепенно, по мере увеличения высоты. Земля оказывается как бы окруженной последовательным рядом концентрических слоев с все возрастающей ионизацией. Пространственная волна,

достигнув этих слоев, претерпевает в них ряд преломлений возвращающих ее обратно на землю (рис. 347).

Теория ионной рефракции наиболее ясно объясняет все явления, наблюдаемые при распространении коротких волн. Поэтому она и находит многих последователей (Larmor, Lassen, Essersley и др.), в значительной мере расширивших и дополнивших ее. При этом различные авторы по-разному подходят

к вопросу об ионизированном проводящем слое. Так, Экклес, Лассен рассматривают все явления с точки зрения тяжелых ионов; Лармор, Эккерслеи, наоборот, находят все объяснения в наличии в ионизированных слоях свободных электронов.

В основном теория ионной рефракции сводится к следующему. В различных ионизированных слоях, окружающих землю, число сво-

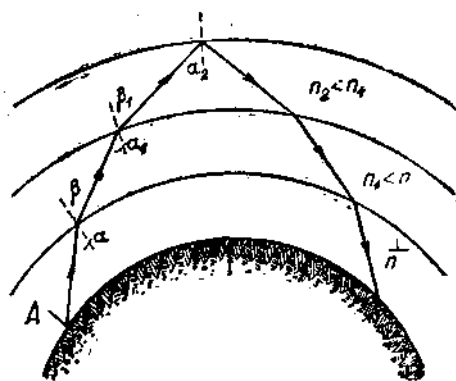


Рис. 347.

бодных ионов будет различно, вообще возрастаая с увеличением высоты. Известно, что если в какой-либо диэлектрической среде находятся свободные ионы, то величина диэлектрической постоянной этой среды уменьшается. Например, если принять величину диэлектрической постоянной неионизированного воздуха $\epsilon = 1$, то в ионизированной среде величина диэлектрической постоянной ϵ' будет определяться уравнением:

$$\epsilon' = 1 - \frac{4\pi N e^2}{\omega^2 m}$$

или

$$\epsilon' = 1 - N \frac{e^2}{\pi m} \lambda^2, \dots \dots \dots (98)$$

где N — концентрация ионов (число ионов в 1 см^3),

e — заряд иона,

m — масса иона,

ω — круговая частота тока в цепи диэлектрика,

λ — длина волны, соответствующая круговой частоте ω .

Известно далее, что для среды с малым поглощением величина диэлектрической постоянной ϵ связывается с величиной показателя преломления n уравнением:

$$n = \sqrt{\epsilon}.$$

Таким образом, для заданной длины волны λ показатель ее преломления в проводящем слое будет зависеть только от концентрации ионов N , а именно показатель преломления будет тем меньше, чем больше концентрация ионов N , т. е. чем больше слой ионизирован. Так как концентрация ионов с увеличением высоты возрастает, то, следовательно, показатель преломления, изменяясь от слоя к слою, уменьшается по своей величине с высотой. Так, на рис. 347 первый слой имеет показатель преломления равный n , второй слой — показатель преломления $n_1 < n$, третий слой — показатель преломления $n_2 < n$.

При таких условиях электромагнитная волна, излученная антенной A и переходящая из первого слоя во второй, преломится, уклоняясь к земле; действительно,

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_1}{n},$$

откуда $\alpha < \beta$, т. е. угол падения будет меньше угла преломления.

Проходя таким образом от слоя к слою и преломляясь, электромагнитная волна в конце концов может достигнуть такого слоя, для которого угол падения будет больше так называемого предельного угла (угол, при котором $\beta = 0$); тогда произойдет явление полного внутреннего отражения, и электромагнитная волна повернется назад к земле.

Из уравнения (98) следует, что при прочих равных условиях величина диэлектрической постоянной ϵ^1 ионизированной среды, а следовательно, и величина показателя преломления зависят от длины рабочей волны λ . Чем короче длина волны, тем больше диэлектрическая постоянная, тем больше показатель преломления, тем, следовательно, меньше угол преломления β . Иначе говоря, короткие волны преломляются в ионизированной среде в меньшей степени, нежели волны длинные. Для надлежащего преломления, обеспечивающего обратное возвращение на землю, волна должна проникнуть в тем более высокие слои, должна распространиться тем выше, чем она короче. Схематическая иллюстрация этого положения дана

на рис. 348, где приведены пути распространения трех различных по длине волн: $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$. Ниже мы увидим, что указанное обстоятельство объясняет изменение протяженности, ширины зон молчания при работе на коротких волнах.

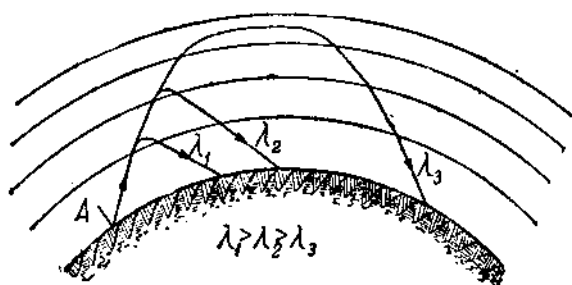


Рис. 348.

Надлежит отметить, что в процессе последовательных преломлений траектория распространяющейся электромагнитной волны получает вид дуги. Когда волна попадает в слой, где она получает начало отклонения по направлению к земле, то

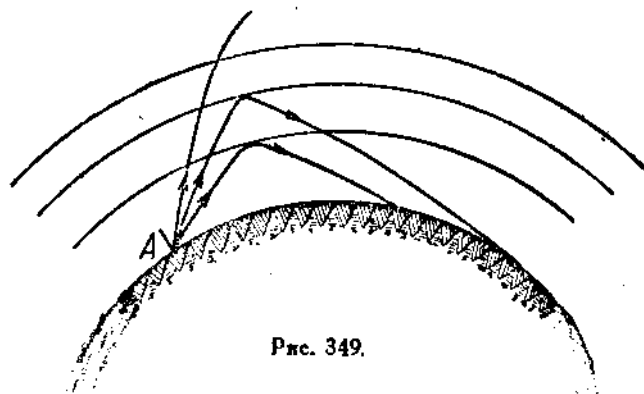


Рис. 349.

в зависимости от кривизны этой дуги дальнейшее распространение волны может происходить различно. Если кривизна дуги больше кривизны слоя, волна начнет двигаться по направлению к земле. Если кривизна дуги окажется равной или очень близкой кривизне слоя, то волна может на более или менее значительных расстояниях распространяться в этом слое, сле-

дуя тем самым за кривизной поверхности земного шара. Такая возможность распространения показана на рис. 348 для волны λ_2 .

Для получения надлежащих преломлений, направляющих волну к земле, надлежит, оказывается, чтобы излучаемая волна встречала первый ионизированный слой под некоторым углом, необходимо, чтобы излучаемые антенной волны были наклонены к земной поверхности под углом меньшим некоторого критического (теория Лассена). Если излучение из антенны направлено под углом больше критического, то излученные антенной волны вовсе не вернутся на землю, уйдут в мировое пространство (рис. 349).

Лассен дает в своей теории следующие значения критических углов для различных длин волн:

Таблица 35.

λ_m	14	20	30	40	60	70
Критический угол	0°	13°	22°	32°	56°	79°

Из таблицы следует, что чем короче длина волны, тем меньше критический угол, а при очень коротких волнах мы и вовсе не можем направить излучение так, чтобы получить преломления, направляющие волну к земле. Поэтому ультра-короткие волны вовсе не дают связи на большие расстояния; критическая длина волны при дневной передаче имеет значение порядка 9 — 10 м, а при ночной передаче порядка 8 — 20 м.

В дополнение к теориям ионной рефракции многие авторы: Эпплтон (Appleton), Николс (Nichols) и Шеллинг (Schellong), Александерсон (Alexanderson), для объяснения распространения коротких волн подошли с точки зрения учета земного магнитного поля и в связи с воздействием этого поля на свободные электроны, находящиеся в атмосфере. Как известно, электроны, движущиеся с некоторой скоростью v в поперечном магнитном поле, напряженность которого равна H , испытывают на себе механическое усилие F , равное

$$F = Hev \dots \dots \dots (99)$$

Эта сила уравнивается силой

$$F = 4\pi^2 m \rho f^2, \dots \dots \dots (100)$$

причем электроны получают круговое движение с радиусом ρ . Мы получаем, таким образом, периодическое движение электрона; скорость движения v электрона будет равна

$$v = 2\pi f \rho, \dots \dots \dots (101)$$

где f — число оборотов электрона в секунду. Приравнявая обе части уравнений (99) и (100) и учитывая уравнение (101), получаем

$$He = 2\pi m f,$$

откуда

$$f = \frac{He}{2\pi m},$$

где e — заряд электрона, m — его масса. Подставляя в полученное выражение среднее значение напряженности земного магнитного поля $H \approx 0,5$ гаусса и величину отношения $\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^7$ абс. эл.-магн. единиц, получаем

$$f = 1,4 \cdot 10^6.$$

Такое число оборотов вращения электрона, такое его периодическое движение соответствует длине волны, равной 214 м. При распространении электромагнитных колебаний, имеющих именно такое значение длины волны, ее поглощение будет резко возрастать вследствие потери энергии, отдаваемой на увеличение кинетической энергии колеблющимся в резонанс электронам. Поэтому волна 214 м является с рассматриваемой точки зрения волной, не пригодной для радиосвязи. Данные практики подтверждают такой вывод.

Рассматривая влияние магнитного поля земли на распространение электромагнитных колебаний, Александерсон объясняет ряд явлений изменением плоскости поляризации. Обычно, при излучении с вертикальных антенн, мы получаем волны, поляризованные в вертикальной плоскости, т. е. колебания происходят в плоскости, перпендикулярной к земной поверхности. Под влиянием магнитного поля земли эта плоскость поляризации приобретает медленное вращение. В точку приема такая волна может прийти с различной фазой, чем автор и объясняет, например, явление замирания.

Скорость указанного вращения плоскости поляризации зависит прежде всего от длины рабочей волны и кроме того от концентрации электронов в верхних проводящих слоях атмосферы. Эта скорость тем больше, чем длиннее волна и чем

больше концентрация. Для волн длиной порядка нескольких десятков метров скорость вращения составляет величину порядка одного полного оборота плоскости поляризации на расстоянии нескольких километров.

Большое влияние на распространение электромагнитных колебаний оказывают различные изменения земного магнитного поля, известные под названием магнитных бурь. Во время таких бурь меняется как величина магнитного поля, так и его направление. Особенно резко магнитные бури проявляются в полярных областях, где они в сильнейшей степени нарушают нормальную радиосвязь.

Итак, распространение коротких волн обуславливается наличием в верхних слоях атмосферы ионизированных слоев. Условия распространения зависят от степени ионизации, от высоты ионизированных слоев над поверхностью земли. Признавая, что источником ионизирующих агентов является солнце, мы должны ожидать известных влияний солнечного освещения на распространение коротких волн. Изменение высоты ионизированных слоев, связанное с изменением солнечного освещения, будет резко изменять условия преломлений; траектории при распространении волн днем будут резко отличаться от траекторий ночного распространения (см. рис. 350). Сигналы радиостанции, работающей на некоторой короткой волне, могут быть очень хорошо слышны днем и исчезать совершенно ночью и наоборот.

Такое положение приводит к разделению коротких волн на дневные и ночные.

После захода солнца в нижних слоях происходит быстрая рекомбинация свободных электронов и ионов, т. е. уменьшение ионизации. В более верхних слоях, более разреженных, где свободные пути электронов велики, такая рекомбинация протекает более медленно. Таким образом, с наступлением темноты проводящие слои как бы поднимаются вверх. Прямым следствием этого явится увеличение дальности действия (см. рис. 350).

К дневным волнам надлежит отнести волны в диапазоне, приблизительно, от 10 м до 20 м. На волнах этого диапазона осуществима связь в течение всего дня на расстояниях в несколько тысяч километров при мощности порядка всего лишь 100 W. Из опытов следует, что критическое (наименьшее) значение длины дневной волны, пригодной для связи на дальние расстояния в течение дня, лежит между 8 и 10 м.

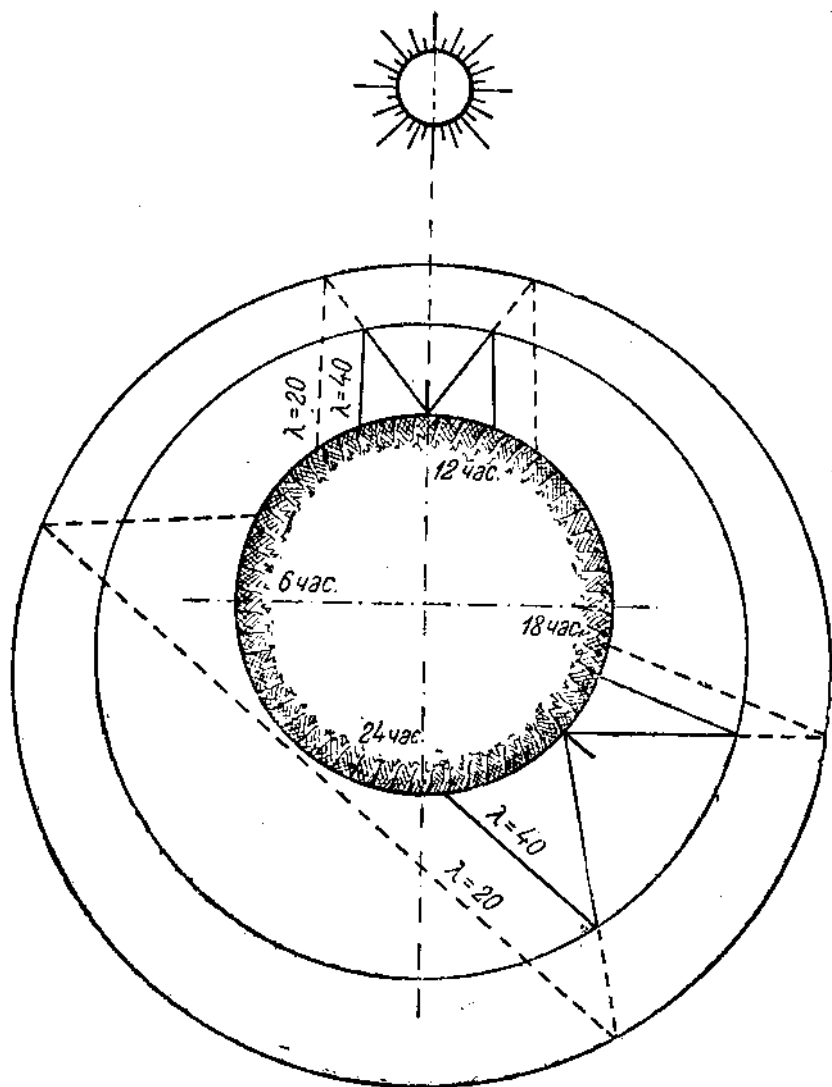


Рис. 350.

К ночным волнам относятся волны в диапазоне приблизительно от 25 до 75 м. Предельное значение ночной волны заключается между 18 и 20 м.

Наибольший эффект приема дневные волны дают летом; ночные — зимой.

Влияние солнечного освещения на распространение коротких волн чрезвычайно просто объясняет указанную выше разницу в распространении волн в направлениях по долготе или по широте земного шара. При передаче по долготе, с севера на юг или обратно, электромагнитные колебания распространяются все время в одинаковых условиях солнечного освещения. При передаче по широте, с востока на запад или обратно, на пути распространения возможны резкие смены условий освещенности, при которых будут резко изменяться и условия распространения.

Мы уже видели выше (рис. 346), что вокруг передаточной станции, работающей на короткой волне, имеются две зоны слышимости. Первая расположена непосредственно вблизи из-

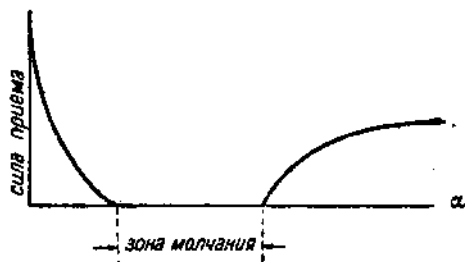


Рис 351.

лучающей антенны, определяется действием поверхностных волн и имеет небольшой радиус ab . Вторая определяется действием пространственных волн и значительно удалена от излучающей антенны (cd). Между этими двумя зонами находится зона молчания bc , в которой вовсе нет приема, куда не попадают ни поверхностные ни пространственные волны. В соответствии с этим общая характеристика силы приема при работе на коротких волнах, т. е. зависимость силы приема от расстояния d до приемной станции, может быть представлена в виде кривой, изображенной на рис. 351. Из изложенного ранее (см. рис. 348) вытекает существование зависимости ширины зоны молчания от рабочей длины волны. В самом деле, чем короче волна, тем меньше зона действия поверхности волн и тем дальше отстоит от передатчика начало зоны пространственных волн. Следовательно, чем короче волна, тем больше ширина зоны молчания. В частности, при волнах короче 8 м зона молчания уходит в бесконечность. Ширина

зоны молчания зависит также и от времени суток и от времени года. Совершенно ясно, что при ночной передаче ширина зоны молчания при прочих равных условиях будет больше, нежели

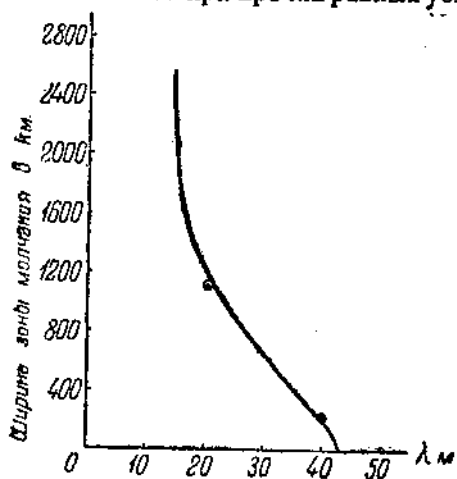


Рис. 352.

днем, так же, как и зоны молчания зимой больше летних. Зависимость ширины зоны молчания от рабочей длины волны при дневной передаче, полученная экспериментально Тейлором (Taylor), приведена на рис. 352.

При очень коротких волнах явление зоны молчания может получить многократное повторение за счет отражений от земной поверхности; при таких условиях соответственно будут получаться несколько дальних зон слышимости. На рис. 353 изоб-

бражен случай такого отражения, при котором получаются две дальних зоны слышимости. При этих отражениях от земли существенное влияние на силу приема в последующих зонах оказывает вид почвы и ее рельеф, определяющие собою, в неблагоприятных условиях, большое поглощение отражающейся волны.

Ширина первой дальней зоны слышимости (cd на рисунке 346) зависит как от длины рабочей волны, так и от условий солнечного освещения. Ее значения, а также значения расстояний от передатчика до начала зоны слышимости для летнего дня приведены в нижеследующей таблице (таблица Райта) на стр. 483.

Для расчета дальности действия коротких волн в настоящее время не существует еще сколько-нибудь надежной формулы. Такое положение объясняется, конечно, сложностью и многообразием условий их распространения. Выведенная в длинноволновой практике формула Остина (Austin)

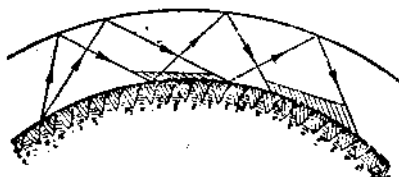


Рис. 353.

Таблица 36.

λ м	Расстояние в км	
	До начала зоны слышимости	Ширины зоны слышимости
12	3 600	200
16	1 800	1 900
20	1 450	2 150
24	1 200	2 300
30	710	2 650
34	530	2 770
40	275	2 925

в применении к коротким волнам дает совершенно неверные результаты с преуменьшением величины напряженности электрического поля в точке приема в огромное число раз. Грубое приближение к действительности можно получить, положив в формуле Остина

$$\frac{0,0015 d}{\sqrt{\lambda}} = 0,$$

т. е. рассматривать распространение волн без затухания.

