

А. А. ПИСТОЛЬКОРС

**АНТЕННЫ**

СВЯЗЬИЗДАТ • 1941



А. А. ПИСТОЛЬКОРС

# АНТЕННЫ

ДОПУЩЕНО ВСЕСОЮЗНЫМ КОМИТЕТОМ  
ПО ДЕЛАМ ВЫСШЕЙ ШКОЛЫ ПРИ СМК СССР  
В КАЧЕСТВЕ УЧЕБНИКА ДЛЯ ВТУЗОВ СВЯЗИ

000000  
000000  
000000



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ЛИТЕРАТУРЫ ПО ВОПРОСАМ СВЯЗИ И РАДИО  
МОСКВА 1947



## ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга представляет собой учебник по курсу антенн, написанный для институтов связи. Этим её основным назначением определяется как объём книги, так и выбор материала и способ его изложения. Значительное внимание уделено общим вопросам теории антенн. При написании этой части книги автор ставил перед собой задачу добиться от читателя и учащегося, в первую очередь, отчётливого представления физической картины работы антенны и понимания разницы между строгой постановкой вопроса и приближённым решением его, достаточным для целей инженерной практики на данном этапе развития техники. При этом автор старался сократить чисто математическую часть до минимума, опуская, где можно, промежуточные выкладки.

После изложения общих основ теории антенн проводится более детальное изучение различных типов антенных устройств, сгруппированных по диапазонам волн. Небольшой объём книги заставляет ограничиться описанием антенных устройств, относящихся к стационарным радиоустановкам, применяемым в системе Министерства связи. Такие устройства, как самолётные, судовые, радиолокационные антенны или антенны для связи по линиям высокого напряжения, в книге не рассматриваются. Не входят в книгу также вопросы расчёта и эксплуатации антенных опор <sup>1)</sup>).

Книга не имеет деления на части, посвящённые передающим и приёмным антеннам. Изучение обоих видов антенн проводится совместно, при чём в начале каждой главы, посвящённой антеннам определённого диапазона, даётся общая характеристика канала связи с точки зрения задач, возникающих перед передающей и приёмной антеннами. Такой порядок изложения имеет ряд преимуществ с методической стороны, сокращает изложение и способствует лучшему усвоению читателем принципа общности основных законов, лежащих в основе антенн того и другого типа.\*

Материал книги излагается с учётом предварительно изучаемых студентами дисциплин: теории электромагнитного поля, теоретической радиотехники, курса распространения радиоволн. Это обстоятельство позволяет сократить изложение вводного материала по ряду разделов, ограничиваясь повторением в сжатом виде основных сведений, полученных при изучении указанных дисциплин.

---

<sup>1)</sup> Этому самостоятельному разделу курса посвящён учебник «Антенные сооружения», написанный Г. А. Савицким (Связьиздат, 1947).

Особенностью книги является переход на рационализированную практическую систему единиц mks (метр-килограмм-секунда). Эта система единиц рекомендована к применению Академией наук СССР; за последние годы она также получила широкое распространение в американской радиотехнической литературе.

Автор старался дать читателю представление о современном уровне теории и техники антенных устройств и отразить тенденции дальнейшего развития последних.

Написанная в очень короткий срок книга несомненно не лишена недочётов. За их указание автор будет благодарен.

Автор считает приятным долгом выразить свою признательность рецензентам д-ру В. Н. Кессениху и д-ру Г. З. Айзенбергу за ряд ценных указаний, которые были им использованы при окончательной отработке рукописи. Особо автор хочет выразить признательность Министерству связи в лице заместителя Министра С. И. Алюшина за создание условий, обеспечивших возможность написания книги в короткий срок.

*А. Пистолькорс.*

Ленинградский институт  
инженеров связи

---

# ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие . . . . .	3
Список обозначений и сокращений . . . . .	7
<b>Глава I. Общие сведения об антенных устройствах</b>	
1. Назначение и роль антенны при передаче и приёме . . . . .	9
2. Основные элементы антенных устройств . . . . .	12
3. Основные технические показатели передающих и приёмных антенн . . . . .	19
<b>Глава II. Теория устройств, канализирующих энергию высокой частоты</b>	
1. Общие сведения о канализирующих устройствах . . . . .	26
2. Линии без потерь. Реактивная нагрузка . . . . .	29
3. Активная нагрузка линии без потерь . . . . .	42
4. Линии с потерями энергии . . . . .	51
5. Линии, электрически связанные с землёй или другими линиями . . . . .	59
6. Распространение плоской волны вдоль проводников . . . . .	68
7. Распространение электромагнитных волн в трубах . . . . .	78
8. О побочных применениях канализирующих устройств . . . . .	85
<b>Глава III. Теория излучения радиоволн</b>	
1. Постановка задачи об излучающем проводе . . . . .	92
2. Распределение тока и заряда вдоль симметричного вибратора. Реактивное сопротивление . . . . .	98
3. Электромагнитное поле вибратора на большом расстоянии . . . . .	108
4. Сопротивление излучения и активное сопротивление на клеммах вибратора . . . . .	117
5. Строгая теория симметричного вибратора . . . . .	124
6. Об явлениях перенапряжения в антеннах . . . . .	130
7. Магнитные излучатели. Рамка . . . . .	134
8. Направленное действие системы излучателей . . . . .	140
9. Комплексные сопротивления системы излучателей . . . . .	163
10. Влияние земли на свойства антенны . . . . .	177
11. Коэффициент направленного действия и коэффициент усиления . . . . .	189
<b>Глава IV. Теория приёмной антенны</b>	
1. Основные вопросы теории приёмной антенны . . . . .	196
2. Применение принципа взаимности к изучению свойств приёмной антенны . . . . .	197
3. Направленное действие и помехи . . . . .	202
4. Требования к мощности, отдаваемой приёмной антенной приёмнику . . . . .	208
5. О распределении тока в симметричном приёмном проводе . . . . .	211
<b>Глава V. Антенны длинных волн</b>	
1. Краткая характеристика канала связи на длинных волнах . . . . .	216
2. Общие сведения об антеннах длинных волн . . . . .	218

	<i>Стр.</i>
3. Основные моменты расчёта длинноволновой передающей антенны . . .	226
4. Приёмные антенны длинных волн . . . . .	248

### Глава VI. Антенны для волн радиовещательного диапазона

1. Характеристика канала радиовещания с точки зрения требований, предъявляемых к антенным устройствам . . . . .	260
2. Проволочная радиовещательная передающая антенна . . . . .	265
3. Антифединговые антенны . . . . .	275
4. Антенны-мачты с заземлённым основанием . . . . .	287
5. Антенны мощных радиовещательных станций . . . . .	290
6. Приёмные антенны . . . . .	296

### Глава VII. Антенны коротких волн

1. Особенности связи на коротких волнах и предъявляемые к антеннам требования . . . . .	306
2. Общие сведения о коротковолновых антеннах . . . . .	311
3. Настроенные передающие антенны . . . . .	314
4. Некоторые диапазонные антенны . . . . .	337
5. Ромбическая антенна . . . . .	343
6. Профессиональные приёмные антенны. Антенна бегущей волны . . . . .	356
7. Антенна с управляемой характеристикой направленности . . . . .	368
8. Радиослушательские антенны . . . . .	371
9. Антенны для низовой радиосвязи . . . . .	377
10. Фидерные системы для передающих антенн . . . . .	379
11. Фидерные системы для приёмных антенн . . . . .	389

### Глава VIII. Антенны ультракоротких волн

1. Предварительные замечания . . . . .	399
2. Телевизионные антенны . . . . .	405
3. Ненаправленные антенны для других видов связи . . . . .	413
4. Направленные антенны . . . . .	420

### Глава IX. Вопросы эксплуатации антенных устройств

1. Измерение электрических параметров антенных устройств . . . . .	432
2. Первоначальная регулировка антенн . . . . .	438
3. Текущий и периодический контроль работы антенных устройств . . . . .	440
4. Вспомогательные устройства и мероприятия . . . . .	446

### Приложения:

1. О вычислениях с гиперболическими функциями от комплексного аргумента . . . . .	456
2. Таблица значений $e^{-x}$ . . . . .	459
3. Таблицы активных взаимных сопротивлений полуволновых вибраторов . . . . .	460
Алфавитный указатель . . . . .	478



## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

### Латинский алфавит

- $A$  — векторный потенциал  
 $b$  — длина горизонтальной части Г-образной антенны; половина длины горизонтальной части Т-образной антенны  
 $b_{\alpha}$  — удлинение, эквивалентное горизонтальной части Г-образной или Т-образной антенны  
 $C$  — погонная ёмкость линии  
 $c$  — скорость света (скорость электромагнитных волн) в пустоте =  
$$= 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$$
 $D$  — коэффициент направленного действия (абсолютный кид)  
 $d$  — расстояние между вибраторами  
 $E$  — напряжённость электрического поля (вольт/метр)  
 $g$  — коэффициент усиления антенны  
 $g$  — проводимость среды (мо/метр)  
 $F(\varphi)$  — нормированная характеристика направленности (значение максимума равно единице)  
 $f(\varphi)$  — характеристика направленности (ненормированная)  
 $f_0(\varphi)$  — характеристика направленности одиночного излучателя  
 $f_n(\varphi)$  — характеристика направленности системы из  $n$  излучателей  
 $G$  — погонная утечка линии  
 $H$  — напряжённость магнитного поля (ампер/метр)  
 $h$  — высота антенны (геометрическая)  
 $h_e$  — действующая высота антенны  
 $I_A$  — ток у клемм антенны  
 $I_n$  — ток в пучности  
 $k$  — коэффициент бегущей волны  
 $L$  — коэффициент самоиндукции, погонный коэффициент самоиндукции линии  
 $l$  — длина половины симметричного вибратора  
 $l_{\alpha}$  — эквивалентная длина антенны, имеющей горизонтальную часть  
 $m$  — пространственная частота (волновое число):  $m = \frac{2\pi}{\lambda}$ , где  $\lambda$  длина волны в метрах  
 $P$  — потенциальный коэффициент  
 $P_n$  — мощность потерь  
 $P_{\Sigma}$  — мощность излучения  
 $p$  — коэффициент отражения

- $p$  — число вибраторов в этаже горизонтальной синфазной настроенной антенны  
 $Q$  — добротность колебательного контура или его элемента  
 $Q_z$  — погонный заряд  
 $q$  — число этажей горизонтальной синфазной настроенной антенны  
 $R$  — погонное сопротивление линии  
 $R_A$  — сопротивление на клеммах антенны  
 $R_\Sigma$  — сопротивление излучения  
 $R(d, h)$  — активная составляющая взаимного сопротивления двух полуволновых вибраторов  
 $r$  — активное сопротивление нагрузки линии  
 $r$  — расстояние от антенны до точки наблюдения  
 $S$  — вектор Пойнтинга  
 $v$  — скорость распространения  $\left(\frac{M}{c}\right)$   
 $U$  — напряжение, разность потенциалов (в вольтах)  
 $X(d, h)$  — реактивная составляющая взаимного сопротивления двух полуволновых вибраторов  
 $X_A$  — реактивное сопротивление антенны  
 $Z_c$  — характеристическое сопротивление

### Греческий алфавит

- $\alpha$  — угловой измеритель  
 $\beta$  — показатель затухания  
 $\gamma$  — постоянная распространения  
 $\mu$  — магнитная проницаемость (генри/метр)  
 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{2H}{M}$  — магнитная проницаемость пустоты  
 $\lambda$  — длина волны (в метрах)  
 $\rho$  — волновое сопротивление (в омах)  
 $\eta_A$  — коэффициент полезного действия антенны  
 $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость (фарада/метр)  
 $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{\phi}{M}$  — диэлектрическая проницаемость пустоты  
 $\varphi$  — скалярный потенциал  
 $\psi$  — сдвиг фаз между вибраторами

### Сокращённые обозначения журналов

- ИЭСТ — Известия Электропромышленности Слабого тока  
 Т и Тбп — Телеграфия и Телефония без проводов  
 ЖТФ — Журнал Технической Физики  
 IEE Journal — Journal of the Institution of Electrical Engineers  
 Proc. IRE — Proceedings of the Institute of Radio Engineers

## Глава I

### ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ АНТЕННЫХ УСТРОЙСТВАХ

#### 1. Назначение и роль антенны при передаче и приёме

Связь между передающей и приёмной радиостанциями осуществляется при помощи электромагнитных волн, излучаемых передатчиком и улавливаемых приёмником. На передающей радиостанции энергия берётся обычно от сети переменного тока. Чтобы превратиться в энергию излучаемых радиоволн, первичная энергия должна быть преобразована предварительно в энергию токов высокой частоты; эти токи должны быть модулированы, т. е. их амплитуда, фаза или частота должны определённым образом видоизменяться под воздействием

передаваемого сигнала. Модулированные токи высокой частоты поступают в антенну (рис. I. 1. 1.), которая и преобразует их энергию в энергию электромагнитных волн соответствующей длины, излучаемых так, чтобы обслужить определённое направление или определённую заданную площадь.

Вполне понятно, что это преобразование энергии должно быть произведено с наименьшими потерями: антенна должна быть устроена таким образом, чтобы наибольшая часть энергии токов высокой частоты была превращена в энергию электромагнитных волн. Эта последняя должна быть также использована наилучшим образом с точки зрения обслуживания заданной одной или нескольких приёмных радиостанций. Радиоволны должны излучаться не во все стороны, а преимущественно в определённом направлении или в определённой плоскости (при радиовещательной передаче); эта задача также относится к функциям антенны. Таким образом, *передающую антенну* мы можем определить как *такой орган передающей радиостанции, который преобразует энергию модулированных токов высо-*

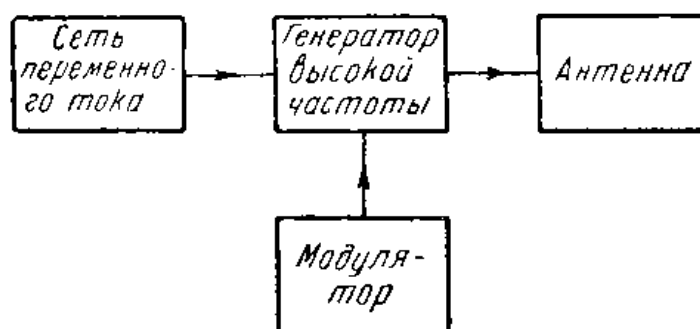


Рис. I. 1. 1. Основные элементы передающей радиостанции. Стрелки показывают направление переноса энергии.

кой частоты в энергию электромагнитных волн и обеспечивает излучение этих волн в заданных направлениях.

Приёмная радиостанция (рис. 1. 1. 2) имеет назначением воспроизвести ту телеграфную, телефонную или телевизионную передачу, которая модулирует волны, излучаемые передающей радиостанцией. Энергия, необходимая для воспроизведения, берётся от местного источника энергии: сети переменного тока, аккумуляторов или элементов. Роль энергии, извлекаемой из проходящей радиоволны, сводится лишь к тому, чтобы управлять местной энергией, трансформируя её в виды, необходимые для воспроизведения передачи. Предварительно, однако, должно быть проведено преобразование

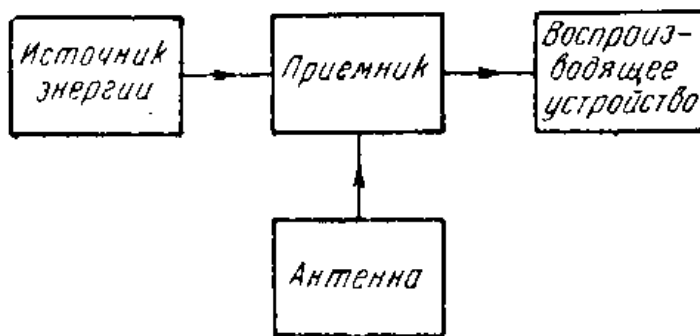


Рис. 1. 1. 2. Основные элементы приёмной радиостанции.

энергии электромагнитных волн в энергию токов высокой частоты, потребляемую на входе приёмного устройства. Работа приёмной станции, как известно, осложняется тем обстоятельством, что приёмная антенна находится под воздействием не только одной нужной нам электромагнитной волны, но и целого ряда мешающих радиоволн, создаваемых другими радиостанциями, разрядами атмосферного электричества, моторами, генераторами и другими электрическими аппаратами. Вредное действие ненужных волн, может быть устранено двумя принципиально различными путями: 1) помощью избирательности по частоте, когда приёмник выделяет только узкий спектр частот, необходимый для приёма интересующей нас станции и 2) помощью избирательности по направлению, когда приёмная антенна наилучшим образом выделяет лишь электромагнитные волны, приходящие со стороны принимаемой радиостанции.

Последняя задача является задачей принципиально присущей приёмной антенне и не должна упускаться из виду.

Сказанное позволяет нам определить приёмную антенну как такой орган приёмной радиостанции, который преобразует энергию электромагнитных волн в энергию токов высокой частоты, обеспечивая при этом выделение волн, приходящих с заданных направлений.

Когда в первом и во втором определениях мы говорим об энергии токов высокой частоты, мы подчёркиваем, что в элементах собственно передатчика и приёмника энергия представлена в таком виде, при котором для её использования или переноса необходимо наличие проводников, несущих ток высокой частоты. В противоположность этому излученная антенной электромагнитная волна для переноса

энергии не требует обязательного наличия проводников и токов проводимости.

Присутствие тока в самой антенне не должно смущать читателя, поскольку антенна является преобразователем, связывающим два вида энергии. В этом отношении она не отличается, например, от генератора высокой частоты, в схему которого входят не только цепи высокой частоты, но и цепи постоянного тока — предшествующего звена в ряду преобразований энергии.

Сформулировав определения для передающей и приёмной антенны, мы перейдём к выяснению основных элементов антенных устройств, которое проведём путём ознакомления с некоторыми наиболее типичными антеннами.

Предварительно, однако, сделаем два замечания, которые окажутся нам очень полезными в дальнейшем. Передающая и приёмная антенны, преобразующие энергию из одного вида в другой, относятся к весьма обширному классу преобразователей или генераторов энергии, применяемых в различных областях техники. Это положение существенно с двух точек зрения: во-первых, оно позволяет нам правильно ориентироваться в технических требованиях, которые должны быть предъявлены к передающей и приёмной антенне; во-вторых, оно позволяет при изучении антенн использовать некоторые законы, общие всем генераторам того или иного вида энергии. В частности, например, приёмная антенна, являющаяся по существу генератором электрической энергии, в отношении расчёта тока на клеммах, отдаваемой мощности и т. д. подчиняется тем же основным законам, что и динамомашина постоянного тока или альтернатор. В справедливости этого положения мы убедимся в дальнейшем, а сейчас отметим, что, выполняя преобразование энергии в обратном направлении, передающая антенна по отношению к приёмной занимает то же положение, какое занимает, например, мотор постоянного тока или переменного тока по отношению к динамомашине или альтернатору. Именно, мотор преобразует энергию электрического тока в механическую, альтернатор наоборот. Точно так же передающая антенна преобразует энергию электрического тока высокой частоты в энергию электромагнитных волн, приёмная антенна — наоборот.

Как известно, мотор и динамомашина обладают свойством обратимости, позволяющим использовать один и тот же агрегат для обеих целей; при этом свойства агрегата как мотора вполне определяют свойства его при использовании в качестве динамомашинны и наоборот. Как мы увидим в дальнейшем, *передающая и приёмная антенны также обладают свойством обратимости* и позволяют по данным антенны при работе на передачу определить её свойства при приёме и наоборот. Это обстоятельство является несомненным следствием того, что передающая и приёмная антенны принадлежат к классу обратимых преобразователей энергии.

Второе наше замечание касается разницы между задачей беспроводной передачи энергии и задачами, которые ставит перед собой

радиосвязь. Казалось бы, что поскольку в задачи передающей и приёмной антенны входит управление излучением в пространстве, конечной целью развития техники антенны должна быть передача всей энергии, излучаемой передатчиком приёмнику. Это не совсем верно. Задачей радиосвязи, как и всякого вида связи, является выделение принимаемого сигнала на фоне различных мешающих сигналов. Уровень помех определяет собой ту минимальную напряжённость электрического поля, которую должен иметь полезный сигнал в месте приёма. Эта напряжённость поля может быть получена или путём доведения мощности генератора передающей станции до некоторой большой величины при ненаправленном излучении или путём концентрации излучаемой энергии в определённом направлении при сниженной мощности передатчика. Последний путь несомненно предпочтителен. Очевидно, однако, что повышение направленных свойств антенны связано с её усложнением и, следовательно, удорожанием и допустимо только до некоторого экономически целесообразного предела.

С другой стороны, ясно, что передача энергии без проводов принципиально возможна лишь при применении предельно направленных антенн, концентрирующих энергию в узкий пучок и обеспечивающих поглощение приёмной антенной подавляющего количества всей энергии, излучаемой передатчиком. Ясно, что таких задач антенны, применяемые в радиосвязи, себе не ставят, хотя в отдельных частных случаях и могут подойти к ним довольно близко.

Нужно помнить, что в отношении приёмной антенны нас интересует не столько абсолютная величина отдаваемой ею приёмнику мощности, сколько её способность выделить сигнал на фоне помех. Такая постановка задачи в корне отличается от постановки задачи при передаче энергии, когда на первое место должна быть поставлена мощность, извлекаемая приёмной антенной из поля, создаваемого передатчиком.

## 2. Основные элементы антенных устройств

Для ознакомления с элементами антенных устройств мы рассмотрим последовательно ряд наиболее типичных антенн, при чём, в соответствии с ходом исторического развития, начнём с более длинных волн.

В качестве первого примера мы рассмотрим *передающую радиовещательную антенну*, применяемую для излучения более длинных волн радиовещательного диапазона.

Антенна эта (рис. 1. 2. 1) состоит из горизонтальной части 1, снижения 2 и заземления 3. *Горизонтальная часть* устраивается из 4—6 проводов, расположенных на расстоянии около 2 м друг от друга и имеет длину порядка 100 м. Провода представляют собой бронзовый многожильный антенный канатик диаметром

6—10 мм. Концы их закреплены на двух тросах 4, которые изоляторами 5 отделены от тросов 6, служащих для подъема антенны.

Снижение 2 устраивается обычно в виде жгута из того же антенного канатика и спускается от середины горизонтальной части вниз к антенному вводу 7 в здании радиостанции.

Заземление 3 представляет собой систему радиально расходящихся проводов, зарытых в землю на глубину порядка 0,5 м. Все эти провода присоединены к общему проводу, образующему ввод заземления.

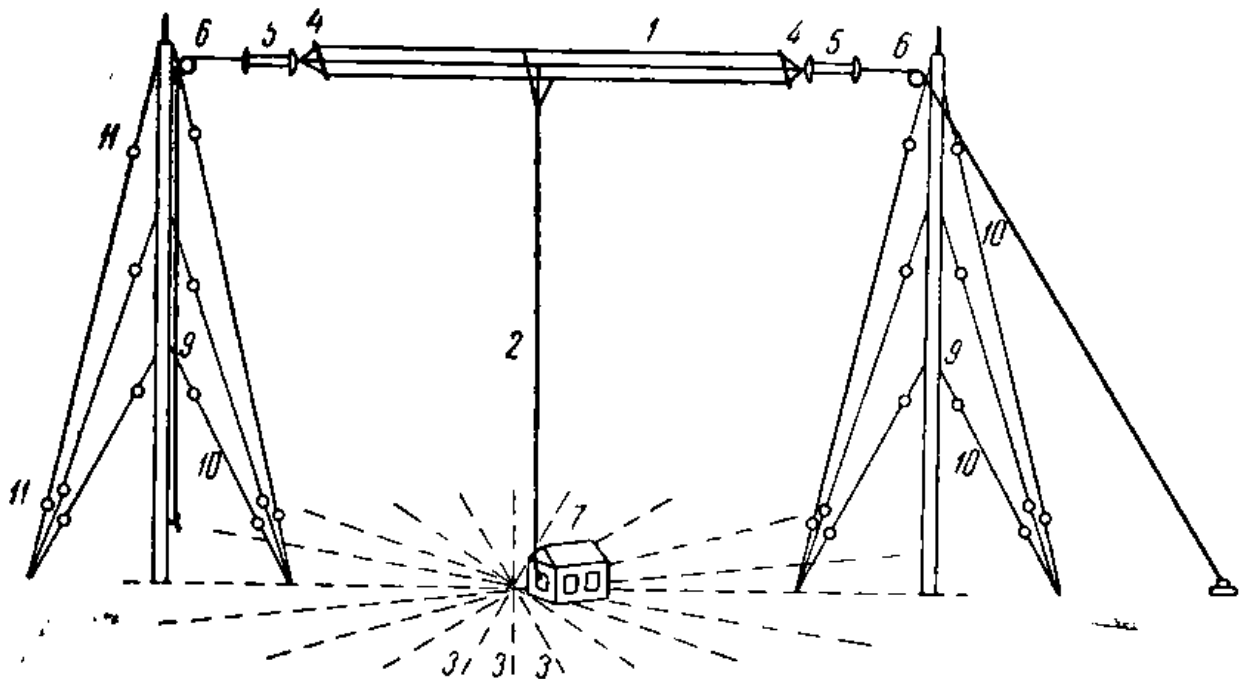


Рис. 1. 2. 1. Антенна для передачи радиовещания.

Антенная система или радиосеть подвешивается на 2 мачтах 9. Обычно это деревянные мачты высотой порядка 150 м, установленные на расстоянии 200—250 м друг от друга. Мачты снабжены несколькими ярусами оттяжек 10 из стального троса. Чтобы при работе антенны в оттяжках не наводились сильные токи, искажающие поле излучения антенны, оттяжки разделены помощью изоляторов 11 на короткие участки.

Излучающей частью здесь по существу является снижение. Из курса теоретической радиотехники известно, что излучательная способность антенны зависит от её длины. Излучаемая антенной мощность может быть представлена как произведение квадрата тока у основания антенны  $I_A$  на сопротивление излучения  $R_z$ . При небольших по сравнению с волной размерах антенны сопротивление излучения растёт пропорционально квадрату длины антенны. Вот почему для работы на волнах порядка 1000 м приходится брать мачты высотой 150 м. При меньших высотах опор антенна обладала бы слишком малым сопротивлением излучения, которое нам невы-

годно по двум причинам. Во-первых, поскольку мощность излучения  $P_{\Sigma}$  равна

$$P_{\Sigma} = I_A^2 R_{\Sigma},$$

уменьшение сопротивления излучения при заданной мощности  $P_{\Sigma}$  означает необходимость увеличения тока в антенне. Вместе с током растёт и напряжение в антенне; оно может достигнуть таких значений, при которых начинается пробой изоляторов и образование светящейся короны на концах проводов, что грозит механической целостности антенны.

Задачей горизонтальной части антенны 1 является снижение возникающих в антенне напряжений. Чем больше размеры этой

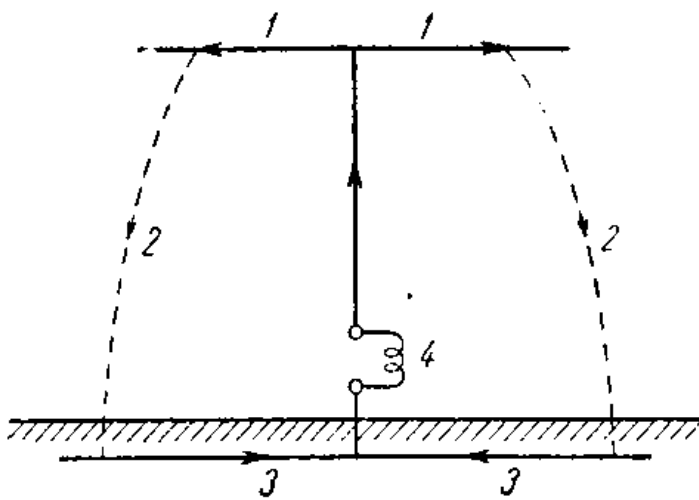


Рис. 1. 2. 2. Токи проводимости (1, 3) и смещения (2) в районе антенны.