С учетом затухания колебаний, при их распространении в верхних проводящих слоях, Эккерслеи дает формулу для расчета дальности действия коротких волн в таком виде:

$$E_0 = 377 \frac{I_1 h_1}{\lambda \sqrt{d} d_0} \cdot e^{-\alpha d N^2},$$

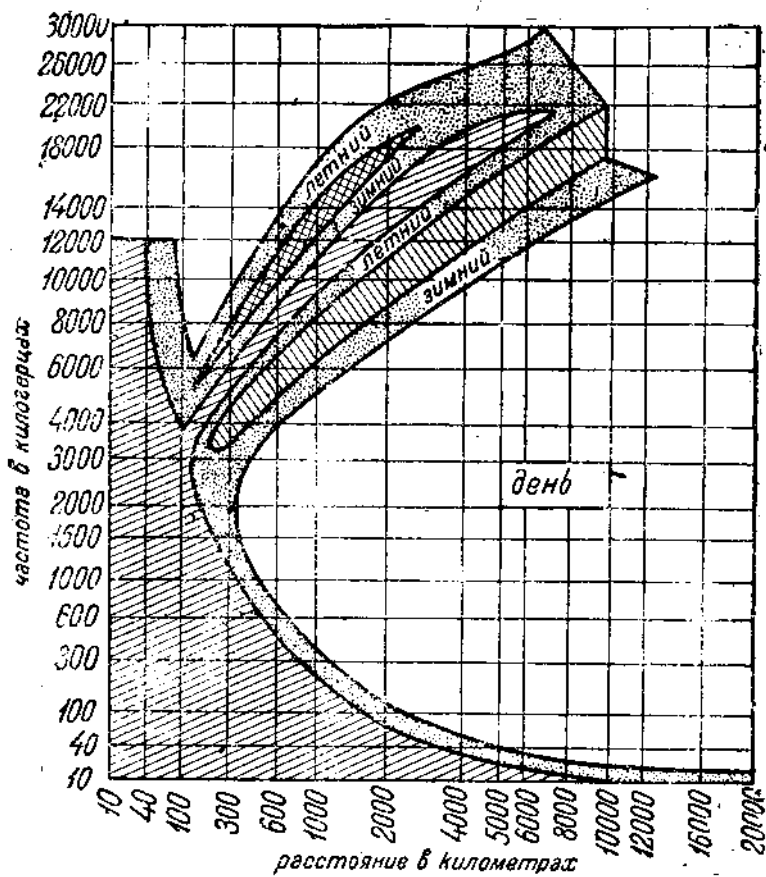
где E_0 , I_1 , h_1 , λ и d — ранее принятые обозначения, причем E_0 выражено в $\mu\text{В}/\text{м}$, I_1 — в амперах, все длины — в км,

N — концентрация электронов ($10^{3,8} \div 10^5$),

$\alpha = 0,0011 \div 0,0022$,

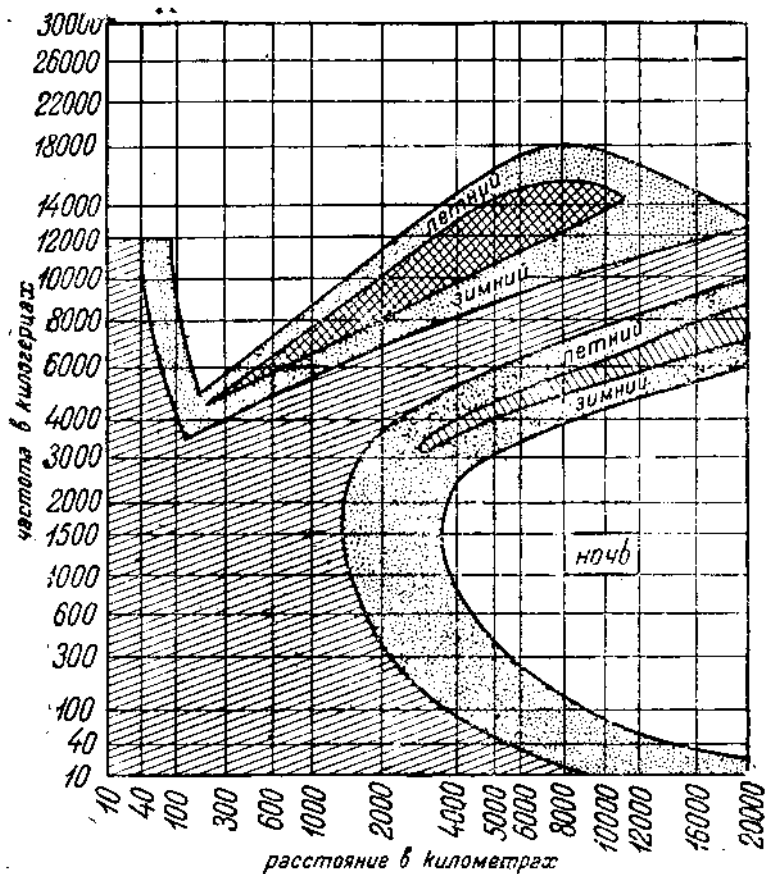
$d_0 = \frac{4H^2}{\lambda}$, где H — высота проводящего слоя (40 ÷ 200 км).

Формула эта, однако, большого практического применения не имеет.



-  уверенный прием круглый год.
-  уверенный прием зимой.
-  уверенный прием летом.
-  неуверенный прием.

Рис. 354



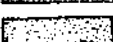
-  уверенный прием круглый год
-  уверенный прием зимой
-  уверенный прием летом
-  неуверенный прием

Рис. 355.

Отсутствие надежных расчетных формул дает большое практическое значение графикам, составленным американским бюро стандартов (рис. 354 и 355). Графики рисуют условия радиосвязи для различных длин волн в зависимости от расстояния (радиуса действия), времени суток и времени года. Графики составлены для мощности передатчика, равной 5 kW. Они позволяют с большой легкостью решать многие практические задачи, относящиеся к радиосвязи на больших расстояниях при коротких волнах (см. пример 4).

§ 205. Распространение ультра-коротких волн. Основное отличие распространения ультра-коротких волн заключается в отсутствии для них зон молчания; связь осуществляется

исключительно за счет поверхностных волн. Быстрое поглощение волн при этом ограничивает их распространение весьма малыми расстояниями. Принимая для ультра-коротких волн прямолинейное распространение, подобно световым лучам, мы получаем, что предельной дальностью их действия является расстояние теоретической видимости между отправительным и приемным пунк-

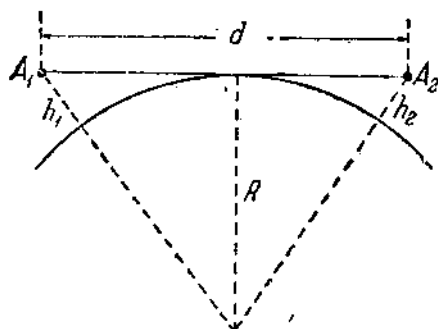


Рис. 356.

тами. При этом между пунктами связи не должно быть никаких экранирующих предметов, в виде домов, деревьев, холмов и т. п. Выгодным поэтому является для увеличения дальности действия ультра-коротких волн помещать как отправительную, так и приемную антенны возможно выше над поверхностью земли.

В соответствии с изложенным, наибольшая дальность действия d ультра-коротких волн может быть определена из простейших геометрических соотношений (рис. 356)

$$d = \sqrt{2R}(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}),$$

или, принимая радиус земного шара $R \approx 6370$ км,

$$d = 3550(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}),$$

где h_1 — высота расположения над землей отправительной антенны A_1 ,

h_2 — высота расположения над землей приемной антенны A_2 и все размеры в метрах.

Приведенная формула, устанавливая, в сущности, расстояние теоретической видимости на земном шаре, не является достаточно полной и точной для расчетов дальности действия ультра-коротких волн. Более точная формула должна быть получена с учетом длины волны, размеров отправительной антенны, силы тока в антенне. Такая формула была предложена Б. А. Введенским:

$$E_0 = 480\pi^2 \frac{I h_1 h_2}{\lambda^2 d^2},$$

где E_0 — величина электрической составляющей в точке приема в В/м . Из этой формулы следует, что сила приема изменяется обратно пропорционально квадрату длины волны и квадрату расстояния.

В отличие от предположений прямолинейного распространения ультра-коротких волн опытные данные показывают, что прием этих волн возможен и за пределами теоретической видимости, правда, на весьма небольших расстояниях. Такое явление объясняется влиянием на распространение ультра-коротких волн земной поверхности, заставляющей волны несколько искривляться (дифракция), следовать за ее кривизной. На рис. 357 пунктиром изображен такой искривленный путь распространения поверхностных волн между отправительной антенной A_1 и приемной A_2 .



Рис. 357.

Сила приема на расстояниях, превышающих теоретическую видимость, зависит от различных причин: от длины волны, от мощности, от свойств земной поверхности. Дальность действия, в связи с этим, будет тем больше, чем длиннее волна и чем больше мощность. Влияние свойств земной поверхности сказывается в увеличении дальности действия при увеличении проводимости. Так, при передаче над морской водой дальность действия будет наибольшей, превышающей дальность действия передачи над сушей раза в $1\frac{1}{2}$.

На основании данных многочисленных опытов, в том числе в большом количестве произведенных в СССР, можно притти к следующим характеристикам дальности действия ультракоротких волн. Для метровых волн при расположении отправительной и приемной антенн на высоте порядка 5 м уверенный прием получается:

при мощности порядка 1 W на расстояниях до 6 км,
" " " 10 W " " " 20 "

предполагая при этом распространение вдоль суши.

Для дециметровых волн расстояния остаются примерно такого-же порядка. Так, например, Уда (Uda) при работе на длине волны 50 см и при мощности в излучающей антенне 0,04 W получал уверенный прием на расстоянии до 10 км.

§ 206. Прием коротких волн. В отличие от приема длинных волн, прием волн коротких сопровождается некоторыми своеобразными особенностями. Из числа этих особенностей укажем на 1) явление эхо и 2) явление замирания.

Явление эхо заключается в следующем. На приемной станции, после того как был принят основной сигнал, мы слышим его повторение, которое может быть многократным (до 10). Причины, вызывающие это явление, могут быть различными, в соответствии с чем наблюдаемые эхо можно разбить на три категории: 1) прямое эхо, 2) дальнее кругосветное эхо и 3) длинное эхо.

Прямое эхо является следствием приема одного и того же сигнала за счет различных лучей, составляющих излучение передатчика, излученных под различными углами к горизонту и вследствие этого прошедших различные пути к приемнику. Это эхо следует за основным сигналом через весьма небольшой промежуток времени, порядка 0,01 сек. (быстрое эхо). Встречается оно наиболее часто и в большом, сравнительно, диапазоне длин волн (от 400 м и ниже).

Дальнее эхо является следствием приема сигнала за счет действия луча, пришедшего с противоположной стороны земного шара. Наиболее часто это эхо наблюдается в условиях ночного освещения этого дальнего пути. Промежуток времени, разделяющий прием основного сигнала и его повторение, составляет величину порядка 0,1 сек.

Длинное эхо является следствием повторного приема за счет луча, распространившегося в далекие верхние атмосферные слои и получившего обратное отражение от каких-либо скоплений электрических зарядов, например электронов.

Промежуток времени, разделяющий прием основного сигнала от приема эхо, составляет сравнительно большую величину, порядка нескольких секунд; наблюдалось эхо длиной 4 мин. 20 сек., являющееся самым длинным. Явление эхо особенно искажает прием при быстросействующей связи, а также при передаче изображений. Мерой борьбы с таким мешающим влиянием эхо является применение направленных систем как на стороне передатчика, так и на стороне приемника.

Явление замирания (fading) состоит в беспорядочном изменении силы приема, происходящем резко и часто во времени. Представление об этом явлении дает рис. 358, на котором изображена кривая силы приема короткой волны в функции времени.

Причин, вызывающих это вредное для приема явление, существует несколько, в соответствии с чем можно установить две категории замираний:

- 1) общие замирания,
 - 2) селективные замирания;
- эти последние в свою очередь могут быть разделены на две группы:

- а) интерференционные замирания,
- б) поляризационные замирания.

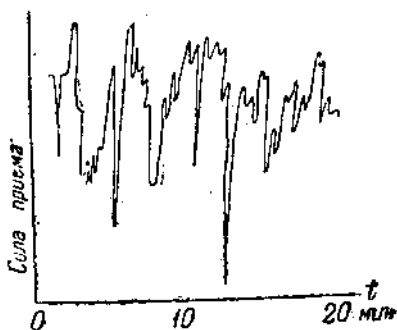


Рис. 358.

Причиной общих замираний является суточное изменение условий ионизации верхних проводящих слоев, в соответствии с чем изменяются и условия распространения электромагнитных колебаний; в этом случае явление замирания охватывает широкий диапазон длин волн. Особенно резко общие замирания выражаются в тех приемных радиостанциях, которые расположены вблизи границы зоны молчания.

Явление интерференционного замирания объясняется следующими причинами. Волны поверхностные и волны пространственные, или только волны пространственные, преломленные различным образом в проводящих слоях, пройдя различные пути (рис. 359) от передатчика A_1 к приемнику A_2 , приходят в точку приема с различными фазами. При быстрых изменениях условий преломления, которые являются следствием неустойчивости, непостоянства верхних проводящих слоев, эти

фазы меняются. Результирующее электрическое поле в точке приема поэтому также меняется, что и влечет за собой изменения силы приема. Эти колебания силы приема при интерференционном замирании имеют весьма высокую периодичность, порядка нескольких секунд.

Явление поляризационного замирания объясняется вращением плоскости поляризации пространственной волны под влиянием земного магнитного поля. Так как скорость вращения плоскости поляризации зависит от напряженности магнитного поля и от концентрации электронов в верхних проводящих слоях, а эти величины изменяются с высотой, то и условия вращения плоскости поляризации будут с высотой изменяться. Лучи, вышедшие из отправительной антенны под

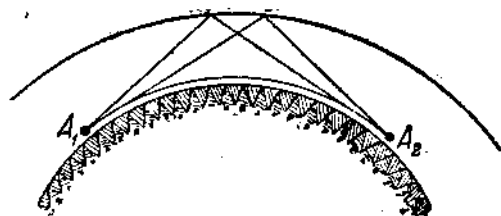


Рис. 359.

различными углами к горизонту, будут распространяться в различных условиях, на различных высотах. По достижении приемной станции эти лучи будут складываться с различными фазами, что и определит колебания силы

приема. Эти колебания силы приема наиболее резко происходят при передаче в меридианальных направлениях (с севера на юг и обратно). В нормальных условиях состояния земного поля (около 0,6 гаусса в полярных областях и около 0,3 гаусса у экватора) периодичность поляризационных замираний составляет несколько минут. Более высокую периодичность и более резкое влияние на силу приема оказывают связанные с деятельностью солнечных пятен аномальные явления, известные под названием магнитных бурь.

Из изложенного выше следует, что наблюдаемые при приеме коротких волн замирания различаются по продолжительности своего действия и по глубине.

По продолжительности действия замирания разделяются на длинные (медленные) и короткие (быстрые). Явление длинного замирания Гульберт (Hulbert) объясняет существованием в проводящих слоях облакообразных движущихся скоплений свободных электронов; короткое замирание объясняется интерференцией волн, прошедших свой путь в обычных проводящих слоях.

По глубине, т. е. по величине отношения амплитуды сигнала при замирании к амплитуде сигнала в отсутствии замирания, замирания могут быть разделены на три категории:

- 1) замирания, имеющие глубину от 70% до 40%,
- 2) " " " " 40% " 10%,
- 3) " " " " ниже 10%.

Практически при наличии замираний третьей категории прием становится невозможным.

По опытным данным общества Telefunken, для волны около 20 м, при расстоянии около 5000 км и при нормальных условиях приема, зависимость между числом замираний и их

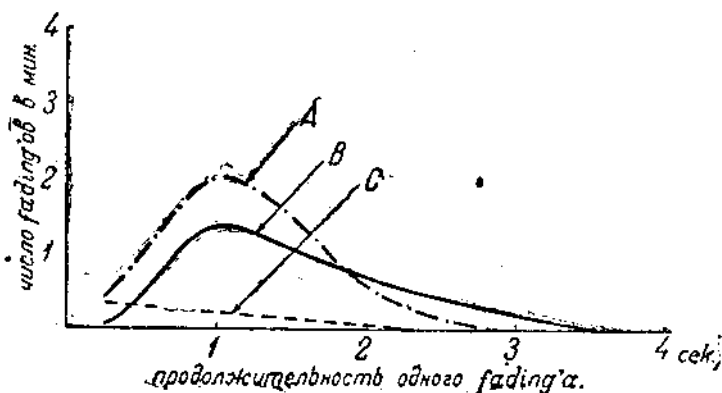


Рис. 360.

продолжительностью представляется кривыми, изображенными на рис. 360. Здесь кривая A соответствует замираниям глубиной от 70% до 40%, кривая B — замираниям глубиной от 40% до 10% и кривая C — замираниям, ниже 10%. Как видно, наиболее часто встречающимися являются замирания неглубокие, первой категории, при продолжительности около 1 сек.

Явление замирания создает при приеме коротких волн чрезвычайно сильные искажения. Особенно большие искажения получаются при радиотелефонной связи и при связи быстродействующей. При радиотелефонном приеме, например, характеризующимся наличием целого спектра волн (основная и боковые), явления интерференции в приемной антенне будут протекать для различных волн по-разному. Здесь можно

ожидать резкого уменьшения амплитуд для некоторых частот или даже их полное выпадение.

Для борьбы с явлением замирания применяются различные методы, которые могут быть классифицированы нижеследующим образом:

- 1) увеличение мощности отправительной радиостанции,
- 2) применение направленных антенн,
- 3) применение на стороне передатчика нескольких различных длин волн,
- 4) применение для приема нескольких антенн,
- 5) применение на приемной станции ограничителей силы приема,
- 6) применение на приемной станции автоматических регуляторов силы приема.

Метод увеличения мощности отправительной радиостанции применяется, как одна из мер для борьбы с общими замираниями.

Метод направленных антенн применяется для борьбы как с общими, так и с селективными замираниями. В первом случае обычно прибегают к остро направленному излучению на стороне отправительной радиостанции. Во втором случае остро направленные антенны применяются на приемной станции.

Метод передачи при помощи нескольких длин волн, излучаемых одновременно, применяется для борьбы с селективными замираниями. Получение нескольких рабочих длин волн может быть осуществлено либо при помощи модуляции, либо при помощи нескольких отдельных передатчиков. Применяющиеся для передачи частоты отличаются друг от друга на несколько килогерц.

Метод нескольких антенн применяется на стороне приемной радиостанции для борьбы с селективными замираниями. Такой прием может быть осуществлен при помощи двух взаимно перпендикулярных антенн, вертикальной и горизонтальной (рис. 361).

Каждая из этих антенн имеет свое приемное устройство; сложение усиленных колебаний осуществляется на низкой частоте. Другой способ состоит в применении для приема нескольких антенн (двух, трех), расположенных в пункте приема в различных точках. Как и в предыдущем случае, каждая из этих антенн имеет свое приемное устройство, и сложение усиленных колебаний производится на выходе.

Метод ограничения заключается в применении в схеме приемника специального устройства, при помощи которого осуществляется ограничение чрезмерной силы отдельных сигналов, т. е. осуществляется выравнивание силы приема.

Наконец, метод автоматического регулирования силы приема заключается в таком устройстве при-

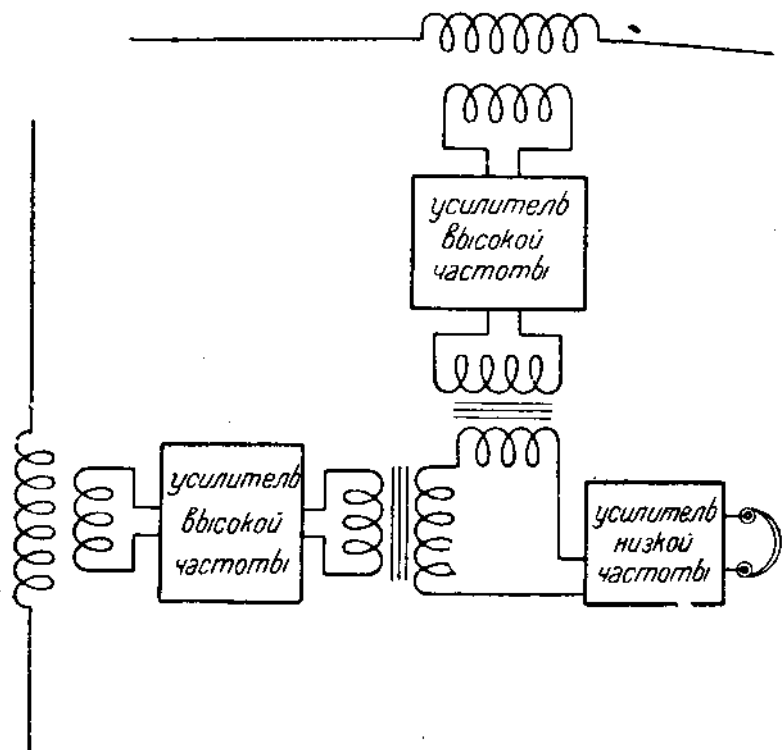


Рис. 361.

емника, когда сила приема автоматически сохраняется постоянной при всех изменениях, вызываемых явлением замирания. Понятие об устройствах такого рода дает схема, изображенная на рис. 362.

В супергетеродинном приемнике после выделения промежуточной частоты колебания передаются в цепи сеток двух

ламп L_1 , соединенных по двухтактной схеме. Эти лампы, в свою очередь, замкнуты на две последовательно соединенных лампы L_2 ; они играют роль шунта, сопротивление которого изменяется за счет изменений падения напряжения на сопротивлении R . Автоматическое изменение этого падения напряжения осуществляется при помощи изменения анодного тока в лампе L_3 , управляемого напряжением в цепи ее сетки. Сетка лампы L_3 питается от усилителя постоянного тока, действующего через детектор третий от выходных зажимов усилителя промежуточной частоты супергетеродина. При возрастании

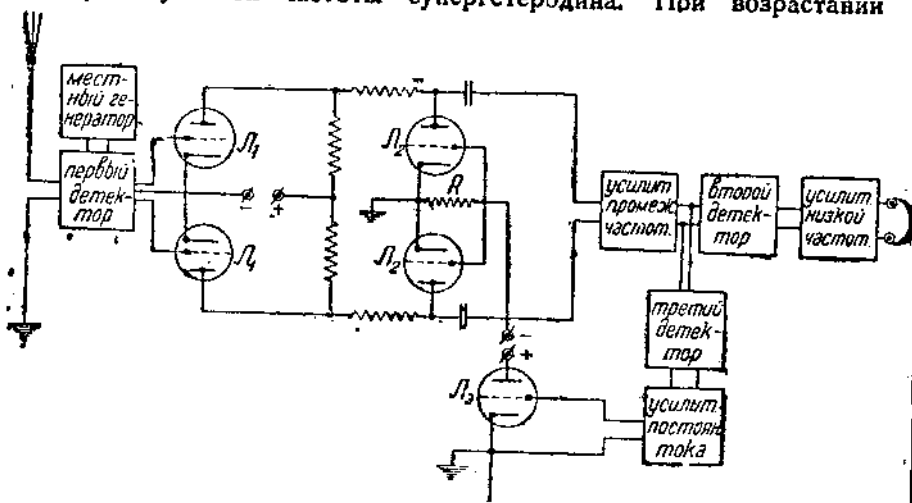


Рис. 362.

силы сигнала, падение напряжения на сопротивлении R сделает сопротивление цепи шунта $L_2 - L_2$ малым, вследствие чего произойдет уменьшение амплитуды напряжения, подводимого к усилителю промежуточной частоты, т. е. сила приема останется неизменной. При уменьшении, вследствие замирания силы сигнала, явления в ограничителе будут протекать в обратном порядке, а именно: сопротивление шунта $L_2 - L_2$ возрастет, возрастет амплитуда напряжения, подводимого к усилителю промежуточной частоты; сила приема опять останется неизменной. Описанная схема дает высокую стабилизацию силы приема даже при самых глубоких замираниях.

Для приема коротких волн могут быть применены все те методы, которые получили распространение в длинноволновой

практике. Однако, ряд особенностей токов очень высокой частоты требует здесь принятия целого ряда мер предосторожности. Прежде всего необходимым является максимальное устранение всякого рода утечек и паразитных связей. Особенно влияют междueleктродные ламповые емкости. При обычных приемных трехэлектродных лампах, имеющих довольно высокие значения этих емкостей, усиление по высокой частоте становится вовсе невозможным. В этом отношении с наибольшим успехом могут быть применены для усиления высокой частоты в схемах коротких волн экранированные лампы.

Для наибольшего устранения паразитных связей, а также и для устранения емкостных влияний руки оператора при настройках, весь приемник и отдельные его части должны быть помещены в металлические заземленные экраны.

В зависимости от условий в практике приема коротких волн применяются схемы регенеративные, супергетеродинные и суперрегенеративные.

Надлежит отметить как общее затруднение во всех приемниках коротких волн трудность получения колебательного контура с малым затуханием, с большим отношением $R = \frac{L}{C}$. Та-

кое затруднение объясняется сильным возрастанием активных потерь при токах очень высокой частоты; главными составляющими этих потерь являются: 1) потери от сильно возрастающего скин-эффекта и 2) диэлектрические потери. При таких условиях приемники вообще характеризуются невысокой селективностью, при высокой чувствительности.

Особенно высокой чувствительностью обладают регенеративные приемники, и тем большею, чем короче волна. Именно поэтому регенеративные приемники и получили широкое применение.

В качестве общего указания при работе с регенеративными приемниками отметим, что для получения наилучшего режима для детекторной лампы надлежит сопротивление утечки r_0 присоединять к потенциометру R , включенному в цепь накала (рис. 363).

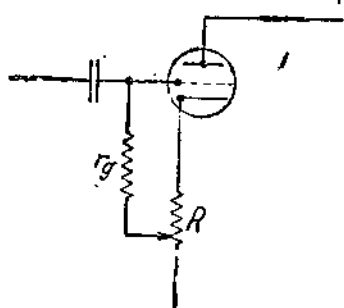


Рис. 363.

Из регенеративных схем особое распространение имеют схемы, в которых обратная связь управляется при помощи переменной емкости. В большинстве случаев при этом одновременно используется и индуктивная обратная связь. Схемы

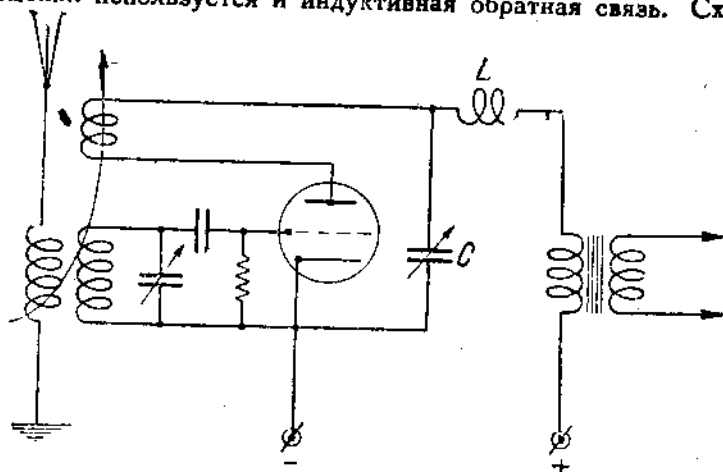


Рис. 364.

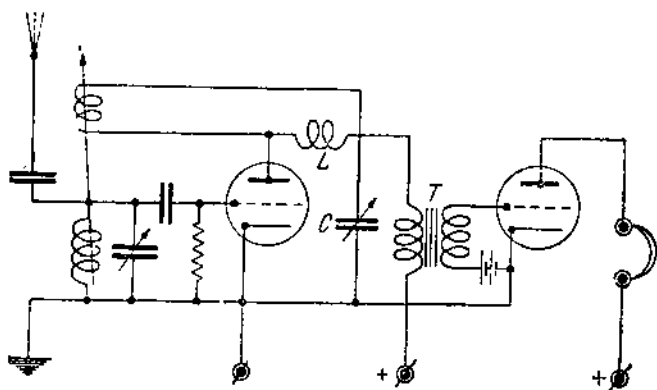


Рис. 365.

с чистой индуктивной связью, вследствие грубой регулировки, затруднительного подхода к точке самогенерирования, в коротковолновых схемах почти не применяются.

В радиолюбительской практике из числа таких схем с емкостной обратной связью наибольшее распространение

получила схема Рейнарца (Reinartz), изображенная на рис. 364, и ее варианты, изображенные на рис. 365 и рис. 366. В этих схемах величина обратной связи управляется конденсатором C переменной емкости.

При таком способе регулирования осуществляется плавно и в широких пределах. Реактивная катушка L служит для запаривания токов высокой частоты, преграждая их проникновение в низкочастотную часть схемы.

Как показал Л. Б. Слепян, емкостное действие обратной связи в схеме Рейнарца находится в непосредственной зависимости от внутренних междуэлектродных емкостей лампы, в особенности от емкости $C_{га}$ между сеткой и анодом. По его подсчетам, величина этой емкости должна лежать, в зависимости от принимаемой длины волны, в определенных пределах, а именно:

при $\lambda = 100 \div 50$ м	величина $C_{га} = 12 \div 0,5$ см,
" " 40 ÷ 20 "	" " 8 ÷ 1 "
" " 20 ÷ 10 "	" " 4 ÷ 2 "

Связь приемника с антенной может быть выбрана любой: либо трансформаторной (рис. 364), либо автотрансформаторной (рис. 365 и 366). Для приема оказывается достаточным применение после регенератора одной ступени усиления низкой частоты, как это изображено на схеме рис. 365. Для повышения силы приема и избирательности в приемных схемах коротких волн применяется усиление высокой частоты, осуществляемое при помощи экранированной лампы. Примерная схема такого рода изображена на рис. 367.

Наибольшую устойчивость и надежность приема, при высоких значениях избирательности и силы приема, обеспечивают супергетеродинные приемники, которые почти исключительно и применяются в профессиональной практике связи на коротких волнах.

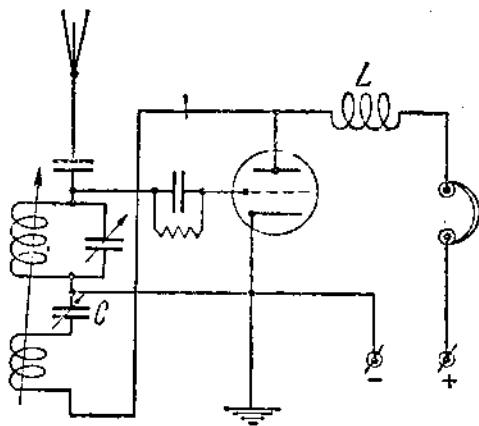


Рис. 366.

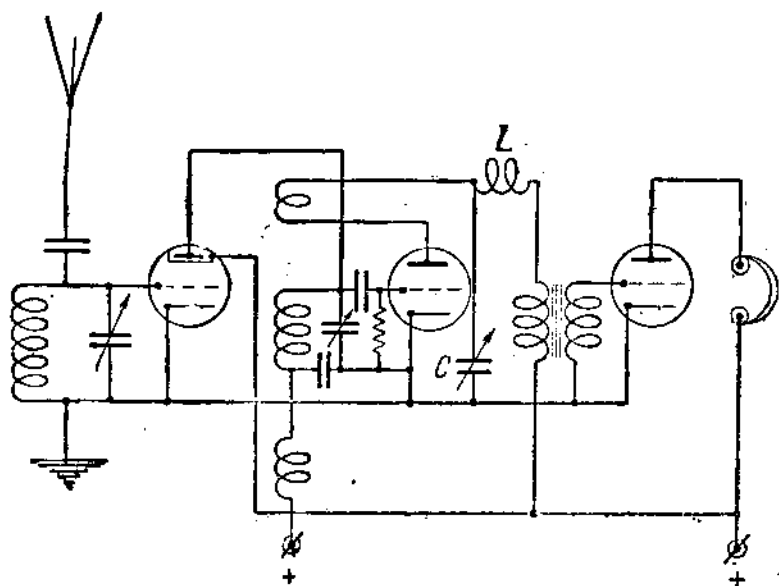


Рис. 367.

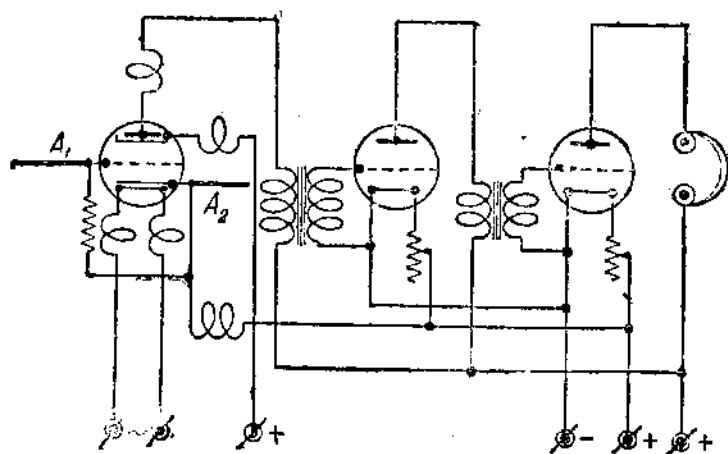


Рис. 368.

§ 207. Прием ультра-коротких волн. Для приема ультра-коротких волн могут быть использованы все те схемы, при помощи которых эти волны генерируются. Сюда относятся схема Гаттона и Пьерре (рис. 324), схема Мени (рис. 327), схема Хольборна (рис. 328). Виток контурной самоиндукции в этих схемах может служить приемной рамкой или же этот виток связывается непосредственно или при помощи фидера с вертикальной антенной.

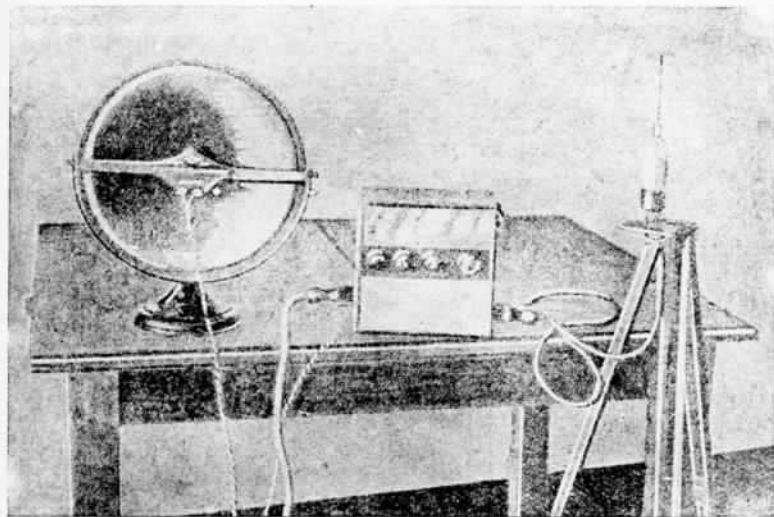


Рис. 369.

В связи с этими схемами для получения большой силы приема применяются либо метод супергетеродинирования, либо метод супергенерации. Применение супергетеродинного метода дает высокую чувствительность и избирательность, но определяет сложность и громоздкость приемного устройства. Суперрегенеративный приемник дает огромное усиление при чрезвычайно простой схеме, но характеризуется малой избирательностью. Кроме того, недостатком суперрегенеративного приемника является суперный (примусный) шум, особенно ощутительный на предельных расстояниях слышимости.

В заключение приведем схему дециметрового приемника (рис. 368).

Приемная антенна, диполь A_1A_2 , здесь присоединена непосредственно к сетке и катоду лампы. Внешний вид дециметрового приемника ($\lambda = 33$ см), разработанного в СССР, представлен на рис. 369.

§ 208. Контрольные вопросы и примеры.

1) Для получения длины волны $\lambda = 5$ м применена лампа ВЭСО типа М-39. Найти значения самоиндукции L и емкости C колебательного контура.

Решение. Будем исходить из условия получения наибольшей отдачи лампы при колебаниях 1-го рода, выражаемого равенством:

$$Z = \frac{L}{Cr} = R_a,$$

где r — активное сопротивление колебательного контура, R_a — внутреннее сопротивление лампы. Пусть активное сопротивление колебательного контура $r = 10 \Omega$. По таблице находим, что внутреннее сопротивление лампы $R_a = 7000 \Omega$. Имеем

$$\frac{L}{Cr} = 7000,$$

откуда, выражая L и C в сантиметрах,

$$\frac{L}{C} = 77,7 \Omega,$$

на основании условия

$$2\pi \sqrt{LC} = 500,$$

следовательно,

$$2\pi \sqrt{\frac{L^2}{77,7}} = 500,$$

откуда

$$L = 695 \text{ см}$$

и

$$C = 9 \text{ см.}$$

2) Определить предельную длину волны для обычной генераторной схемы для лампы, работающей при анодном напряжении $E_a = 1200$ В и имеющей цилиндрический анод с радиусом $r_a = 1,1$ см.

Отв. $\lambda = 0,636$ м.

3) Определить волновое сопротивление фидера, образованного двумя параллельными прямолинейными проводами диаметром 3 мм. Провода расположены на расстоянии 6 см друг от друга.

Решение. Распределенная емкость двухпроводной линии на единицу длины, как известно, равна (см. рис. 337)

$$C_0 = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \cdot \frac{1}{4 \lg \frac{2B}{d}} \text{ фарад.}$$

а распределенная самоиндукция:

$$L_0 \cong 4 \lg_2 \frac{2B}{d} \cdot 10^{-9} \text{ генри.}$$

Следовательно, искомое волновое сопротивление будет равно

$$Z = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = 120 \cdot \lg_2 \frac{2B}{d} = 120 \cdot \lg_2 \frac{2}{0,3} = 443 \Omega.$$

Или иначе, по формуле

$$Z = 277 \cdot \lg_{10} \left\{ \frac{6}{0,3} \left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{0,3}{6} \right)^2} \right] \right\} = 443 \Omega$$

4) Найти все значения длин волн, на которых возможно осуществление радиосвязи на расстоянии 5000 км.

Решение. Пользуясь графиками американского бюро стандартов, находим следующие диапазоны длин волн, определяющих уверенный прием:

П р и е м	Диапазон длин волн в м	
	Дневной прием	Ночной прием
Круглый год	30 000—15 000	30 000—6 500
Зимой	23—18,4	73—66
Круглый год	16,8—14,4	52—34
Летом	—	28—21

5) Антенна ультра-коротковолнового передатчика расположена на высоте 4 м от земной поверхности. Приемная станция расположена на земле. Определить радиус действия.

Отв. $d = 7,1$ км.

6) Перечислить основные преимущества коротких волн.

7) Указать основные преимущества двухтактных генераторных схем.

8) В чем состоят преимущества питания излучающих систем при помощи фидера с бегущей волной.

9) Какими условиями определяется критическая волна и каково ее наименьшее значение?

10) Перечислить основные методы борьбы с явлением замирания.

§ 209. Литература.

1) E. W. B. Gill, J. H. Morrell. „Short electric waves obtained by valves“. Phil. Mag., 1922, июль, стр. 161—178.

2) А. Вибер. „Опыты по передаче и приему на волне в 35 м“. Т. и Т. 6, п., 1924, декабрь, стр. 531—539.