части, тем больше ёмкость её относительно земли и тем до меньшего потенциала зарядит её ток, текущий по снижению. Однако, при чрезмерно большом токе в снижении, вызванном малым сопротивлением антенны, и горизонтальная часть не избавит антенну от перенапряжений.

Второе возражение против малых значений сопротивления излучения связано с работой заземления 3. При возбуждении антенны токи проводимости в ней (рис. 1. 2. 2) переходят в токи смещения 2 в окружающем антенну воздухе, а последние превращаются в земле преимущественно в токи проводимости, собираемые заземлением 3. Через катушку связи с передатчиком 4 цепь тока в антенне замыкается. Из трёх участков пути тока «антенна — воздух — земля» последний обладает наибольшими потерями, которые могут быть снижены только применением более совершенных и сложных систем заземления. Таким образом, кроме полезной мощности  $P_{\Sigma} = I_A^2 R_{\Sigma}$  на потери в заземлении расходуется дополнительно мощность

$$P_n = I_A^2 R_n,$$

где  $R_n$  — эквивалентное сопротивление потерь. Очевидно, что чем меньше  $R_{\Sigma}$ , тем меньше энергии будет тратиться на излучение и тем больший процент её расходоваться на потери.

Помимо указанных соображений малое сопротивление излучения невыгодно и с точки зрения резонансной кривой антенной



цепи; для пропуска спектра частот радиовещательной передачи эта кривая должна быть достаточно пологой.

Приведённые соображения дают общее представление о характере вопросов, возникающих при проектировании радиовещательной антенны. В заключение заметим, что рассмотренная антенна относится к классу *несимметричных антенных устройств*, характеризующихся тем, что один из двух зажимов, соединяемых с передатчиком, находится под потенциалом земли.

В противоположность несимметричным существуют *симметричные антенные системы*, у которых входные зажимы имеют равные по величине, но противоположные по знаку потенциалы по отношению к земле. В качестве примера симметричной антенны мы

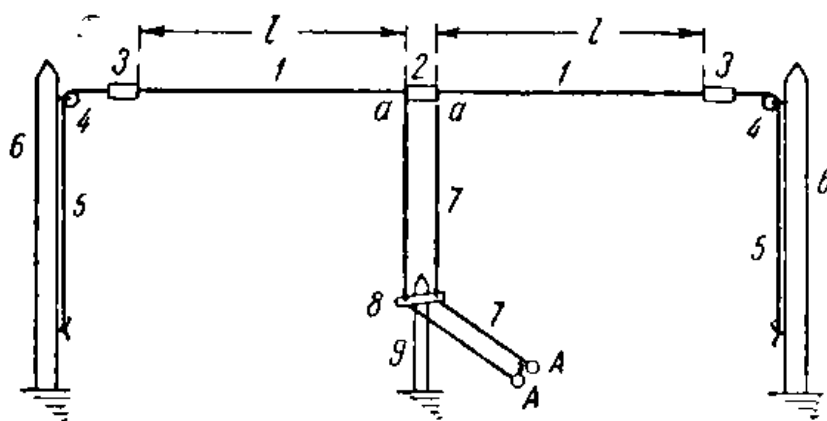


Рис. 1. 2. 3. Симметричный вибратор.

рассмотрим так называемый *симметричный вибратор*, применяемый в технике коротких волн и изображённый на рис. 1. 2. 3. Он представляет собой горизонтальный провод 1, разделённый изолятором 2 на две равные части. Длина каждой половины берётся от четверти до  $\frac{5}{8}$  волны. Горизонтальный провод 1 на концах имеет изоляторы 3, к которым с другой стороны крепится трос или лагльинь 5, служащий для подъёма вибратора помощью блоков 4 на верхушке столбов 6. Для соединения вибратора с передатчиком служит двухпроводная линия 7, так называемая *фидерная (питающая) линия*. Провода этой линии присоединяются к зажимам *aa* вибратора. Далее по направлению к передатчику они поддерживаются изоляторами 8, укреплёнными на столбах 9. Зажимы *AA* у передатчика при работе антенны должны иметь относительно земли одинаковые по величине, но противоположные по знаку потенциалы.

Ввиду того, что при коротких волнах нетрудно получить указанные выше размеры вибратора, сопротивление излучения симметричного вибратора будет достаточно большим; поэтому все отмечавшиеся ранее вопросы, связанные с величиной  $R_z$ , здесь отпадают. Возникают, однако, новые вопросы и в первую очередь вопрос регулирования направленности излучения. Как мы увидим

далее, при изменении волны в указанных выше для вибратора пределах наибольшее излучение имеет место в плоскости, перпендикулярной оси вибратора, так называемой экваториальной плоскости. Концентрация энергии в указанной плоскости возрастает вместе с увеличением относительной длины вибратора, однако, до известного предела: когда на половине вибратора будет уместиться более  $\frac{5}{8}$  длины волны, концентрация энергии в экваториальной плоскости начнёт уменьшаться, а в других направлениях возрастать.

Направленные свойства вибратора осложняются ещё влиянием земли, которая отражает значительную часть энергии падающих на неё волн и тем изменяет структуру поля излучения. Как правильно выбрать высоту подвеса, какую взять длину вибратора, как ориентировать его в отношении корреспондента — на все эти вопросы должен дать ответ инженер, проектирующий или эксплуатирующий антенные устройства коротковолновой передающей радиостанции.

Другая группа вопросов касается фидерной линии и влияния её на согласование антенны с передатчиком при работе в некотором диапазоне волн. В зависимости от длины линии сопротивление на клеммах антенны у передатчика при изменении волны может меняться в широких пределах.

Задачей инженера, проектирующего станцию с подобной антенной является предусмотреть все ёмкости, индуктивности, переключения

и регулировки, которые необходимы для настройки выходной ступени передатчика, а также принять меры к ограничению пределов изменения полного сопротивления на клеммах антенны.

Ещё более острый характер указанные вопросы приобретают у коротковолновых антенн, имеющих большую по сравнению с симметричным вибратором направленность. Схема одной из таких антенн изображена на рис. 1. 2. 4. Антенна состоит из двух вертикально висящих

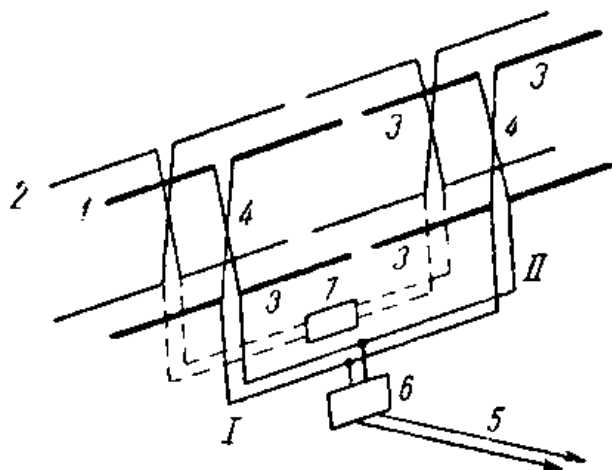


Рис. 1. 2. 4. Схема симметричной горизонтальной направленной антенны.

полотен, образуемых проводами: собственно антенны 1, обращенной в сторону корреспондента, и рефлектора 2 позади неё. Основными элементами являются симметричные вибраторы, состоящие из двух проводов 3 длиной полволны каждый. Фидерная система антенны разделяется на 2 ветви: левую I и правую II. Каждая ветвь питает 2 этажа, образуемые вибраторами, отстоящими друг от друга на полволны по вертикали. На участке

4 фидерные провода приходится перекрещивать, чтобы обеспечить питание всех вибраторов в надлежащей фазе. Питающая система антенны соединяется с основной фидерной линией, идущей к передатчику не прямо, а через *переходное устройство б*, обеспечивающее такое согласование антенны с фидером 5, при котором передача энергии в антенну происходит с наименьшими потерями и наименьшим напряжением между проводами фидера.

Устройство рефлектора аналогично устройству антенны, только вместо переходного устройства б он снабжён фазирующим контуром 7, служащим для установки в рефлекторе надлежащей фазы тока, возбуждаемого полотном антенны. Такой рефлектор, в котором ток возникает только за счёт электромагнитного поля антенны, носит название *пассивного* в отличие от *активного* рефлектора, получающего добавочное возбуждение непосредственно от передатчика.

Основные радиотехнические вопросы, возникающие при проектировании подобной антенны, будут следующими:

1. Как выбрать число и взаимное расположение вибраторов, а также расстояние рефлектора от антенны и высоту подвеса всей системы, чтобы получить от антенны желаемый направленный эффект?

2. Как обеспечить правильное питание всех вибраторов антенны и рефлектора?

3. Как обеспечить согласование антенны с фидерной линией и передачу энергии по ней с надлежащими техническими показателями?

Приведённый перечень даёт лишь самое общее представление о характере возникающих вопросов, так как в действительности применяемые направленные антенны весьма разнообразны и часто по самому своему принципу сильно отличаются от описанной здесь.

Так например, кроме симметричных направленных антенн, вроде только что рассмотренной, применяются и несимметричные направленные антенны.

Для питания их приходится применять специальный тип фидерной линии, так называемый *коаксиальный фидер* (рис. 1. 2. 5). Он состоит из цилиндрического проводника 1, расположенного вдоль оси цилиндра с проводящими стенками 2. Этот цилиндр служит обратным проводником для токов, текущих по проводу 1. Он соединяется с той клеммой передатчика, которая должна иметь потенциал земли. Нулевой потенциал, очевидно, должен иметь и сам внешний цилиндр, который для этой цели заземляется в ряде точек, надлежащим образом выбранных по длине фидера. Провод 1 укреплен внутри экрана 2 с помощью специальных изоляторов (не показанных на рисунке), равномерно распределённых по длине фидера.

Коаксиальный фидер сложнее и дороже двухпроводной фидерной линии, но имеет одно чрезвычайно важное преимущество: он лишён потерь на излучение энергии, чего нельзя сказать о двухпроводной линии. При очень коротких волнах, когда расстояние между про-

водами составляет заметную часть длины волны, потери на излучение становятся очень ощутимыми; при этом побочное излучение с линии искажает картину излучения собственно антенны. Практически этот эффект сказывается на дециметровых и сантиметровых волнах.

Развитие техники этих волн за последние годы привело к довольно своеобразным формам антенных устройств. Оказалось, что

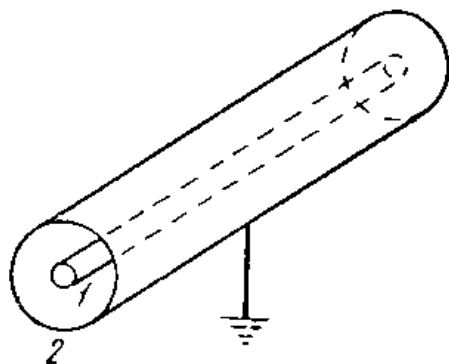


Рис. 1. 2. 5. Коаксиальный фидер.

для канализации энергии высокой частоты помимо воздушного и коаксиального фидера может быть использован ещё так называемый *волновод*: полая труба с проводящими стенками, внутри которой распространяется электромагнитная волна. Распространение волны в трубе без внутреннего проводника становится возможным при достаточно большом диаметре трубы (превышающем половину волны). Сама антенна для сантиметровых волн может быть выполнена в виде рупора 1 (рис. 1. 2. 6), непосредственно примыкающего к концу волновода 2. Направленные свойства антенны определяются углом раствора рупора и его длиной. На противоположном конце волновод соединяется с колебательным контуром генератора 3, который в частном случае может быть эндовибратором (полым электромагнитным резонатором).

На примере антенны сантиметровых волн мы закончим предварительное ознакомление с основными типами и элементами передающих антенных устройств. Это беглое ознакомление преследовало цель ввести читателя в круг понятий и вопросов антенной теории и практики, указать ему на значительное многообразие форм

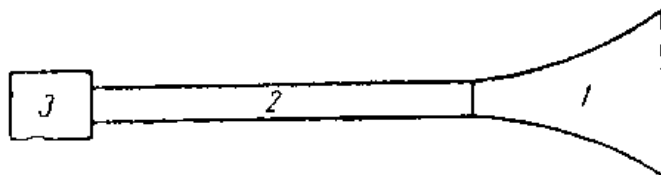


Рис. 1. 2. 6: Скелетная схема антенны сантиметровых волн.

антенных устройств и возникающих в связи с этим проблем, охватываемых настоящим курсом. Несмотря на свою краткость это ознакомление позволяет сделать один весьма общий вывод, касающийся тенденций развития техники антенных устройств. Именно вместе с углублением в область более высоких частот это развитие идёт в направлении от устройств с линейными токами к устройствам, использующим поверхностные токи. Представителями первых являются длинноволновая антенна, симметричный вибратор, двухпроводная линия; в них существенно наличие элементов с линейными токами. Представителями вторых — рупорная антенна, волновод, по стенкам которых при распространении волны текут токи; оба эти устройства не имеют линейных токов. Промежуточное поло-

жение занимает направленная антенна рис. 1. 2. 4. По существу эта антенна представляет собой два плоских элемента: полотна антенны и рефлектора. Но распределение тока на указанных плоскостях задаётся с помощью линейных проводников. Следует отметить, что и по времени своего внедрения в практику эта антенна занимает промежуточное положение между линейными излучателями и поверхностными антеннами сантиметровых волн.

Рассмотренные нами примеры были взяты из области передающих антенных устройств. Что касается приёмных антенн, то мы аналогичных примеров рассматривать не будем, так как приёмные антенны, являются по существу видоизменением передающих и ничего принципиально нового не представляют. Разница между ними и передающими антеннами вытекает из следующих двух основных отличий в работе тех и других.

1. Для приёмной антенны отпадает вопрос об опасности перенапряжений, поэтому она может быть значительно меньше по размерам и проще передающей. Так, при приёме радиовещания горизонтальная часть приёмной антенны может выполняться из одного лишь провода, а высота её берётся во много раз меньше высоты передающей антенны.

2. Вопрос об отдаваемой приёмнику мощности при высокой чувствительности современных приёмников стоит для приёмной антенны на втором месте. Поэтому для приёмной антенны могут быть допущены значительно большие, чем для передающей, потери энергии в заземлении и других элементах антенной цепи. Это очень часто приводит к дальнейшему упрощению конструкции приёмной антенны по сравнению с передающей. Заземление приёмной радиовещательной антенны, например, часто осуществляется путём присоединения к водопроводной сети.

### 3. Основные технические показатели передающих и приёмных антенн

Приступая к изучению различных типов передающих и приёмных антенн, мы должны предварительно условиться, в каком направлении вести это изучение. Следует помнить, что антенна является инженерным сооружением, входящим в сложный комплекс сооружений и тесно связанным с остальными звеньями этого комплекса. Как всякое инженерное сооружение, антенна может в первую очередь характеризоваться рядом *общетехнических и экономических показателей*; сюда относятся: сложность или простота устройства, габариты, механическая прочность и надёжность в работе, простота и удобство в эксплуатации, стоимость антенны.

Однако, очевидно, что наряду с этим надо установить и ряд *специальных радиотехнических показателей*, характеризующих антенну с точки зрения специфических функций, выполняемых ею в комплексе радиотехнических сооружений.

Рассмотрим сперва показатели, характеризующие работу пере-

дающей антенны. Как уже указывалось, эта антенна выполняет функции преобразования энергии токов высокой частоты в энергию электромагнитных волн и распределения излучаемой энергии в пространстве. Основной задачей антенного устройства при выполнении первой функции, очевидно, явится возможное снижение потерь энергии при передаче энергии от передатчика к антенне и при самом преобразовании энергии.

С точки зрения потерь при канализации энергии антенна представляет собой некоторый двухполюсник, который необходимо включить так, чтобы обеспечить определённый КПД передачи, что достигается нейтрализацией реактивного сопротивления антенны и регулировкой вносимого ею в контур передатчика активного сопротивления. А для этого надо знать следующие две величины, характеризующие антенну на заданной частоте:

- а) реактивное сопротивление на клеммах,
- б) активное сопротивление на клеммах.

Знание этих величин позволяет правильно подобрать элементы выходного колебательного контура и соединительного устройства между ним и антенной и обеспечить надлежащий *кпд выходной цепи передатчика*.

*Кпд собственно антенны*, очевидно, равен отношению полезной мощности — мощности излучения — к полной мощности, расходуемой антенной; последняя, очевидно, больше излучаемой мощности  $P_{\Sigma}$  на величину потерь энергии в антенне  $P_n$

$$\eta_A = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma} + P_n}$$

Вводя сопротивление излучения и сопротивление потерь, отнесённые к току на клеммах антенны  $I_A$ , получим:

$$P_{\Sigma} = I_A^2 R_{\Sigma} \text{ и } P_n = I_A^2 R_n,$$

откуда найдём следующее чрезвычайно простое и очень важное выражение для КПД антенны

$$\eta_A = \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_n} \quad (1)$$

Как видим, *работа антенны в части преобразования энергии токов заданной частоты в энергию электромагнитных волн вполне характеризуется следующими тремя показателями:*

- 1) реактивное сопротивление на клеммах  $x_A$ ,
- 2) активное сопротивление на клеммах  $r_A$ ,
- 3) КПД антенны  $\eta_A$ .

Эти показатели определяются или путём измерения или путём расчёта (по геометрическим данным антенны) или же комбинированным способом: частью путём измерения, частью путём рас-

чёта. Они позволяют подсчитать КПД выхода передатчика  $\eta_0$  и, зная КПД антенны  $\eta_A$ , найти полный КПД преобразования энергии  $\eta_{пр}$

$$\eta_{пр} = \eta_0 \eta_A.$$

Во избежание недоразумений следует подчеркнуть, что двухполюсник с сопротивлением  $r_A + jx_A$  характеризует антенну только с точки зрения согласования с передатчиком и КПД для одной определённой частоты. Таким образом, он не является её эквивалентом в отношении частотной характеристики. Такой эквивалент может быть получен только путём усложнения схемы двухполюсника, тем большего, чем шире интересующая нас полоса частот.

Вторая функция передающей антенны — надлежащее распределение излучаемой энергии в пространстве — характеризуется, в первую очередь, кривыми, иллюстрирующими это распределение, так называемыми *характеристиками направленности антенны*. На рис. 1. 3. 1 в качестве примера приведена в полярных координатах характеристика направленности удалённого от земли симметричного вибратора длиной в четверть волны  $2l = \frac{\lambda}{4}$  (рис. 1. 2. 3).

Отсчёт углов обычно производится от оси, совпадающей с осью вибратора. Таким образом, прямая  $OB$  соответствует направлению, образуемому углом  $\varphi$  с осью вибратора. Соответствующий этому направлению радиус-вектор  $\rho$  изображает в определённом масштабе напряжённость электрического поля  $E$  на некотором, неизменном для всех направлений, расстоянии от антенны или отношение этой напряжённости к наибольшей, создаваемой антенной в направлении наибольшего излучения. Характеристика рис. 1. 3. 1 построена для любой плоскости, проходящей через ось вибратора. Таким образом, характеристика направленности антенны в данной плоскости графически изображает зависимость напряжённости создаваемого антенной поля от угла, отсчитываемого от определённого направления, связанного с устройством антенны; при этом предполагается, что электрическое или магнитное поле измеряется на одном и том же расстоянии от антенны.

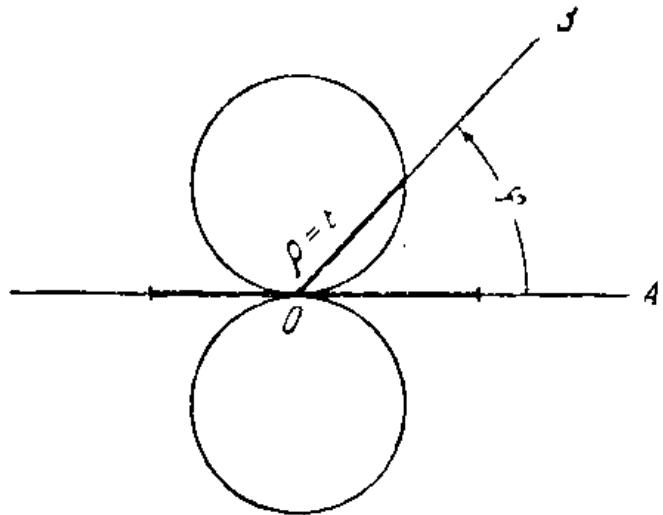


Рис. 1. 3. 1. Характеристика направленности симметричного вибратора длиной в четверть волны (в полярных координатах).

На рис. 1. 3. 2 изображена характеристика направленности того же вибратора, построенная в декартовых координатах.

Нетрудно видеть, что полярные диаграммы направленности дают очень наглядную картину распределения в пространстве излучаемой антенной энергии. Так из рис. 1. 3. 1 ясно видно, что наибольшее излучение имеет место в направлении, перпендикулярном симметричному вибратору, и что вдоль самой оси вибратора излучение отсутствует

На рис. III. 3. 4 гл. III приведены аналогичные характеристики направленности для симметричных вибраторов другой длины, наглядно иллюстрирующие описанную в разд. 2 настоящей главы зависимость направленных свойств симметричного вибратора от его

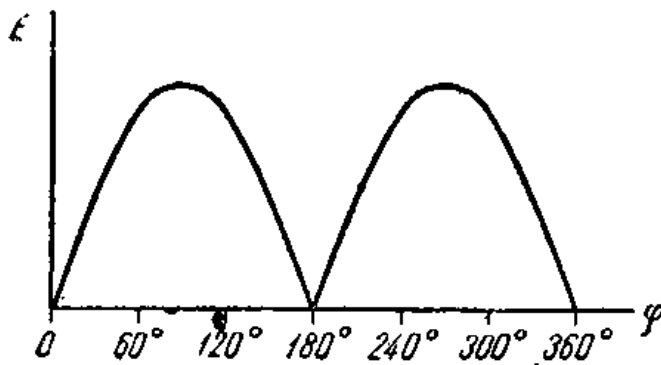


Рис. 1. 3. 2. Характеристика направленности симметричного вибратора длиной в четверть волны (в декартовых координатах).

длины. Предлагаем читателю сопоставить эти кривые с приведёнными в разд. 2 сведениями о направленности вибратора.

Обратим ещё наше внимание на рис. VII. 3. 8 гл. VII, как на пример остро-направленной характеристики антенны типа, изображённого на рис. 1. 2. 4.

Характеристики направленности в различных плоскостях, давая картину относительного распределения электромагнитного поля вокруг антенны, не

позволяют, однако, судить об абсолютной напряжённости электрического поля в той или другой точке окружающего антенну пространства. Этот пробел восполняет так называемая действующая высота антенны. На достаточном расстоянии от последней электромагнитная волна, как известно, переходит в сферическую. Напряжённость поля такой волны убывает обратно пропорционально расстоянию  $r$  от излучателя. Далее будет показано, что напряжённость поля  $E$ , создаваемого любой антенной в направлении наибольшего излучения, может быть представлена в виде

$$E = \frac{30 m h_e I_A}{r} \quad (2)$$

Здесь  $m = \frac{2\pi}{\lambda}$ , где  $\lambda$  длина волны,

$I_A$  — ток у основания антенны,

$h_e$  — «действующая высота» — параметр, имеющий размерность длины и определяемый как частотой, так и данными антенны.



Таким образом, действующая высота является параметром, связывающим напряжённость электрического поля, создаваемого антенной в направлении главного излучения, с током в самой антенне  $I_A$ .

Зная этот ток и действующую высоту, мы легко можем подсчитать напряжённость поля на любом расстоянии вдоль направления главного излучения, а затем, пользуясь характеристиками направленности антенны, можем перейти к напряжённости поля в любом другом направлении.

Как ни удобны и ни наглядны характеристики направленности, они даже в соединении с действующей высотой оказываются все-таки недостаточными для исчерпывающей оценки направленных свойств антенны. Поскольку в конечном счёте направленный эффект антенны проявляется в увеличении напряжённости поля у принимающего корреспондента, оказалось удобным ввести число, показывающее, во сколько раз пришлось бы увеличить мощность передатчика при переходе от направленной антенны к ненаправленной при условии сохранения прежней напряжённости поля у корреспондента. Это число носит название *коэффициента направленного действия антенны* (кнд) и достигает у остронаправленных кв антенн порядка 150—250. Таким образом, характеристики направленности вместе с действующей высотой и коэффициентом направленного действия позволяют нам достаточно точно судить о том, как выполняет передающая антенна вторую из двух задач на неё возлагаемых.

В качестве показателя, характеризующего антенну в целом — как с точки зрения потерь при преобразовании энергии, так и с точки зрения правильного распределения её в пространстве, — за последние годы получил широкое распространение так называемый *коэффициент усиления антенны* (к. у.). Он численно равен произведению кнд антенны на её кнд и потому всегда меньше последнего.

Приведённые здесь технические показатели не характеризуют, однако, работу передающей антенны во всём её объёме. Нужно учесть ещё следующие два момента. Первый заключается в том, что антенна в действительности имеет дело не с одной частотой, а с целым спектром частот, соответствующих тому или иному виду модуляции колебаний. Антенна, таким образом, должна выполнять отмеченные выше функции применительно не к одной частоте, а к некоторой полосе частот, при чём выполнять их так, чтобы весь антенный тракт не вносил заметных искажений в распределение энергии между отдельными частотами спектра передатчика. Короче говоря, антенная цепь должна пропускать этот спектр без искажения. Насколько эта цепь справляется с поставленной задачей, показывает её *частотная характеристика*, т. е. зависимость тока в антенне (и, следовательно, амплитуды излучаемых волн) от частоты в пределах спектра передатчика при неизменном напряжении на клеммах выходного колебательного контура передатчика.

Второй технический показатель, который надо добавить к перечисленным ранее, есть показатель, характеризующий антенну с точки зрения опасности возникновения в ней перенапряжений при питании её данной мощностью. Таким показателем является *максимальное напряжение в антенне* (или, точнее говоря, максимальная напряжённость электрического поля на поверхности проводников антенны), возникающее (возникающая) при возбуждении антенны колебаниями определённой глубины модуляции и определённой мощности.

Зная это напряжение для какого-либо одного значения мощности, мы можем путём пересчёта определить максимальное напряжение для любой мощности и сравнить его с предельным напряжением, допустимым для данной частоты.

Рассмотренные нами технические показатели и характеристики являются основными для всех передающих антенн. Они не будут, однако, единственными. Почти каждый класс антенн, применительно к их назначению, характеризуется ещё рядом дополнительных показателей, с которыми мы будем знакомиться уже в дальнейшем в соответствующих разделах книги.

Вполне естественно также, что сведения, сообщённые здесь о технических показателях антенн, являются предварительными и подлежат дополнению и уточнению в процессе изучения антенн.

Переходя к изучению технических показателей приёмных антенн, мы будем пользоваться табл. 1, в которой наглядно сопоставлены показатели передающих и приёмных антенн.

Анализируя работу приёмной антенны, мы, в первую очередь, интересуемся той эдс  $U_A$ , которая возникает в приёмной антенне под действием электрического поля напряжённости  $E$ . Искомую зависимость даёт нам *действующая высота* приёмной антенны  $h_e$ , определяемая её геометрическими размерами и позволяющая подсчитать эдс для направления максимального приёма по формуле

$$U_A = E h_e .$$

Как будет зависеть эдс в приёмной антенне от других углов падения волны, на это нам дают ответ *характеристики направленности* антенны в различных плоскостях, т. е. кривые, дающие  $U_A$  как функцию одного или двух углов, определяющих любое направление.

Сведения, даваемые характеристиками направленности, дополняет коэффициент направленного действия приёмной антенны, который показывает, какому увеличению мощности передатчика эквивалентно даваемое антенной выделение сигнала над уровнем помех.

Коэффициент усиления для приёмной антенны теряет смысл. С этой величиной оказывается тесно связанной наибольшая мощность, которую может извлечь приёмная антенна из поля электромагнитной волны.

Показатели, характеризующие потери при преобразовании энергии, в том числе и КПД определяются так же, как и в случае работы данной антенны на передачу.

Переходя к частотной характеристике приёмной антенной цепи, уясним сперва, что требуется от приёмной антенны в этом отношении. При приёме модулированных колебаний приёмная антенна возбуждается целым спектром волн, амплитуды которых имеют определённое соотношение. Этому спектру волн соответствует спектр напряжений на выходе антенной цепи, т. е. на клеммах входного колебательного контура приёмника или иначе — на сетке первой лампы приёмника.

Очевидно, от приёмной антенной цепи требуется воспроизвести в спектре напряжений то же соотношение амплитуд отдельных частот, которое имеет место в спектре возбуждающих антенну волн. Насколько антенная цепь справляется с этой задачей, показывает частотная характеристика этой цепи, дающая отношение напряжения на сетке к напряжённости поля возбуждающей волны как функцию частоты в пределах спектра принимаемой передачи. При небольшой ширине этого спектра (внутри которой действующую высоту антенны можно считать неизменной) напряжённость поля часто заменяется эдс в антенне.

Мы рассмотрели в этом разделе основные технические показатели антенных устройств и установили, таким образом, те основные линии, по которым должно вестись их изучение. Самое изучение антенн мы разобьём на два последовательных этапа. Ближайшие три главы будут посвящены вопросам теории, общим для различных типов антенн. В последующих главах мы будем более детально изучать антенны различных диапазонов волн, рассматривая передающие и приёмные антенные устройства совместно.

Таблица 1

Основные показатели передающих и приёмных антенн

Какие функции антенны характеризуются	Передающая антенна	Приёмная антенна
I. Преобразование энергии токов высокой частоты в энергию электромагнитных волн и обратно	1. Реактивное сопротивление 2. Активное сопротивление 3. КПД	1. Реактивное сопротивление 2. Активное сопротивление 3. КПД
II. Направленное излучение или избирательный по направлению приём	4. Действующая высота 5. Характеристики направленности 6. Коэффициент направленного действия	4. Действующая высота 5. Характеристики направленности 6. Коэффициент направленного действия
III. Обе функции совместно	7. Коэффициент усиления	7. Наибольшая извлекаемая мощность
IV. Дополнительные требования	8. Частотная характеристика 9. Максимальное напряжение	8. Частотная характеристика

## Глава II

# ТЕОРИЯ УСТРОЙСТВ, КАНАЛИЗИРУЮЩИХ ЭНЕРГИЮ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

### 1. Общие сведения о канализирующих устройствах

В предыдущей главе мы уже познакомились с тремя основными типами канализирующих устройств, соединяющих антенну с передатчиком или приёмником. Это — двухпроводная симметричная линия, коаксиальный фидер и волновод. Как мы увидим далее, первые два типа устройств являются более элементарными по сравнению с волноводом и в отношении распространения электромагнитных волн управляются одинаковыми законами, относящимися к теории так называемых длинных линий. Под этим названием вообще здесь понимаются линии, длина которых сравнима с длиной электромагнитной волны, что как раз и имеет место в антенных устройствах. В этой книге под длинными линиями мы будем понимать канализирующие высокую частоту устройства, состоящие из двух или более проводников и характеризующиеся наличием прямого и обратного токов, текущих по изолированным друг от друга проводникам.

Двухпроводная линия (рис. II. 1. 1а) является простейшим представителем класса симметричных длинных линий, в который входит целый ряд других фидерных устройств, частью изображённых на рис. II. 1. 1. Здесь точка обозначает направление тока из плоскости рисунка на зрителя (приходящий ток), крестик — обратное направление (уходящий ток). Пунктиром показано проводящее соединение на концах линии или по её длине (через известные промежутки). На рис. II. 1. 1б и в изображены 2 четырёхпроводные линии, употребляемые в антенной технике, с двумя различными схемами соединения на концах, не нарушающими электрической симметрии. Заметим, что соединение между собой двух верхних и двух нижних проводов вызвало бы нарушение симметрии при наличии земли под линией; поэтому такие линии не употребляются. На рис. II. 1. 1г изображена экранированная, симметричная двухпроводная линия, применяемая на мощных радиостанциях. Прямой и обратный проводники выполнены в виде лент 1 и 2. Экран 3 с внутренней стороны

также имеет проводящую поверхность, так как на ней наводятся токи.

Простейший пример несимметричной линии показан на рис. II. 1.1*б*. Здесь ток в одну сторону течёт по проводу, возвращается обратно по земле. В технике высокой частоты такие линии почти не применяются ввиду больших потерь энергии в земле и на излучение. Рис. II. 1. 1*в*, *ж* и *з* изображают различные схемы несимметричной фидерной линии, расположенные в порядке их усовершенствования. Наконец, рис. II. 1. 1*и* даёт схему коаксиального фидера.

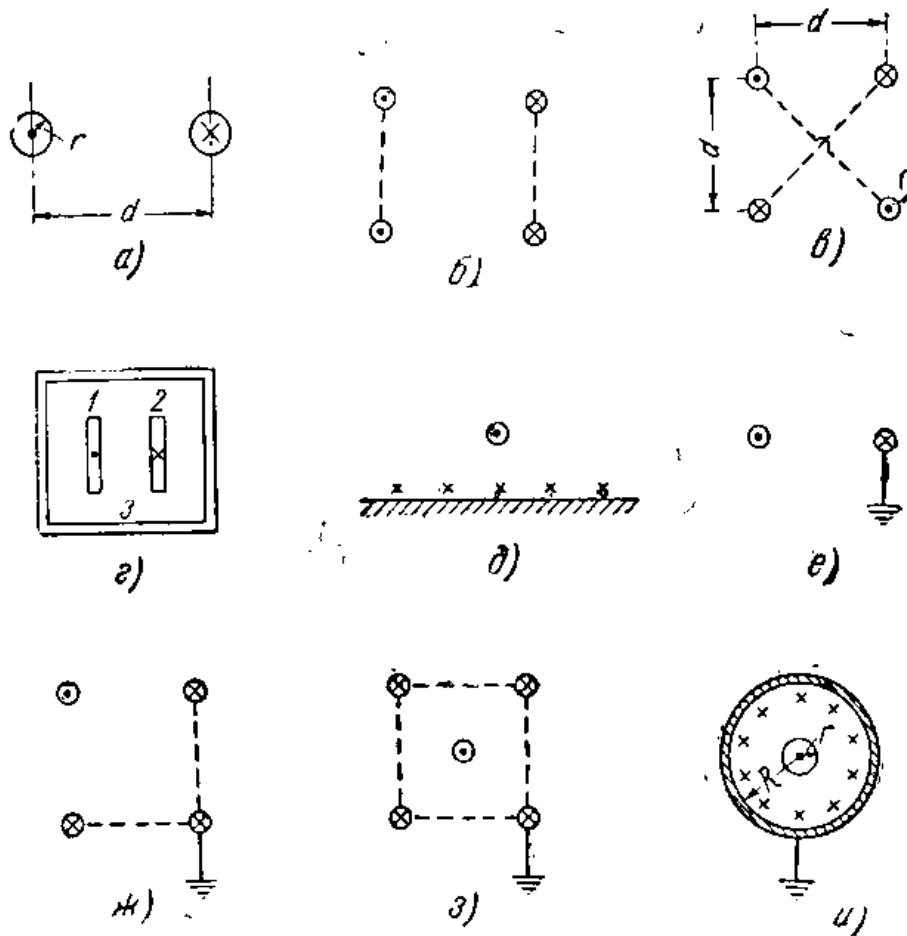


Рис. II. 1. 1. Схемы различных фидерных устройств, относящихся к классу длинных линий.

Назначением устройств, рассматриваемых в настоящей главе, является передача энергии от передатчика в антенну или в обратном направлении — от приёмной антенны к приёмнику. При этом передающий фидер естественно не должен излучать энергии, так как его излучение испортит направленные свойства передающей антенны. Точно также приёмный фидер сам не должен принимать, т. е. возбуждаться под действием электромагнитных волн, чтобы своим приёмом не исказить характеристики направленности антенны. Короче говоря, передающий и приёмный фидеры должны быть лишены антенного эффекта. Это первое и основное требование, которое должно быть предъявлено к фидерам.

Вторым требованием является вполне понятное требование передачи энергии вдоль фидера с наименьшими потерями.

Третьим требованием, весьма существенным для передающих антенных устройств, является передача энергии вдоль линии с наименьшим напряжением. Это требование станет понятным, если учесть, что с повышением частоты даже небольшие разности потенциалов между проводниками (порядка 10—20 кВ) вызывают значительные потери энергии в изоляторах, пробой последних и даже непосредственное истечение электричества в воздух, так называемое факельное истечение (см. гл. III. 6).

Таковы основные требования, предъявляемые к элементам антенных устройств, канализирующим высокую частоту.

Для построения теории этих элементов существует два пути. Первый, применимый к длинным линиям, основан на исследовании телеграфного уравнения, известного читателю из курса теоретической радиотехники. Второй путь идёт непосредственно от уравнений Максвелла. Он является наиболее подходящим для изучения теории волноводов. Для теории длинных линий он также имеет большое, преимущественно, принципиальное значение, как более общий, строгий и позволяющий получить более точную физическую картину явлений. Здесь он является необходимым дополнением к первому методу — методу телеграфных уравнений.

В этой книге мы будем применять оба метода. Отметим попутно важную историческую роль, которую сыграл метод телеграфных уравнений в развитии теории антенн. Он позволил в своё время создать законченную теорию антенн, дающую гораздо более близкие к действительности результаты, чем применявшийся ранее метод эквивалентных антенне колебательных контуров. Этого значения метод телеграфных уравнений не утратил и сейчас. Положения теории длинных линий, излагаемые в этой главе, и сейчас применяются для исследования большинства антенн, давая результаты, во многих случаях удовлетворяющие требованиям инженерной практики. По указанным соображениям этот метод потребует с нашей стороны тщательного изучения. Им мы и будем пользоваться в основном при анализе длинных линий.

Изучение материала этой главы мы проведём в таком порядке. Сперва рассмотрим наиболее простой и практически весьма важный случай линий с весьма малыми потерями энергии. Затем учтём эти потери. После этого перейдём к линиям, связанным с землёй или другими линиями. Закончив на этом применение метода телеграфных уравнений, мы займёмся далее теорией плоской волны, охватывающей все случаи канализирующих устройств. Она позволит нам получить ряд дополнительных, принципиально важных, сведений по теории длинных линий и перейти к построению законченной теории волновода. В заключение мы рассмотрим вопрос о побочном использовании канализирующих устройств в качестве колебательных контуров и фильтров;

## 2. Линии без потерь. Реактивная нагрузка

### Предварительные замечания

При изучении теории длинных линий мы будем считать вывод и решение телеграфного уравнения известным читателю и ограничимся лишь приводимой ниже краткой сводкой формул и обозначений.

Всякая симметричная и несимметричная линия характеризуется следующими 4 электрическими параметрами:

$L$  — погонная индуктивность, измеряется в генри/сантиметр, генри/метр и т. д., в зависимости от выбранной единицы длины;

$C$  — погонная ёмкость (фарада/метр и т. д.);

$R$  — погонное сопротивление (ом на единицу длины);

и  $G$  — погонная проводимость утечки (мо на единицу длины).

Наши дальнейшие рассуждения будут справедливы лишь для линий с постоянными параметрами, у которых  $L$ ,  $C$ ,  $R$  и  $G$  не меняются по длине. Следует отметить, что в практике антенных сооружений применяются иногда и линии с переменными по длине параметрами (см. гл. VII. 10).

Указанные четыре исходных параметра образуют два производных параметра, широко применяемых в теории длинной линии и полностью определяющих последнюю.

Это, во-первых, постоянная распространения

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}, \quad (1)$$

где  $\omega = 2\pi f$  — угловая частота.

Во-вторых, это — характеристическое сопротивление линии

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}. \quad (2)$$

Решение телеграфного уравнения даёт следующее значение напряжения в линии  $U_z$  на расстоянии  $z$  от начала координат

$$U_z = Ae^{Tz} + Be^{-Tz}. \quad (3)$$

Физический смысл решения такой: вдоль линии распространяются в противоположных направлениях две волны напряжения; их амплитуды и фазы определяются постоянными интегрирования  $A$  и  $B$ .

Для тока решение телеграфного уравнения даёт следующее выражение

$$I_z = \frac{1}{Z_c} (Ae^{Tz} - Be^{-Tz}), \quad (4)$$

что также указывает на две волны тока, движущиеся навстречу.

Напомним, что ток и напряжение изменяются во времени по закону, выражаемому вещественной частью функции  $e^{j\omega t}$ .

П а р а м е т р ы л и н и й б е з п о т е р ь э н е р г и и

В случае, когда частота тока велика, обычно на практике мы имеем

$$\omega L \gg R \text{ и } \omega C \gg G. \quad (5)$$

Следовательно, первое и весьма близкое к действительности приближение мы получим, полагая  $R=G=0$ , т. е. пренебрегая потерями энергии в самой линии. Это допущение значительно облегчит нам анализ.

Постоянная распространения для линий без потерь энергии примет вид

$$\gamma = \sqrt{-\omega^2 LC} = j\omega\sqrt{LC}. \quad (6)$$

Одна из волн напряжения  $U_1$  будет иметь теперь вид

$$U_1 = A e^{j\omega\sqrt{LC}z} = A e^{j2\pi(f\sqrt{LC}z)},$$

где  $f$  — частота тока.

Это значит, что на расстояниях  $z$ , для которых  $zf\sqrt{LC} = 1, 2, 3, \dots$ , волна имеет одинаковую фазу. Отрезок пути

$$z = \frac{1}{f\sqrt{LC}} = \frac{T}{\sqrt{LC}} = \lambda \quad (7)$$

(где  $T$  — период) определяет собой длину волны вдоль линии.

Следовательно, постоянная распространения

$$\gamma = j\frac{2\pi}{\lambda}, \quad (8)$$

где  $\lambda$  — длина волны в данной среде, выраженная в тех же единицах длины, что и  $z$ . Число  $m = \frac{2\pi}{\lambda}$  переводит длину отрезка  $z$  в угол (измеряемый в радианах), при чём длине волны  $\lambda$  соответствует угол  $2\pi$ . Подобно тому, как существует угловая частота  $\omega = \frac{2\pi}{T}$ , величина  $m$  называется пространственной частотой. В радиотехнических расчётах обычно входящая в неё длина волны измеряется в метрах. В физике пространственная частота обозначается буквой  $k$  и носит название волнового числа. Такое обозначение обычно встречается в работах по излучению и распространению электромагнитных волн.

Так как  $\lambda = Tv$ , где  $v$  — скорость распространения, то, очевидно,

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (9)$$



Теория длинных линий указывает на зависимость скорости распространения от погонной индуктивности и ёмкости линии, но не даёт определённого ответа на вопрос, имеет ли скорость одинаковое значение для всех линий и какое именно. Этот пробел восполняет метод непосредственного применения уравнений Максвелла. Он позволяет установить (см. разд. 6 этой главы), что скорость распространения электромагнитных волн вдоль любых линий, лишённых потерь энергии, одинакова и равна скорости света  $v$  в среде, окружающей проводники. Принимая эту среду за воздух, получим:

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} = c \quad (9a)$$

и

$$m = \frac{\omega}{c}. \quad (9б)$$

Это важное положение ведёт к ряду дальнейших следствий. Оказывается, что в воздушных линиях длина волны  $\lambda$  та же, что и в пустоте. Не то мы имеем в коаксиальном фидере: наличие изоляторов между центральным проводом и экраном уменьшает скорость распространения и укорачивает волну по сравнению с волной в пустоте.

Переходим ко второму производному параметру — характеристическому сопротивлению  $Z_0$ . При отсутствии потерь энергии оно превращается в волновое сопротивление линии

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (10)$$

представляющее собой корень квадратный из отношения погонной индуктивности к погонной ёмкости или полной индуктивности линии к полной её ёмкости  $\left(\sqrt{\frac{LI}{CI}}\right)$ .  $\rho$  есть сопротивление чисто активное. Для линий в воздухе его можно вычислить, зная лишь один из параметров  $L$  или  $C$ , так как их произведение в этом случае равно  $\frac{1}{c^2}$ .

Таким образом,

$$\rho = \frac{c}{C} = cL \text{ ом}, \quad (11)$$

если  $L$  и  $C$  выражены в практических единицах.

Если  $L$  выражать в сантиметрах самоиндукции на сантиметр длины, а  $C$  в сантиметрах ёмкости на сантиметр длины, то выражение (II. 2. 9a) даёт

$$LC = 1 \quad (12)$$

и

$$\rho = \frac{30}{C \frac{\text{см}}{\text{см}}} = 30 L \frac{\text{см}}{\text{см}}. \quad (13)$$

Обычно для нахождения волнового сопротивления той или другой линии используют погонную ёмкость линии. Значение этой ёмкости определяют по формулам электростатики или вычисляют по методу Хоу, изложенному далее в гл. V.

Приводим несколько формул для расчёта волнового сопротивления. Обозначения соответствуют рис. II. 1. 1,  $\lg$  обозначает десятичный, а  $\ln$  — натуральный логарифмы.

Двухпроводная линия (рис. II. 1. 1 а)

$$\rho = 120 \ln \frac{d}{r} = 276 \lg \frac{d}{r} \quad (r \ll d). \quad (14)$$

Для очень близкого взаимного расположения проводов

$$\rho = 276 \lg \frac{d + \sqrt{d^2 - 4r^2}}{2r}. \quad (14a)$$

Четырёхпроводная линия квадратного сечения (рис. II. 1. 1 в)

$$\rho = 60 \ln \frac{d}{r\sqrt{2}} = 138 \lg \frac{d}{r\sqrt{2}} \quad (r \ll d). \quad (15)$$

Коаксиальный фидер (рис. II. 1. 1 и)

$$\rho = 60 \ln \frac{R}{r} = 138 \lg \frac{R}{r}. \quad (16)$$

На рис. II. 2. 1 даны кривые зависимости волнового сопротивления двухпроводной линии от расстояния между проводами при разных диаметрах последних. Волновое сопротивление обычно применяемых линий равно 500—600 ом.

Мы познакомились, таким образом, со вторичными параметрами линии с исчезающе малыми потерями энергии. Подставив найденные значения  $\gamma$  и  $Z_0$  в ур-ния (3) и (4), получим значительно более простые выражения:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_z &= \dot{A} e^{jnz} + \dot{B} e^{-jnz} \\ \dot{I}_z &= \frac{1}{\rho} (\dot{A} e^{jnz} - \dot{B} e^{-jnz}) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Чтобы выразить зависимость от времени, нужно помножить найденные выражения на  $e^{j\omega t}$  и взять вещественную часть. Не проделывая этих вычислений, заметим лишь, что множитель  $e^{j(\omega t + nz)}$

соответствует волне, приближающейся к началу координат, поскольку мы имеем опережение по фазе  $mz$ , растущее вместе с  $z$

Если в начале координат включена нагрузка, а генератор находится в направлении положительных  $z$ , то эта волна, идущая от генератора к нагрузке, носит название падающей. Множитель  $e^{j(\omega t - mz)}$  по таким же соображениям соответствует отражённой волне, идущей от начала координат в сторону положительных  $z$  (от нагрузки в сторону генератора).

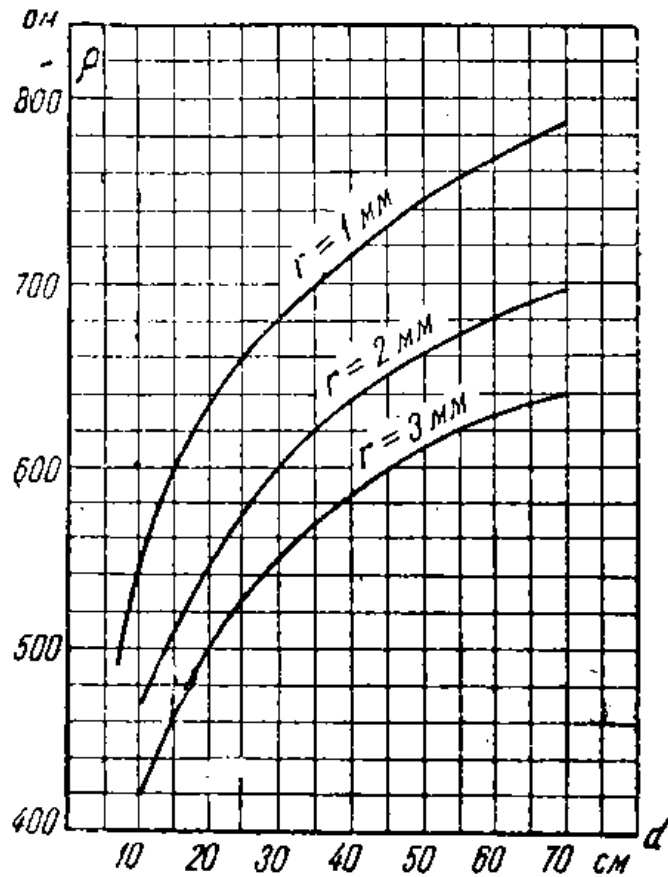
Обозначим напряжение на клеммах нагрузки через  $U_k$ , ток в ней через  $I_k$ . Полагая  $z=0$ , получим:

$$\begin{aligned} U_k &= A + B, \\ \rho I_k &= A - B, \end{aligned}$$

откуда определяем постоянные интегрирования:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{U_k + \rho I_k}{2} \\ B &= \frac{U_k - \rho I_k}{2} \end{aligned} \right\}$$

(18) Рис. II. 2. 1. Зависимость волнового сопротивления от расстояния между проводами для проводов разного диаметра.



Подставляя значения  $A$  и  $B$  в уравнения (17), получим:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_z &= \dot{U}_k \cos mz + j \rho \dot{I}_k \sin mz \\ \dot{I}_z &= \dot{I}_k \cos mz + j \frac{\dot{U}_k}{\rho} \sin mz \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Этими уравнениями мы и будем пользоваться в дальнейшем; в них постоянные интегрирования  $A$  и  $B$  заменены новыми постоянными  $U_k$  и  $I_k$ , имеющими простой физический смысл.

#### Случай холостого хода

Непосредственное изучение длинных линий мы начнём с исследования линии, концы которой разомкнуты. В этом случае (при холостом ходе)  $I_k=0$ ; подставляя это значение в уравнения (19), получим:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_z &= \dot{U}_k \cos mz \\ \dot{I}_z &= j \frac{\dot{U}_k}{\rho} \sin mz \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Действующее значение напряжения (равно как и амплитудное) изменяется вдоль линии по закону косинуса, имея максимум в начале координат (рис. II. 2. 2). На расстоянии четверти волны, когда  $mz = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi}{2}$ , напряжение проходит через нуль и достигает нового максимума ещё через четверть волны: Ток меняется по длине линии

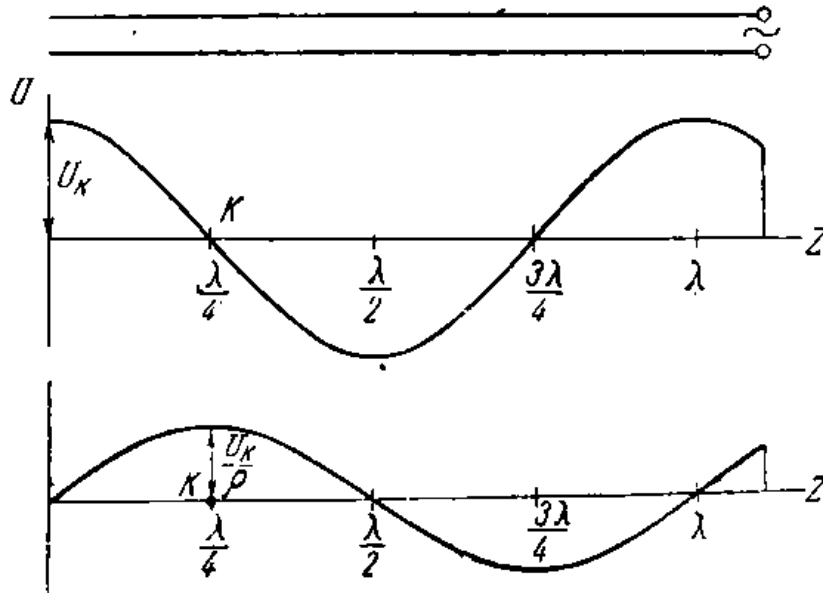


Рис. II. 2. 2. Распределение тока и напряжения по длине линии при холостом ходе.

аналогичным образом, следуя закону синуса. Места, где ток и напряжение проходят через нуль, носят название узлов тока или напряжения. Максимальные значения тока и напряжения на линии называются пучностями тока и напряжения. Описанное распределение тока и напряжения, сопровождающееся узлами и пучностями носит название стоячих волн тока и напряжения. На физической стороне этого понятия мы остановимся подробнее в конце раздела.

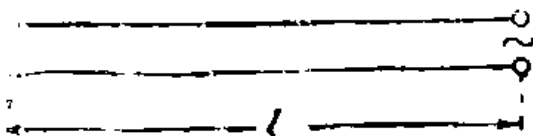


Рис. II. 2. 3. Холостая линия длиной  $l$ .

Обратим внимание на символ  $j$  в выражении для тока; он указывает на сдвиг фаз между током и напряжением в  $90^\circ$  повсюду в линии: так и должно быть, поскольку потери энергии в линии отсутствуют.

Перейдём теперь к сопротивлению на клеммах холостой линии длиной  $l$  (рис. II. 2. 3). Сопротивление это мы найдём, поделив напряжение на клеммах

$$U_l = U_k \cos ml$$

на ток

$$I_l = j \frac{U_k}{\rho} \sin n$$

Тогда получим

$$Z_l = -j\rho \operatorname{ctg} ml, \quad (21)$$

откуда следует, что в зависимости от длины линии сопротивление на клеммах может принимать любое реактивное значение. На рис. II. 2. 4 показан ход изменения этого сопротивления в зависимости от длины  $l$  (при постоянной  $\lambda$ ) или от пропорциональной частоте величины

$$ml = \frac{\omega l}{c}. \quad (22)$$

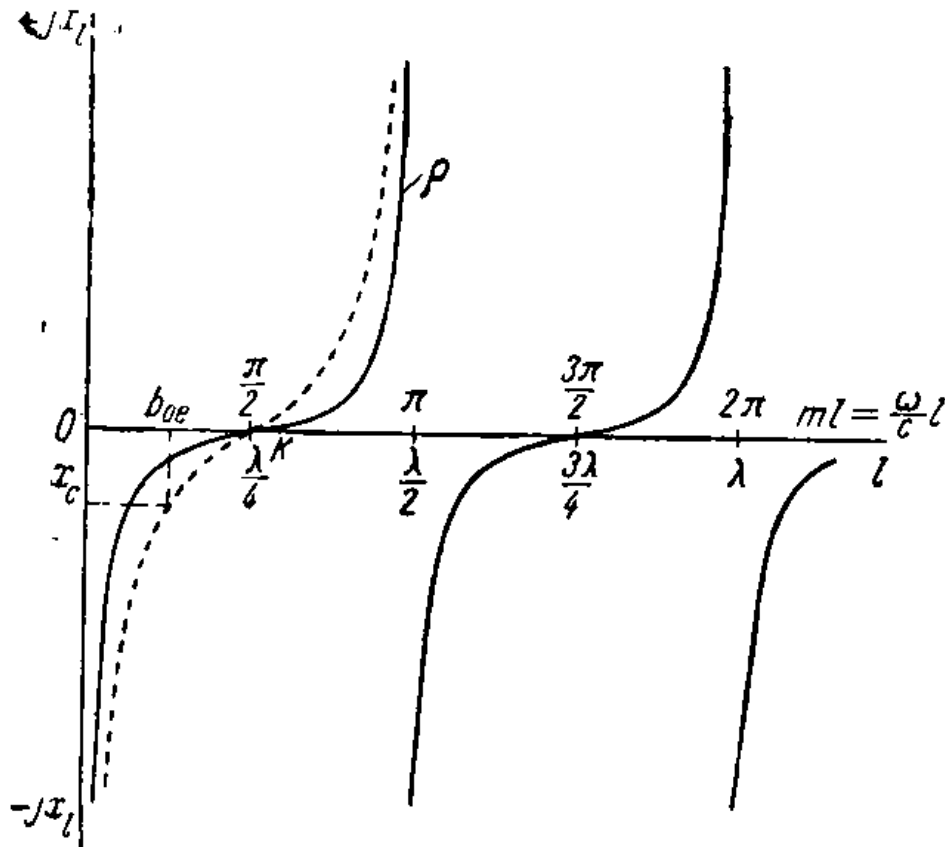


Рис. II. 2. 4. Кривые изменения реактивного сопротивления на клеммах разомкнутой линии в зависимости от длины  $l$  при постоянной частоте или от частоты  $\omega$  при неизменной длине.