- 3) F. Conrad. „Short-wave radio broadcasting“. PIRE, 1924, декабрь, стр. 723—744.
- 4) F. Kiebitz. „Experimentelle Erfahrungen bei der Herstellung kurzer Wellen“. Jdd T. u T., 1925, январь, стр. 4—6.
- 5) E. W. B. Gill, J. H. Morrell. „Short electric waves obtained by the use of secondary emission“. Phil. Mag., 1925, февраль, стр. 369—379.
- 6) J. L. Reinartz. „The reflection of short waves“. QST, 1925, апрель, стр. 9—12.
- 7) J. L. Reinartz. „A year's work below forty meters“. RN, 1925, апрель, стр. 1894—1895, 1983—1986.
- 8) В. В. Татарников. „Опыты Нижегородской радиолaborатории им. Ленина по радиопередаче короткой волной на большие расстояния“. Т. и Т. б. п., 1925, июнь, стр. 259—267.
- 9) S. E. Anderson, L. M. Clement, G. C. de Coutouly. „Recent commercial development in short wave transmitters and receivers“. PIRE, 1925, август, стр. 413—436.
- 10) C. Gutton, E. Pierret. „Sur les harmoniques des oscillateurs à ondes très courtes“. L'On. El., 1925, сентябрь, стр. 387—393.
- 11) Б. А. Остроумов. „Короткие волны“. Т. и Т. б. п., 1925, октябрь, стр. 471—478.
- 12) В. Петров. „Работы по приему на коротких волнах в Н. Новгороде и Ташкенте“. Т. и Т. б. п., 1925, октябрь, стр. 528—533.
- 13) A. Hoyt Taylor, E. O. Hulburt. „Wave propagation at high frequencies“. QST, 1925, октябрь, стр. 12—21.
- 14) M. Tourrou. „Etude expérimentale des influences locales sur la réception des ondes courtes“. L'On. El., 1925, октябрь, стр. 442—446.
- 15) A. Hoyt-Taylor. „An investigation of transmission on the higher radio frequencies“. PIRE, 1925, декабрь, стр. 677—683.
- 16) В. И. Шаров, Н. А. Петров. „Генерирование ультра-коротких волн“. Э., 1926, № 1, стр. 44—50.
- 17) W. G. H. Miles. „Short waves for long ranges“. EWWE, 1926, январь, стр. 22—33.
- 18) H. Chireix. „Transmission en ondes courtes“. L'On. El., 1926, июнь, стр. 237—262.
- 19) W. G. Baker, C. W. Rice. „Refraction of short radio waves in the upper atmosphere“. JAIEE, 1926, июнь, стр. 535—539, 571.
- 20) E. F. W. Alexanderson. „Polarization of radio waves“. JAIEE, 1926, июль, стр. 636—640.
- 21) H. Rukop. „Neuere Ergebnisse in der drahtlosen Telegraphie mit kurzen Wellen“. Jdd T. u T., 1926, август, стр. 41—50.
- 22) R. Mesny. „Propagation des ondes courtes“. L'On. El., 1926, сентябрь, стр. 434—463.
- 23) В. В. Татарников. „Испытание Нижегородской радиолaborаторией связи с Ташкентом на коротких волнах“. Т. и Т. б. п., 1926, сентябрь, стр. 271—281.
- 24) S. A. Levin, C. J. Young. „Field distribution and radiation resistance of a straight vertical unloaded antenna radiating at one of its harmonics“. PIRE, 1926, октябрь, стр. 675—688.
- 25) A. Colmant. „Expériences sur la propagation des ondes courtes“. L'On. El., 1927, февраль, стр. 82—91.
- 26) Н. А. Скрицкий, В. В. Лермонтов. „Экспериментальное исследование двухтактного лампового генератора на частоту 10^5 килогерц“. Т. и Т. б. п., 1927, февраль, стр. 3—18.

- 27) Ф. А. Мидлер. „О генерации весьма коротких волн помощью электронных ламп“. ЖРФХО, 1927, № 3-4, стр. 287—301.
- 28) R. Mesny. „Sur l'énergie rayonnée par les réseaux électromagnétiques“. CR, 1927, май, стр. 1047—1050.
- 29) Н. А. Петров. „Распространение коротких волн вдоль земной поверхности“. Т. и Т. б. п., 1927, апрель, стр. 201—217.
- 30) T. L. Eckersley. „Short-wave wireless telegraphy“. EWE, 1927, апрель, стр. 213—222; JIEE, 1927, июнь, стр. 600—644.
- 31) S. Uda. „High angle radiation of short electric waves“. PIRE, 1927, май, стр. 377—385.
- 32) H. E. Hallborg, L. A. Briggs, C. W. Hansell. „Short wave commercial longdistance communication“. PIRE, 1927, июнь, стр. 467—499.
- 33) H. E. Hallborg. „Some practical aspects of short-wave operation at high power“. PIRE, 1927, июнь, стр. 501—517.
- 34) A. H. Turner. „5-meter work with crystal control“. QST, 1927, июнь, стр. 24—26.
- 35) K. Okabe. „Undamped extra-short electromagnetic waves obtained by magnetron“. JIEEJ, 1927, июнь, стр. 575—582; аэрыс, стр. 860—864.
- 36) A. Meissner. „Richtstrahlung mit horizontalen Antennen“. Jdd T. u T., 1927, сентябрь, стр. 77—79; PIRE, 1927, ноябрь, стр. 928—934.
- 37) M. Lardry. „Suite d'une étude sur la propagation des ondes courtes“. L'On. El., 1927, октябрь, стр. 465—481.
- 38) С. Я. Турлыгин. „Радиопередача на ультра-короткой длине волн“. Т. и Т. б. п., 1927, октябрь, стр. 525—530.
- 39) C. R. Englund. „The short wave limit of vacuum tube oscillators“. PIRE, 1927, ноябрь, стр. 914—927.
- 40) М. А. Левитская. „Кратчайшие герцевы волны и переход от герцевых волн к лучам тепловых источников“. Т. и Т. б. п., 1927, декабрь, стр. 658—665.
- 41) H. P. Westmann. „Effective short-wave radio frequency amplification“. QST, 1927, декабрь, стр. 25—30.
- 42) O. Corda. „Untersuchungen an einem Empfangsgerät für kurze Wellen“. Jdd T. u T., 1928, январь, стр. 1—7; февраль, стр. 39—43.
- 43) J. Jammot. „Stabilisateurs de fréquence piézo-électriques pour émetteurs d'ondes courtes“. L'On. El., 1928, январь, стр. 5—20; февраль, стр. 63—71.
- 44) K. Okabe. „Production of intense extra-short electromagnetic waves by split anode magnetron“. JIEEJ, 1928, март, стр. 284—290.
- 45) Б. Введенский. „Формула самовозбуждения двухтактных ламповых генераторов“. ВТЭЭ, 1928, март, стр. 114—117.
- 46) E. Busse. „Über eine Methode zur Erzeugung von sehr kurzen elektrischen Wellen mittels Hochfrequenzfunken“. Jdd T. u T., 1928, апрель, стр. 97—105.
- 47) Н. Канцов, С. Гвоздодер. „Различные виды колебаний, генерируемые катодной лампой в схеме Баркгаузена и Курца“. ВТЭЭ, 1928, май, стр. 176—184.
- 48) F. Flaud. „Etude d'un générateur à ondes courtes“. L'On. El., 1928, май, стр. 196—205.
- 49) H. Wechsung. „Röhrengenerator grosser Leistung für sehr kurze elektrische Wellen“. Jdd T. u T., 1928, июнь, стр. 176—183.
- 50) K. Krüger, H. Plendl. „Zur Anwendung der kurzen Wellen im Verkehr mit Flugzeugen“. Jdd T. u T., 1928, июнь, стр. 169—176.
- 51) H. E. Hollmann. „Telephonie auf extrem kurzen Wellen“. ENT, 1928, июль, стр. 268—275.

52) W. Wechsung. „Die Erzeugung sehr kurzer elektrischer Wellen mit Wechselfspannung nach der Methode von Barkhausen und Kurz“. Jdd T. u T., 1928, июль, стр. 15—18; август, стр. 58—65.

53) М. Т. Грекова. „К вопросу о коротких электромагнитных волнах“. ВТЭЭ, 1928, август, стр. 312—314.

54) W. Pfitzer. „Die Selbsterregungsbedingungen bei Rückkopplungs-Röhrenscadern für sehr kurze Wellen“. ENT, 1928, сентябрь, стр. 348—369.

55) А. В. Астафьев, А. Г. Аренберг. „Современные методы генерирования незатухающих ультра-коротких волн“. ВТЭЭ, 1928, сентябрь, стр. 352—357.

56) J. Fuchs. „Der Einfluss der Erdatmosphäre auf die Ausbreitung kurzer Wellen“. Jdd T. u T., 1928, октябрь, стр. 125—129.

57) W. Moser. „Die Übertragung der Energie vom Sender zur Antenne bei kurzen Wellen“. ENT, 1928, ноябрь, стр. 422—426.

58) Ritz. „Essais sur ondes très courtes“. L'On. El., 1928, ноябрь, стр. 488—499.

59) А. В. Астафьев, А. Г. Аренберг. „Опыт радиосвязи аппаратов на ультра-коротких волнах“. ВТЭЭ, 1928, ноябрь, стр. 419—421.

60) O. Böhm. „Die Bündelung der Energie kurzer Wellen“. ENT, 1928, ноябрь, стр. 413—421.

61) А. Г. Аренберг. „Двухтактные генераторные схемы“, ВТЭЭ, 1928, ноябрь, стр. 424—429.

62) В. В. Ширков. „Коротковолновый генератор, собранный по двукратной двухтактной схеме“. Т. и Т. б. п., 1928, декабрь, стр. 647—651.

63) Б. Введенский. „К вопросу о распространении ультра-коротких волн“. ВТЭЭ, 1928, декабрь, стр. 439—446.

64) Б. А. Введенский, А. В. Астафьев, А. Г. Аренберг. „О радиосвязи на ультра-коротких волнах“. ВТЭЭ, 1928, декабрь, стр. 447—451.

65) Guyot. „Etude sur la propagation des ondes courtes“. L'On. El., 1928, декабрь, стр. 509—530.

66) B. Van der Pol. „Les echos des ondes courtes et les aurores boréales“. L'On. El., 1928, декабрь, стр. 534—537.

67) K. Försterling. „Über die Ausbreitung kurzer elektromagnetischer Wellen in der Heavisideschicht“. ENT, 1928, декабрь, стр. 530—542.

68) А. Астафьев, А. Аренберг. „Приемники ультра-коротких волн“. ВТЭЭ, 1929, январь, стр. 29—33.

69) B. Van der Pol. „Some remarks on ultra short wave broadcasting“. EWWE, 1929, январь, стр. 9—12.

70) H. E. Hollmann. „Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren“. Jdd T. u T., 1929, январь, стр. 27—30; февраль, стр. 66—74; март, стр. 101—107; PIRE, 1929, февраль, стр. 229—251.

71) R. C. Colwell. „Fading curves and weather conditions“. PIRE, 1929, январь, стр. 143—148.

72) A. Meissner, H. Rothe. „On the determination of the optimum radiation angle for horizontal antennas“. PIRE, 1929, январь, стр. 35—41.

73) E. Quäck, H. Mögel. „Doppel- und Mehrfachzeichen bei Kurzwellen“. ENT, 1929, февраль, стр. 45—79.

74) H. Fasslender, G. Kurlbaum. „Abhängigkeit der Reichweite sehr kurzer Wellen von der Höhe des Senders über der Erde“. Jdd T. u T., 1929, февраль, стр. 52—55.

75) E. A. Paulin. „Some polarization phenomena of very short radio waves“. Phys. Rev., 1929, март, стр. 432—443.

76) J. K. Clapp. „Some experiments in short distance short-wave radio transmission“. PIRE, 1929, март, стр. 479—493.

- 77) K. Krüger, H. Plendl. „Ueber die Ausbreitung der kurzen Wellen bei kleiner Leistung im 1000 kilometer-Bereich“. Jdd T. u T., 1929, март, стр. 85—92.
- 78) K. Okabe. „On the short-wave limit of magnetron oscillations“. PIRE, 1929, апрель, стр. 652—659.
- 79) E. H. Lange. „Note on earth reflection of ultra short radio waves“. PIRE, 1929, апрель, стр. 745—751.
- 80) H. E. Hollmann. „Zum problem der Erzeugung kurzer elektrischer Wellen durch Bremsfelder“. Jdd T. u T., 1929, апрель, стр. 128—132.
- 81) P. Knipping. „Ueber Barkhausen-Kurz-Wellen“. Jdd T. u T., 1929, июль, стр. 1—12.
- 82) P. von Handel, K. Krüger, H. Plendl. „Quarzsteuerung von Kurzwellen-Empfängern“. Jdd T. u T., 1929, июль, стр. 12—18.
- 83) В. В. Татарников. „Мощная ненаправленная коротковолновая антенна“. Т. и Т. 6. п., 1929, август, стр. 299—309.
- 84) Г. А. Угер. „Замечка о потере фазы при отражении“. Т. и Т. 6. п., 1929, август, стр. 389—391.
- 85) T. L. Eckersley. „An investigation of short waves“. JIEE, 1929, август, стр. 992—1032.
- 86) H. Fassbender. „Versuche mit ultrakurzen Wellen im Flugzeugverkehr“. ETZ, 1929, сентябрь 26, стр. 1389—1392; ENT, 1929, сентябрь, стр. 358—365.
- 87) K. Kohl. „Ungedämpfte electrische ultrakurze Wellen“. ETZ, 1929, сентябрь 26, стр. 1389; ENT, 1929, сентябрь, стр. 354—358.
- 88) Г. А. Угер. „Исследования и расчет генератора Хольборна на волну 2,8—3,2 м“. Т. и Т. 6. п., 1929, октябрь, стр. 450—507.
- 89) H. E. Hollmann. „Das Verhalten des Elektronenoszillators im Magnetfeld“. ENT, 1929, октябрь, стр. 377—386.
- 90) R. L. Smith-Rose, J. S. McPatrie. „Experimental transmitting and receiving apparatus for ultra short waves“. EWWE, 1929, октябрь, стр. 532—540; ноябрь, стр. 605—619.
- 91) H. G. Möller. „Zur Theorie des Barkhausenschwingungen“. Jdd T. u T., 1929, декабрь, стр. 201—207.
- 92) T. L. Eckersley. „Multiple signals in short-wave transmission“. PIRE, 1930, январь, стр. 106—122.
- 93) W. Hahnemann. „Neuere Resultate auf dem Gebiete der ultrakurzen Wellen“. ENT, 1930, январь, стр. 18—24.
- 94) W. Runge. „Hochfrequenz-verstärkung kurzer Wellen“. ENT, 1930, январь, стр. 30—33.
- 95) Б. А. Введенский. „К вопросу о распространении ультра-коротких волн“. ВЭ, 1930, март, стр. 19—92.
- 96) I. F. Byrnes, J. B. Coleman. „20—40 kilowatt high-frequency transmitter“. PIRE, 1930, март, стр. 422—441.
- 97) A. Esau, W. Hahnemann. „Report on experiments with electric waves of about 3 meters“. PIRE, 1930, март, стр. 471—489.
- 98) A. W. Hull. „The magnetron“. JAIEE, 1921, сентябрь, стр. 715—723.
- 99) Lassen. „Über die Ionisation der Atmosphäre und ihren Einfluss auf die Ausbreitung der kurzen Wellen d.r drahtlosen Telegraphie“. Telef. Zeitung 1926, декабрь, № 44.
- 100) E. Wollner. „Die transatlantische Kurzwellen-Fernsprechverbindung“. E u M, 1930, август 17, стр. 764—770.
- 101) E. Wolf. „Der gegenwärtige stand der Kurzwellentechnik“. E u M, 1930, декабрь 21, стр. 1126—1133.

- 102) С. С. Whitehead. „Practical experiments in ultra-short wave communication“. EWWE, 1930, октябрь, стр. 542—551; ноябрь, стр. 612—620.
- 103) Р. Мени. „Короткие электрические волны“. Госиздат, 1930.
- 104) М. Д. Гуревич. „Способ включения нескольких катодных ламп при генерировании ультра-коротких волн“. Труды РФТА, 1930, выпуск 13, стр. 3—7.
- 105) O. Böhm, F. Schröter. „Die Entwicklung der Kurzwellentechnik“. Jdd T. u T., 1931, август, стр. 45—57; сентябрь, стр. 97—101.
- 106) K. Haupt. „Untersuchungen über funkenerregete Schwingungen sehr hoher Frequenz“. Jdd T. u T., 1931, август, стр. 57—66.
- 107) В. В. Татарников. „О питании бегущей волной коротковолновых антенн и об определении их сопротивления“. ВЭ, 1931, январь, стр. 6—11.
- 108) П. М. Винник, Е. К. Завойский. „Новый способ генерирования ультра-коротких волн“. ВЭ, 1931, ноябрь-декабрь, стр. 461—464.
- 109) „Исследование генераторов дециметровых волн“. ВЭ, 1931, сентябрь, стр. 297—304.
- 110) Г. А. Угер. „Заметка об однопроводном фидере бегущей волны“. ВЭ, 1931, сентябрь, стр. 294—297.
- 111) Н. А. Петров. „Ламповый генератор ультракоротких (метровых) волн с обратной связью“. ВЭ, 1931, январь, стр. 26—38.
- 112) H. O. Roosenstein. „High frequency feeders“. EWWE, 1931, июнь, стр. 294—297.
- 113) J. Labus. „Berechnung der Strahlungsenergie von Dipol-antennen nach der Poyntingshen Methode“. ENT, 1932, февраль, стр. 61—67.
- 114) G. Potapenko. „Investigation in the field of the ultra-short electromagnetic waves“. Phys. Rev., 1932, февраль 15, стр. 625—665.
- 115) R. L. Smith Rose, H. A. Thomas. „Tests on five ultra-short wave receivers“. EWWE, 1932, апрель, стр. 186—194.
- 116) F. W. Chapman. „The generation of „centimetre“ waves“, EWWE, 1932, сентябрь, стр. 500—503.
- 117) М. А. Бонч-Бруевич. „Короткие волны“. 1932, Москва.
- 118) Н. А. Петров. „Ультра-короткие волны“. ГОНТИ, 1932.
- 119) Н. А. Петров. „Распространение электромагнитной энергии“. ВЭТА, Ленинград, 1933.
- 120) А. И. Яковлев. „Потери в воздушных фидерных линиях“. Известия электропромышленности слабого тока, № 3, 1933, стр. 10—12.
- 121) И. Х. Невяжский. „15-киловаттный коротковолновый передатчик“. Известия электропромышленности слабого тока, 1933, май-июнь, стр. 30—36.

ГЛАВА XVI.

НАПРАВЛЕННЫЕ ПЕРЕДАЧА И ПРИЕМ.

§ 210. Преимущества направленной радиосвязи. Нами уже отмечалось, что простые антенны, например вертикальные, излучают электромагнитную энергию равномерно во всех от себя направлениях. Для самой простой антенны — вертикального заземленного провода — зависимость величины электрической составляющей поля E от угла θ , образуемого вертикальной плоскостью, проходящей через конструкцию антенны, и плоскостью, совпадающей с направлением расположения приемной станции, т. е. полярная диаграмма излучения $E = f(\theta)$, имеет вид, изображенный на рис. 370. Это — круг, означающий, что на равных расстояниях от антенны сила приема будет одной и той же, независимо от местонахождения приемной станции.

Подобной полярной диаграммой излучения характеризуются все симметричные антенны, например, зонтичные. Антенны Г- и Т-образные, по своей асимметрии, дают полярную диаграмму излучения несколько отличную от круга, но все же к нему приближающуюся.

Преимущества такого равномерного излучения отправительной антенны совершенно очевидны и неоспоримы при назначении передатчика иметь связь с различными приемными станциями, расположенными вокруг него как угодно. Простейшим примером является радиовещательная станция.

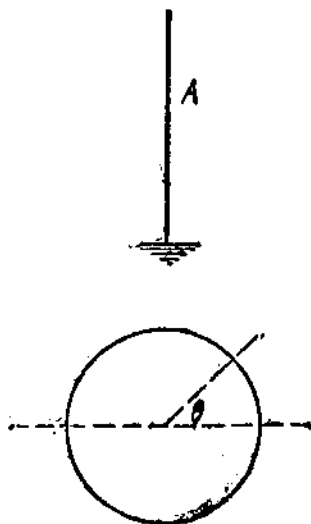


Рис. 370.

Наряду с этим, однако, такое радиально-равномерное излучение антенн характеризует радиосвязь многими недостатками. Прежде всего, при осуществлении связи в заданном направлении, совершенно непроизводительно расходуется электромагнитная энергия, излучаемая во всех других направлениях. Для связи поэтому требуется повышенная мощность. В некоторых случаях (в военном деле) такое излучение чрезвычайно уменьшает возможность сохранения секретности связи. При приеме сильно возрастают помехи за счет приходящих со всех сторон мешающих излучений других станций и атмосферных разрядов.

Отсюда вытекает ряд преимуществ применения таких систем излучения и приема, которые характеризуются направленным действием, когда система излучает электромагнитную энергию в виде пучка лучей преимущественно в одном направлении (направленные излучающие системы) или принимает энергию также преимущественно в одном направлении (направленные приемные системы).

Помимо значительного уменьшения мощности направленная радиосвязь уменьшает атмосферные помехи, увеличивает секретность и позволяет решить ряд практических задач (пеленгирование, радиомаяки).

Неоднократно, в связи с направленным излучением, ставился вопрос о передаче электрической энергии без проводов. Современное состояние радиотехники оставляет, однако, этот вопрос в положении весьма сомнительном.