Величина эта носит название электрической длины линии и измеряется в радианах или в градусах (когда входит в тригонометрические функции).

Как видно из рисунка, при малых частотах сопротивление линии имеет ёмкостный характер; с уменьшением частоты до нуля оно стремится к бесконечности, как то имеет место для всякого конденсатора. С увеличением частоты сопротивление уменьшается в начале по тому же, примерно, закону, что и для конденсатора, а затем более быстро. При частоте, при которой на линии укладывается четверть волны, наступает резонанс: реактивное сопротивление становится равным нулю; при дальнейшем повышении частоты

оно приобретает индуктивный характер и растёт по величине. Когда на линии укладывается половина волны, наступает опять резонанс и реактивное сопротивление от бесконечно больших индуктивных переходит к бесконечно большим ёмкостным значениям, после чего картина повторяется с периодом, соответствующим половине волны (при неизменной частоте). Учитывая эту периодичность, всегда можно при определении сопротивления холостой линии откинуть целое число полуволн, заключающихся в линии.

Величина волнового сопротивления  $\rho$  определяет собой мас-

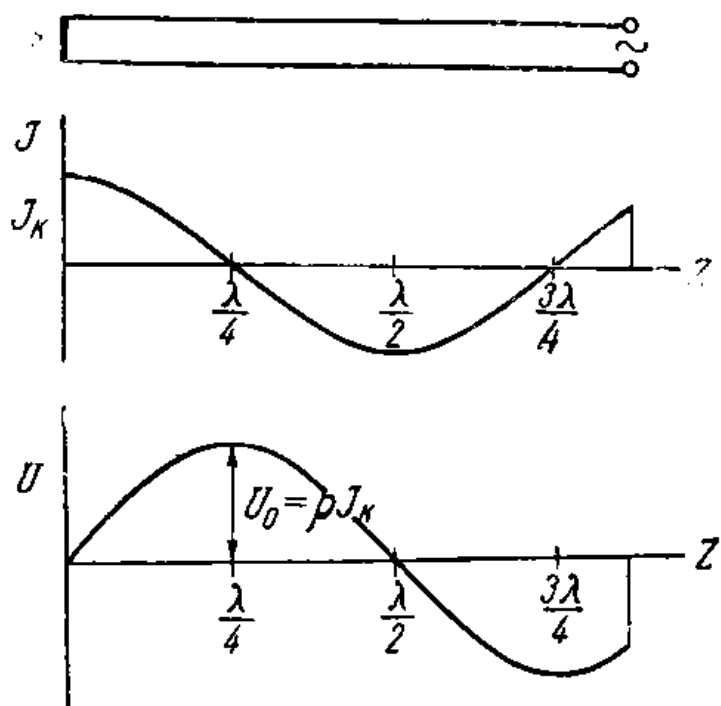


Рис. II. 2. 5. Распределение тока и напряжения вдоль линии при коротком замыкании.

штаб кривой сопротивления (рис. II. 2. 4). Активное сопротивление в данном случае отсутствует, поскольку мы считаем линию лишённой потерь. Однако, если учесть потери, то, как это будет показано несколько дальше, в пределе для исчезающе малых потерь мы будем иметь очень малое активное сопротивление при первом резонансе ( $ml = \frac{\pi}{2}$ ) и весьма большое — при втором ( $ml = \pi$ ). Первый резонанс поэтому соответствует резонансу напряжений в обычных цепях, второй — резонансу токов. При отсутствии потерь в колебательном контуре в первом случае сопротивление его также равно нулю, во втором — бесконечности.

### С л у ч а й к о р о т к о г о з а м ы к а н и я

Если мы замкнём конец линии накоротко помощью проводника с ничтожно малым сопротивлением, мы можем считать напряжение на конце линии равным нулю и найти интересные для нас расчётные формулы, положив в уравнениях (19)  $U_k = 0$ .

Распределение тока и напряжения вдоль линии будет тогда определяться следующими выражениями:

$$\left. \begin{aligned} I_z &= I_k \cos mz \\ U_z &= j \rho I_k \sin mz \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Соответствующие кривые показаны на рис. II. 2. 5. Как видим, распределение такое же, что и при холостом ходе, с той лишь раз-

ницей, что ток и напряжение поменялись местами. Теперь ток имеет на конце линии пучность, а напряжение — узел.

Сопротивление на клеммах короткозамкнутой линии  $Z_{10}$  может быть найдено таким же путём, как и в предыдущем случае,

$$Z_{10} = \frac{U_1}{I_1} = j \rho \operatorname{tg} ml. \quad (24)$$

Таким образом, закон изменения сопротивления на клеммах короткозамкнутой линии оказывается тем же, что и при холостом ходе, но кривая зависимости сопротивления теперь сдвинута на 90 электрических градусов (четверть волны). Мы получим её, если на рис. II. 2. 2 перенесём начало координат из точки  $O$  в точку  $K$ .

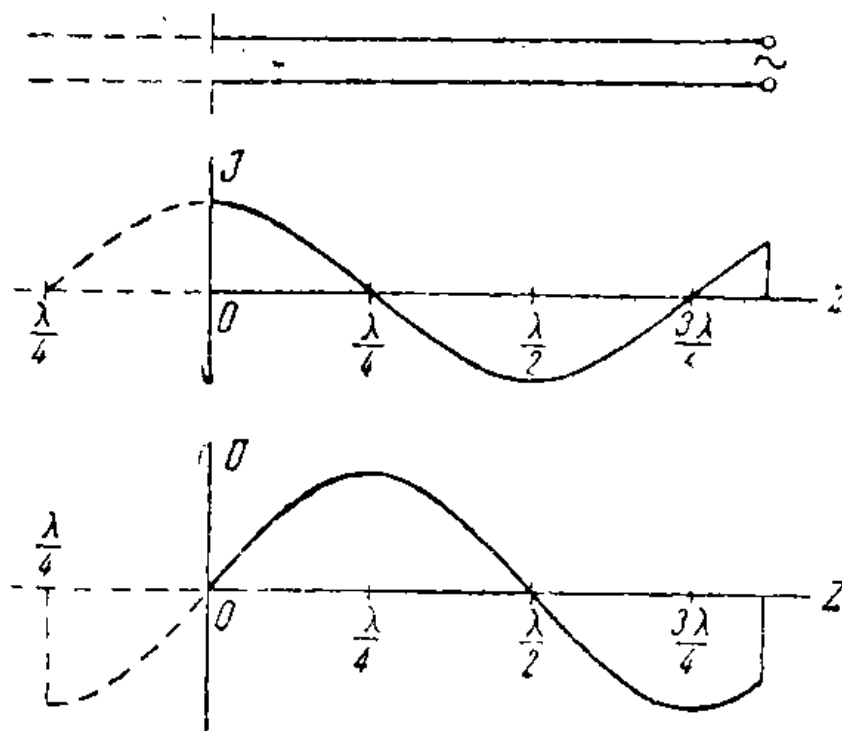


Рис. II. 2. 6. Распределение тока и напряжения в холостой линии, эквивалентной короткозамкнутой рис. II. 2. 5.

Все замечания, сделанные ранее относительно пределов изменения сопротивления, периодичности и т. д., остаются в силе и здесь.

Сходство двух рассмотренных случаев наталкивает нас на мысль, что короткозамкнутая линия может быть приведена к некоторой эквивалентной холостой линии. Чтобы получить такую эквивалентную линию, вспомним, что, подобрав соответствующим образом длину, мы можем придать отрезку холостой линии без потерь любое реактивное сопротивление на клеммах. В частности, взяв эту длину равной четверти волны, мы получим на клеммах сопротивление, равное нулю. Заменяем теперь этим отрезком проводник, замыкающий накоротко концы линии (рис. II. 2. 6). От этого распределение тока и напряжения в ней не изменится, но мы получим

вместо короткозамкнутой новую — холостую линию, удлинённую на четверть волны. Ток и напряжение в ней меняются по найденным нами в предыдущем случае законам, при чём оказывается, что влево от начала координат в области воображаемого добавленного отрезка кривые тока и напряжения имеют для нас вспомогательное значение, вправо же — они переходят в кривые, соответствующие короткому замыканию.

Читателя не должна смущать разница между кривыми напряжения рис. II. 2. 2 и II. 2. 6, дающими впечатление, что напряжение в обоих случаях имеет разный знак. Дело в том, что, поскольку напряжение и ток в линии сдвинуты на  $90^\circ$ , мы фактически на рис. II. 2. 2 для тока и на рис. II. 2. 6 для напряжения приняли за положительные значения, соответствующие  $+j$ . Но в первом случае множитель  $+j$  относится к току (так как за начальный вектор принимается  $U_n$ ), а во втором к напряжению. Поскольку в первой четверти волны по длине линии ток опережает напряжение, постольку напряжение во вспомогательном отрезке имеет знак минус (соответствует множителю  $-j$ ).

Описанным способом мы можем построить кривые тока и напряжения вдоль короткозамкнутой линии. Метод вспомогательного отрезка позволяет и в отношении сопротивления на клеммах привести короткозамкнутую линию к эквивалентной разомкнутой. Если длина первой  $l$ , то длина второй будет  $l + \frac{\lambda}{4}$ , откуда, пользуясь ф-лой (21), найдём

$$Z_{10} = -j\rho \operatorname{ctg} m \left( l + \frac{\lambda}{4} \right) = -j\rho \operatorname{ctg} \left( ml + \frac{\pi}{2} \right) = j\rho \operatorname{tg} ml,$$

что совпадает с ранее полученным значением.

### С л у ч а й п р о и з в о л ь н о й р е а к т и в н о й н а г р у з к и

Под реактивной нагрузкой мы будем понимать всякую нагрузку, при которой на конце линии не расходуется мощности. Частными случаями этой нагрузки могут быть: конденсатор, катушка самоиндукции, другая линия с реактивной нагрузкой. Сюда же относятся и рассмотренные уже два случая, как предельные, когда сопротивление реактивной нагрузки стремится к бесконечности или к нулю.

Решение задачи для любой реактивной нагрузки легко может быть получено, если мы воспользуемся только что описанным способом эквивалентного удлинения линии.

В самом деле, поскольку отрезок холостой линии может иметь любое реактивное сопротивление, мы подберём его длину так, чтобы он (в отношении сопротивления) заменял заданную нагрузку. Очевидно, из рис. II. 2. 4, что для замены ёмкостного сопротивления надо взять отрезок меньше четверти волны, для замены индуктивного — отрезок длиной от  $\frac{\lambda}{4}$  до  $\frac{\lambda}{2}$ . В первом случае длина от-



резка  $b_{\alpha}$  определится из следующего равенства

$$-jX_c = -j\rho \operatorname{ctg} mb$$

или

$$\operatorname{ctg} mb_{\alpha} = \frac{X_c}{\rho}. \quad (25a)$$

Нетрудно найти, что в случае индуктивной нагрузки

$$\operatorname{ctg} mb_{\alpha} = -\frac{X_L}{\rho}. \quad (25b)$$

Длина эквивалентного отрезка может быть найдена и графически, как то показано на рис. II. 2. 4 для ёмкостной нагрузки  $X_c$ ; для этого заранее должны быть построены кривые реактивного сопротивления интересующей нас линии в режиме холостого хода.

Найдя длину отрезка, эквивалентного по сопротивлению заданной реактивной нагрузке, мы далее для построения кривых напряжения и тока поступаем следующим образом. Строим эти кривые для холостого хода и за начало координат берём конец эквивалентного вспомогательного отрезка, как это для ёмкостной нагрузки показано на рис. II. 2. 7. Тогда в начале координат ток  $I_k$  и напряжение  $U_k$  оба будут отличны от нуля.

Обозначая через  $U_o$  значение напряжения в пучности, мы для кривых распределения напряжения и тока вдоль линии можем написать:

$$\left. \begin{aligned} U_z &= U_o \cos m(z + b_{\alpha}) \\ I_z &= j_1 \frac{U_o}{\rho} \sin m(z + b_{\alpha}) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Если известно напряжение у нагрузки  $U_k$ , то

$$U_o = \frac{U_k}{\cos mb_{\alpha}}. \quad (27a)$$

Если же известно напряжение у генератора  $U_l$ , то

$$U_o = \frac{U_l}{\cos m(l + b_{\alpha})}. \quad (27b)$$

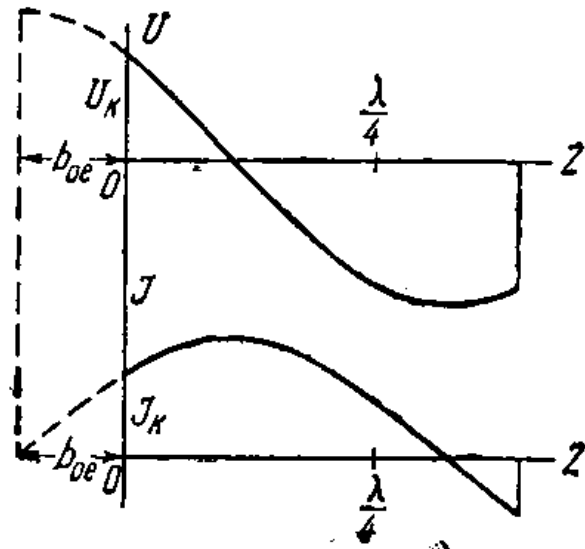
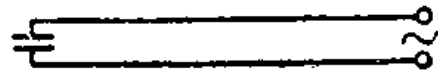


Рис. II. 2. 7. Распределение напряжения и тока вдоль линии при ёмкостной нагрузке.

Выведенные выражения справедливы для случаев любой реактивной нагрузки (не только ёмкостной).

Сопротивление на клеммах линии  $Z_l$  в рассматриваемом случае легко может быть найдено из выражений (26)

$$Z_l = -j \rho \operatorname{ctg} m(l + b_{\alpha}). \quad (28)$$

Таким образом, сопротивление на клеммах линии с реактивной нагрузкой равно сопротивлению холостой линии, обладающей тем же волновым сопротивлением, при условии удлинения её на отрезок  $b_{\alpha}$ , эквивалентный по своему сопротивлению нагрузке.

*Пример.* Линия длиной 50 м из двух проводов диаметром 4 мм с расстоянием между ними 20 см нагружена конденсатором ёмкостью 200 мккф. Найти сопротивление на клеммах этой линии на волне 40 м и напряжение на конденсаторе  $U_k$ , если напряжение у генератора 1000 в.

Вычисляем ёмкостное сопротивление по формуле

$$X_C = \frac{530 \lambda_{\text{м}}}{C_{\text{мккф}}} = \frac{530 \cdot 40}{200} = 106 \text{ ом}.$$

Находим волновое сопротивление линии из ф-лы (14)

$$\rho = 276 \lg \frac{20}{0,2} = 276 \lg 100 = 276 \cdot 2 = 552 \text{ ом}.$$

Определяем  $mb_{\alpha}$  из ф-лы (25а)

$$\operatorname{ctg} mb_{\alpha} = \frac{X_C}{\rho} = \frac{106}{552} = 0,192,$$

откуда  $mb_{\alpha} = 79^{\circ} 10' \approx 79^{\circ}$ .

Электрическая длина эквивалентной линии будет

$$ml + mb_{\alpha} = 360^{\circ} \frac{50}{40} + 79^{\circ} = 450^{\circ} + 79^{\circ} = 529^{\circ}.$$

Сопротивление на клеммах

$$Z_l = -j 552 \operatorname{ctg} 529^{\circ} = +j 552 \operatorname{ctg} 11^{\circ} = j 552 \cdot 0,192 = j 106 \text{ ом}.$$

Из ф-лы (27а, б) напряжение на клеммах

$$U_k = U_l \frac{\cos mb_{\alpha}}{\cos m(l + b_{\alpha})} = U_l \frac{\cos 79^{\circ}}{\cos 529^{\circ}} = - \frac{1000 \cdot 0,191}{0,982} = -194 \text{ в}.$$

Знак минус указывает, что фазы напряжения на конденсаторе и у генератора разнятся на  $180^{\circ}$ .

Сформулируем теперь некоторые общие положения, касающиеся распределения напряжения и тока при реактивной нагрузке.

1. Во всех случаях реактивной нагрузки напряжение и ток вдоль линии распределяются по одним и тем же синусоидальным кривым. Нагрузка регулирует лишь сдвиг этих кривых относительно начала координат.

2. Всегда узлу тока соответствует пучность напряжения и наоборот. При этом в узле и ток и напряжение в точности равны нулю, что указывает на отсутствие переноса энергии вдоль линии (в нагрузку).

3. Ток и напряжение сдвинуты по фазе на  $90^\circ$ . Фаза тока меняется скачком на  $180^\circ$  при переходе через нуль. Таким образом,

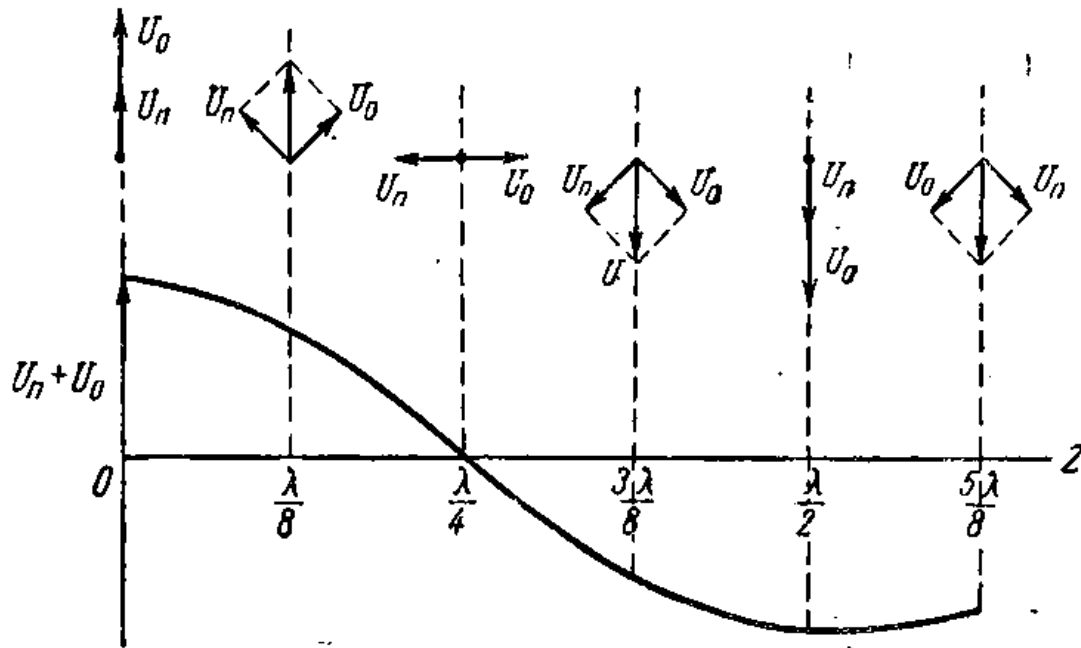


Рис. II. 2. 8. Стоячая волна напряжения при холостом ходе как результат сложения падающей ( $U_n$ ) и отражённой ( $U_0$ ) волн напряжения.

ток в двух любых участках линии может либо совпадать по фазе, либо отличаться на  $180^\circ$ , но не на какой-либо другой угол. То же справедливо и для напряжения.

Все перечисленные особенности характерны для стоячих волн тока и напряжения. Таким образом, мы можем зафиксировать, что при всех случаях реактивной нагрузки мы имеем в линии чистые стоячие волны.

Рассмотрим подробнее физическую сторону образования стоячих волн. Нетрудно убедиться в том, что стоячие волны имеют место всегда, когда амплитуды падающей и отражённой от нагрузки волн равны. В самом деле, возьмём случай холостого хода. На рис. II. 2. 8 через  $U_n$  обозначен вектор падающей волны напряжения, идущей от генератора к концу линии (к началу координат).

Фаза его вдоль линии изменяется в соответствии с направлением движения волны: к началу координат  $U_n$  запаздывает по фазе. Вектор отражённой волны напряжения  $U_0$ , наоборот, запаздывает по направлению от начала координат в сторону положительных  $z$ .

Там, где падающая и отражённая волны встречаются с одинаковой фазой, — получаются пучности напряжения. В местах, где волны при встрече имеют противоположные фазы, получаются узлы. Мы видим, что полный нуль напряжения в узле может быть получен только в том случае, когда амплитуда отражённой волны точно такая же, как у падающей. А это может быть только в том случае, когда ни при движении вдоль линии, ни при отражении волна не теряет своей энергии, т. е. в линиях без потерь с реактивной нагрузкой.

В зависимости от рода этой нагрузки меняется фаза, которую получает волна при отражении. Так, при коротком замыкании волна

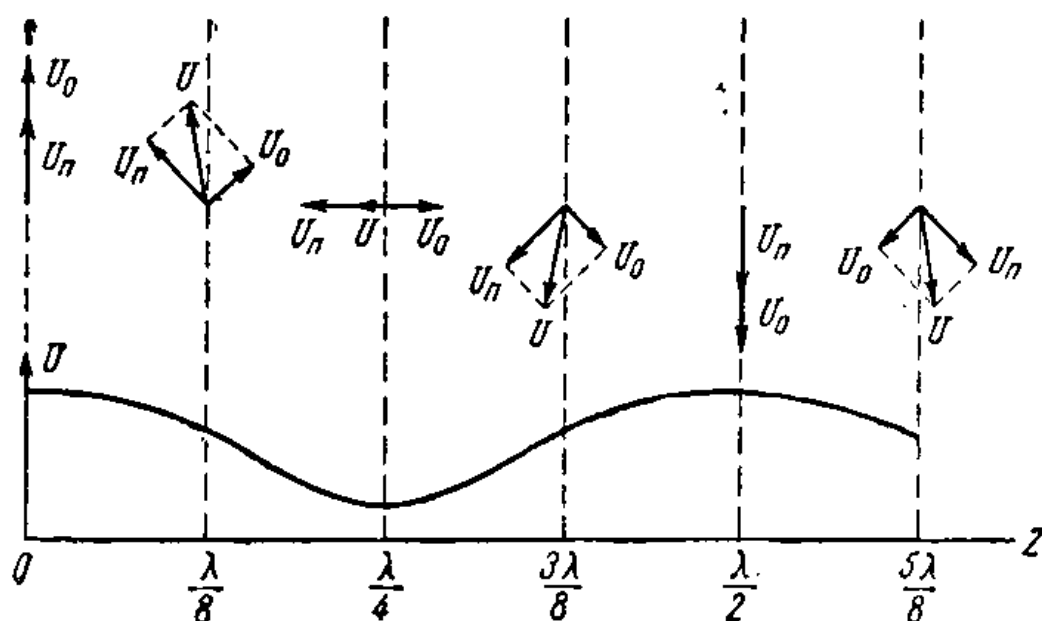


Рис. II. 3. 1. Распределение напряжения вдоль линии при активной нагрузке, как результат взаимодействия падающей и отражённой волн.

напряжения при отражении, как говорят, «теряет полпериода». При другом виде нагрузки мы имеем промежуточное значение фазы отражённой волны  $\varphi$  в пределах —  $\pi < \varphi \leq \pi$ .

Что касается отражённой волны тока, то у неё, как это следует из выражения (17), фаза всегда отличается от фазы отражённой волны напряжения на  $\pi$ . Поэтому при холостом ходе на конце линии будет узел тока; поэтому же всюду, где напряжение имеет пучности, ток будет иметь узлы и наоборот.

Комплексное отношение амплитуд отражённой и падающей волны носит название коэффициента отражения  $\rho$ . В нашем случае — в случае стоячих волн, — как видим, модуль коэффициента отражения всегда равен единице, аргумент же его может принимать любое значение в зависимости от характера и величины нагрузки.

### 3. Активная нагрузка линий без потерь

Под активной нагрузкой мы подразумеваем такую нагрузку, в которой приложенное напряжение вызывает расход мощности. Следовательно, сопротивление этой нагрузки должно иметь конеч-

ную активную составляющую. Для простоты изложения мы сперва рассмотрим случай чисто активного сопротивления.

Заметим предварительно, что при любой активной нагрузке мы уже не будем иметь в линии стоячих волн. В самом деле, некоторая часть энергии падающей волны будет израсходована в нагрузке. Поэтому амплитуда отражённой волны будет меньше амплитуды падающей и в местах встречи обеих волн с противоположными фазами разность их амплитуд будет отлична от нуля.

На рис. II. 3. 1 аналогично рис. II. 2. 8 показано взаимодействие падающей и отражённой волн в случае активной нагрузки линии. Теперь  $U_o < U_n$ . На рисунке приведена кривая амплитудных значений напряжения вдоль линии; из векторных диаграмм мы видим, что результирующее напряжение не может упасть до нуля и что фаза напряжения вдоль линии меняется плавно, а не скачком около узла, как было в случае стоячих волн.

Для вывода расчётных формул мы можем воспользоваться уравнениями (II. 2. 19), положив в них  $U_k = rI_k$ , где  $r$  — чисто активное сопротивление нагрузки (рис. II. 3. 2). Тогда:

$$\dot{U}_z = \dot{U}_k \cos mz + j \frac{\rho}{r} \dot{U}_k \sin mz,$$

$$\dot{i}_z = \frac{\dot{U}_k}{r} \cos mz + j \frac{\dot{U}_k}{\rho} \sin mz$$

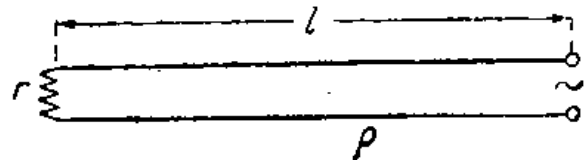


Рис. II. 3. 2. Линия длиной  $l$  с волновым сопротивлением  $\rho$ , нагруженная чисто активным сопротивлением  $r$ .

или, полагая  $\frac{\rho}{r} = \kappa$ ,

$$\dot{U}_z = \dot{U}_k (\cos mz + j \kappa \sin mz), \quad (1)$$

$$\dot{i}_z = \frac{\dot{U}_k}{\rho} (\kappa \cos mz + j \sin mz). \quad (2)$$

Из полученных выражений видно, что, если  $\kappa \neq 0$  или  $\frac{1}{\kappa} \neq 0$ , то фаза тока и напряжения вдоль линии должна меняться плавно. Для действующих значений напряжения и тока мы будем иметь:

$$\begin{aligned} U_z &= U_k \sqrt{\cos^2 mz + \kappa^2 \sin^2 mz}, \\ I_z &= \frac{U_k}{\rho} \sqrt{\kappa^2 \cos^2 mz + \sin^2 mz}. \end{aligned} \quad (3)$$

Исследуем полученные выражения для случаев:

$$\kappa < 1,$$

$$\kappa > 1$$

и

$$\kappa = 1.$$

Первый случай соответствует условию  $r > \rho$ . В пределе при безграничном возрастании сопротивления нагрузки он переходит в случай холостого хода. На расстоянии четверти волны от конца линии ( $l = \frac{\lambda}{4}$ ,  $ml = \frac{\pi}{2}$ ,  $\cos ml = 0$ ) напряжение будет иметь величину

$$U_{\frac{\lambda}{4}} = \kappa U_{\kappa} < U_{\kappa}. \quad (4)$$

Кривые действующих значений напряжения, соответствующие рассматриваемому случаю, представлены на рис. II. 3. 1 и II. 3. 3 вверху, а кривая тока—на рис. II. 3. 3. Обе кривые имеют период в полволны.

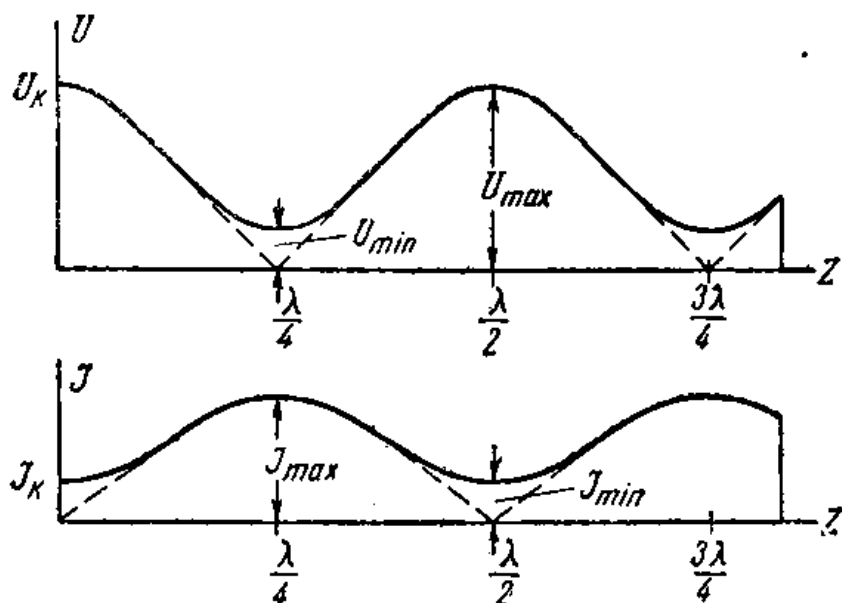


Рис. II. 3. 3. Распределение напряжения и тока вдоль линии, когда сопротивление нагрузки (чисто активное) больше волнового ( $\kappa < 1$ ).

Пунктиром показаны предельные кривые, которые мы будем иметь при  $r = \infty$  (при холостом ходе). Чем ближе сопротивление нагрузки  $r$  к волновому, тем меньше провалы тока и напряжения в районе минимумов.

Из равенства (4) следует, что

$$\frac{U_{min}}{U_{max}} = \kappa. \quad (5)$$

Следовательно, измерив напряжения в точках минимума и максимума и взяв их отношение, мы найдём величину  $\kappa$ , а затем, зная волновое сопротивление линии  $\rho$ , сможем определить и сопротивление  $r$ . Этим методом иногда пользуются для измерения сопротивления в области коротких и ультракоротких волн.

Во втором случае ( $\kappa > 1$ ) сопротивление нагрузки меньше волнового ( $r < \rho$ ) и мы имеем случай в пределе, при  $r \rightarrow 0$ , переходящий в случай короткого замыкания.

Кривые напряжения и тока (рис. II. 3. 4) будут иметь тот же характер, что и в только что рассмотренном случае, но они будут сдвинуты на четверть волны (иначе говоря, ток и напряжение поменяются местами). Пунктир на рис. II. 3. 4 соответствует предельному случаю  $r=0$  (короткое замыкание).

Измеряя отношение максимальных значений напряжения или тока к минимальным, мы и в этом случае можем найти величину  $k$  и определить сопротивление нагрузки  $r$ . По мере возрастания величины сопротивления  $r$  и приближения его к значению волнового сопротивления, неравномерности в распределении напряжения и

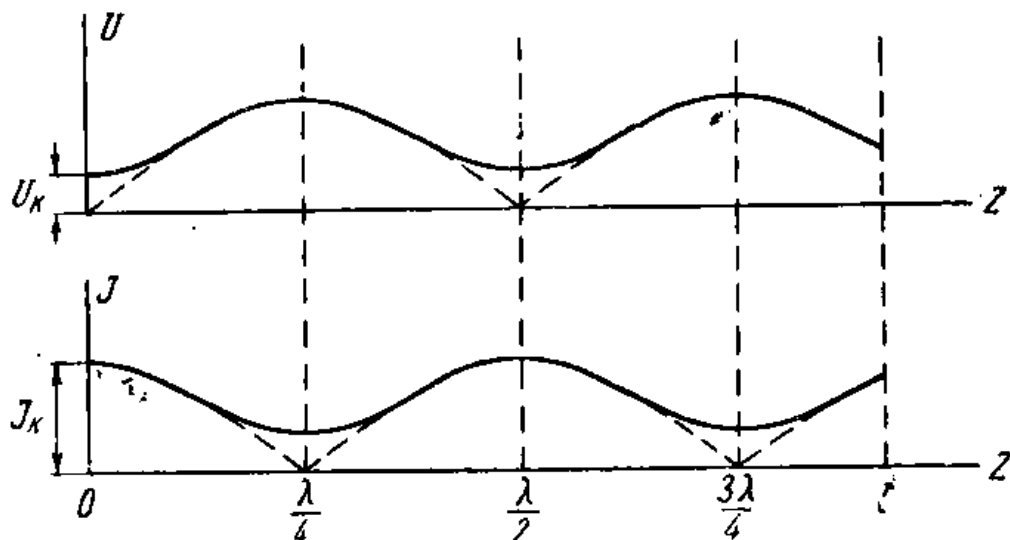


Рис. II. 3. 4. Распределение напряжения и тока вдоль линии, когда сопротивление нагрузки (чисто активное) меньше волнового ( $k > 1$ ).

тока становятся все менее заметными и минимальные значения указанных величин начинают всё менее отличаться от максимальных.

Переходим к рассмотрению предельного случая  $k=1$ , или  $r=\rho$ . Подставляя эти значения в выражения (1) и (2), получим

$$U_z = U_k e^{j\mu z}; I_z = \frac{U_k}{\rho} e^{j\mu z}. \quad (6)$$

Сравнивая этот результат с выражением (II. 2. 17), приходим к заключению, что в линии существует одна лишь падающая волна напряжения и тока. Фаза её меняется равномерно вдоль линии, запаздывая к началу координат, а амплитуда неизменна, так как в проводах линии энергия не расходуется. Поэтому кривые действующих значений напряжения и тока будут прямыми параллельными оси абсцисс (рис. II. 3. 5). Из ф-л (6) заключаем, что напряжение и ток повсюду в линии будут в фазе.

Такой режим передачи энергии вдоль линии, при котором в линии имеет место одна лишь падающая волна, носит название режима бегущей волны. Этот режим является наиболее желательным с точки зрения передачи энергии вдоль фидера от передатчика к антенне или в обратном направлении — от антенны к приёмнику — по двум соображениям.

Во-первых, по сравнению с другими режимами здесь перенос определённой мощности совершается при наименьших значениях тока. Это станет понятным, если мы учтём, что здесь ток и напряжение совпадают по фазе по всей длине линии, в других же случаях имеют место безваттные токи, увеличивающие ток, необходимый для передачи данной мощности вдоль линии. При минимальном токе в линии будут и минимальные потери; поэтому, если мы стремимся к высокому КПД передачи энергии вдоль линии, мы должны добиваться режима бегущей волны.

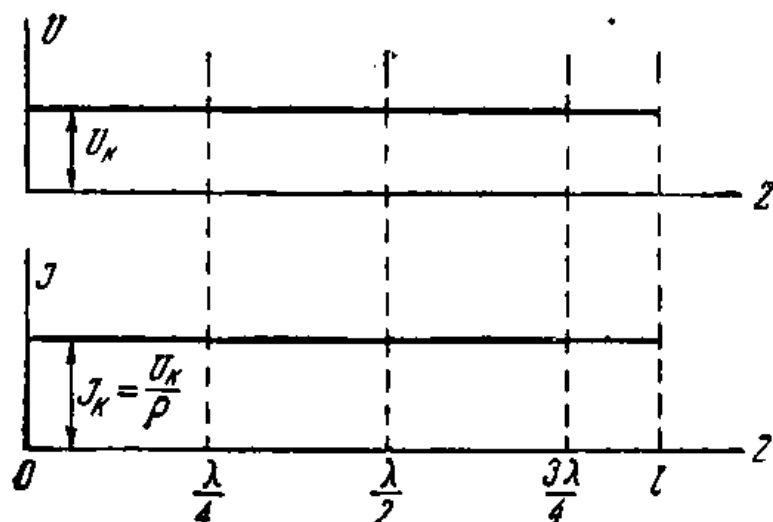


Рис. II. 3. 5. Кривые действующих значений напряжения и тока вдоль линии при бегущей волне.

Второе соображение в пользу бегущей волны основывается на характере распределения напряжения вдоль линии — без минимумов и максимумов (рис. II. 3. 5). Иначе говоря, в случае бегущей волны передача мощности вдоль линии происходит при минимальном значении напряжения в линии, что чрезвычайно важно, когда требуется передать большую мощность (см. разд. I).

Условие, которое должно быть выполнено для того, чтобы в линии установилась бегущая волна, состоит в такой регулировке сопротивления на клеммах нагрузки, при которой оно было бы равно волновому сопротивлению линии. Эту задачу и выполняют так называемые переходные устройства, упоминавшиеся в гл. I.

Судить о том, насколько распределение тока и напряжения в линии соответствует бегущей волне, удобнее всего по величине  $k = \frac{P}{r}$ , введённой автором в 1927 г. <sup>1)</sup> и названной в дальнейшем коэффициентом бегущей волны. В настоящее время по инициативе В. В. Татарина коэффициентом бегущей волны  $k$  (сокращённо КБВ) называют в соответствии с выражением (3) меньшую из величин  $\frac{P}{r}$  или  $\frac{r}{P}$ ; большая из них носит название

<sup>1)</sup> А. А. Пистолькос, ТиТбп № 40 (1927).



коэффициента стоячей волны (КСВ). Таким образом, КСВ всегда меньше, а КСВ больше единицы.

Нетрудно установить связь между коэффициентом бегущей волны  $\kappa$  и коэффициентом отражения  $\rho$  для случая чисто активной нагрузки. В самом деле, из (5) следует, что

$$\kappa = \frac{U_{\min}}{U_{\max}} = \frac{1-\rho}{1+\rho}, \quad (7)$$

так как в местах минимумов падающая и отражённая волны вычитаются, в местах максимумов — складываются. Решая это уравнение относительно  $\rho$  и подставляя вместо  $\kappa$  его значение, получим

$$\rho = \frac{1-\kappa}{1+\kappa} = \frac{r-\rho}{r+\rho}. \quad (8)$$

В частных случаях: при бегущей волне ( $r=\rho$ )  $\rho=0$ , при холостом ходе ( $r=\infty$ )  $\rho=1$  и при коротком замыкании ( $r=0$ )  $\rho=-1$ .

Ознакомившись с распределением тока и напряжения в линии при чисто активной нагрузке, перейдём теперь к сопротивлению на клеммах линии.

Поступая, как и раньше, т. е. вычислив с помощью выражений (1) и (2)  $U_l$  и  $I_l$  (при  $z=l$ ) и поделив первое на второе, найдём

$$Z_l = \rho \frac{\kappa - j \frac{1-\kappa^2}{2} \sin 2ml}{\kappa^2 \cos^2 ml + \sin^2 ml} = R_l + jX_l. \quad (9)$$

Сопротивление на клеммах линии получилось комплексным. Отметим, что реактивная составляющая его  $X_l$  обращается в нуль, когда  $\sin 2ml = 2 \sin ml \cos ml = 0$ . Иначе говоря, при всех длинах кратных четверти волны, сопротивление на клеммах имеет чисто активный характер. Рассмотрим теперь длины, для которых  $\sin ml = 0$ . В этом случае

$$Z_l = \frac{\rho}{\kappa} = r, \quad (10)$$

т. е. сопротивление нагрузки передаётся на клеммы линии без изменений. Очевидно, это имеет место лишь в случае, когда линия содержит целое число полуволн ( $l=0, \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{3\lambda}{2}, \dots$ ). Если же в линии укладывается нечётное число четвертей волны, то  $\cos ml = 0$  и

$$Z_l = \kappa \rho = \frac{\rho^2}{r}, \quad (11)$$

т. е. активное сопротивление в этом случае соответствует сопротивлению на клеммах колебательного контура при резонансе токов. Выражение (10), очевидно, соответствует резонансу напряжения.

На рис. 11. 3. б приведены кривые реактивной и активной составляющих сопротивления на клеммах для двух значений  $\kappa$  ( $\kappa=0,2$  и  $\kappa=0,6$ ); пунктиром показаны значения реактивного сопротивления в предельном случае при  $r=\infty$ .

Как видим, при активной нагрузке реактивное сопротивление, сохраняя характер котангенсоиды, уже не уходит в бесконечность

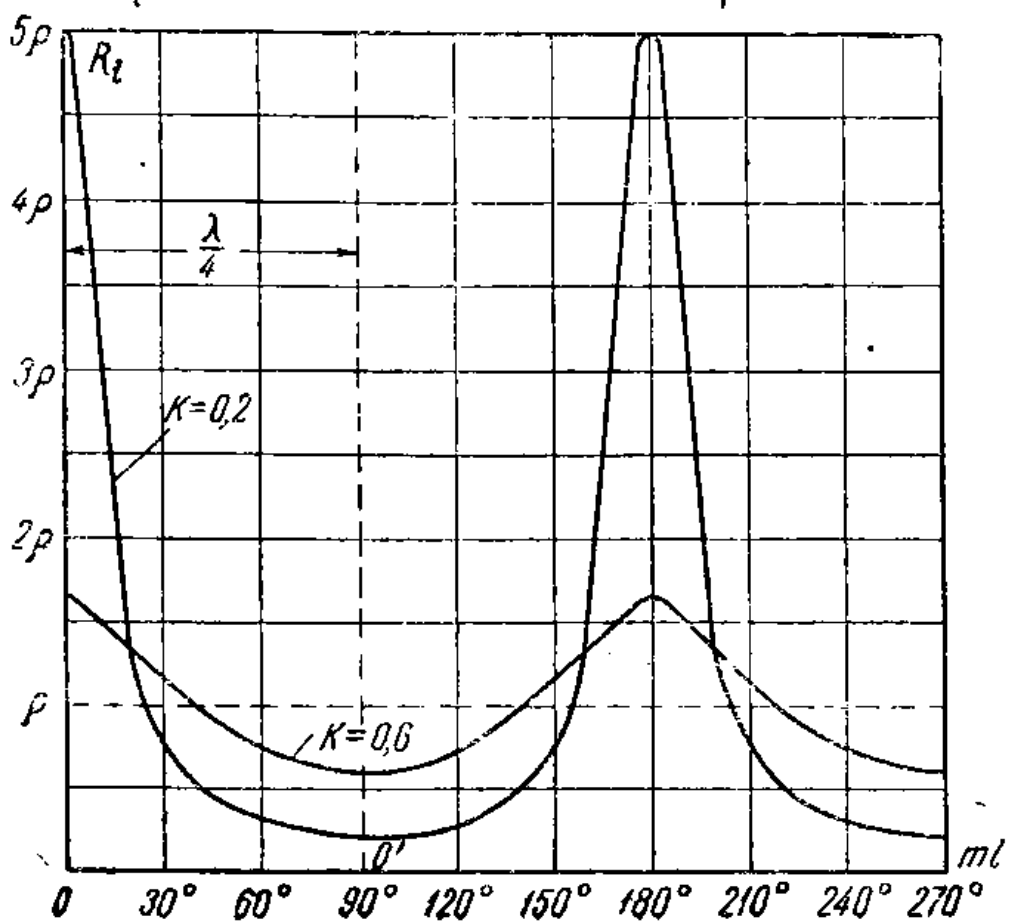
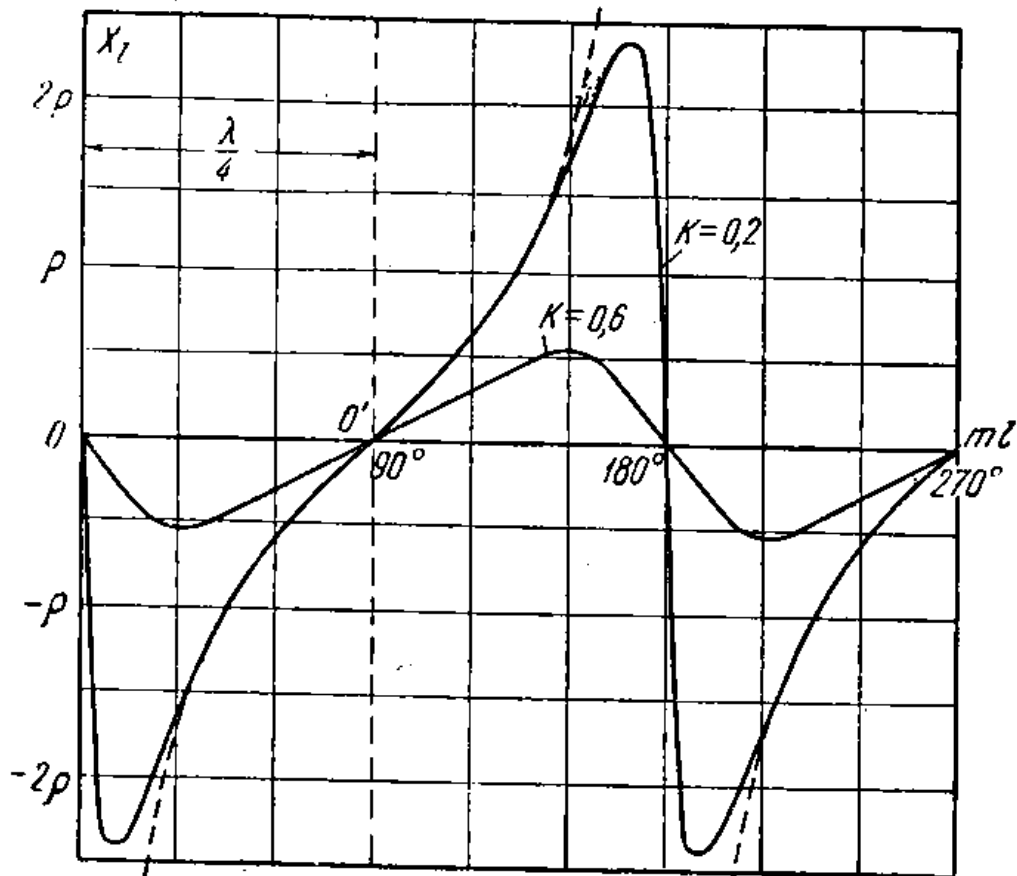


Рис. II. 3. 6. Кривые зависимости реактивной и активной составляющей сопротивления на клеммах активно нагруженной линии в зависимости от длины последней.

(как при реактивной нагрузке), а растёт только до определённого максимума, после чего быстро переходит через нуль.

Этот максимум тем меньше, чем ближе  $\kappa$  к единице. При приближении  $\kappa$  к этому пределу кривая реактивного сопротивления стремится слиться с осью абсцисс.

Практически, при  $\kappa \leq 0,6$ , при длинах линии или частотах, дающих электрические длины, не очень близкие к  $0, \pi, 2\pi$  и т. д., можно рассчитывать реактивное сопротивление по ф-ле (II. 2. 21) для холостого хода

$$X_l = -\rho \operatorname{ctg} ml.$$

Положение указанных максимумов кривой реактивного сопротивления и их величина могут быть определены по правилам дифференциального исчисления. Соответствующий расчёт даёт для длины линии  $l_{\max}$ , при которой мы имеем максимум,

$$\operatorname{tg} ml_{\max} = \kappa \quad (12)$$

и для величины самого максимума

$$X_{l_{\max}} = \frac{\rho}{2} \left( \frac{1}{\kappa} - \kappa \right). \quad (13)$$

Что касается кривой активной слагающей сопротивления, то максимальное и минимальное значения этой слагающей определяются выражениями (10) и (11). Если одно из этих значений равно  $\frac{\rho}{\kappa}$ , то другое будет  $\rho\kappa$ . Таким образом, чем дальше  $\kappa$  от единицы, тем больше размах колебаний кривой активного сопротивления; при этом между максимумом и минимумом обязательно имеется такое значение длины линии, при котором активная составляющая сопротивления линии  $R_l = \rho$ .

Кривые рис. II. 3. 6 соответствуют значениям коэффициента бегущей волны  $\kappa$  меньшим единицы. Если  $\kappa > 1$ , кривые сопротивления на клеммах линии сохраняют такой же характер, но начало координат должно быть перенесено на четверть волны вправо или влево, в то место, где имеется минимум активной составляющей. Так, если на рис. II. 3. 6 перенести начало координат вправо на четверть волны (точка  $O'$ ), то кривые этого рисунка будут соответствовать значениям  $\kappa = \frac{1}{0,2} = 5$  и  $\kappa = \frac{1}{0,6} = \frac{5}{3}$ .

Перенос начала координат соответствует переходу от кривых холостого хода к кривым короткого замыкания, рассмотренному в предыдущем разделе.

Для дальнейшего нам необходимо знать также зависимость проводимости  $Y_l$  активно нагруженной линии от длины. Исходя из ф-л (1) и (2), нетрудно найти

$$Y_l = \frac{1}{\rho} \frac{\kappa + j \frac{1 - \kappa^2}{2} \sin 2ml}{\cos^2 ml + \kappa^2 \sin^2 ml}. \quad (14)$$

Это же выражение мы можем получить из выражений (9) для  $Z_l$ , если  $\rho$  заменим на  $\frac{1}{\rho}$  и  $l$  на  $l + \frac{\lambda}{4}$ . Это значит, что, отвлекаясь от масштаба, кривые проводимости активно нагруженной линии будут совпадать с кривыми сопротивления, если сдвинуть начало координат влево или вправо на четверть волны.

Наименьшие и наибольшие значения активной проводимости, естественно, будут соответствовать выражениям (10) и (11). Длина линии, при которой активная составляющая будет равна  $\frac{1}{\rho}$ , будет на четверть волны отличаться от длины, обеспечивающей равенство  $R_l = \rho$ .

Перейдём теперь к рассмотрению более общего случая, когда на конце линии включено комплексное сопротивление. Заметим прежде всего, что ничего принципиально нового в отношении распределения тока и напряжения, а следовательно, и хода кривых сопротивления, этот случай по сравнению с предыдущим дать не может. В самом деле в обоих случаях отражённая волна будет меньшей падающей, распространяются обе волны с одинаковой для обоих случаев скоростью, и потому для одинаковых амплитуд отражённой волны мы будем получать одинаковые кривые тока и напряжения. Разница будет лишь в той фазе, которую будет приобретать отражённая волна в начале координат (у нагрузки). Тот или иной сдвиг фаз будет вызывать соответствующий сдвиг кривых тока и напряжения вдоль линии без изменения их формы. В. В. Татаринов<sup>1)</sup> даёт следующее выражение для определения точки  $z_0$ , в которой будет находиться минимум или максимум тока или напряжения и которая, следовательно, соответствует началу координат при нагрузке чисто активным сопротивлением

$$\operatorname{tg} 2mz_0 = \frac{2\rho x}{r^2 + x^2 - \rho^2}; \quad (15)$$

здесь  $r$  и  $x$  относятся к сопротивлению нагрузки; знаки у  $\sin 2mz_0$  и  $\cos 2mz_0$  должны быть те же, что у  $2\rho x$  и  $r^2 + x^2 - \rho^2$ , если мы за начало координат выбираем максимум напряжения; они должны быть обратными, когда за начало мы берём максимум тока (а, следовательно, минимум напряжения). Коэффициент бегущей волны при комплексном сопротивлении нагрузки определяется из следующей сложной формулы

$$k^2 = \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{4r^2\rho^2}{(r^2 + x^2 + \rho^2)^2}}}{1 + \sqrt{1 + \frac{4r^2\rho^2}{(r^2 + x^2 + \rho^2)^2}}}. \quad (16)$$

По этой формуле  $k$  получается меньше единицы, что соответствует переносу начала координат в максимум напряжения; в случае максимума тока для  $k$  надо взять обратную величину.

<sup>1)</sup> В. В. Татаринов, Коротковолновые направленные антенны. Связьтехиздат, 1936, стр. 30.

Зная  $z_0$  и  $k$ , мы можем воспользоваться всеми выведенными ранее формулами для построения кривых тока и напряжения или для расчёта сопротивления и проводимости. Следует лишь вместо  $z$  подставлять  $z_1 = z - z_0$  и вместо  $l$   $l_1 = l - z_0$ .

Сопротивление на клеммах линии, нагруженной комплексным сопротивлением, может быть вычислено также по следующей более общей формуле (вывод которой нам удобнее будет дать в следующем разделе)

$$Z_1 = \frac{Z_1 Z_k + \rho^2}{Z_1 + Z_k} \quad (17)$$

Здесь  $Z_k$  — сопротивление нагрузки,  $Z_1 = -j\rho \operatorname{ctg} ml$  — сопротивление линии в режиме холостого хода.

В частном случае, когда длина линии кратна половине волны,  $Z_1 = \infty$ ; тогда

$$Z_1 = Z_k \quad (18)$$

Отсюда следует общее правило, справедливое для линий без потерь: любая однородная линия, длина которой кратна половине волны, передаёт величину включённого на одном её конце сопротивления без изменения на клеммы противоположного конца.

Если же длина линии равна нечётному числу четвертей волны, то  $Z_1 = 0$  и

$$Z_1 = \frac{\rho^2}{Z_k} \quad (19)$$

Эти свойства линии используются для ряда практических приложений.

#### 4. Линии с потерями энергии

Полученные в предыдущих разделах картины распределения тока и напряжения и кривые сопротивления, а также изложенные методы расчёта, удовлетворяют запросам инженера в большинстве случаев практики, требуя уточнения лишь в тех случаях, когда потери в линии по тем или иным причинам приобретают первостепенную важность. К числу таких вопросов, в первую очередь, следует отнести вопрос о КПД фидерных линий. На нём мы и сосредоточим основное внимание. Кроме того, мы рассмотрим вопрос о влиянии потерь на распределение тока и напряжения при режиме, приближающемся к стоячим волнам, и в заключение ознакомимся с методом учёта потерь для общего случая нагрузки.

Так как теперь или  $R$  или  $R$  и  $G$  не равны нулю, постоянная распространения  $\gamma$  будет комплексным числом

$$\gamma = j\alpha + \beta; \quad (1)$$

$\alpha$  носит название углового измерителя,  $\beta$  — показателя затухания.

Величина их в зависимости от первичных параметров линии выражается следующим образом<sup>1)</sup>:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \sqrt{-\frac{1}{2}(RG - \omega^2 LC) + \frac{1}{2}\sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)}} \\ \beta &= \sqrt{\frac{1}{2}(RG - \omega^2 LC) + \frac{1}{2}\sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)}} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Для радиочастот, когда  $\omega L \gg R$  и  $\omega C \gg G$ , мы получаем более простые формулы:

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} \\ \alpha &= \sqrt{\omega^2 LC + \left(\frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} - \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}}\right)^2} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Обычно для воздушных линий утечкой через изоляцию можно пренебречь и практически мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} \beta &\approx \frac{R}{2\rho} \\ \alpha &\approx \sqrt{m^2 + \beta^2} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

или при небольших потерях  $\alpha \approx m$ .