По своему устройству направленные системы излучения и приема могут быть либо замкнутого типа (рамки, замкнутые антенны), либо открытого типа (параболические зеркала, плоские зеркала). Встречаются также и комбинации замкнутых и открытых систем (кардиоидный прием).

§ 211. Рамка. Выше, в § 151, мы уже рассматривали рамку и ее основные свойства. Поведение рамки при приеме электромагнитных колебаний было указано для двух крайних случаев расположения ее плоскости по отношению к направлению движения колебаний, было указано направленное действие рамки. Остановимся еще на этом действии.

Пусть рамка расположена своей плоскостью под некоторым углом θ к направлению движения приходящих электромагнитных колебаний (рис. 371). Обозначим величину наибольшей электродвижущей силы, индуцируемой в рамке при совпадении ее плоскости с направлением движения энергии, через E_m . Тогда

величина индуцируемой в рамке электродвижущей силы E_0 в зависимости от угла θ определится уравнением:

$$E_0 = E_m \cos \theta,$$

а, следовательно, полярная диаграмма силы приема на рамку будет иметь вид косинусной кривой, т. е. вид двух соприкасающихся кругов (рис. 372). Попрежнему заключаем, что рамка характеризуется наибольшей силой приема при совпадении ее плоскости с направлением движения энергии (ось AB). При повороте рамки сила приема падает и при перпендикулярном направлении достигает нулевого значения (ось CD).

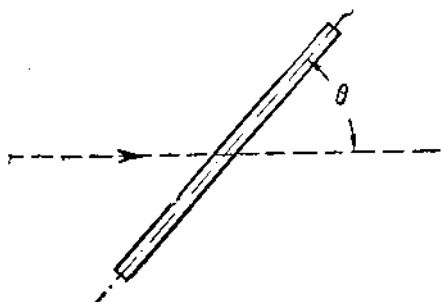


Рис. 371.

Рамка может служить не только для приема. С равным успехом рамка может быть применена и в качестве излучающей системы, и с тем большей выгодой, чем короче длина рабочей волны. Излучение при этом также будет направленным. Сила

поля E , создаваемого такой и лучающей рамкой на расстоянии d , может быть определена по уравнению:

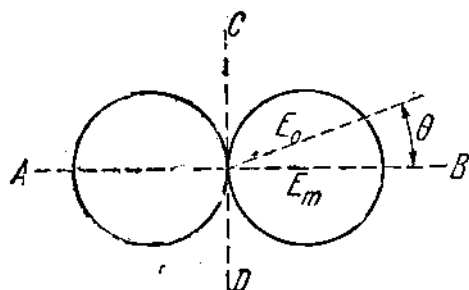


Рис. 372.

$$E = 120 \pi^2 \frac{n S I}{d^2} \cos \theta,$$

где n — число витков рамки,

S — площадь одного витка,

I — сила тока в рамке,

θ — угол между плоскостью рамки и направлением на приемную станцию.

Крупнейшим недостатком приемной рамки, как мы указывали и раньше, является очень малая сила приема; благодаря

своим малым размерам рамка извлекает из проходящих волн лишь небольшую долю энергии. В связи с этим, в частности, необходимым является при приеме на рамку прибегать к большим усилениям токов высокой частоты.

Указанный недостаток устраняется применением пространственных рамок больших размеров, обычно маловитковых, подвешиваемых на мачтах. Такие рамки носят название замкнутых антенн (рис. 373). Они могут иметь форму любого неправильного многоугольника, но чаще всего применяются формы равнобедренного треугольника, ромба или симметричного пятиугольника. Волновой коэффициент β такой антенны составляет величину, лежащую в пределах от 2,15 до 2,80.

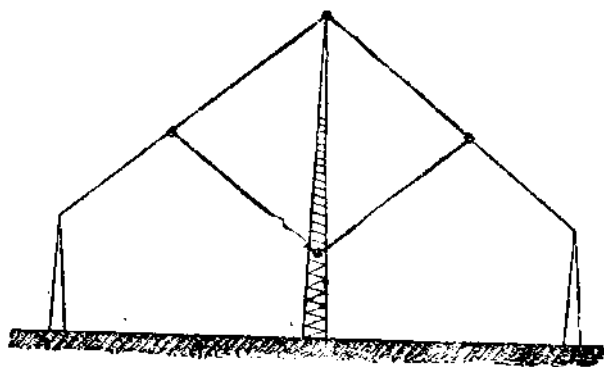


Рис. 373.

Направленное действие замкнутых антенн в настоящее время широко используется главным образом при многократном приеме.

Многократная передача и прием являются одним из последних достижений в области радиосвязи, обеспечивающим большой трафик крупных служебных радиоузлов. При надлежащей организации таких узлов осуществляются как одно-временная передача из одного и того же пункта в различных направлениях, так и одновременный прием различных передающих радиостанций. В СССР такие узлы многократного приема были разработаны и осуществлены В. И. Баженовым. Можно указать на его приемную установку, состоящую из 7 замкнутых антенн, подвешенных на общей мачте, обеспечивающих возможность одновременного семикратного приема.

§ 212. Система Робинсона (Robinson). Из полярной диаграммы силы приема на обыкновенную рамку вытекает, что во всех тех случаях, когда рамка используется для специальных целей определения направления движения электромагнитных колебаний, наиболее выгодным является использование точки нулевого приема, так как радиусы-векторы кривой вблизи этой точки изменяются наиболее резко. При таком методе рамка используется в обстоятельствах полного отсутствия приема или, во всяком случае, при приеме чрезвычайно слабом. И если приемник характеризуется, например, некоторым наличием шумов, то точное определение минимума становится затруднительным.

Такой недостаток устраняется в системе, предложенной Робинсоном (Robinson) и носящей его имя.

Система Робинсона состоит из двух рамок: главной *A* и вспомогательной *B* (рис. 374), причем размеры главной рамки

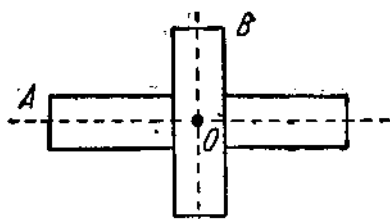


Рис. 374.

выбираются несколько большими, так, чтобы ее действующая высота была раза в 3 больше по сравнению с рамкой вспомогательной. Обе рамки расположены вертикально, под прямым углом друг к другу, жестко между собою скреплены и могут вращаться вокруг вертикальной оси *O*. Обе рамки

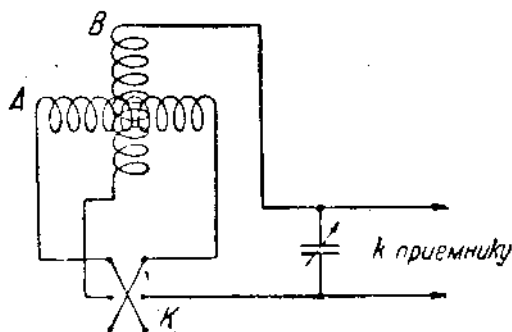


Рис. 375.

соединены последовательно и при помощи переключателя *K* это соединение может быть осуществлено либо как согласное, либо как встречное (рис. 375).

Предположим, что главная рамка расположена своей плоскостью перпендикулярно к направлению движения электро-

магнитных колебаний, т. е. находится в положении действительного нулевого приема. Тогда вспомогательная рамка, находясь в условиях своего максимального приема, будет определять некоторую силу приема. Если теперь мы будем при помощи переключателя K изменять направление включения рамок, эта сила приема изменяться не будет.

Таким образом, определение направления движения приходящих волн при помощи системы Робинсона осуществляется следующим образом: вращают всю систему вокруг вертикальной оси и добиваются такого ее положения, когда при переключениях K сила приема не меняется. Направление плоскости B и дает в этом случае искомое направление на передающую радиостанцию.

§ 213. Система Беллини—Този (Bellini—Tosi). Другим недостатком рамки является малая сила приема, в соответствии с малыми ее размерами. Эти последние для упрощения конструкции, вызываемого необходимостью вращения рамки, не могут превышать некоторых максимальных значений. Обычно применяются рамки, площадь которых не превышает 4-5 м².

Для увеличения силы приема Беллини (Bellini) и Този (Tosi) предложили направленную систему, в которой применяются

замкнутые антенны сравнительно больших размеров. Эта система состоит из двух замкнутых антенн AB и CD , каждая из которых обычно образуется из одного витка в форме треугольника (рис. 376). Обе антенны подвешиваются на общей мачте высотой порядка нескольких десятков м; располагаются перпендикулярно друг другу, жестко закреплены в этом поло-

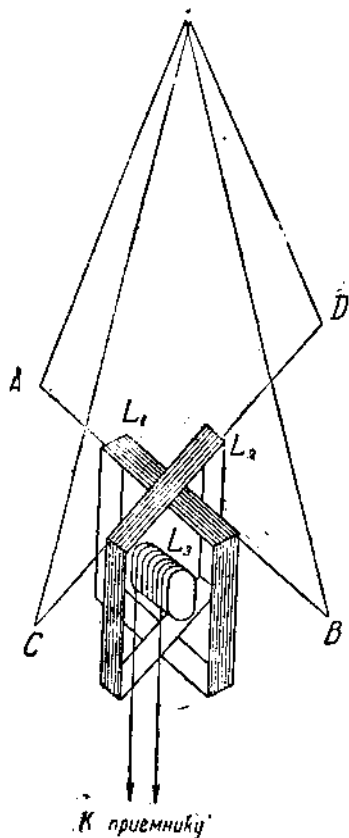


Рис. 376.

жении и остаются неподвижными. Обе антенны присоединяются к приемнику при помощи специального устройства, называемого гониометром.

Гониометр представляет собою две небольшие катушки самоиндукции L_1 и L_2 , включенные соответственно в замкнутые антенны AB и CD . Катушки совершенно симметричны, жестко закреплены в перпендикулярном друг к другу положении. Эти катушки, называемые гониометрическими, также неподвижны.

Внутри гониометрических катушек расположена третья катушка самоиндукции L_3 , называемая искомой, приключаемая к приемнику или к передатчику в зависимости от назначения системы. Искомая катушка закреплена на вертикальной оси, совпадающей с осью симметрии гониометрических катушек, вокруг которой она может вращаться.

Предположим, что электромагнитные волны приходят к нашей приемной системе под углом θ к плоскости антенны AB (рис. 377). При этом в рамке AB , содержащей гониометрическую катушку L_1 , будет возбуждаться электродвижущая сила

$$E'_0 = E_m \cos \theta.$$

В то же время в рамке CD будет возбуждаться электродвижущая сила

$$E''_0 = E_m \sin \theta.$$

В искомой катушке, расположенной под углом α к рамке AB , эти электродвижущие силы будут индуцировать электродвижущие силы

$$E'_{03} = E'_m \cos \theta \cos \alpha$$

$$\text{и} \quad E''_{03} = E'_m \sin \theta \sin \alpha.$$

Таким образом, результирующая электродвижущая сила в искомой катушке будет

$$E_{03} = E'_{03} + E''_{03} = E'_m (\cos \theta \cos \alpha + \sin \theta \sin \alpha) = E'_m \cos (\theta - \alpha).$$

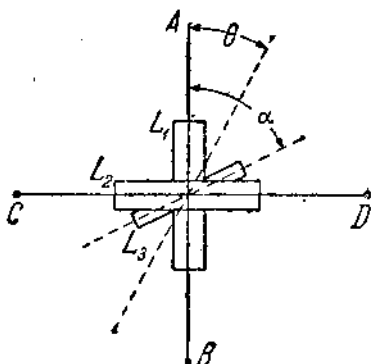


Рис. 377.

Так как именно эта электродвижущая сила воздействует на приемник, то полярная диаграмма силы приема рассматриваемой системы будет кривой косинусного вида, как и при обычной рамке. Максимальная сила приема, очевидно, будет отвечать случаю, когда $\theta = \alpha$, т. е. когда плоскость искательной катушки будет совпадать с направлением движения принимаемых электромагнитных колебаний. Минимальная сила приема будет соответствовать случаю, когда $\theta = \alpha \pm 90^\circ$, когда искательная катушка расположена своей плоскостью перпендикулярно направлению распространения принимаемых волн. Здесь мы имеем полную аналогию системы, в смысле направленности действия, с простой рамкой. Вращая искательную катушку точно так же, как мы вращаем обыкновенную рамку, мы можем

найти нужное нам положение минимума силы приема для определения направления расположения передающей радиостанции.

Система Беллини—Този находит свое практическое применение и как передатчик (радиомаяк) и как приемник (в многократном приеме). В приемных системах применяются как

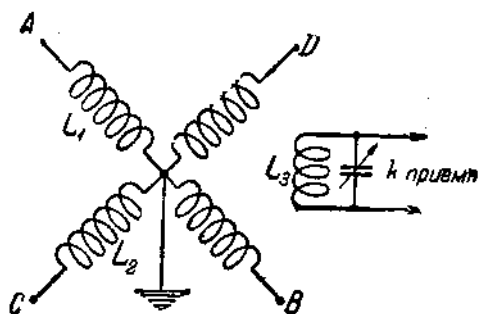


Рис. 378.

настроенные антенны, так и аперидические. Последние получили особенно широкое применение в многократном приеме; здесь связь между искательной катушкой L_3 и гониометрическими катушками выбирается очень большой, порядка 80% .

Схематическое представление о схеме с аперидическими антеннами дано на рис 378. Средние точки гониометрических катушек заземлены.

§ 214. Кардионный прием. С точки зрения получения направленного приема рамочные устройства характеризуются тем недостатком, что они одинаково хорошо принимают в двух противоположных направлениях. В ряде случаев практического применения направленных систем устранение такого недостатка, осуществление систем с односторонним направленным действием, имеет огромное значение (например в военном деле при прифронтной радиосвязи).

Существует большое число разнообразных способов получения односторонне направленных систем. Простейший из них, предложенный Пикаром (Pickard) еще в 1907 г., состоит в одновременном применении для приема (или для передачи) рамки и вертикальной антенны (комбинированная сеть). Принцип действия устройства заключается в следующем. Приходящие электромагнитные колебания воздействуют одновременно на антенну A и рамку F (рис. 379); антенна настраивается в резонанс с колебаниями при помощи контура $L_1 C_1$, рамка — при помощи конденсатора C_2 . Индуцированные в антенне и в рамке переменные электродвижущие силы в конечном счете складываются в детекторном контуре и дают некоторый результирующий эффект.

Пусть величина электродвижущей силы, индуцированной в рамке, будет

$$e_F = E_F \cos \omega t \cdot \cos \theta,$$

где θ — угол, образованный плоскостью рамки с направлением движения колебаний.

В антенне в то же время величина индуцированной электродвижущей силы будет

$$e_A = E_A \sin \omega t,$$

которая вызовет появление в катушке связи L_2 электродвижущей силы:

$$e_2 = M \frac{di_A}{dt} = \omega M \frac{E_A}{R_A} \cos \omega t = E_2 \cos \omega t.$$

Таким образом, действующая на детекторный контур результирующая электродвижущая сила e будет иметь вид

$$e = e_2 + e_F = E_2 \cos \omega t + E_F \cos \omega t \cos \theta.$$

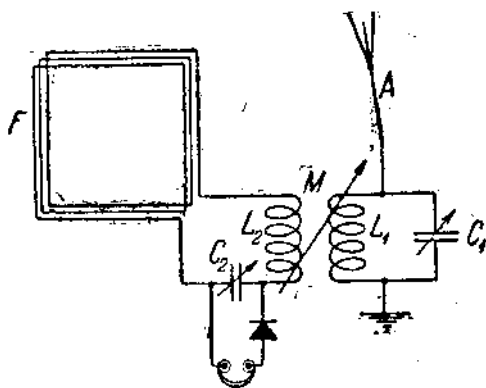


Рис. 379.

Соответственным выбором коэффициента взаимной индукции M мы можем осуществить условие

$$E_2 = E_F,$$

тогда

$$e = E_F \cos \omega t (1 + \cos \theta).$$

Это уравнение, как известно, есть уравнение кардиоиды. Следовательно, рассматриваемая система будет обладать направленным действием по кардиоиде, т. е. полярная диаграмма силы приема, в функции от угла поворота рамки θ , будет иметь вид, изображенный на рис. 380, свидетельствующий об известной односторонности действия системы. На том же рисунке для сравнения приведены полярные диа-

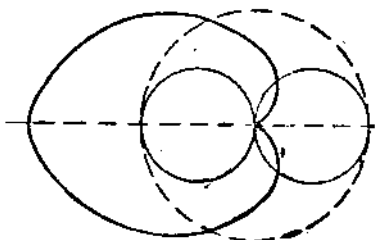


Рис. 380.

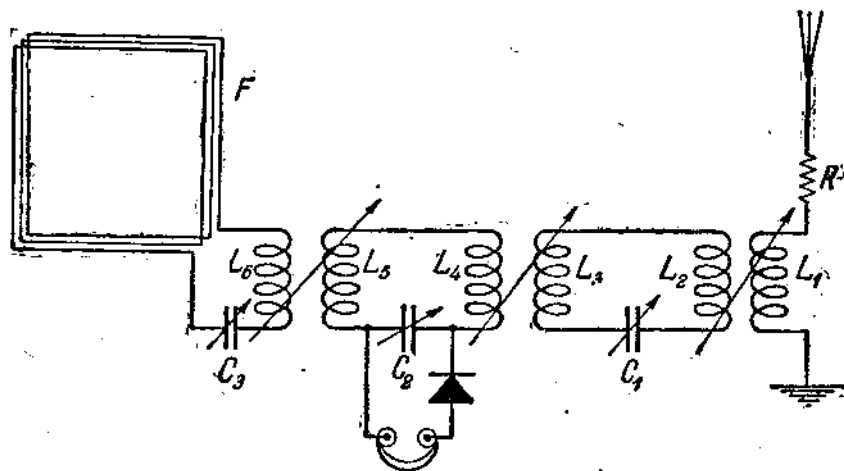


Рис. 381.

граммы силы приема для антенны (круг) и для рамки (два соприкасающихся круга).

Для уменьшения действия атмосферных разрядов в кардиоидных системах вместо настроенной антенны обычно применяют

антенну аперiodическую, включая в нее активное сопротивление R порядка нескольких тысяч омов (рис. 381). При этом антенна связывается с приемным контуром $L_4C_2L_5$ при помощи вспомогательного контура $L_2C_1L_3$, который служит для выравнивания фаз колебаний и называется уравнивателем фаз. Контур рамки FC_3L_6 и приемный контур при приеме настраиваются в резонанс с принимаемыми колебаниями.

Кардионидный прием может быть также получен и при обыкновенной рамке, при заземлении одного из ее концов. Рамка при этом будет работать с резко выраженным антенным эффектом.

§ 215. Открытые ориентированные антенны. Наряду с системами замкнутых антенн и рамок или их комбинаций с антеннами открытыми существует ряд систем открытых антенн, также характеризующихся известным направленным действием и используемых как для приема, так и для передачи.

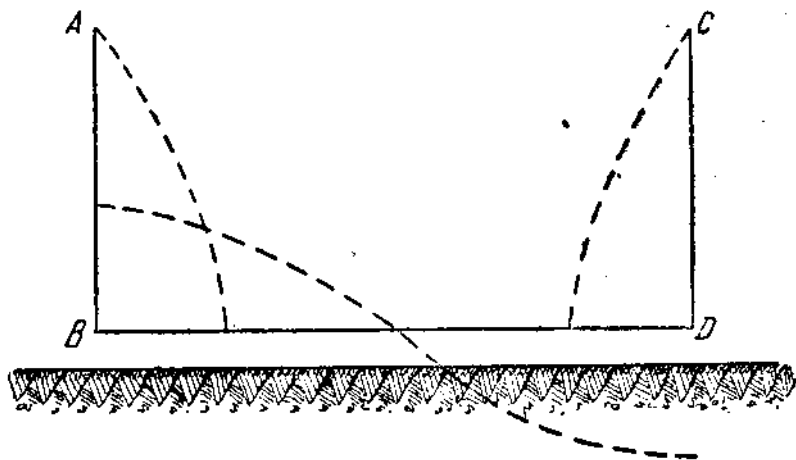


Рис. 382.

Одной из ранних форм открытой ориентированной антенны является антенна Блонделя (Blundell), изображенная на рис. 382. Она состоит из двух вертикальных антенн AB и CD , имеющих одинаковую длину и расположенных друг от друга на расстоянии, соответствующем половине длины рабочей волны. Система питается в средней точке провода BD от генератора, работающего на частоте второй гармоники системы $ABCD$.