При вычислении затухания необходимо знать величину погонного активного сопротивления линии  $R$ . Для этой цели следует воспользоваться формулами, даваемыми теорией скин-эффекта. Одной из наиболее удобных является формула

$$R_1 = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{1}{1,83\lambda} \frac{\text{ом}}{\text{м}}} \quad (5)$$

Здесь  $R_1$  — погонное сопротивление одного провода линии,  
 $r$  — радиус его в мм,  
 $\lambda$  — длина волны в м.

Эта формула справедлива для меди с удельной проводимостью  $5,82 \cdot 10^7 \frac{\text{мо}}{\text{м}}$ .

Чтобы получить погонное сопротивление двухпроводной линии, найденное по ф-ле (5) значение надо удвоить. Для коаксиального фидера к  $R_1$  надо добавить сопротивление внутренней поверхности экрана, вычисленное по той же формуле при  $r$ , равном внутреннему радиусу экрана.

Величина волнового сопротивление  $\rho$ , необходимая для вычисления  $\beta$ , известна из предыдущего.

Переходя теперь к учёту влияния потерь на характеристическое сопротивление линии

$$Z_c = \sqrt{\frac{j\omega L + R}{j\omega C + G}}$$

<sup>1)</sup> См., например, Асеев. Основы радиотехники Связьиздат, 1947, стр. 190.

заметим, что при той малости отношений  $\frac{R}{\omega L}$  и  $\frac{G}{\omega C}$ , которая обычно имеет место в радиотехническом спектре частот, практически величину  $Z_c$  можно считать чисто активной и равной волновому сопротивлению  $\rho$ .

Таким образом, основное отличие параметров линии, обладающей потерями, состоит в том, что в постоянной распространения к мнимой величине, характеризующей скорость распространения волны, добавляется вещественный показатель  $\beta$ , определяющий изменение амплитуды волны вдоль линии.

Это изменение неизбежно, поскольку по пути движения волны часть переносимой ею энергии расходуется на потери в линии.

Как уже указывалось, при передаче энергии вдоль линии целесообразно путём соответствующей регулировки нагрузки добиваться установления в ней бегущей волны. Уравнения напряжения и тока для этого случая (при нагрузке, помещённой в начале координат) будут иметь следующий вид:

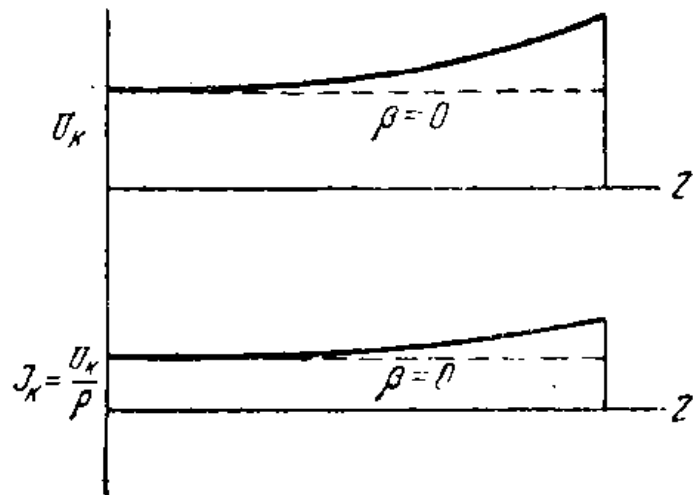


Рис. 11. 4. 1. Кривые действующих значений напряжения и тока при бегущей волне в линии с потерями.

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_z &= U_k e^{\gamma z} = U_k e^{\beta z} e^{j m z} \\ \dot{I}_z &= \frac{U_k}{\rho} e^{\gamma z} = \frac{U_k}{\rho} e^{\beta z} e^{j m z} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Таким образом, амплитуды и действующие значения напряжения и тока будут изменяться вдоль линии по экспоненциальному закону  $e^{\beta z}$ , увеличиваясь по мере приближения к генератору (рис. 11. 4. 1); при снижении затухания до нуля кривые тока и напряжения переходят в прямые рис. 11. 3. 5.

Разберём вопрос о кпд линии при бегущей волне. Мощность на конце линии у нагрузки, иначе говоря, полезная мощность  $P_k$ , очевидно, равна

$$P_k = U_k I_k = \frac{U_k^2}{\rho}.$$

Полную мощность  $P_l$ , отдаваемую в линию генератором, мы получим, перемножив действующие значения тока  $I_l$  и напряжения  $U_l$  у генератора

$$P_l = I_l U_l = \frac{U_k^2}{\rho} e^{2\beta l}.$$

Отсюда найдём для КПД

$$\eta = \frac{P_k}{P_i} = e^{-2\beta l} \quad (7)$$

Эта простая формула имеет важное значение, так как даёт наивысшее значение КПД, возможное для данной линии. Как уже указывалось, нарушение режима бегущей волны будет вызывать увеличение потерь в линии. К вопросу о КПД в этом случае мы ещё вернёмся в конце настоящего раздела.

При вычислениях по ф-ле (7) значения  $e^{-2\beta l}$  берутся из таблиц (см. приложение 2). При малых затуханиях можно положить

$$e^{-2\beta l} = 1 - 2\beta l.$$

Перейдём теперь к рассмотрению случая, когда в линии с потерями имеются 2 волны: падающая и отражённая. Очевидно, что отражённая волна будет затухать по мере приближения к генератору. Взяв линию достаточной длины, можно амплитуду отражённой волны вблизи генератора сделать сколь угодно малой. В этом смысле иногда говорят, что бегущая волна — это тот режим, который устанавливается в бесконечно длинной линии, а волновое сопротивление  $\rho$  есть сопротивление на клеммах бесконечно длинной линии.

При небольших размерах линии, когда амплитуды отражённой и падающей волны сравнимы между собой, мы, очевидно, будем иметь картину, близкую к случаю активной нагрузки линии без потерь, с той лишь разницей, что по мере приближения к генератору абсолютные значения тока и напряжения будут возрастать (по экспоненциальному закону), а отклонения от среднего значения (в местах максимумов или минимумов) будут уменьшаться.

Разберёмся в сказанном на примере холостой линии. Так как теперь  $\gamma$  содержит вещественное число, то, переходя от постоянных  $A$  и  $B$  ур-ния (II. 2. 3) к напряжению  $U_k$  и току  $I_k$  в начале координат, мы вместо ур-ний (II. 2. 19) получим уравнения, содержащие гиперболические функции:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_z &= \dot{U}_k \operatorname{ch} \gamma z + \rho \dot{I}_k \operatorname{sh} \gamma z \\ \dot{I}_z &= \dot{I}_k \operatorname{ch} \gamma z + \frac{\dot{U}_k}{\rho} \operatorname{sh} \gamma z \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Подставляя в эту систему  $I_k = 0$  (для случая холостого хода), получим:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_z &= \dot{U}_k \operatorname{ch} \gamma z \\ \dot{I}_z &= \frac{\dot{U}_k}{\rho} \operatorname{sh} \gamma z \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Эта система уравнений аналогична системе (II. 2. 20) для холо-



стой линии и переходит в последнюю, когда  $\beta \rightarrow 0$ . В самом деле, подставляя  $\gamma = j\alpha + \beta$  и развёртывая  $\text{ch } \gamma z$  и  $\text{sh } \gamma z$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_z &= \dot{U}_\kappa (\text{ch } \beta z \cos mz + j \text{sh } \beta z \sin mz) \\ \dot{I}_z &= \frac{\dot{U}_\kappa}{\rho} (\text{sh } \beta z \cos mz + j \text{ch } \beta z \sin mz) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

С уменьшением потерь  $\text{ch } \beta z \rightarrow 1$  и  $\text{sh } \beta z \approx \beta z \rightarrow 0$ .

При малых потерях поэтому выражения для  $U_z$  и  $I_z$  могут быть написаны так:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_z &= \dot{U}_\kappa (\cos mz + j\beta z \sin mz) \\ \dot{I}_z &= \frac{\dot{U}_\kappa}{\rho} (\beta z \cos mz + j \sin mz) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Уравнения (10) можно переписать ещё таким образом:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_z &= \dot{U}_\kappa \text{ch } \beta z (\cos mz + j \text{th } \beta z \sin mz) \\ \dot{I}_z &= \frac{\dot{U}_\kappa \text{ch } \beta z}{\rho} (\text{th } \beta z \cos mz + j \sin mz) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Заметим, что с увеличением аргумента  $\beta z$ ,  $\text{ch } \beta z$  стремится к бесконечности, а  $\text{th } \beta z$  к единице. Сравнивая выражения (12) и (II. 3. 2), видим, что  $\text{th } \beta z$  играет здесь роль коэффициента бегущей

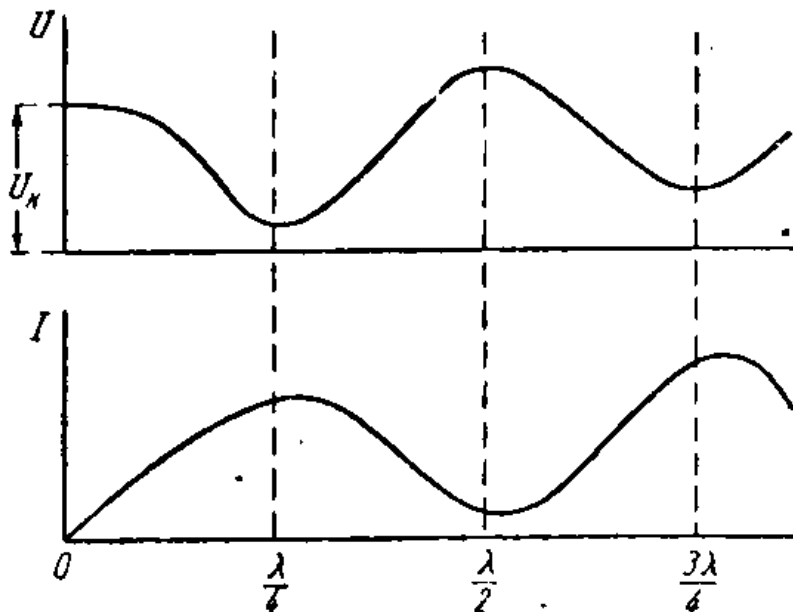


Рис. II. 4. 2. Кривые действующих значений тока и напряжения в линии с потерями (холостой ход).

волны  $k$ , при чём по мере приближения к генератору  $k$  стремится к 1; это обозначает сглаживание кривых тока и напряжения. Возрастание среднего значения их даётся множителем  $\text{ch } \beta z$ .

Общий характер распределения напряжения и тока такой же, как в холостой линии без потерь. На рис. II. 4. 2, изображены кри-

вые действующих значений тока и напряжения. Более подробное исследование<sup>1)</sup> показывает, что при наличии потерь минимумы и максимумы несколько смещаются и переходят для напряжения в нечётные, для тока — в чётные четверти, и в пределах четверти сближаются между собой при приближении к генератору.

Для сопротивления на клеммах холостой линии нетрудно найти

$$Z_l = \frac{U_l}{I_l} = \rho \operatorname{cth} \gamma l. \quad (13)$$

Активная и реактивная части сопротивления могут быть вычислены по формуле разложения гиперболического котангенса (см. приложение 1)

$$Z_l = \rho \frac{\operatorname{sh} 2\beta l - j \sin 2ml}{\operatorname{ch} 2\beta l - \cos 2ml}. \quad (14)$$

Кривые активного и реактивного сопротивления соответствуют кривым рис. II. 3. 6 для очень малых  $k$  с той лишь разницей, что по мере увеличения длины линии  $l$ , размах колебаний кривых уменьшается,  $x_l$  стремится к 0, а  $r_l \rightarrow \rho$ .

Из ур-ний (13), (9) и (10) следует, что в пучности тока и в пучности напряжения сопротивления на клеммах (чисто активные), соответственно, равны:

$$\rho \operatorname{th} \beta l \quad \text{и} \quad \rho \operatorname{cth} \beta l \quad (15)$$

или при малых значениях затухания линии  $\beta l$ :

$$\rho \beta l = \frac{Rl}{2} \quad \text{и} \quad \frac{\rho}{\beta l} = \frac{\rho^2}{0,5Rl}. \quad (16)$$

Вот почему с уменьшением потерь сопротивление в пучности тока стремится к 0, а в пучности напряжения — к бесконечности.

Переходя к общему случаю нагрузки линии, обозначим через  $Z_k$  сопротивление нагрузки и введём некоторое комплексное число  $\theta = ja + b$  такое, что

$$\operatorname{th} \theta = \frac{\rho}{Z_k}. \quad (17)$$

Замечая, что  $Z_k I_k = \dot{U}_k$ , мы можем преобразовать выражения (8) в следующие:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_z &= \frac{\dot{U}_k}{\operatorname{ch} \theta} \operatorname{ch} (\gamma z + \theta) \\ i_z &= \frac{\dot{U}_k}{\rho \operatorname{ch} \theta} \operatorname{sh} (\gamma z + \theta) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Таким образом, общий характер кривых напряжения и тока остаётся тот же, что и при холостом ходе, но:

<sup>1)</sup> А. А. Пистолькорс. ТИТбп. 41 (1928).

1) кривые оказываются сдвинутыми по отношению к началу координат; сдвиг этот зависит от нагрузки и регулируется мнимой частью  $\Theta$  (величиной  $a$ ), которая при развёртывании  $\text{ch}$  и  $\text{sh}$  войдёт под знак  $\cos$  и  $\sin$ ;

2) амплитуда отражённой волны, а следовательно, и размах колебаний кривых напряжения и тока, при нагрузке, вообще говоря, будет меньше, чем при холостом ходе; эта амплитуда будет определяться вещественной частью  $\Theta - b$ ; чем больше будет  $b$ , тем меньше будет эта амплитуда. Случаю бегущей волны соответствует  $b = \infty$ . Как определить мнимую и вещественную части  $\Theta$  в общем случае, указано в приложении 1.

Сопротивление нагруженной линии, очевидно, будет

$$Z_l = \rho \text{cth}(\gamma l + \Theta) \quad (19)$$

или в развёрнутом виде

$$Z_l = \rho \frac{\text{sh } 2(\beta l + b) - j \sin 2(ml + a)}{\text{ch } 2(\beta l + b) - \cos 2(ml + a)} \quad (20)$$

То, что было сказано относительно кривых напряжения и тока, может быть без труда перенесено и на кривую сопротивления.

Выражение (19) для сопротивления может быть использовано для вывода ф-лы II. 3. 17, приведённой в предыдущем разделе. В самом деле

$$Z_l = \frac{\rho}{\text{th}(\gamma l + \Theta)} = \rho \frac{1 + \text{th } \gamma l \text{th } \Theta}{\text{th } \gamma l + \text{th } \Theta} = \rho \frac{1 + \frac{\rho}{Z_k} \text{th } \gamma l}{\text{th } \gamma l + \frac{\rho}{Z_k}} = \rho \frac{Z_k \text{cth } \gamma l + \rho}{Z_k + \rho \text{cth } \gamma l}$$

или, обозначая сопротивление холостой линии  $\rho \text{cth } \gamma l$  через  $Z_1$ ,

$$Z_l = \frac{Z_1 Z_k + \rho^2}{Z_1 + Z_k} \quad (21)$$

Таким образом, формула эта справедлива не только для линий без потерь энергии, но и для общего случая — линий с потерями.

В заключение рассмотрим вопрос о КПД линии в том случае, когда кроме бегущей в ней имеет место и отражённая волна. Найдём прежде мощность на клеммах линии у генератора. Для этого надо вычислить напряжение и ток у генератора  $U_l$  и  $I_l$  по выражениям (18) и взять их скалярное произведение

$$P_l = (U_l, I_l) = \frac{U_k^2}{\rho |\text{ch } \Theta|^2} (\text{ch}(\gamma l + \Theta), \text{sh}(\gamma l + \Theta)).$$

$$\begin{aligned} & \text{Замечая, что } (\text{ch } x, \text{sh } x) = \frac{1}{4} ((e^x + e^{-x}), (e^x - e^{-x})) = \\ & = \frac{1}{4} ((e^x, e^x) + (e^x, e^{-x}) - (e^x, e^{-x}) - (e^{-x}, e^{-x})) = \frac{1}{4} ((e^x, e^x) - (e^{-x}, e^{-x})) = \\ & = \frac{1}{4} (|e^x|^2 - |e^{-x}|^2), \end{aligned}$$

найдем

$$\left( \operatorname{ch}(\gamma l + \theta), \operatorname{sh}(\gamma l + \theta) \right) \equiv \frac{1}{4} [e^{2(\beta l + b)} - e^{-2(\beta l + b)}] = \frac{1}{2} \operatorname{sh} 2(\beta l + b)$$

и

$$P_l = \frac{U_k^2}{|\operatorname{ch} \theta|^2} \frac{\operatorname{sh} 2(\beta l + b)}{2\rho}. \quad (22)$$

Мощность, затрачиваемую в нагрузке  $P_k$ , мы найдем, полагая  $l=0$

$$P_k = \frac{U_k^2}{2\rho} \frac{\operatorname{sh} 2b}{|\operatorname{ch} \theta|^2}, \text{ откуда}$$

$$\eta = \frac{P_k}{P_l} = \frac{\operatorname{sh} 2b}{\operatorname{sh}(2\beta l + 2b)}. \quad (23)$$

Это есть выражение для кпд при любой нагрузке линии. Из него следует, что при заданном затухании линии кпд будет тем выше, чем больше величина  $b$ , т. е. чем ближе режим к бегущей волне, при которой  $b = \infty$ . Так как при очень больших  $x$   $\operatorname{sh} x \approx 0,5 e^x$ , то, производя в выражении (23) эту замену, нетрудно прийти к уже известному выражению для кпд при бегущей волне

$$\eta = e^{-2\beta l}.$$

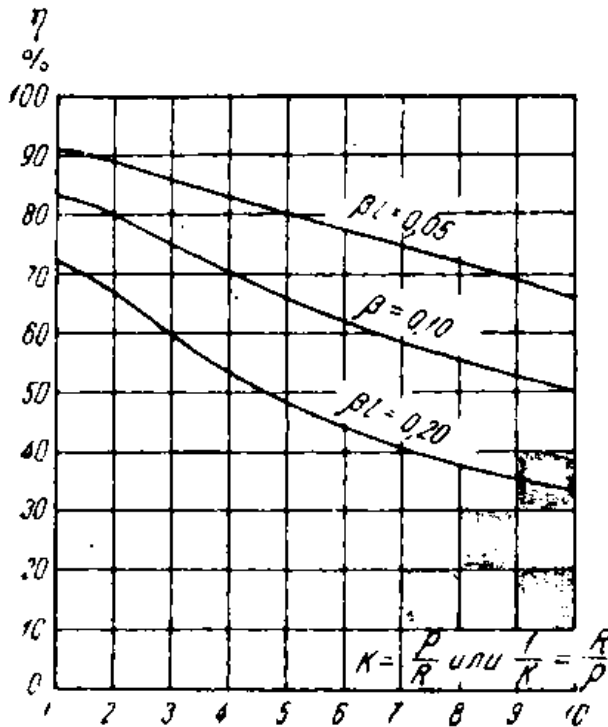


Рис. II. 4. 3. Зависимость кпд фидера от соотношения между величиной нагрузки и волновым сопротивлением линии.

Если потери в линии не очень велики ( $\beta l < 0,1$ ), можно в выражении (23) положить

$$\operatorname{sh} 2\beta l \approx 2\beta l \text{ и } \operatorname{ch} 2\beta l \approx 1,$$

после чего получим  $\eta = \frac{1}{2\beta l \operatorname{cth} 2b + 1}$ .

Предположим, что сопротивление нагрузки чисто активное и равно  $r$ , тогда, замечая, что

$$\operatorname{cth} 2b = \frac{1}{2} \operatorname{cth} b + \frac{1}{2} \operatorname{th} b \text{ и } \operatorname{th} b = \frac{\rho}{r} = \kappa,$$

найдем окончательно для небольших потерь

$$\eta = \frac{1}{\beta l \left( \kappa + \frac{1}{\kappa} \right) + 1}. \quad (24)$$

Эта формула даёт возможность легко подсчитать кпд линии в различных случаях чисто активной нагрузки. На рис. II. 4. 3 приведены кривые, показывающие, как меняется кпд линии в зависимости от соотношения между сопротивлением нагрузки и волновым сопротивлением линии. По оси ординат отложен кпд  $\eta$ , по оси абсцисс отношение  $\frac{p}{r} = \kappa$  или  $\frac{r}{p} = \frac{1}{\kappa}$ .

### 5. Линии, электрически связанные с землёй или другими линиями

До сих пор мы рассматривали линии, удалённые от посторонних проводников настолько, что влиянием последних можно было пренебречь и считать линию находящейся в пустом пространстве. Однако, в действительных условиях линия находится над поверхностью земли, которая обладает проводимостью, а концы линии соединяются с клеммами антенны и передатчика или приёмника, которые, в свою очередь, могут иметь соединение с землёй. Отсюда в реальных условиях при работе линий возникают такие явления, которые не могут быть объяснены теорией уединённой линии. Приходится поэтому распространить теорию длинных линий на случай линии, находящейся над землёй, которую мы для упрощения расчётов будем представлять себе бесконечно проводящей плоскостью.

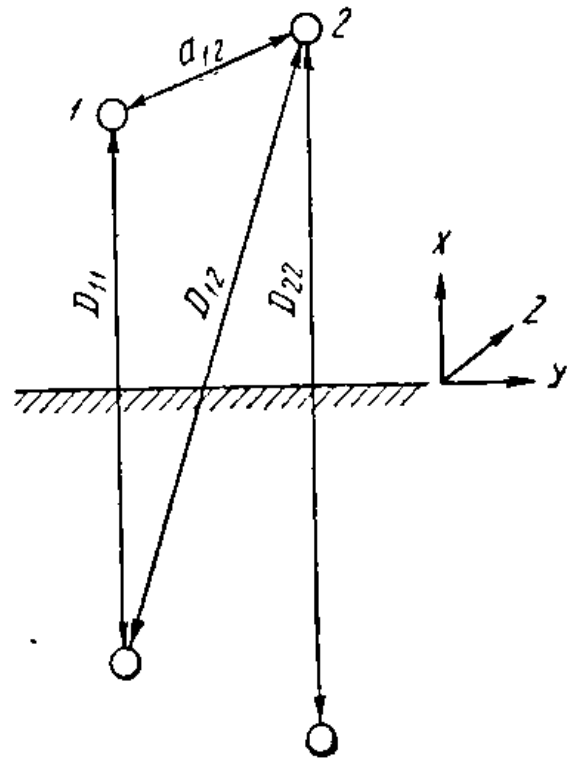


Рис. II. 5. 1. Два провода над землёй и их зеркальные изображения.

Задача о такой в общем случае электрически несимметричной линии была рассмотрена автором этой книги в ряде работ <sup>1</sup>, <sup>2</sup>, <sup>3</sup>). Здесь мы ограничимся изложением лишь основных положений теории несимметричных линий и покажем её применение на примере, который будет нами использован в дальнейшем.

Обозначим через  $Q_1$  и  $Q_2$  погонные заряды, а через  $U_1$  и  $U_2$  потенциалы первого и второго провода по отношению к земле, потен-

<sup>1</sup>) А. А. Пистолькорс. «Научно-технический сборник по электросвязи» Ленинградского института связи № 16, 17 (1938).

<sup>2</sup>) А. А. Пистолькорс. «Электросвязь» № 9 (1939), № 7 (1940).

<sup>3</sup>) А. А. Пистолькорс. «Электрически связанные линии» (Докторская диссертация). Ленинградский институт инженеров связи, 1941 г.

циал которой будем считать равным нулю (рис. II. 5. 1). Как будет показано в следующем разделе, поперечное электрическое поле в системах из параллельных и идеальных проводников имеет электростатический (потенциальный) характер. Поэтому в рассматриваемом нами случае будут справедливы следующие, известные из электростатики уравнения, связывающие между собой заряды и потенциалы проводников:

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &= C_{11} U_1 - C_{12} U_2 \\ Q_2 &= C_{22} U_2 - C_{21} U_1 \end{aligned} \right\} (1) \quad \left. \begin{aligned} U_1 &= P_{11} Q_1 + P_{12} Q_2 \\ U_2 &= P_{22} Q_2 + P_{21} Q_1 \end{aligned} \right\} (2)$$

Здесь  $C_{11}, C_{12}, C_{21}$  и  $C_{22}$  — ёмкостные коэффициенты,  $P_{11}, P_{12}, P_{21}$  и  $P_{22}$  — потенциальные коэффициенты.

В нашем случае последние вычисляются по формулам (верным для не очень близких расстояний между проводами):

$$P_{11} = \frac{1}{2\pi\epsilon} \ln \frac{D_{11}}{a_{11}}; P_{12} = P_{21} = \frac{1}{2\pi\epsilon} \ln \frac{D_{12}}{a_{12}}; P_{22} = \frac{1}{2\pi\epsilon} \ln \frac{D_{22}}{a_{22}}; (3)$$

$a_{11}$  и  $a_{22}$  — радиусы первого и второго проводов; остальные обозначения понятны из чертежа. Потенциальные коэффициенты измеряются в метрах на фараду.

Ёмкостные коэффициенты или, иначе говоря, погонные ёмкости проводов в системе могут быть выражены через потенциальные коэффициенты следующим образом:

$$C_{11} = \frac{P_{22}}{\Delta}; C_{12} = C_{21} = \frac{P_{12}}{\Delta}; C_{22} = \frac{P_{11}}{\Delta}, (4)$$

где

$$\Delta = P_{11} P_{22} - P_{12}^2.$$

Эти значения погонной ёмкости являются одной группой параметров, определяющих электрические свойства линий над землёй. При беспредельном возрастании расстояний между проводами и неизменной высоте подвеса  $P_{12}$  стремится к нулю и  $C_{11}$  и  $C_{22}$  переходят в ёмкость одиночного провода над землёй.

Другой группой электрических параметров являются коэффициенты самоиндукции  $L_{11}$  и  $L_{22}$  и взаимной индукции  $L_{12}$ . Можно показать, что эти коэффициенты пропорциональны потенциальным. Для этого заметим предварительно, что, зная погонные заряды, мы можем определить токи в проводах из уравнения непрерывности

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = - \frac{\partial I}{\partial z}. (5)$$

Мы предположим, что ось  $z$  идёт параллельно проводам и зависимость тока от координаты  $z$  примем в виде  $e^{iz}$ . Тогда выражение (5) даёт

$$I = - \frac{j\omega}{\gamma} (6)$$

Определим теперь потенциал  $P_{12}Q_1$ , наводимый проводом 1 на провод 2; для этого достаточно взять интеграл нормальной к земле составляющей электрического поля  $E_{x1}$ , создаваемого зарядом  $Q_1$  вдоль перпендикуляра  $D_{22}$  (рис. II. 5. 1) между землёй и проводом 2

$$Q_1 P_{12} = \int_0^{\frac{D_{22}}{2}} E_{x1} dx,$$

но

$$E_{x1} = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \operatorname{rot}_x H_1, \quad (7)$$

где  $H_1$  — магнитное поле, создаваемое током  $I_1$ ; так как этот ток не имеет составляющих по осям  $x$  и  $y$ ,  $H_z=0$  и  $\operatorname{rot}_x H_1 = -\frac{\partial H_{y1}}{\partial z} = -\gamma H_{y1}$ .