Вследствие этого на вертикальных антеннах AB и CD мы получаем токи, сдвинутые друг относительно друга по фазе на 180° . Вследствие интерференции колебаний, излучаемых каждой антенной, полярная диаграмма силы поля излучения будет иметь вид восьмерки, причем максимум излучения будет лежать в плоскости, проходящей через антенны AB и CD . В направлении, перпендикулярном к плоскости антенны, излучение будет равно нулю.

Направленным действием характеризуется также антенна Маркони, представляющая собою Г-образную радиосеть, для которой отношение длины горизонтальной части b к высоте h

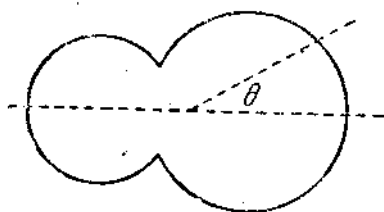


Рис. 383.

составляет большую, сравнительно, величину порядка 5. Полярная диаграмма излучения или силы приема такой антенны изображена на рис. 383. Она имеет вид искаженной восьмерки, причем векторы максимального значения по своему направлению будут совпадать с направлением тупого конца антенны. На рис. 383 стрелками указано, что наибольшее излучение антенны Маркони лежит в плоскости антенны и направлено от тупого ее

конца. При приеме максимум получается от колебаний, распространяющихся в плоскости антенны и приходящих со стороны тупого ее конца.

В свое время антенны Маркони имели большое применение главным образом для связи на больших расстояниях. Так, для трансатлантической связи на отправительной радиостанции в Clifden'e (Ирландия) была применена в качестве излучающей антенна, состоящая из 40 проводов, расположенных параллельно друг другу в горизонтальной плоскости на равных расстояниях друг от друга (около 2 м) и имеющих длину около 360 м. Снижение состоит из того же числа проводов, спускается к земле под углом и имеет общую длину около 90 м.

Оригинальной по замыслу, отличающейся от обычных антенн, работающих при стоячем расположении волны, является антенна, предложенная американским инженером Биверейджем

(Beveage), работающая при бегущей волне. Отсюда распространенное ее название как антенны бегущей волны. Она же именуется иногда антенной горизонтальной, антенной волновой.

Антенна Биверейджа относится к типу горизонтальных. Она состоит из длинного горизонтального провода AB , длиной

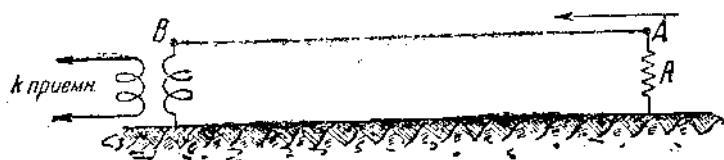


Рис. 384.

около двух длин рабочей волны, подвешенного на небольшой, порядка 5 м, высоте над землей или противовесом (рис. 384). Для получения бегущей волны, для устранения явлений отражений конец A антенны заземляется через активное сопротивление R , равное волновому сопротивлению провода

$$R = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}.$$

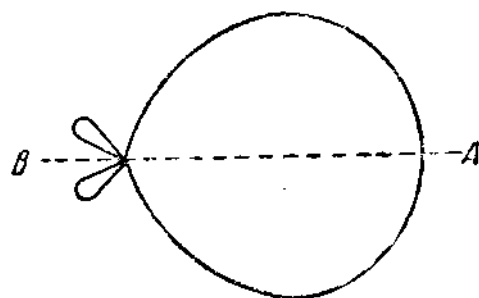


Рис. 385.

Полярная диаграмма силы приема антенны Биверейджа характеризуется чрезвычайно резко выраженной односторонностью (рис. 385). Антенна лучше всего принимает те коле-

бания, которые приходят в направлении, совпадающем с плоскостью антенны, и со стороны ее конца A . Прием колебаний, приходящих в противоположном направлении, т. е. со стороны конца B , равен почти нулю.

В соответствии с таким направленным действием антенна Биверейджа применяется для приема длинных волн на больших расстояниях, главным образом в США для приема европейских станций.

§ 216. Радиопеленгаторные устройства. Описанные выше приемные устройства направленного действия в огромной мере прежде всего осуществляют возможность значительного уменьшения мешающего при приеме влияния атмосферных помех.

Это обстоятельство определило значительное распространение направленных приемных устройств. Не меньшее значение направленные приемные устройства имеют в организации радиосвязи в крупных промышленных центрах при большом трафике в системе многократного приема.

Особенное, однако, применение направленные приемные системы получили в области морской и воздушной навигации, а также и в военном деле для определения местоположения судна или самолета, с одной стороны, или для локализации передатчика, с другой стороны. Большое применение направленные радиосистемы находят также при геодезических работах, в горном деле при разведке полезных ископаемых и в метеорологии. Такие приемные устройства получили название пеленгаторов и радиокомпасов.

Простейшим пеленгатором, получившим исключительно широкое распространение, является обыкновенная рамка. Для определения пеленга, т. е. направления на передающую радиостанцию, используется нулевое положение рамки, положение, при котором сила приема равна нулю или имеет минимальное значение. Такими пеленгаторными рамками в настоящее время оборудуются почти все морские суда. Типичное устройство судового пеленгатора представлено на фотографии (рис. 386). Круглая приемная рамка вынесена над верхней палубой судна, закреплена на металлической трубчатой оси,

вокруг которой она может вращаться при помощи штурвала. В приемной кабине ось вращения снабжена указателем, движущимся при вращении рамки в горизонтальной плоскости по шкале с делениями в градусах (лимб) для отчета угла поворота рамки.

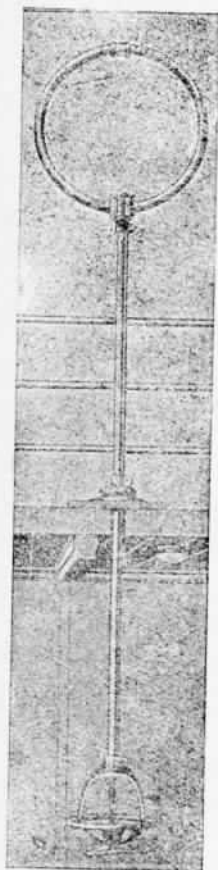


Рис. 386.

Организацию радиопеленгаторной службы можно представить следующим образом. При наличии на движущемся судне или аэроплане пеленгаторного приемника, местоположение (географические координаты) этого судна может быть определено по методу засечек, т. е. определения точки пересечения линий направления на две передающие станции, местоположение которых известно. Наконец, при помощи двух пеленгаторов можно определить местоположение некоторой передаточной радиостанции.

Кроме обыкновенной рамки, для пеленгаторных устройств применяются также системы Робинсона и Беллини—Този, работающие, как известно, на том же принципе и дающие ту же самую точность наблюдений, что и рамка.

Надлежит, однако, отметить, что практическая действительность далека от тех идеальных условий, в которых мы рассматривали направленное действие различных систем. Многие обстоятельства искажают результаты наблюдений, вносят в них ошибки. Из большого количества таких причин мы остановимся лишь на основных.

Прежде всего причиной ошибок при пеленгировании может явиться конструкция самой рамки.

Другой причиной ошибок при пеленгировании является так называемый антенный эффект, наблюдаемый в приемных рамках и замкнутых антеннах вследствие электростатической асимметрии отдельных частей устройства. Так, например, когда рамка приключается к приемной лампе, в контур самой рамки вносятся различные емкости относительно земли. При этом в рамке создаются от приходящих колебаний паразитные токи, которые не будут в фазе с основным током рамки и будут влиять как на положение минимума силы приема, так и на его величину. В гониометрических устройствах для устранения этого недостатка необходимо прибегать к заземлению средних точек гониометрических катушек, как это изобразено на рис. 378. Кроме того применяются методы емкости компенсации, заключающиеся в присоединении к системе конденсаторов переменной емкости.

Многообразные причины ошибок при пеленгировании заключаются также в местных условиях приема. Так, например, причиной ошибок может служить рельеф окружающей местности: горы, сильно пересеченная местность, близость водных бассейнов.

В значительной степени на правильность определения пеленга оказывают расположенные вблизи приемника проволо-

ные линии связи, телеграфные и телефонные, а также линии передачи электрической энергии. В некоторых случаях влияние таких проводочных линий может вызвать ошибку в пеленге до 90° . Для устранения этого влияния надлежит помещать пеленгатор на значительном расстоянии от всех проводочных линий, не меньше чем 100 метров.

К местным причинам ошибок при пеленгировании надлежит также отнести близость радиоустановок как приемных, так и передающих. Наличие таких установок, в особенности если они настроены в резонанс с пеленгуемой длиной волны, вносит значительные ошибки в наблюдения вследствие индуктируемых ими добавочных токов в пеленгаторе (вторичное излучение — в случае приемной радиостанции). При средних размерах мешающих антенн и при расстояниях порядка 100 м это явление дает ошибку в пеленге порядка 5° .

Такое же влияние оказывают близ расположенные металлические или деревянные сооружения, деревья и в особенности лес и т. п. На судах с металлической обшивкой ошибки пеленга могут достигать очень больших значений. Поэтому судовые пеленгаторы всегда предварительно проверяются, для них это влияние железного корпуса судна заранее определяется на всех 32 румбах и при различных значениях длины волны; данные проверки учитываются при дальнейшей эксплуатации пеленгатора. Подобное же влияние, но в несколько меньшей мере, оказывает и корпус дирижабля.

Далее, на правильность наблюдений при пеленгировании влияют расположенные вблизи газовые или водопроводные трубы, а также и подземные рудные ископаемые.

При приеме незатухающих колебаний источником ошибок может явиться местный генератор приемника (гетеродин), обуславливающий появление в приемной рамке индуктированных переменных токов. Подобное влияние устраняется тщательным экранированием приемного устройства и в особенности его местного генератора. Такое экранирование является для пеленгаторного радиоприемника существенно важным и с точки зрения устранения возможных помех и вытекающих отсюда ошибок от непосредственного приема на элементы приемника.

Влияние на точность пеленгирования могут также оказать индуктируемые во взаимных частях приемного устройства (система Робинсона, система Беллини—Този) токи, обусловленные емкостными или индуктивными между ними связями.

Особенное влияние, наконец, на точность наблюдений при радиопеленгировании оказывают изменяющиеся условия рас-

пространения электромагнитных волн. При длинных волнах и при больших расстояниях происходящие вращения плоскости поляризации принимаемой волны, вследствие отражений от верхних проводящих слоев, могут дать при дневном приеме ошибку порядка нескольких градусов. Ошибки возрастают при заходе и восходе солнца и особенно ощутимыми становятся ночью, делая иногда пеленгирование совершенно неосуществимым. Такие ночные ошибки являются огромным затруднением при пеленгировании, в частности, коротких волн.

Практические мероприятия в современных радиопеленгаторных устройствах сводят в общем ошибку пеленгирования к небольшой величине, порядка $1-1,5^\circ$, что является вполне достаточной точностью. Дальность пеленгации 100—150 км.

§ 217. Лучевые системы. Ряд преимуществ, вытекающих из направленного действия как передающих, так и приемных антенн, вызвал за последнее время появление многообразных систем направленного действия, имеющих такие формы, когда излучение энергии с последующей интерференцией осуществляется в виде узкого пучка лучей, сжатого как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскостях. Такие сложные системы получили название **лучевых систем**.

Под **лучевой системой**, в простейшем случае, понимается ряд расположенных различным образом прямолинейных вибраторов, возбуждаемых от общего источника электрических колебаний высокой частоты (короткие и ультра-короткие волны). Само питание вибраторов при этом осуществляется при помощи более или менее сложной фидерной системы, состоящей в общем случае из магистральной части, переходящей в групповые разветвления. Само питание устанавливается преимущественно за счет будущей волны в фидерной системе, так как при таком способе обеспечивается некоторое уменьшение потерь энергии. В излучающем вибраторе устанавливаются стоячие волны.

По способу расположения излучающих вибраторов в пространстве современные лучевые системы могут быть разбиты на три категории:

- 1) линейные системы,
- 2) плоские системы,
- 3) пространственные системы.

Под **линейными системами** подразумеваются системы, образованные несколькими вибраторами, расположенными вдоль общей оси. Под **плоскими системами** подразумеваются

системы, образованные несколькими вибраторами, расположенными параллельно друг другу в одной плоскости. Пространственные системы представляют собою ряд вибраторов, расположенных в некотором пространственном объеме.

Во всех случаях излучающие вибраторы могут быть расположены либо вертикально, либо горизонтально, в соответствии с чем различают вертикальные лучевые системы и горизонтальные лучевые системы.

Вибраторы сложных лучевых систем могут питаться двояким образом:

- 1) либо токи в каждом вибраторе будут находиться в фазе,
 - 2) либо токи вибраторов находятся в переменной фазе.
- Системы первого рода называются синфазными системами; системы второго рода — переменнo-фазными системами.

Указанные выше простейшие лучевые антенны в общем случае дают направленность действия, выраженную двусторонне, т. е. полярная диаграмма излучения таких систем, или их силы приема, будет представлять симметричную фигуру относительно некоторой оси системы. Дальнейшим улучшением таких направленных антенн является уничтожение излучения в одном из направлений, превращение их в системы с односторонне выраженным направленным действием. Для достижения этого действия в связи с лучевыми антеннами применяются особые устройства, известные под наименованием отражающих зеркал (рефлекторов).

Всякий раз, когда свободные электромагнитные волны встречают на пути своего распространения какие-либо новые условия, встречают, например, новую проводящую или диэлектрическую среду с новыми постоянными ρ , ϵ и μ , эти волны претерпевают ряд изменений, вытекающих из происходящих при этом явлений поглощения, преломления, отражения электромагнитных волн, с последующей их интерференцией. С этими явлениями мы уже неоднократно встречались главным образом при рассмотрении вопросов распространения электромагнитных колебаний вдоль земной поверхности в естественных, так сказать, условиях.

Указанные свойства электромагнитных колебаний, являющиеся повторением свойств световых колебаний, открывают возможности технического применения. Особые возможности открывает свойство отражения от проводников, используемое для получения направленного излучения. Применяющиеся на

этом принципе устройства и позволяют решить задачу об одностороннем направлении действия лучевых систем.

В огромном большинстве случаев лучевая система состоит из антенны, питаемой генератором токов высокой частоты и излучающей свободные электромагнитные волны, и рефлектора, т. е. второй антенны, ни с чем не соединенной и расположенной на определенном расстоянии от антенны излучающей. В отдельных системах как число антенн, так и число вибраторов может быть самым разнообразным. Во всех случаях при этом наиболее просто лучевые системы осуществляются для коротких и ультра-коротких волн, когда как антенна, так и рефлектор, размеры которых линейно связаны с длиной рабочей волны, получают сравнительно малых размеров и выполняются в виде горизонтальных или вертикальных прямолинейных симметричных незаземленных вибраторов.

Явление образования направленного луча при излучении за счет явлений отражения и интерференции электромагнитных волн рассмотрим на примере двух вибраторов (рис. 387), из которых один является излучающим электромагнитную энергию (А), а другой (В) — рефлектор. Каждый из вибраторов настроен на рабочую длину волны λ , т. е. их геометрические длины l равны половине рабочей волны:

$$d = \frac{\lambda}{2}.$$

Вибраторы расположены друг от друга на расстоянии d , равном четверти длины рабочей волны:

$$d = \frac{\lambda}{4}.$$

Процесс излучения антенн и А изображен на рис. 416 кривой АА. При излучении антенной А в рефлекторе В также возникнут электрические колебания высокой частоты, и рефлектор В будет также излучать. Нетрудно прийти к заключению, что картина излучения рефлектором должна соответствовать кривой ВВ. В самом деле, излученные антенной А колебания, достигнув рефлектора В, изменят свою фазу на 90° . Эта волна будет индуцировать в рефлекторе ток, также еще сдвинутый на 90° , а вторичные колебания, излучаемые рефлектором, еще раз изменят фазу на 90° . Таким образом, волна, излучаемая рефлектором, будет отличаться от волны, излучаемой на 270° . Вследствие интерференции обеих волн в направлении, указан-

ном на рис. 387 стрелкой, мы получим суммарное излучение с почти удвоенной амплитудой, а в направлении противоположном суммарное излучение будет равно почти нулю.

§ 218. Параболическое зеркало. Исторически первой лучевой системой является так называемое параболическое зеркало, с которым производились эксперименты еще Герцем. Параболическое зеркало представляет собою систему из нескольких вибраторов, расположенных по образующим параболического цилиндра.

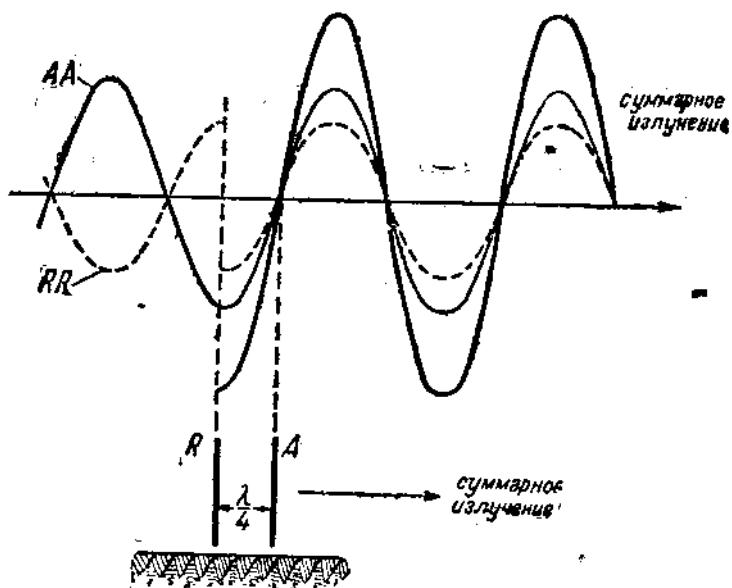


Рис. 387.

ческого цилиндра. Вдоль фокальной линии цилиндра помещается возбуждаемая генератором токов высокой частоты антенна А. На рис. 388 такое параболическое зеркало изображено в схематической перспективе, а на рис. 389 — в плане. Фокальное расстояние цилиндра берется равным $\frac{\lambda}{4}$; как излучающая антенна А, так и все отдельные вибраторы настроены в резонанс с рабочей длиной волны. Влияние рефлекторов в системе будет сводиться к такому отражению излучаемых антенной электромагнитных колебаний, когда по аналогии с оптическим

параболическим зеркалом получится пучок параллельных лучей, направленный вдоль оси BD (рис. 389). В самом общем случае полярная диаграмма излучения для параболического зеркала будет иметь вид, изображенный на рис. 390. Дело будет происходить так, что излучение исходит не из фокально расположенной антенны A , а из плоскости BB , занимающей место директриссы.

Способность параболического зеркала сосредоточивать излучение с наибольшим эффектом, давая по возможности наиболее узкий луч, зависит от многих обстоятельств. Особенно важным из них является величина так называемого растворения зеркала, т. е. ширина отверстия зеркала между крайними рефлекторами R_2 и R''' (рис. 389). Это расстояние должно быть возможно большим,

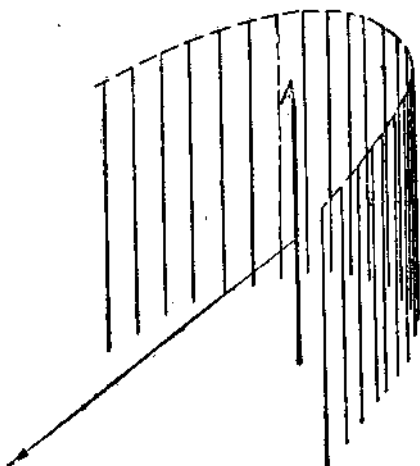


Рис. 388.

порядка $8 + 10$ кратному значению рабочей длины волны.

Далее, эффект параболического зеркала растет с увеличением числа рефлекторов при прочих равных условиях, т. е. с уменьшением расстояния между ними, которое должно быть порядка $15 - 20 \text{ см.}$ Практически оказывается, выгодным брать рефлекторы длиной не $0,5\lambda$, а несколько меньше, порядка $0,45\lambda$.

Наконец, Татаринov показал, что действительные условия отражения в параболических зеркалах таковы, что выгодным является располагать

включающий вибратор не в фокальной точке, т. е. не на рас-

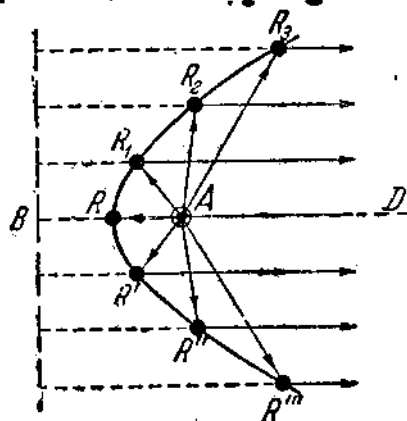


Рис. 389.

стоянии $0,25\lambda$ от параболы, а несколько ближе. Тем же автором указано, что для получения действительно параллельного пучка лучей надлежит располагать рефлекторы не по параболической кривой, а кривой, несколько от нее отличной (рис. 391).

Приведенная выше (рис. 390) полярная диаграмма излучения относится к случаю вертикального параболического зеркала, работающего на длине волны $3,4\text{ м}$. Зеркало состоит из вертикальных прямолинейных незаземленных вибраторов длиной $1,6\text{ м}$. Величина раскрытия зеркала равна 6 м . Как видно из рисунка, излучаемая системой электромагнитная энергия занимает в горизонтальной плоскости угол всего лишь около 20° , а излучение в противоположном направлении — весьма мало. Надо отметить, что указанный вид полярной диаграммы излучения вверх в плоскостях, наклонных к горизонту,

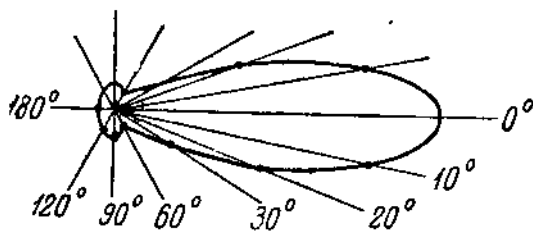


Рис. 390.

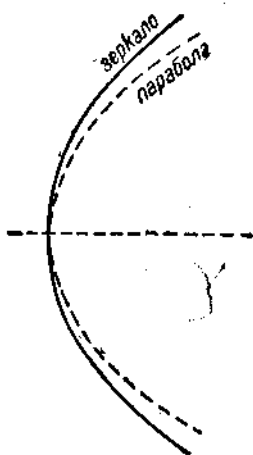


Рис. 391.

происходит без образования направленного пучка. В соответствии с условиями распространения коротких волн поэтому на далеких от передатчика расстояниях мы получаем расширение пучка.

§ 219. Плоские системы. Принципиальная схема простейшей плоской вертикальной лучевой системы является система, разработанная впервые Франклином (Franklin). Схематическое изображение этой системы дано на рис. 392. Она представляет собою ряд вибраторов A , имеющих длину

$$l = \frac{\lambda}{2},$$

где λ — рабочая длина волны. Эти вибраторы расположены в вертикальной плоскости на равных расстояниях d друг от друга, причем

$$d = \frac{\lambda}{2}.$$

При помощи разветвленной системы фидеров вибраторы питаются от генератора Γ токов высокой частоты. Само питание осуществляется таким образом, что колебания во всех отдельных вибраторах происходят в одной и той же фазе (синфазная система).

Пусть число вибраторов в рассматриваемой системе будет равно n . Пусть при этом сила тока в каждом вибраторе будет составлять одну и ту же

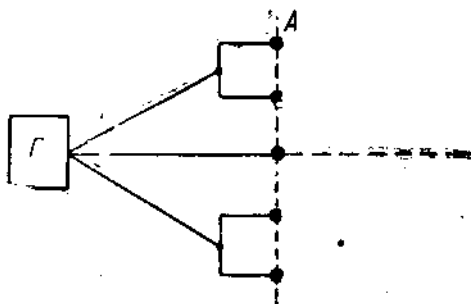


Рис. 392

величину. Рассмотрим полярную диаграмму излучения такой системы. Пусть приемник расположен в точке Π (рис. 393), т. е. на линии, образующей с перпендикуляром к плоскости

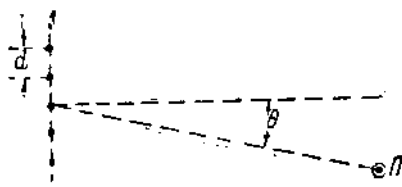


Рис. 393.

антенн угол θ . Так как расстояние до приемной точки Π велико по сравнению с полной шириной $n \cdot d$

излучающей системы, то можно предполагать, что лучи от отдельных вибраторов приходят в эту точку параллельным пучком.

Очевидно, что электрическая, например, составляющая силы поля в точке приема будет равна в рассматриваемых условиях геометрической сумме n векторов электрических составляющих полей, создаваемых каждым из вибраторов. При этом каждый вектор будет отличаться по фазе от соседнего на угол α (рис. 394), равный

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \sin \theta.$$

Полученные уравнения и будут определять собою соответственные диаграммы направленного излучения плоской вертикальной синфазной системы.

Заметим, что всякий раз, когда при сложении векторов мы получаем

$$n\alpha = m \cdot 2\pi,$$

где m — целое число, суммарное значение поля E будет равно нулю; иначе говоря, сила приема в направлении, для которого

$$\theta = \arcsin \left(\frac{m}{n\gamma} \cdot 2\pi \right),$$

будет равно нулю. Такое направление носит название линии гашения.

Типичная полярная диаграмма для рассматриваемого случая изображена на рис. 395. Она характеризуется наличием глав-

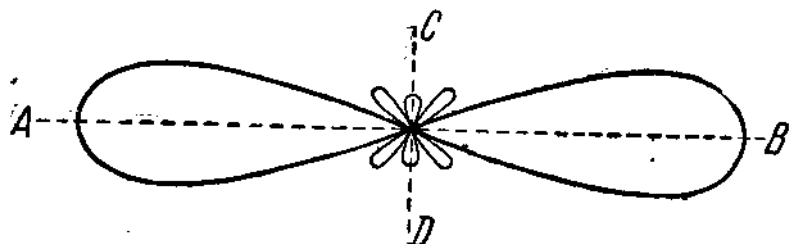


Рис. 395.

ного луча и целого ряда лучей боковых, слабо развитых. Главный луч направлен к плоскости антенн перпендикулярно; величина его сжатия в горизонтальной плоскости будет тем больше, чем больше число вибраторов n , т. е. чем больше база системы (расстояние между крайними вибраторами). При этом сама полярная диаграмма излучения будет симметричной относительно линии расположения антенн.

Для получения излучения только в одном направлении применяется зеркало, также состоящее из ряда антенн, число которых равно числу вибраторов. Расстояние между этой линией рефлекторов и линией антенн выбирается немного меньшим четверти рабочей длины волны, порядка $0,23\lambda$. Полярная диаграмма излучения при этом получает вид, изображенный на рис. 396.

Сходные с рассмотренными получают полярные диаграммы излучения и при переменноразной плоской вертикальной

системе (рис. 397). Основное отличие этой диаграммы будет заключаться в том, что направление главного пучка излучения будет совпадать с направлением плоскости излучающих вибраторов ($\theta = 90^\circ$). Кроме того, сжатие главного пучка в горизонтальной плоскости при прочих равных условиях в этом случае будет меньше.

Рассмотренные системы определяют возможность сжатия главного луча в горизонтальной плоскости. Для получения

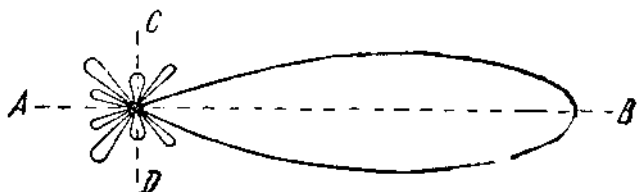


Рис. 396.

сжатия луча в плоскости вертикальной, т. е. для сосредоточения излучения в направлении близком к горизонтальному, применяются линейные системы направленного действия (рис. 398). Такие системы представляют собой ряд вертикальных вибраторов, расположенных друг над другом по вертикальному направлению. По способу питания такие системы также могут быть синфазными или переменнотазными.

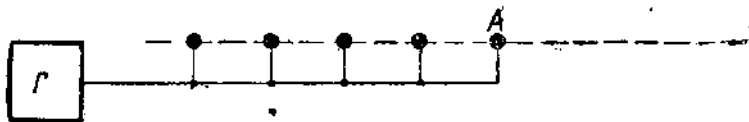


Рис. 397.

Переменнотазная система представляет собою, в сущности длинный провод, работающий на какой-либо гармонике (рис. 398-а). Для получения синфазной системы осуществляют поглощение полуволи одного знака при помощи включаемых в провод катушек самоиндукции L (рис. 398-б).

При одновременном использовании принципа построения многоэтажных линейных антенн, располагаемых по принципу плоской вертикальной системы, и применяя отражающее зеркало, имеющее аналогичное устройство, можно получить пространственную направленную систему, характеризующуюся сжатием главного луча как в вертикальной, так и в горизон-

тальной плоскостях. Подобного рода синфазная система была применена обществом Маркони при сооружении сети радиостанции в Англии для связи на дальние расстояния. Всего в такой системе применено свыше 200 вибраторов.

Рассмотренный выше принцип образования лучевых систем может получить свое практическое осуществление в самых разнообразных формах. Для общего знакомства с этими формами приводим несколько примеров из числа таких форм, получивших большее или меньшее распространение.

Прежде всего приведем простейшую схему плоской вертикальной синфазной антенны (рис. 399). Здесь возбуждение вибраторов осуществляется присоединением их к проводам системы Лехера поочередно в последовательных пучностях напряжений. Питание Лехера стоячей волной осуществляется при помощи лампового генератора, включенного либо в конце линии, либо в ее средней части. Свободные концы линии шунтируются мостами в пучностях тока.

Простое оформление плоской вертикальной системы предложил Мени, согнув длинный провод в виде зубчатой линии (меандр) (рис. 400). Излучающими вибраторами здесь являются вертикальные части *ab*. Питание осуществляется при помощи генератора *Г*, присоединяемого к средней части системы. Для получения правильной работы система

настраивается на рабочую длину волны таким образом, чтобы длина *cd* между средними точками двух смежных горизонталь-

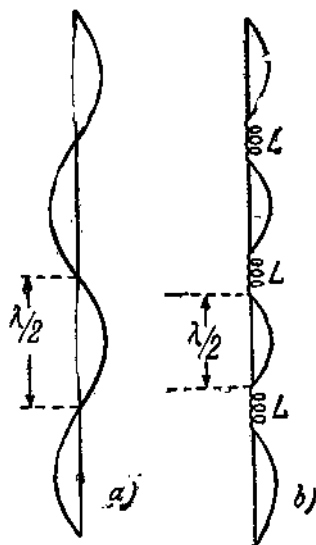


Рис. 398.

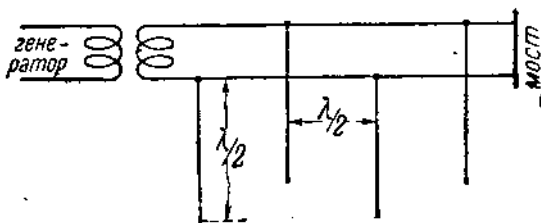


Рис. 399.

ных элементов была равна половине длины волны. При таком условии токи в горизонтальных элементах системы будут друг друга уравнивать, и эта часть не будет излучать энергии. В вертикальных же элементах токи будут, во-первых, находиться в фазе и, во-вторых, приближаться по своей форме к квазистационарному распределению.

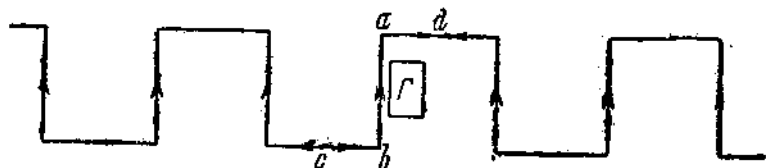


Рис. 400.

Сходной по идее с только что рассмотренной является так же работающая, как плоская синфазная система, антенна, предложенная Ширрексом (Chireix) (рис. 401). Она состоит из провода, согнутого зигзагообразно и питаемого, как это указано на рис. 401, стрелками. Такое питание определяет в системе

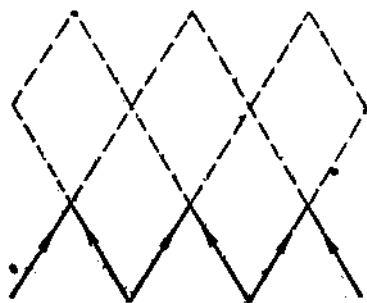


Рис. 401.

наличие вертикальных составляющих, которые дают направленное излучение подобно плоской синфазной вертикальной системе. По этому принципу строятся многотажные антенны, как это указано пунктирными линиями на рис. 401. Для срезывания заднего излучения может быть применено отражающее зеркало такой же конструкции.

Наконец, в качестве примера линейной горизонтальной синфазной системы приводим систему, предложенную Татариновым. В этой системе вместо поглощающих катушек самоиндукции (см. рис. 398-b) включаются отрезки, работающие как системы Лехера (рис. 402). Такое устройство чрезвычайно упрощает настройку системы на различные значения рабочей длины волны: эта настройка осуществляется простым передвижением мостиков.

Интересное решение вопроса о получении остро направленного излучения было недавно дано в Америке (антенна Кар-

тера). Это — лучевая антенна, состоящая из двух вибраторов ab , расположенных в горизонтальной плоскости в виде V , и питаемая при помощи фидера с бегущей волной (рис. 403). Ка-



Рис. 402.

ждый из вибраторов системы ab представляет собой провод, возбужденный гармоникой, обычно очень высокой. Оба вибратора возбуждаются в противоположных фазах. Каждый из вибраторов дает конический пучок главного излучения, расположенный тем ближе к оси вибратора, чем выше гармоника, на которой этот вибратор работает. В плоскости, перпендикулярной биссектрисе угла, образованного вибраторами, этот главный луч имеет кольцевое сечение (рис. 404). При надлежащем выборе угла α между вибраторами, можно получить полярную диаграмму излучения в этой плоскости в виде двух пересекающихся колец, дающих суммарный луч в пересечении (заштрихованная площадь). При возбуждении вибраторов в переменной фазе электрические и магнитные составляющие полей излучения сложатся в фазе, и таким образом создается интенсивное излучение в виде очень узкого пучка.

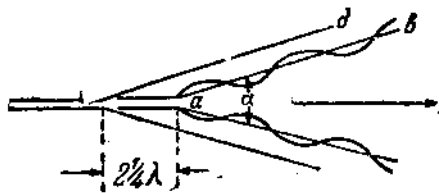


Рис. 403.

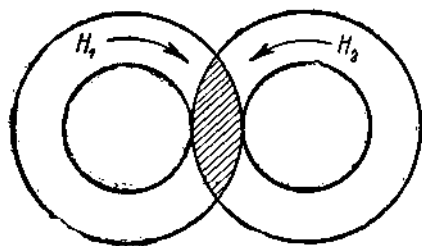


Рис. 404.

Для уничтожения заднего излучения может быть применено зеркало, также состоящее из двух V -образно расположенных

При работе на 16-й гармонике угол α составляет 35° .

Для уничтожения заднего излучения может быть применено зеркало, также состоящее из двух V -образно расположенных

вибраторов *са* и питаемое при помощи фидера с опережением на 90° . При таком устройстве система излучает только в одном направлении, как это указано на рис. 403 стрелкой.

Заметим в заключение, что все указанные выше сложные антенны направленного действия сохраняют свои направленные характеристики неизменными, независимо от того, работает ли система как отправительная или как приемная.

§ 220. Радиомаяки. Выше, в § 216, мы познакомились с одним из важных применений направленных радиосистем, а именно с применением их в роли пеленгаторов при определении местонахождения морских судов или самолетов. Аналогичного рода применение находят себе направленные радиосистемы в той же навигационной службе, морской или воздушной, для курсовых определений, иначе говоря, в роли радиомаяков.

Такое применение в настоящее время получило широкое распространение главным образом в США и в Англии, где эти устройства применяются как при морском кораблевождении, так и в особенности на воздушных путях сообщений.

Помимо принципиальной простоты своего действия радиомаяки здесь характеризуются по сравнению с обычными световыми маяками целым рядом преимуществ. Прежде всего такие радиомаяки характеризуются несравнимо большими радиусами действия. Затем они в равной мере как днем, так и ночью, могут нести обслуживание судов, регулярность которого не нарушается никакими посторонними влияниями в роде, например, тумана.

Современные радиомаячные устройства по принципу своего действия в качестве указателей курса для морских или воздушных судов могут быть разделены на две категории:

- 1) вращающиеся радиомаяки,
- 2) маяки с равносигнальной зоной действия.

Первым вращающимся радиомаяком, примененным для обслуживания морских судов, был маяк, построенный на острове Inchkeith фирмой Маркони. Этот маяк представлял собою вертикальный вибратор, питаемый от генератора затухающих колебаний на длине волны около 6 м при мощности около 500 W (схема передатчика была приведена на рис. 321); для получения направленного излучения был применен параболический рефлектор типа, изображенного на рис. 388. Как вибратор, так и зеркало располагались на площадке, которая при помощи специального механизма приво-

дилась со всем устройством в равномерное вращательное движение со скоростью около 0,5 оборота в минуту. При помощи автоматического приспособления зеркало передает соответственно направлениям главного пучка излучения различные сигналы (буквы) по азбуке Морзе. Таких сигналов за один полный оборот посылается 16, т. е. один сигнал на каждые два румба компаса. Приемная радиостанция, расположенная на судне при приеме радиомаяка, слышит определенный сигнал (букву), что и позволяет этому судну определить свое курсовое местоположение. Для повышения точности наблюдений, которая в конечном счете достигает порядка $2,8^\circ$, между каждой парой основных сигналов посылаются три дополнительных сигнала. Дальность действия такого маяка составляет около 20 км.

Позднее той же фирмой Маркони аналогичные радиомаяки строились по принципу плоских вертикальных синфазных зеркал (система Франклина). Излучающая система состояла из 8 вибраторов, длиною $\frac{\lambda}{2}$, где λ — рабочая длина волны — равнялась 6,09 м. Подобная же система применялась в качестве отражающего зеркала.

Наряду с применением сложных лучевых систем в качестве радиомаяков широкое применение нашли и обыкновенные рамки и замкнутые антенны. Простейший рамочный вращающийся радиомаяк представляет собою рамку достаточно больших размеров и питаемую на длинной волне, порядка 1000 м. При помощи специального устройства рамке сообщается равномерное вращательное движение со скоростью около одного оборота в минуту. Определение курса при таком маяке производится при помощи хронометра, по которому отмечается сначала момент времени, когда вращающаяся рамка располагается своей плоскостью перпендикулярно, например, к меридианальному направлению, и затем второй момент времени, когда рамка дает минимальную силу приема, т. е. когда плоскость рамки будет перпендикулярна к направлению на приемную станцию; это последнее направление и определяет собою направление расположения приемной станции. Для отсчета используется разность наблюденного времени. Метод характеризуется значительной простотой всего устройства, надежностью действия и большой, сравнительно, точностью, порядка $2-4^\circ$.

Радиомаяки с равносигнальной зоной действия имеют своим назначением указывать курсовое направ-

вление как морским судам, так и летным аппаратам. Простейшее устройство такого маяка заключается в двух направленных антеннах (Г-образные антенны, рамки, замкнутые антенны), расположенные друг по отношению другу под некоторым углом. Обе антенны возбуждаются поочередно от общего генератора

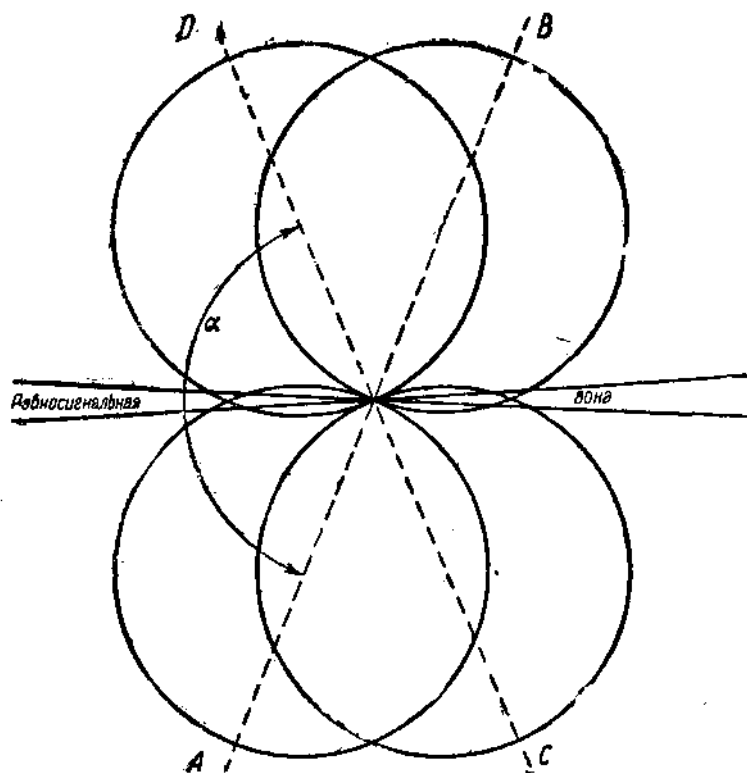


Рис. 405.