Поэтому

$$Q_1 P_{12} = -\frac{\gamma}{j\omega\epsilon} \int_0^{\frac{D_{22}}{2}} H_{y1} dx. \quad (8)$$

Заметим теперь, что  $\mu \int_0^{\frac{D_{22}}{2}} H_{y1} dx$  представляет собой магнитный поток, пронизывающий прямоугольную площадку со сторонами  $\frac{D_{22}}{2}$  по оси  $x$  и 1 м по оси  $z$ . Поэтому

$$\mu \int_0^{\frac{D_{22}}{2}} H_{y1} dx = L_{12} I_1, \quad (9)$$

где  $L_{12}$  — погонный коэффициент взаимной индукции. Из равенств (6), (8) и (9) нетрудно найти

$$L_{12} = \epsilon\mu P_{12} = \frac{P_{12}}{c^2}, \quad (10)$$

где  $c$  — скорость света в среде, окружающей провода. Формула эта справедлива для потенциальных коэффициентов с любыми индексами, в том числе и одинаковыми: 11, 22 и т. д.

$$L_{11} = \frac{P_{11}}{c^2}, \quad L_{22} = \frac{P_{22}}{c^2}. \quad (11)$$

Таким образом, параметры проводов нам известны. Перейдём теперь к составлению и решению дифференциальных уравнений для токов и потенциалов.

Для первой системы уравнений используем то обстоятельство, что падение потенциала на участке  $dz$  каждого провода есть результат наложения эдс, наводимых своим и чужим токами

$$-\frac{\partial \dot{U}_1}{\partial z} dz = j\omega L_{11} dz \dot{I}_1 + j\omega L_{12} dz \dot{I}_2; \quad (12)$$

здесь  $L_{11}dz$  и  $L_{12}dz$  выражают собственную и взаимную индуктивности элемента  $dz$ . Сокращая на  $dz$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} -\dot{U}'_1 &= j x_{11} \dot{I}'_1 + j x_{12} \dot{I}'_2 \\ -\dot{U}'_2 &= j x_{22} \dot{I}'_2 + j x_{12} \dot{I}'_1 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где штрих обозначает производную по  $z$ ,  $x$  — соответствующее индуктивное сопротивление.

Вторую систему уравнений мы получим, комбинируя равенства (2) и (6) и заменяя  $P_{ik}$  на  $c^2 \frac{x_{ik}}{\omega}$ :

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}'_1 &= \frac{j}{\omega} (P_{11} \dot{I}'_1 + P_{12} \dot{I}'_2) = j \frac{c^2}{\omega^2} (x_{11} \dot{I}'_1 + x_{12} \dot{I}'_2) \\ \dot{U}'_2 &= \frac{j}{\omega} (P_{12} \dot{I}'_1 + P_{22} \dot{I}'_2) = j \frac{c^2}{\omega^2} (x_{12} \dot{I}'_1 + x_{22} \dot{I}'_2) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Продифференцируем эти уравнения по  $z$  и значения  $\dot{U}'_1$  и  $\dot{U}'_2$  подставим в уравнение (13). Замечая, что  $I'' = \gamma^2 I$  и  $\frac{\omega}{c} = m$ , мы получим:

$$\left. \begin{aligned} x_{11} \left( \frac{\gamma^2}{m^2} + 1 \right) \dot{I}'_1 + x_{12} \left( \frac{\gamma^2}{m^2} + 1 \right) \dot{I}'_2 &= 0 \\ x_{12} \left( \frac{\gamma^2}{m^2} + 1 \right) \dot{I}'_1 + x_{22} \left( \frac{\gamma^2}{m^2} + 1 \right) \dot{I}'_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Чтобы эта однородная система уравнений имела решение, необходимо, чтобы определитель из коэффициентов при неизвестных равнялся нулю, т. е. чтобы

$$(x_{11} x_{22} - x_{12}^2) \left( \frac{\gamma^2}{m^2} + 1 \right) = 0. \quad (16)$$

Следовательно, либо первый, либо второй множители должны быть равны нулю. Но первый множитель не может быть равен нулю, так как это означало бы

$$P_{11} P_{22} - P_{12}^2 = 0,$$

что, как видно из выражений (3) и (4), в действительных условиях не может иметь места. Тогда остаётся

$$\frac{\gamma^2}{m^2} + 1 = 0, \quad (17)$$

откуда

$$\gamma = \pm jm.$$

Это означает, что в рассматриваемой системе, состоящей из идеальных проводников над идеально проводящей плоскостью, электромагнитные волны распространяются вдоль проводов со скоростью



света и без затухания. Поэтому решения для напряжений и токов мы можем написать в следующем виде (см. II. 2. 17 и 19):

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_1 &= \dot{A}_1 \cos mz + j\dot{B}_1 \sin mz; \dot{I}_1 = \dot{C}_1 \cos mz + j\dot{D}_1 \sin mz \\ \dot{U}_2 &= \dot{A}_2 \cos mz + j\dot{B}_2 \sin mz; \dot{I}_2 = \dot{C}_2 \cos mz + j\dot{D}_2 \sin mz \end{aligned} \right\} (18)$$

Положив  $z=0$ , мы без труда найдём, что:

$$\begin{aligned} \dot{A}_1 &= \dot{U}_I, \quad \dot{C}_1 = \dot{I}_I, \\ \dot{A}_2 &= \dot{U}_{II}, \quad \dot{C}_2 = \dot{I}_{II}, \end{aligned}$$

где помощью индексов  $I$  и  $II$  обозначены напряжения и токи в начале первой и второй линии. Чтобы найти значения остальных постоянных интегрирования  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $D_1$  и  $D_2$ , подставим в систему (14) значения токов из выражений (18). Решив полученную систему уравнений, найдём:

$$\begin{aligned} \dot{B}_1 &= -\frac{\dot{I}_I x_{11}}{m} - \frac{\dot{I}_{II} x_{12}}{m}, \\ \dot{D}_1 &= -\frac{\dot{U}_I x_{22} - \dot{U}_{II} x_{12}}{x_{11} x_{22} - x_{12}^2}. \end{aligned}$$

Величина  $\frac{x_{11}}{m} = \frac{\omega}{m} L_{11} = cL_{11} = \frac{P_{11}}{c}$  имеет размерность сопротивления. Мы будем обозначать её  $\rho_{11}$  и называть электродинамическим волновым сопротивлением провода 1. Аналогично  $\frac{x_{12}}{m} = \frac{P_{12}}{c} = \rho_{12}$  будем называть электродинамическим волновым сопротивлением между проводами 1 и 2. На рис. II. 5. 2 дана зависимость этой величины от расстояния между двумя проводами, подвешенными на одинаковой высоте над землёй. Таким образом,

$$\dot{B}_{11} = -(\dot{I}_I \rho_{11} + \dot{I}_{II} \rho_{12}).$$

Величина  $\frac{x_{11} x_{22} - x_{12}^2}{m x_{22}} = \frac{P_{11} P_{22} - P_{12}^2}{c P_{22}} = \frac{1}{c C_{11}}$  также имеет размер-

ность сопротивления. Мы назовём её электростатическим волновым сопротивлением провода 1 и будем обозначать буквой  $\omega_{11}$ . Это сопротивление через ёмкость  $C_{11}$  характеризует неподвижные заряды в системе проводников, тогда как электродинамическое волновое сопротивление — движущиеся заряды (ток). Аналогично величину

$\omega_{12} = \frac{x_{11} x_{12} - x_{12}^2}{m x_{12}} = \frac{P_{11} P_{12} - P_{12}^2}{c P_{12}} = \frac{1}{c C_{12}}$  мы назовём электро-

статическим волновым сопротивлением между проводами 1 и 2. После сказанного можем написать

$$\dot{D}_1 = - \left( \frac{\dot{U}_I}{w_{11}} - \frac{\dot{U}_{II}}{w_{12}} \right).$$

Здесь, как и в случае уединённой линии, мы будем помещать начало координат на том конце системы проводов, на котором имеется нагрузка. Принимая за положительный ток, идущий от

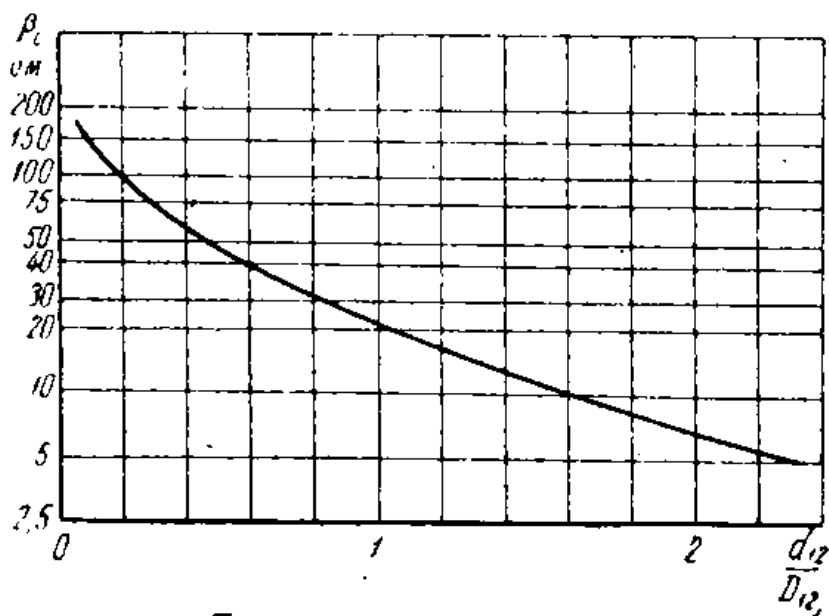


Рис. II. 5. 2. Зависимость электродинамического волнового сопротивления  $\rho_{12}$  от расстояния  $a_{12}$  между двумя проводами, подвешенными над землёй на одинаковой высоте  $0,5 D_{11}$ .

генератора к нагрузке, т. е. в направлении отрицательных  $z$ , мы должны во всех написанных нами выражениях переменить знаки у токов на обратные. Тогда получим следующие окончательные выражения для первого провода:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_1 &= \dot{U}_I \cos mz + j (I_I \rho_{11} + I_{II} \rho_{12}) \sin mz \\ \dot{I}_1 &= I_I \cos mz + j \left( \frac{\dot{U}_I}{w_{11}} - \frac{\dot{U}_{II}}{w_{12}} \right) \sin mz \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Эти выражения очень похожи на выражения (II. 2. 19) для уединённой линии (или для одиночного провода над землёй) и переходят в них при удалении проводов друг от друга, когда  $\rho_{12} \rightarrow 0$ ,  $w_{12} \rightarrow \infty$ , а  $\rho_{11}$  и  $w_{11}$  стремятся к волновому сопротивлению одиночного провода над землёй.

Аналогичным образом мы получим и для второго провода:

$$\left. \begin{aligned} U_2 &= \dot{U}_{II} \cos mz + j (\dot{I}_{II} \rho_{22} + \dot{I}_I \rho_{12}) \sin mz \\ \dot{I}_2 &= \dot{I}_{II} \cos mz + j \left( \frac{\dot{U}_{II}}{\omega_{22}} - \frac{\dot{U}_I}{\omega_{12}} \right) \sin mz \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Уравнения (19) и (20) являются исходными для наших дальнейших исследований несимметричных линий, расположенных над землёй. Они могут быть применены также к исследованию двух симметричных электрически связанных линий, которые мы получим, исключив землю и заменив зеркальные изображения реальными проводами. Следует лишь помнить, что в этом случае погонные ёмкости будут вдвое меньше, а погонные индуктивности — вдвое больше, чем в случае проводов над землёй.

Поэтому все волновые сопротивления станут вдвое больше. Так же, как это нами сделано для двух проводов, можно вывести выражения, аналогичные (19) и (20) для случая нескольких ( $n$ ) проводов над землёй. Они будут иметь следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_i &= \dot{U}_J \cos mz + j \sin mz \sum_{k=1}^n \rho_{ik} \dot{I}_k \\ \dot{I}_i &= \dot{I}_J \cos mz + j \sin mz \left( 2 \frac{\dot{U}_J}{\omega_{ii}} - \sum_{k=1}^n \frac{\dot{U}_k}{\omega_{ik}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

здесь индекс в виде большой буквы соответствует римской цифре.

Применение полученных формул рассмотрим на примере двухпроводного шлейфа, который представляет собой двухпроводную линию (рис. II. 5. 3), подвешенную параллельно проводящей плоскости и замкнутую на одном конце накоротко. Два зажима другого её конца присоединены: один к генератору, второй — к соединённой с плоскостью нагрузке, сопротивление которой обозначим через  $Z$ .

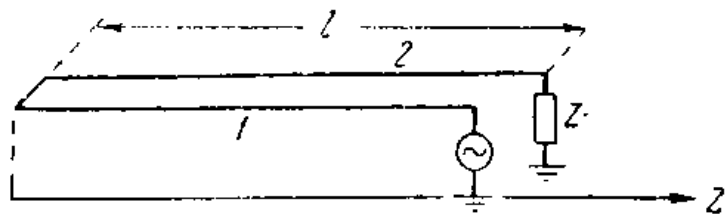


Рис. II. 5. 3. Схема двухпроводного шлейфа.

Поместим начало координат в месте короткого замыкания и обозначим провод, соединённый с генератором, номером 1, а провод, соединённый с нагрузкой, — номером 2. Будем считать известной силу тока в проводе 1 у генератора и обозначим её  $I_2$ , длину шлейфа обозначим через  $l$ . Тогда граничные условия для шлейфа мы можем написать так:

$$U_I = U_{II}, \quad I_I = -I_{II} \quad \text{при } z=0, \quad (22a)$$

$$I_{II} = I_2, \quad U_{2l} = -I_{2l} Z \quad \text{при } z=l. \quad (22б)$$

Так как оба провода одинаковы,  $\rho_{22} = \rho_{11}$  и  $W_{22} = W_{11}$ .

Обозначая для краткости  $\rho_{11} + \rho_{12} = \rho_c$  и  $\rho_{11} - \rho_{12} = \rho_n$  и пользуясь выражениями (19) и (20), получим следующую систему уравнений для напряжений и токов:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_1 &= \dot{U}_I \cos mz + j \dot{I}_I \rho_n \sin mz, & \dot{I}_1 &= \dot{I}_I \cos mz + j \frac{\dot{U}_I}{\rho_c} \sin mz \\ \dot{U}_2 &= \dot{U}_I \cos mz - j \dot{I}_I \rho_n \sin mz, & \dot{I}_2 &= -\dot{I}_I \cos mz + j \frac{\dot{U}_I}{\rho_c} \sin mz \end{aligned} \right\} (23)$$

В электрически симметричных проводах сумма токов равна нулю

$$I_\Sigma = I_1 + I_2 = 0.$$

В случае шлейфа это правило, вообще говоря, не будет иметь места. Мы видим, что ток в каждом проводе состоит из двух слагаемых: одни из них  $\pm I_I \cos mz$  представляют собой так называемую противофазную (двухтактную) волну тока, так как взаимно компенсируются. Другие  $j \frac{U_I}{\rho_c} \sin mz$  имеют одинаковую величину и направление и создают вместе синфазную (однотактную) волну тока<sup>1</sup>). Когда шлейф возбуждается только противофазной волной, он представляет собой обычную короткозамкнутую симметричную линию. При возбуждении синфазной волной он представляет собой систему из двух параллельных холостых проводов, имеющих одинаковый по отношению к земле потенциал. Синфазный ток шлейфа  $I_\Sigma$  распределяется по синусоиде с узлом в месте короткого замыкания шлейфа

$$I_\Sigma = j \frac{2 \dot{U}_I}{\rho_c} \sin mz.$$

Амплитуда его равна  $\frac{2 U_I}{\rho_c}$ ; таким образом,  $\frac{\rho_c}{2}$  есть волновое сопротивление шлейфа для однофазной волны, или, что то же, волновое сопротивление пары проводов, подвешенных над землёй. При достаточной высоте подвеса  $h$  ( $h \gg d$ )

$$\rho_c = 120 \ln \frac{2h}{\sqrt{dr}},$$

где  $r$  — радиус проводов,  $d$  — расстояние между ними.

Чистую противофазную волну тока в шлейфе мы получим, положив  $U_I = \dot{U}_{II} = 0$ , т. е. сообщив (соответствующей регулировкой

<sup>1</sup>) Эта терминология, принятая в радиотехнике, может быть заменена терминологией метода симметричных составляющих; в этом случае синфазной волне будут соответствовать токи нулевой последовательности, противофазной — токи прямой или обратной последовательности.

нагрузки) короткозамыкающему проводнику нулевой потенциал. Тогда ур-ния (23) переходят в следующие (сравни II. 2. 23):

$$\begin{aligned} U_1 &= j I_1 \rho_n \sin mz, & I_1 &= I_I \cos mz, \\ U_2 &= -j I_1 \rho_n \sin mz, & I_2 &= -I_I \cos mz. \end{aligned}$$

Из написанного следует, что  $\rho_n$  является волновым сопротивлением одного провода по отношению к земле для противофазной волны. Волновое сопротивление двухпроводной симметричной линии  $\rho$  будет в два раза больше  $\rho = 2\rho_n$ .

Перейдём теперь к вопросу о сопротивлении на клеммах шлейфа. Решая ур-ния (23) при граничных условиях (22б), мы получим:

$$\begin{aligned} U_I &= I_2 \rho_c \frac{j \rho_n \sin ml + Z \cos ml}{\Delta}, \\ I_I &= I_2 \frac{\rho_c \cos ml + j Z \sin ml}{\Delta}, \end{aligned}$$

где

$$\Delta = \rho_c \cos^2 ml - \rho_n \sin^2 ml + j Z \sin 2ml.$$

Подставляя найденные значения  $U_I$  и  $I_I$  в уравнение для потенциала первого провода  $U_1$  при  $z=l$  и деля полученное выражение на  $I_2$ , найдём

$$\begin{aligned} Z_{шл} &= \frac{\rho_c Z \cos^2 ml - \rho_n Z \sin^2 ml + j \rho_n \rho_c \sin 2ml}{\Delta} = \\ &= Z + j \frac{\rho_n \rho_c - Z^2}{\frac{1}{2}(\rho_c \operatorname{ctg} ml - \rho_n \operatorname{tg} ml) + j Z} \end{aligned} \quad (24)$$

Выведенное выражение показывает, что сопротивление у клемм генератора можно считать равным сопротивлению нагрузки  $Z$  плюс сопротивление включённого последовательно шлейфа. Последнее, вообще говоря, зависит от сопротивления нагрузки и может сильно отличаться от сопротивления короткозамкнутой линии. Так, если длина такой линии равна четверти волны, её сопротивление должно быть равно бесконечности. Между тем сопротивление собственно шлейфа при этой длине равно 0 (так как  $\operatorname{tg} ml = \infty$ ) и сопротивление на клеммах будет равно сопротивлению нагрузки. При  $l = \frac{\lambda}{2}$  сопротивление шлейфа также будет равно нулю. Особый интерес представляет случай, когда сопротивление самого шлейфа равно нулю независимо от его длины. Это, очевидно, будет иметь место, когда

$$\begin{aligned} \rho_n \rho_c - Z^2 &= 0 \\ \text{и} \quad Z &= \sqrt{\rho_n \rho_c} \end{aligned} \quad (25)$$

Значит, включив последовательно со шлейфом чисто активное сопротивление, равное  $\sqrt{\rho_n \rho_c}$ , мы будем иметь это же сопротивление

на клеммах у генератора независимо от длины шлейфа, а следовательно, и от частоты. Этот случай аналогичен режиму бегущей волны в двухпроводной линии. Более подробное исследование <sup>1)</sup> показывает, однако, что получающееся при этом распределение токов в проводах шлейфа при сильной связи отличается от бегущей волны.

## 6. Распространение плоской волны вдоль проводников

В предыдущих разделах мы проводили исследование, используя решения телеграфного уравнения. При этом методе предполагалось, что параметры линии  $L$ ,  $C$ ,  $R$  и  $G$  должны быть заданы. Вопрос о том, как рассчитывать эти параметры на высокой частоте, остаётся нерассмотренным.

В частности, остаётся неясным, какие значения погонной ёмкости  $C$  и погонной самоиндукции  $L$  надо брать для линий при высокой частоте; будут ли они теми же, что и в электростатике и в условиях медленно меняющегося поля? Как связаны между собой эти два значения, определяющие скорость распространения волны вдоль линии?

На эти вопросы мы можем получить ответ, лишь исходя непосредственно из уравнений Максвелла, позволяющих выяснить точную и отчётливую картину распространения волны в линии. Наиболее удобно будет это сделать для случая проводников, лишённых потерь энергии, когда распространяющаяся вдоль них волна — плоская.

Общая теория плоской волны, основанная на исследовании уравнений Максвелла, даёт больше, чем простой пересмотр и уточнение уже известных нам из предыдущих разделов результатов, касающихся длинной линии. Она знакомит нас с более сложными типами волн, чем те, которые мы имеем в длинной линии, и позволяет полученные в отношении этих волн выводы приложить к изучению распространения волн в трубах с проводящими стенками — в волноводах.

Основным признаком плоской волны является тот факт, что поверхности равных фаз представляют собой параллельные плоскости. Движение волны, т. е. перенос энергии и изменение фазы, происходит в направлении, перпендикулярном плоскостям равных фаз. Это направление мы припишем оси  $z$ .

Мы можем представить себе электромагнитную плоскую волну, обладающую всеми компонентами электрического ( $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$ ) и магнитного ( $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ ) полей. Однако, для облегчения исследования удобнее будет предполагать, что любая электромагнитная плоская волна, может быть представлена как наложение (суперпозиция) следующих двух основных типов волн.

1. Поперечная магнитная волна, у которой отсутствует продоль-

---

<sup>1)</sup> А. А. Пистолькорс, Сборник ЛЭИС № 16, 1937.

ная составляющая магнитного поля ( $H_z=0$ ). Поскольку  $E_z \neq 0$ , этот тип иногда называют  $E$ -волной.

2. Поперечная электрическая волна ( $H$ -волна), у которой  $E_z=0$  и  $H_z \neq 0$ .

Когда обе продольные составляющие  $H_z=0$  и  $E_z=0$ , мы имеем наиболее простую—поперечную электромагнитную волну; она может рассматриваться как частный случай и первого и второго типа волн.

Мы разберём отдельно теорию поперечных магнитных и поперечных электрических волн. Предварительно выпишем уравнения Максвелла в декартовых координатах, полагая, что среда, в которой распространяются волны, не имеет проводимости ( $\sigma=0$ ). В этой книге используется рационализированная практическая система единиц, в которой:

напряжённость электрического поля  $E$  измеряется в  $\frac{\text{вольты}}{\text{метр}}$ ,

напряжённость магнитного поля  $H$ — в  $\frac{\text{амперы}}{\text{метр}}$ ,

диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$ — в  $\frac{\text{фарады}}{\text{метр}}$ ,

магнитная проницаемость  $\mu$ — в  $\frac{\text{генри}}{\text{метр}}$ ,

при этом для пустоты  $\epsilon_0 = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{\text{фарад}}{\text{метр}}$ ,

$$\mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{генри}}{\text{метр}}.$$

Первое уравнение Максвелла для полей, закон изменения которых во времени определяется вещественной частью  $e^{j\omega t}$ , напишется следующим образом

$$\text{rot } \mathbf{H} = j \omega \epsilon \mathbf{E} \quad (1)$$

или

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j \omega \epsilon E_x; \quad \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j \omega \epsilon E_y;$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j \omega \epsilon E_z; \quad (1a, б, в)$$

второе уравнение

$$\text{rot } \mathbf{E} = -j \omega \mu \mathbf{H} \quad (2)$$

или

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j \omega \mu H_x; \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j \omega \mu H_y;$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j \omega \mu H_z. \quad (2a, б, в)$$

Мы будем рассматривать среду, лишённую зарядов, поэтому

$$\text{div } \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Кроме того, всегда (для изотропной среды)

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

В эти уравнения для поперечной магнитной волны нужно подставить  $H_z = 0$ . Тогда в системе (1а, б, в) упростятся первые 2 уравнения, а уравнения (2в) и (4) дадут:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{\partial E_x}{\partial y}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} = -\frac{\partial H_y}{\partial y}. \quad (6)$$

Введём теперь понятия скалярного и векторного потенциалов. Так как в направлении движения волны силовых линий магнитного поля не существует, эдс в любом замкнутом контуре, лежащем целиком в плоскости равных фаз, должна быть равна нулю. Поэтому поперечные составляющие электрического поля, как и в электростатике, могут быть вычислены как градиент некоторого скалярного потенциала  $v$

$$E_t = -\operatorname{grad}_t v; \quad E_x = -\frac{\partial v}{\partial x}; \quad E_y = -\frac{\partial v}{\partial y}. \quad (7)$$

Потенциал  $v$  представляет собой электродвижущую силу, действующую между данной точкой и бесконечностью по пути, целиком лежащему в плоскости равных фаз. Потенциал на бесконечности обычно принимается равным нулю.

В рассматриваемом случае поперечной магнитной волны составляющие магнитного поля могут быть представлены как компоненты ротора некоторого вектора  $\mathbf{A}$ , так называемого векторного потенциала. Это следует из уравнения (6), которому можно удовлетворить, положив

$$H_x = \frac{\partial A}{\partial y}, \quad H_y = -\frac{\partial A}{\partial x}, \quad (8)$$

а это и будут компоненты  $\operatorname{rot} \mathbf{A}$ , если вектор  $\mathbf{A}$  параллелен оси  $z$ .

Оба потенциала  $v$  и  $A$  связаны между собой некоторой зависимостью, которую нетрудно установить, используя первые два уравнения системы (1а, б, в)

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -j \omega \varepsilon v. \quad (9)$$

Это уравнение аналогично уравнению, связывающему ток  $I$  и напряжение  $U$  в цепях с распределёнными постоянными

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -j \omega C U.$$

Введённые нами потенциалы определяют по две составляющие электрического и магнитного поля; для третьей компоненты элек-



трического поля  $E_z$  могут быть получены следующие выражения из ур-ний (8) и (1в)

$$E_z = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \left( \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right) \quad (10)$$

или из ур-ний (2а, б)

$$E_z = -\left( j\omega\mu A + \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left( \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + k^2 A \right), \quad (11)$$

где  $k = \omega \sqrt{\mu\epsilon}$ .

Полученные два выражения одновременно позволяют составить уравнение для нахождения  $A$ ; оно оказывается волновым уравнением

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + k^2 A \equiv \Delta A + k^2 A = 0. \quad (12)$$

Для нахождения решения этого уравнения воспользуемся методом разделения переменных.

В случае плоской волны нас будет интересовать решение, имеющее вид  $T(x, y) \cdot f(z)$ , обеспечивающий одинаковый характер распространения вдоль оси  $z$  для всех точек плоскости  $xy$ . Поскольку в плоскости, параллельной плоскости  $xy$ , поле должно быть в фазе, функция  $T(x, y)$  должна быть вещественной. Она даёт распределение амплитуд поля в плоскости одинаковых фаз.

Подставляя интересующий нас частный вид решения в ур-ние (12) и, деля обе части на  $A$ , получим

$$\frac{1}{T} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \left( \frac{1}{f} \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} + k^2 \right) = 0.$$

Так как первое слагаемое не зависит от  $z$ , а второе—от  $x$  и  $y$ , мы должны принять, что каждое из них в отдельности равно некоторой постоянной величине, которую удобно будет представить в виде  $-\chi^2$

$$\frac{1}{T} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) = -\left( \frac{1}{f} \frac{d^2 f}{dz^2} + k^2 \right) = -\chi^2.$$

Поскольку  $T$ —вещественная функция, постоянная  $\chi^2$ , называемая постоянной разделения, также должна быть вещественной.

Мы получаем, следовательно, два уравнения для определения  $T$  и  $f$ :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = -\chi^2 T, \quad (13)$$

$$\frac{d^2 f}{dz^2} + (k^2 - \chi^2) f = 0. \quad (14)$$

Решение уравнения в частных производных (13) определяется граничными условиями, т. е. очертаниями сечений проводников в

плоскости  $xу$ ; на границах проводников, которые мы принимаем идеально проводящими, касательная составляющая электрического поля или нормальная составляющая магнитного поля должны быть равны нулю. Это значит, что для поддержания тока на идеально проводящей поверхности не требуется никакой электродвижущей силы. Найдя решение, удовлетворяющее поставленным граничным условиям, мы сможем найти распределение амплитуд потенциалов  $A$  и  $v$ , а следовательно, и поперечных составляющих  $H$  и  $E$  в плоскости, перпендикулярной направлению движения волны.