токов высокой частоты, причем каждая антенна излучает свой сигнал по азбуке Морзе (обыкновенно это бывает буква *а* для одной антенны и буква *п* для другой). В районе биссектрисы угла α (рис. 405) при действии радиомаяка мы получаем узкую зону, которая характеризуется одинаковой силы приема от обеих антенн, что и может быть использовано для судовождения, для корректирования полета летного аппарата. Для повы-

шения точности ширину равносигнальной зоны берут очень малой, от 1 до 4° , для чего излучающие рамки располагаются друг относительно друга под углом в 135° . Радиус действия таких маяков очень велик, порядка 200 км.

§ 221. Контрольные вопросы и примеры.

1) Построить полярную диаграмму распределения энергии поля для случая синфазного плоского зеркала, состоящего из 5 вертикальных антенн, работающих на длине волны 10 м и расположенных по одной прямой на расстоянии 5 м друг от друга. Амплитуду силы поля E каждой антенны принимаем равной 1 .

Решение. На основании уравнений § 219 определяем направления линий гашения; для одного квадрата их оказывается две, а именно:

$$\pi \gamma \sin \theta = 5 \cdot \frac{2\pi \cdot 5}{10} \sin \theta = 5\pi \sin \theta,$$

откуда

- 1) $5\pi \sin \theta = \pm 2\pi$, т. е. $\theta_1 = 23^\circ 35'$;
- 2) $5\pi \sin \theta = \pm 4\pi$, „ $\theta_2 = 53^\circ 08'$.

Затем вычисляем значения энергии поля для различных углов θ .

θ°	0	2	6	10	15	20	25	35	40	45	50	55	65	75	85	90
E^2	25	24,3	21	13,1	5,1	0,7	0,07	1,5	1	0,4	0,06	0,02	0,6	0,9	1	1

По этим данным строим искомую полярную диаграмму (построение можно ограничить одним квадрантом).

- 2) В чем заключается устройство радиогониометра?
- 3) Какие обстоятельства ведут к ошибкам при работе с радиопеленгаторными устройствами?
- 4) Назвать способы сжатия излучения в горизонтальной и в вертикальной плоскостях.

§ 222. Литература.

- 1) G. Marconi. „Radio telegraphy“. PIRE, 1922, август, стр. 215—238, JAIIE, 1922, август, стр. 561—570.
- 2) C. S. Franklin. „Short-wave directional wireless telegraphy“. JIEE, 1922, август, стр. 930—938.
- 3) J. Bethenod. „Théorie de la réception sur antenne horizontale de grande longueur“. Radioelectricité, 1923, январь, стр. 30—32; май 15, стр. 171.
- 4) H. H. Beverage, C. W. Rice, E. W. Kellogg. „The wave antenna“. JAIIE, 1923, март, стр. 258—269; апрель, стр. 372—381; май, стр. 510—519; июнь, стр. 636—644; июль, стр. 728—738; The EL, 1923, сентябрь 14, стр. 269—271.
- 5) H. Busch. „Theorie der Beverage-Antenne“. Jdd T. u T., 1923, май, стр. 290—312; июнь, стр. 374—390.

- 6) С. К. Chandler. „Directional wireless telegraphy in aircraft“. JIEE, 1923, июль, стр. 803—811.
- 7) R. L. Smith-Rose. „Directive radio telegraphy and telephony“. EWWE, 1923, декабрь, стр. 119—125; 1924, январь, стр. 192—198; февраль, стр. 251—257; март, стр. 307—314.
- 8) H. Chireix. „Emissions sur ondes courtes par antennes dirigées“. Radioelectricité, 1924, июль 25, стр. 65—73.
- 9) П. В. Шмаков. „Железная антенна бегущей волны“, Т. и Т. б. п., 1924, октябрь, стр. 348—356.
- 10) М. А. Бонч-Бруевич. „Короткие волны и направленные антенны“. Т. и Т. б. п., 1925, апрель, стр. 116—128; Э., 1925, № 4, стр. 228—234.
- 11) R. L. Smith-Rose, R. H. Barfield. „Directional properties of receiving aeriols“. EWWE, 1925, июнь, стр. 575—580.
- 12) L. Bouthillon. „Optique et radioélectricité“. L'On. El., 1925, июль, стр. 287—296; 1926, ноябрь, стр. 577—592; 1927, март, стр. 97—109.
- 13) H. T. Friis. „A new directional receiving system“. PIRE, 1925, декабрь, стр. 685—707.
- 14) E. Green. „The polar curves of reception for spaced aerial systems“. EWWE, 1925, октябрь, стр. 828—837.
- 15) Н. А. Петров. „Характеристики комбинированной приемной сети“. Т. и Т. б. п., 1926, апрель, стр. 34—40.
- 16) А. Езяи. „Richtcharakteristiken von Antennenkombinationen“. Jdd T. u T., 1926, май, стр. 142—150; июль, стр. 1—12; ноябрь, стр. 147—156.
- 17) М. А. Бонч-Бруевич. „Излучение сложных прямоугольных антенн с идентичными вибраторами“. Т. и Т. б. п., 1926, июль, стр. 175—199.
- 18) В. Татаринов. „Заметка об устройстве параболических зеркал для радиоволн“. Т. и Т. б. п., 1926, сентябрь, стр. 298—300.
- 19) E. Bellini. „La possibilité de la T.S.F. dirigée à grande concentration“. L'On. El., 1926, сентябрь, стр. 475—483.
- 20) М. А. Бонч-Бруевич. „Расчет прямоугольных направленных антенн с идентичными вибраторами“. Т. и Т. б. п., 1926, декабрь, стр. 555—567.
- 21) В. Татаринов. „Исследование направленного действия сложной синфазной антенны“. Т. и Т. б. п., 1927, февраль, стр. 99—102.
- 22) R. Mesny. „Emissions dirigées par rideaux d'antennes, antennes en grecque“. L'On. El., 1927, май, стр. 181—199.
- 23) J. A. Fleming. „Approximate theory of the flat projector aerial used in the Marconi beam system of wireless telegraphy“. EWWE, 1927, июль, стр. 387—392.
- 24) F. A. Fisher. „Über das Peilen von Drehfeldern mit Rahmen und Hilfsantenne“. Jdd T. u T., 1927, июль, стр. 23—25.
- 25) J. H. Dellinger. „Possibilities of radio-directional transmission“. J. Fr. I., 1927, август, стр. 239—243.
- 26) E. Green. „Calculation of the polar curves of extended aerial systems“. EWWE, 1927, октябрь, стр. 587—594.
- 27) G. Marconi. „Radio communication“. PIRE, 1928, январь, стр. 40—69.
- 28) С. Я. Турлыгин. „О некоторых соотношениях в сложных плоских передающих сетях“. ВТЭД, 1928, февраль, стр. 69—77.
- 29) J. K. Clapp, H. A. Chinn. „Directional properties of transmitting and receiving antennae“. QST, 1928, март, стр. 1—30.
- 30) S. Uda. „On the wireless beam of short electric waves“. JIEEJ, 1928, апрель, стр. 395—405.

- 31) Chireix. „Un système français d'émission à ondes courtes projetées". L'On. El., 1928, май, стр. 169—195.
- 32) С. Я. Турлыгин, М. И. Пономарев. „Сложные передающие антенны". Т. и Т. б. п., 1928, июнь, стр. 281—304.
- 33) А. Пистолькорс. „Расчет сопротивления излучения для направленных коротковолновых антенн". Т. и Т. б. п., 1928, июнь, стр. 333—347.
- 34) H. Yagi. „Beam transmission of ultra short waves". PIRE, 1928, июнь, стр. 715—741.
- 35) E. Green. „Short-wave aerial systems". EWE, 1928, июнь, стр. 304—311.
- 36) R. M. Wilmotte, J. S. Mc Petrie. „A theoretical investigation of the phase relations in beam systems". JIEE, 1928, сентябрь, стр. 949—954.
- 37) R. M. Wilmotte. „General considerations of the directivity of beam systems". JIEE, 1928, сентябрь, стр. 955—961.
- 38) С. Я. Турлыгин. „Направленное действие различных сложных антенн, как функция их размеров и рабочей длины волны". ВТЭЭ, 1928, сентябрь, стр. 343—351.
- 39) А. А. Пистолькорс. „К расчету излучения направленных антенн". Т. и Т. б. п., 1928, октябрь, стр. 540—545.
- 40) А. А. Пистолькорс. „Об излучении вибратора при наличии отражающего провода". Т. и Т. б. п., 1928, октябрь, стр. 546—551.
- 41) A. Gothe. „Über Drahtreflektoren". ENT, 1928, ноябрь, стр. 427—430.
- 42) G. Gresky. „Die Wirkungsweise von Reflektoren bei kurzen elektrischen Wellen". Jdd T. u T., 1928, ноябрь, стр. 149—162.
- 43) Г. А. Остроумов. „Один вид направленных ненастроенных коротковолновых приемных антенн". Т. и Т. б. п., 1929, апрель, стр. 111—124.
- 44) H. Chireix. „French system of directional aeriels for transmission on short waves". EWE, 1929, май, стр. 235—244.
- 45) А. А. Пистолькорс. „О направленном действии антенны". Т. и Т. б. п., 1929, июнь, стр. 240—249.
- 46) W. Moser. „Versuche über Richtantennen bei kurzen Wellen". Jdd, T. u T., 1929, июль, стр. 19—26.
- 47) L. S. Palmer, L. Ley, K. Honeyball. „The action of a reflecting antenna". JIEE, 1929, август, стр. 1045—1051.
- 48) W. Hahnemann. „Die Bedeutung der ultrakurzen Wellen für die elektrische Nachrichtentechnik, insbesondere die der Wellenlängen von 1-m abwärts". ETZ, 1929, сентябрь 26, стр. 1392—1393; ENT, 1929, сентябрь, стр. 365—370.
- 49) G. Gresky. „Richtcharakteristiken von Antennenkombinationen, deren einzelne Elemente in Oberschwingungen erregt werden". Jdd T. u T., 1929, октябрь, стр. 132—140; ноябрь, стр. 178—182.
- 50) J. Erskine-Murray, J. Robinson. „Directional transmission of electromagnetic waves for navigational purposes". The El., 1922, март 17, стр. 315—316.
- 51) R. L. Smith-Rose. „A theoretical discussion of various possible aerial arrangements for rotating-beacon transmitters". JIEE, 1928, март, стр. 270—279.
- 52) H. J. Round. „Direction and position finding". JIEE, 1920, март, стр. 224—257.
- 53) А. А. Петровский. „Определение местоположения при помощи радио". Т. и Т. б. п., 1922, июнь, стр. 387—397.
- 54) R. L. Smith-Rose, R. H. Barfield. „The effect of local conditions on radio directionfinding installations". JIEE, 1923, январь, стр. 179—196.

- 55) C. E. Horton. „Wireless direction-finding in steel ships“. JIEE, 1923, сентябрь, стр. 1049—1060.
- 56) H. de A. Donisthorpe. „The Marconi marine radio direction finder“. PIRE, 1925, февраль, стр. 29—47.
- 57) A. Wedemeyer. „Ortsbestimmung durch Funkpeilungen“. Jdd T. u T., 1925, июнь, стр. 150—154.
- 58) R. O. Watson Watt, J. F. Herd. „An instantaneous direct-reading radiogoniometer“. JIEE, 1926, май, стр. 611—622.
- 59) A. Herzog. „Zur Theorie und Wirkungsweise des Goniometers“. Jdd T. u T., 1926, июнь, стр. 172—175.
- 60) А. И. Берг. „Девияция судового радиопеленгатора“. Мор. Сб., 1927, август-сентябрь, стр. 173—206.
- 61) A. Esau. „Die Vergrößerung des Empfangsbereiches bei Doppelrahmen und Doppelcardioiden anordnungen durch Goniometer“. Jdd T. u T., 1927, ноябрь, стр. 141—151.
- 62) F. Michelssen. „Untersuchungen über die Peilbarkeit kurzer Wellen bei Tag und Nacht“. Jdd T. u T., 1927, декабрь, стр. 183—187.
- 63) T. H. Gill, N. F. S. Hecht. „Rotating-loop radio transmitters and their applications to direction-finding and navigation“. JIEE, 1928, март, стр. 241—255.
- 64) P. Franck. „Le radiocompas et la navigation aérienne“. L'On. El., 1928, март, стр. 109—118.
- 65) В. С. Ваймбойм. „Радиомаяки“. Война и Техн., 1929, № 1, стр. 111—117.
- 66) R. L. Smith-Rose. „Radio direction-finding by transmission and reception“. PIRE, 1929, март, стр. 425—478.
- 67) Я. Файвуш. „Современные образцы пеленгаторных радиостанций“. Война и Техн., 1929, № 5, стр. 89—95.
- 68) R. H. Barfield. „Recent developments in direction-finding apparatus“. JIEE, 1930, август, стр. 1052—1075.
- 69) T. Walmsley. „Beam arrays and transmission lines“. JIEE, 1931, февраль, стр. 299—323.
- 70) R. L. Smith-Rose. „Some observations on the orfordness rotating beacon“. JIEE, 1931, апрель, стр. 523—532.
- 71) C. E. Horton. „The practical correction of a wireless direction-finder for deviations due to the metal work of a ship“. JIEE, 1931, май, стр. 623—636.
- 72) В. К. Артамонов. „Об изменении диаграммы радиопеленгаторов“. В. Э., 1931, октябрь, стр. 354—356.
- 73) J. Labus. „Die Strahlungsenergie der Dipolantenne mit Reflektor“. ENT, 1932, август, стр. 319—322.
- 74) F. S. Carter, C. W. Hansell and N. E. Lindenblad. „Developments of directive transmitting antennas by R. C. A. Communications“. I. P. I. R. E., 1931, № 10, стр. 1773.

**Список книг по электротехнике,
имеющихся на Ленинградском базисном складе
Учебно-технического издательства КУБУЧ.**

1. Отто Вернер, д-р — Чувствительные гальванометры постоянного и переменного тока. Перевод с немецкого М. А. Андреевского и инж. К. П. Широкова, под редакцией М. М. Михайлова. 1933 г., 224 стр., 93 рис., цена 4 руб. 50 коп.

2. Гемант, А. — Электрофизика изолирующих материалов. Перевод с немецкого инж.-электр. И. Б. Мандельштама. 1932 г., 212 стр., 76 рис., цена 4 руб. 50 коп. в папке.

3. Герцог-Фельдман. — Расчет электрических сетей в теории и на практике. Четвертое издание, совершенно переработанное Кларенсом Фельдманом, проф. Высшего технического училища в Дельфте (Голландия), перевод инж.-электр. И. Б. Мандельштама. 1934 г., 628 стр., 485 рис., цена 9 руб. 20 коп. в переплете.

4. С. М. Гохберг. — Влияние несимметрии нагрузки на вторичном напряжении трехфазных трансформаторов. 1933 г., 108 стр., 42 рис., цена 1 руб. 50 коп.

5. Дешман, С. — Термоионная эмиссия. Перевод с английского инж.-электр. С. А. Оболенского. 1932 г., 128 стр., 27 черт., цена 2 руб.

6. Залесский, А. М. — Масляные выключатели. 424 стр., 393 черт., цена 8 руб. в переплете.

7. Иванов, А. И. — Синхронные машины. Изд. 1-е. Л. 1934 г., 339 стр., цена 6 руб. в переплете.

Труд охватывает все основные вопросы теории работы синхронных машин. Явления, происходящие в синхронных машинах. Диаграммы напряжения, параллельная работа, короткое замыкание, параметры.

8. Карпович, Е. А. — Английский язык для электротехников. Сборник статей с переводом и указанием произношения, часть II, для квалифицирующихся переводчиков. 1932 г., 88 стр., 20 рис., цена 1 руб. 50 коп.

9. Костенко, М. П., проф. — Коллекторные машины переменного тока, ч. I. 1933 г., 473 стр., цена 7 р. 30 к.

В первой части, в полном соответствии с лекциями, читаемыми автором в ЛИИ, изложена физическая сторона явлений с минимальным математическим аппаратом. Изучены многофазные машины; однофазные трактованы кратко.

10. Попов, В. К., проф. — Применение электродвигателей в промышленности. Ч. II, вып. I. Свойства электродвигателей. Изд. 1-е. Л. 398 стр., 435 черт., цена 7 руб. в переплете.

1-й вып. содержит свойства электрического привода. Регулирование скорости различн. двигателей. Электр. торможение. Специальные случаи совместной работы нескольких двигателей.

Учебник для втузов.

11. Пунга, Ф. — Проектирование электромашин. Пер. с нем. под ред. инж. И. Б. Мандельштама, Изд. 1-е. 326 стр. 333 черт., ц. 4 р. 75 к. в пер.

Курс, читанный в Дармштадтском высшем техническом училище. Трехфазные синхронные машины и двигатели. Машины постоянного тока. Нагревание электр. машин. Даны примерные расчеты 3 альтернаторов, 2 синхронных двигателей и генераторов постоянного тока.

Обработка утверждена автором. Учебник для втузов.

12. Рукавишников, Н. Н. — Сборник задач по электр. машинам постоянного тока. Изд. 1933 г., 455 стр., цена 8 р. 50 к. + 1 р. 50 к.

Подобраны разнообразные задачи разл. степени трудности и сложности в порядке постепенности.

Все задачи имеют подробные решения, часто несколькими методами. Задачи типичны и разъясняют те или иные свойства электр. машин и трансформаторов.

13. Сидоров, Н. Н. — Испытание тяговых электродвигателей. Ч. I. Изд. 1-е. Л. 1934 г., 151 стр., цена 2 р. 25 к.

14. Теренин, А. Н. проф. — Введение в спектроскопию. Изд. 1933 г. 308 стр., цена 5 р.

Структуру спектра и строение атома. Действие внешнего поля на спектр. Возбуждение спектра. Спектр молекул.

15. Фредерикс, В. К., проф. — Электродинамика и введение в теорию света. Изд. 1933 г. 30 г. п. л., цена 4 р. 50 к.

Введение в теорию электричества, магнетизма и теорию света, дающее обоснование уравнений Максвелла; приложение этих уравнений к разрешению простейших проблем по квазистационарным токам, электрическим волнам теории света. Для старших курсов втузов.

16. Черногоубовский, З. П. — Выбор способа заземления нейтралей электр. систем. Изд. 1-е, Л., 1934 г., 201 стр., цена 1 р. 50 к.

Анализ основных явлений и условий работы электр. систем при разных способах заземления. Пределы применения различных способов заземления. Выводы иллюстрированы на примере Днепровской системы.

17. Шклярский, Ф. Н., проф. — Электрификация рудничного подъема. Третье переработанное и дополненное издание. 1932 г., 344 стр., 195 фиг., цена 6 руб. в переплете.

Заказы выполняются по получении задатка в размере 30% стоимости заказанных книг.

Заказы и задатки направлять по адресу:

Ленинград. Внутри Гостинного двора, помещение № 52—54. Учебно-техническому Издательству КУБУЧ — Книга-почтой.

Расчетный счет Издательства № 603 в Ленинградском Областном Коммунальном Банке.

Отв. редактор Н. Н. Циклинский. Тех. редактор М. Ф. Клименко.
Корректор А. М. Удалова

Подписано к печати с матриц 3.IX-35 г.

84 п. л.

Бумага 82X110^{1/2} см. Ленгортит № 24593 Кубуч № 50 Заказ № 5275 Тираж 10200 экз