Что касается второго уравнения (14), то оно является волновым и даёт два решения:

$$\begin{aligned} f_1(z) &= e^{jz\sqrt{k^2 - \gamma^2}}, \\ f_2(z) &= e^{-jz\sqrt{k^2 - \gamma^2}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Величина  $\pm j\sqrt{k^2 - \gamma^2}$  является постоянной распространения волны вдоль проводников и характеризует скорость распространения, о чём подробнее мы скажем дальше.

К решению уравнения (14) можно подойти и с несколько иной точки зрения. Заметим, что из уравнений (10) и (13) следует

$$E_z = \frac{\gamma^2}{j\omega\epsilon} A, \quad (16)$$

а из уравнений (11) и (16)

$$\frac{\partial v}{\partial z} = -\left(j\omega\mu + \frac{\gamma^2}{j\omega\epsilon}\right) A. \quad (17)$$

Это уравнение соответствует второму уравнению, связывающему напряжение и ток в цепях с распределёнными постоянными,

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -j\omega LI.$$

Вместе с ф-лой (9) они дают систему уравнений:

$$\frac{\partial v}{\partial z} = -ZA, \quad \frac{\partial A}{\partial z} = -Yv, \quad (18)$$

где

$$Z = j\omega\mu + \frac{\gamma^2}{j\omega\epsilon}, \quad Y = j\omega\epsilon.$$

Уравнения (18) могут быть названы «уравнениями распространения для поперечных магнитных волн» и так же, как аналогичные уравнения для цепей с распределёнными постоянными дают решения, характеризующиеся следующими параметрами:

1. Постоянной распространения

$$\gamma = \sqrt{ZY} = j\sqrt{k^2 - \gamma^2}. \quad (19a)$$

## 2. Характеристическим сопротивлением

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \frac{\gamma}{j\omega\varepsilon}, \quad (196)$$

связывающим между собой скалярный и векторный потенциалы.

Таким образом, для волны, идущей в сторону положительных  $z$ ,

$$A = T(x, y)e^{-\gamma z}, \quad v = Z_c A \quad (20)$$

и составляющие электромагнитного поля могут быть представлены в следующем виде:

$$H_x = \frac{\partial T}{\partial y} e^{-\gamma z}, \quad H_y = -\frac{\partial T}{\partial x} e^{-\gamma z},$$

$$E_x = Z_c H_y, \quad E_y = -Z_c H_x, \quad E_z = \frac{\chi^2}{j\omega\varepsilon} T e^{-\gamma z}. \quad (21)$$

Для волны, движущейся в противоположном направлении, знаки перед  $\gamma$  и  $Z_c$  должны быть изменены на обратные.

Таким образом, картина электромагнитного поля, зафиксированная в плоскости  $xu$  через посредство функции  $T(x, y)$ , движется вдоль оси  $z$  со скоростью, определяемой постоянной распространения  $\gamma$ . Такова физическая сторона процесса распространения плоской электромагнитной волны. Эквипотенциальные линии для обоих потенциалов плоскости  $xu$  могут быть построены помощью уравнения

$$T(x, y) = \text{const}, \quad (22)$$

в котором для каждой линии постоянная имеет своё значение. Так как вдоль эквипотенциальных линий приращение  $T$  равно нулю, то

$$\frac{\partial T}{\partial x} dx + \frac{\partial T}{\partial y} dy = 0,$$

откуда

$$\frac{dy}{dx} = -\frac{\frac{\partial T}{\partial x}}{\frac{\partial T}{\partial y}}. \quad (23)$$

Это выражение даёт нам наклон эквипотенциальных линий в любой точке. Сопоставляя его с выражениями (21) для  $H_x$  и  $H_y$ , заключаем, что такой же наклон, а следовательно, и общую форму с эквипотенциальными имеют силовые линии магнитного поля. Электрические силовые линии в плоскости одинаковых фаз ортогональны магнитным.

Предположим теперь, что нам задано определённое расположение проводников и определённая величина  $\chi^2$ . Тем самым будет вполне определена картина электромагнитного поля в плоскости  $xu$ . Поставим себе задачу исследовать, как будут меняться условия

распространения волны и характеристическое сопротивление при изменении частоты (при условии сохранения той же картины поля в плоскости  $xу$ ). Рассмотрим сперва случай  $\lambda=0$ , соответствующий классу «длинных линий без потерь». Тогда  $E_z=0$  всюду и волна переходит в поперечную электромагнитную. Ур-ние (13) превращается в уравнение Лапласа

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0, \quad (24)$$

а это значит, что электрическое поле будет иметь тот же вид, что и электростатическое, которое должно удовлетворять уравнению Лапласа. Отсюда мы заключаем, что погонная ёмкость, которой мы пользовались в методе телеграфных уравнений, независимо от частоты должна иметь одно и то же значение, соответствующее статическому случаю (заряженных проводников).

Что касается постоянной распространения в случае длинных линий, то поскольку  $\lambda=0$ , выражение (19) переходит в

$$\gamma = jk = j\omega\sqrt{\mu\epsilon}. \quad (25)$$

Напомним теперь, что  $\frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$  есть скорость распространения электромагнитных возмущений (скорость света) в среде с постоянными  $\mu$  и  $\epsilon$ , а постоянная распространения  $\gamma$  (см. разд. 2) может быть представлена в виде

$$\gamma = jk = j\frac{2\pi}{\lambda} = j\frac{2\pi f}{v}, \quad (26)$$

где  $v$ —скорость распространения,  $f$ —частота. Сопоставляя всё сказанное, приходим к следующему заключению: скорость распространения электромагнитной волны вдоль «длинной линии», составленной из идеальных проводников, не зависит от частоты, определяется диэлектрической и магнитной проницаемостью среды, окружающей проводники, и равна скорости света в этой среде.

Для волнового сопротивления  $Z_c$  мы получаем выражение

$$Z_c = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}},$$

также не зависящее от частоты. Для пустоты  $Z_c = 120 \pi \text{ ом}$ .

Это волновое сопротивление можно назвать дифференциальным, так как оно связывает скалярный и векторный потенциалы в каждой отдельной точке пространства. Введённое в теории длинных линий волновое сопротивление представляет собой отношение разности потенциалов  $v_2 - v_1$  между двумя точками, расположенными на прямом и обратном проводниках к току  $I$ , текущему по поверхности одного из них

$$\rho = \frac{v_2 - v_1}{I}.$$

Так как из равенства (20) следует, что  $v_2 - v_1 = Z_c (A_2 - A_1)$ , где  $A_2$  и  $A_1$  — значения векторного потенциала в точках 2 и 1, то

$$\rho = Z_c \frac{A_2 - A_1}{l}.$$

Векторный потенциал пропорционален току  $I$ .

Коэффициент пропорциональности зависит от размеров и формы сечения проводников. Можно показать, что

$$A_2 - A_1 = \frac{LI}{\mu},$$

где  $L$  — погонная индуктивность системы.

Подставляя это в предыдущее равенство, придём к выражению (11.2.11).

Когда проводники линии не являются идеально проводящими, в слое тока на их поверхности будет действовать небольшая продольная составляющая  $E_z$ . Волна перестанет быть чисто плоской, так как появится добавочное движение энергии из внешнего пространства внутрь проводников. Понятно, что при небольших потерях этим искажением поля плоской волны часто бывает можно пренебречь.

Для общего случая  $\chi \neq 0$  мы получим значительно более сложные соотношения. Прежде всего поскольку

$$\gamma = j\omega \sqrt{\mu\varepsilon - \frac{\chi^2}{\omega^2}} = j \frac{\omega}{v} \quad \text{и} \quad v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon - \frac{\chi^2}{\omega^2}}}, \quad (27)$$

мы видим, что теперь скорость распространения плоской волны вдоль проводников зависит от частоты, иначе говоря, плоские волны в общем случае обладают дисперсией.

При наличии дисперсии необходимо различать так называемые фазовую и групповую скорости волны. Первая характеризует скорость переноса фазы волны, вторая — скорость движения энергии. Постоянная  $v$  даст первую из них.

Из равенства (27) мы можем заключить, что:

1) фазовая скорость по оси  $z$  в общем случае больше скорости света и достигает её значения лишь при бесконечно большой частоте (когда  $\frac{\chi}{\omega} \rightarrow 0$ ),

2) возрастая с понижением частоты, эта скорость обращается в бесконечность при некоторой критической частоте, определяемой из условия:

$$\mu\varepsilon - \frac{\chi^2}{\omega^2} = 0; \quad \omega_c = \frac{\chi}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \chi c \quad (28)$$

$$\text{или} \quad \frac{\omega_c^2}{c^2} - \chi^2 = k_c^2 - \chi^2 = 0, \quad \text{откуда} \quad k_c = \frac{2\pi}{\lambda_c} = \chi \quad \text{и} \quad \lambda_c = \frac{2\pi}{\chi}.$$

Физически это значит, что при критической частоте поле заданной конфигурации (в плоскости  $xу$ ) может существовать во всём пространстве только в одинаковой фазе ( $\gamma=0$ );

3) при частотах ниже критической  $\gamma$  становится вещественным числом и, следовательно, поле быстро затухает вдоль оси  $z$ .

Обозначим через  $\nu$  отношение длины волны к критической волне

$$\nu = \frac{\lambda}{\lambda_c} = \frac{f_c}{f} = \frac{\omega_c}{\omega}.$$

Тогда

$$\gamma = j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1-\nu^2} \quad \text{и} \quad v = \frac{c}{\sqrt{1-\nu^2}}. \quad (29)$$

На рис. II.6.1 дана кривая отношения скорости света (скорости электромагнитных волн) к скорости поперечных магнитных волн в зависимости от  $f$ .

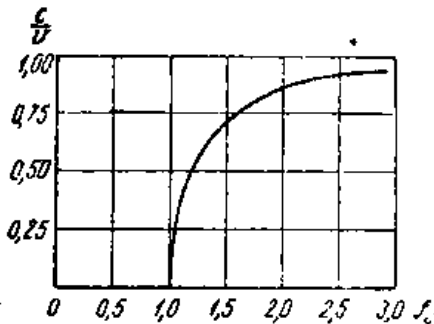


Рис. II. 6. 1. Кривая отношения скорости света к скорости поперечных магнитных волн в зависимости от рабочей частоты.

Когда мы имеем не одну волну, а спектр волн, то в местах, где фазы этих волн близки к совпадению, образуются максимумы напряжённости поля. Если бы все волны распространялись в одном направлении с одинаковой скоростью, эти максимумы переносились бы с той же скоростью. В случае дисперсии, т. е. при зависимости скорости распространения от длины волны, эти максимумы будут перемещаться с иной скоростью.

Определяя эту скорость для случая двух волн весьма близкой длины, мы и получим групповую скорость волн. Для её вычисления теория <sup>1)</sup> даёт следующую формулу

$$v_{gp} = j \frac{d\omega}{d\gamma}, \quad (30)$$

откуда для нашего случая

$$v_{gp} = c \sqrt{1-\nu^2}, \quad (31)$$

т. е. групповая скорость или скорость переноса энергии всегда меньше скорости света. Заметим попутно, что из ур-ний (29) и (31) следует, что

$$c = \sqrt{v v_{gp}}. \quad (32)$$

<sup>1)</sup> См., например, Щукин, Распространение радиоволн. Связьиздат, 1940 г., стр. 177.

Перейдём теперь к изучению поперечных электрических волн ( $H$ -волн). В этом случае уравнения Максвелла (1—4) следует упростить, подставив в них  $E_z=0$ .

После выкладок и рассуждений аналогичных случаю поперечных магнитных волн мы придём к следующим основным результатам:

1) напряжённость магнитного поля может быть представлена как градиент скалярного магнитного потенциала  $U$ :

$$H_z = -\text{grad}_z U, \quad H_x = -\frac{\partial U}{\partial x}, \quad H_y = \frac{\partial U}{\partial y}; \quad (33)$$

2) напряжённость электрического поля может рассматриваться как ротор некоторого вектора  $F$ , параллельного оси  $z$  (мы назовём его магнитный вектор-потенциал):

$$E = -\text{rot } F, \quad E_x = -\frac{\partial F}{\partial y}, \quad E_y = \frac{\partial F}{\partial x}. \quad (34)$$

Оба потенциала удовлетворяют уравнениям:

$$\frac{\partial F}{\partial z} = -ZU, \quad \frac{\partial U}{\partial z} = -YF,$$

где

$$Z = j\omega\mu, \quad Y = j\omega\varepsilon + \frac{\gamma^2}{j\omega\mu}. \quad (35)$$

Эти уравнения можно назвать уравнениями распространения поперечных электрических волн. Решение их дают следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} U &= T(x, y) e^{-\gamma z}, & F &= Z_c U, & Z_c &= \frac{j\omega\mu}{\gamma} \\ H_x &= -\frac{\partial T}{\partial x} e^{-\gamma z}, & H_y &= \frac{\partial T}{\partial y} e^{-\gamma z}, & H_z &= \frac{\gamma}{\gamma} T e^{-\gamma z} \\ E_x &= Z_c H_y, & E_y &= -Z_c H_x, & \gamma &= j\sqrt{\omega^2 \mu\varepsilon - \chi^2} \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

Исследование этих решений может быть выполнено тем же путём, что и для магнитных волн. Результаты получаются аналогичные. Поскольку постоянная распространения  $\gamma$  сохраняет здесь своё прежнее значение, все выводы относительно критической частоты, фазовой и групповой скорости остаются в силе.

Случай  $\chi=0$  здесь не имеет практического значения. Он соответствует линии из несуществующих идеальных магнитных проводников, лишённых электрической проводимости. Электрические силовые линии будут тогда замкнутыми кривыми, в частном случае окружностями, окружающими указанные магнитные проводники.

Мы рассматривали для обоих типов поперечных волн: магнитных и электрических, всего одну волну, идущую в сторону возрастания  $z$ . В действительности поле может оказаться значительно сложнее.

Во-первых, мы можем иметь две волны: падающую и отражённую (распространяющиеся, следовательно, с одинаковой скоростью). В этом случае характер поля в плоскости  $xu$  не изменится. По оси  $z$  будет меняться амплитуда поля, следуя законам интерференции падающих и отражённых волн, уже рассмотренным в разд. 2 и 3. Полученные там кривые напряжения и тока могут быть полностью перенесены и на случай электрического и магнитного поля.

Во-вторых, картина поля становится значительно сложнее, когда одновременно существуют волны с различными скоростями распространения. Тогда характер поля в плоскости  $xu$  не останется неизменным вдоль оси  $z$ , а будет меняться как в данной точке (с изменением времени), так и при переходе от точки к точке (для данного мгновения).

## 7. Распространение электромагнитных волн в трубах

Полученные в предыдущем разделе выводы теории плоской волны приложим к изучению распространения электромагнитных волн в трубах с проводящими стенками — в так называемых волноводах<sup>1</sup>).

Для простоты мы будем считать стенки волновода идеально проводящими. Решая ур-ние (II.6.13)

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = -\chi^2 T,$$

мы должны теперь сформулировать граничные условия следующим образом. У поверхности стенки должны исчезать: или

- 1) тангенциальная составляющая электрического поля или
- 2) нормальная составляющая магнитного поля.

В поперечных магнитных волнах продольная составляющая  $E$  пропорциональна функции  $T(x, y)$ , дающей распределение амплитуд поля. Поэтому граничным условием здесь является

$$T=0 \text{ на поверхности трубы.} \quad (1)$$

При этом поперечное электрическое поле, пропорциональное градиенту  $T$ , исчезает автоматически, когда  $T=0$ .

Для поперечных электрических волн нормальная составляющая  $H$  пропорциональна нормальной производной  $\frac{\partial T}{\partial n}$ , и поэтому граничным условием в этом случае будет

$$\frac{\partial T}{\partial n} = 0 \text{ на поверхности трубы.} \quad (2)$$

<sup>1</sup>) Более подробные сведения о волноводах читатель найдет в монографии Б. А. Введенского и А. Г. Аренберга «Радиоволноводы», ч. I, Гостехиздат 1946 г.



Более подробно картины распределения поля и законы распространения волн мы рассмотрим на примерах труб с прямоугольным и круговым сечением.

В первом случае (рис. II.7.1) пусть размеры прямоугольника заданы его сторонами  $a$  и  $b$ , при чём для определённости мы предположим:  $a \geq b$ .

Решение ур-ния (II.6.13) в данном случае будет

$$T(x,y) = X(x) \cdot Y(y), \quad (3)$$

где  $X$  и  $Y$  круговые функции  $x$  и  $y$ . Для поперечных магнитных волн можем написать (с точностью до постоянного множителя)

$$T = \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b}. \quad (4)$$

Здесь  $m$  и  $n$  положительные целые числа, отличные от нуля. Написанное решение соответствует следующему значению постоянной разделения

$$\chi^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2. \quad (5)$$

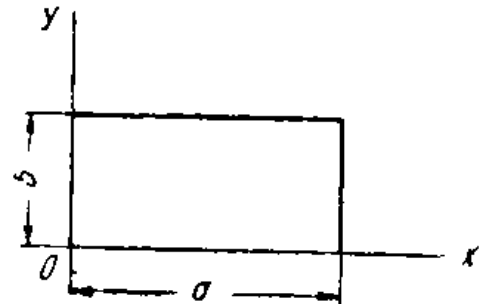


Рис. II. 7. 1. Сечение прямоугольного цилиндра.

Синусы должны быть взяты здесь для того, чтобы обеспечить  $T=0$  при  $x=0$  или  $y=0$ . Целые значения  $m$  и  $n$  нужны для исчезновения  $T$  на остальных двух стенках.

Рассмотрим прежде всего вопрос о наиболее длинной (критической) волне, начиная с которой (в сторону более коротких волн) возможно распространение электромагнитной энергии в трубе. Поскольку из (II. 6. 28)  $\lambda_c = \frac{2\pi}{\chi}$ , наибольшая  $\lambda_c$  будет при наименьшем возможном  $\chi$ , т. е. в нашем случае при  $m=n=1$ . Подставляя эти значения в ур-ние (5), получим

$$\lambda_c = \frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}}; \quad (6)$$

для квадрата  $\lambda_c = a\sqrt{2}$ , то есть критическая волна равна его диагонали. При этой волне колебания в трубе могут возбуждаться лишь в одинаковой фазе (так как фазовая скорость и, следовательно, длина волны в трубе равны  $\infty$ ). С увеличением частоты фазовая скорость равно как и длина волны в трубе начнут уменьшаться, стремясь к нормальным значениям  $c$  и  $\lambda$  при бесконечно большой частоте.

Но это лишь один из типов колебаний, возможных в прямоугольной трубе, именно соответствующий наименьшему значению  $\chi$ . Так как  $\chi$  определяется двумя числами  $m$  и  $n$ , то и различные типы волн обозначаются как типы  $(m, n)$ . Вторая по длине критическая волна будет соответствовать типу  $(2, 1)$ . При более высоких частотах, чем эта, в трубе может одновременно существовать, следовательно, минимум два типа волн, распространяющихся с разными скоро-

стями. Отсюда нетрудно сделать вывод, что в волноводе, при заданной частоте могут существовать столько разных типов колебаний, сколько критических частот лежит ниже заданной. Различные типы колебаний или волн отличаются структурой поля внутри трубы. На рис. II. 7. 2А, 2В; показано распределение магнитных силовых линий для двух упомянутых типов волн.

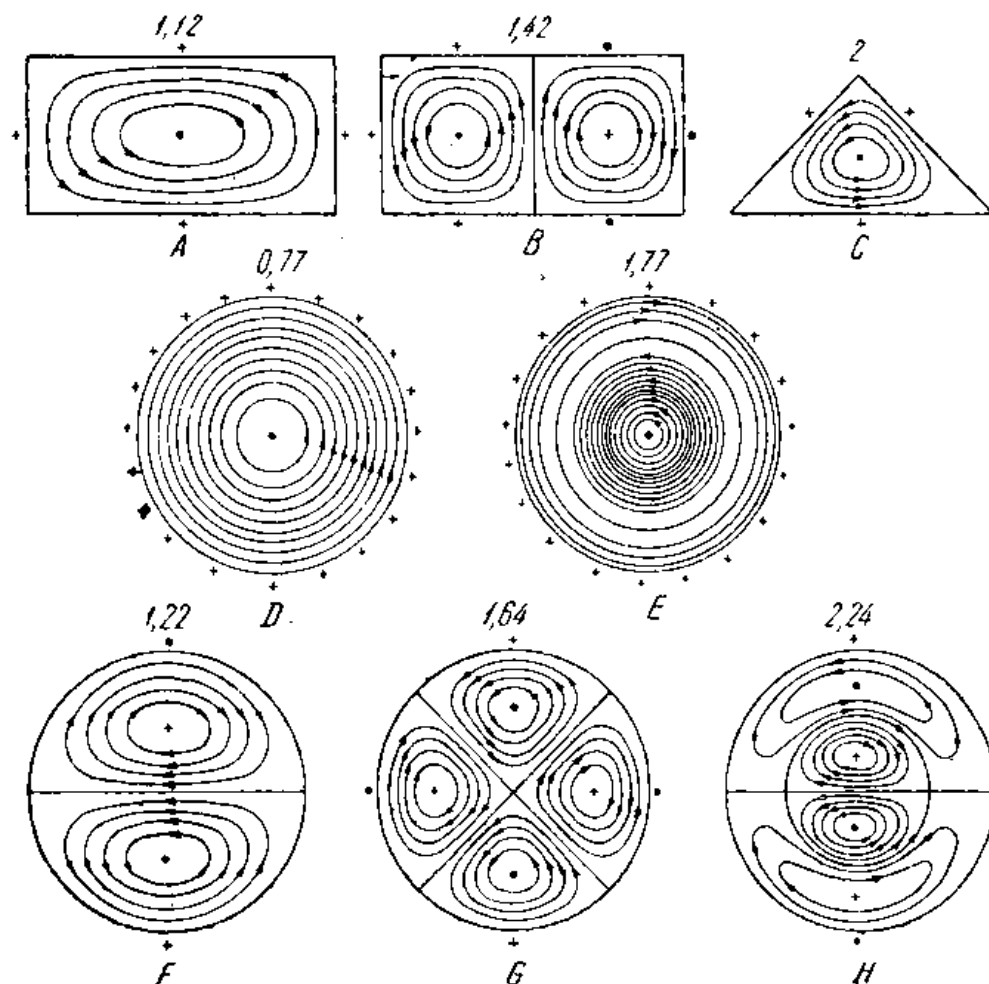


Рис. II. 7. 2. Магнитные силовые линии поперечных магнитных волн (по Щелкунову). Густота линий иллюстрирует амплитуду поля. Поперечные составляющие электрического поля ортогональны (перпендикулярны) магнитным линиям. Цифры наверху выражают наибольший размер сечения в долях критической волны данного типа колебаний.

Представлены следующие типы волн:

- A.  $TM_{1,1}$ ;  $T = \sin \pi x \sin 2\pi y$
- B.  $TM_{2,1}$ ;  $T = \sin 2\pi x \sin 2\pi y$
- C.  $T = 0,65 (\sin 2\pi x \sin \pi y + \sin \pi x \sin 2\pi y)$
- D.  $TM_{1,0}$ ;  $T = J_0(2,40\rho)$ , радиус сечения  $\rho = 1$
- E.  $TM_{2,0}$ ;  $T = J_0(5,52\rho)$
- F.  $TM_{1,1}$ ;  $T = \frac{J_1(3,83\rho)}{J_1(1,84)} \cos \varphi$
- G.  $TM_{1,2}$ ;  $T = \frac{J_2(5,14\rho)}{J_2(3,04)} \cos 2\varphi$
- H.  $TM_{2,1}$ ;  $T = \frac{J_1(7,02\rho)}{J_1(1,84)} \cos \varphi$ .

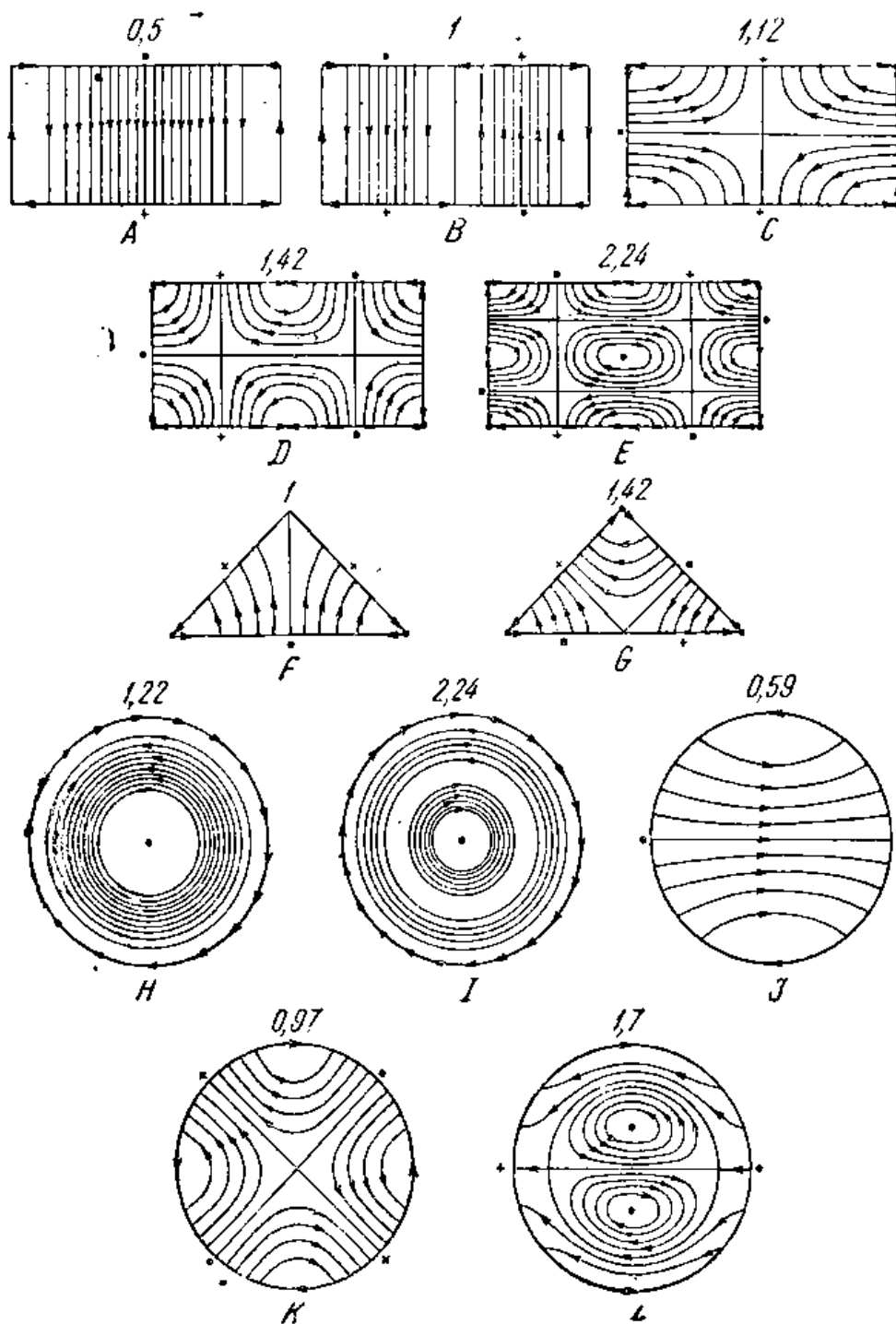


Рис. II. 7. 3. Электрические силовые линии поперечных электрических волн (по Щелкунову). Густота линий характеризует амплитуду поля. Кривые поперечной составляющей магнитного поля ортогональны изображенным здесь. Цифры выражают наибольший размер сечения в долях критической волны данного типа колебаний.

Представлены следующие типы волн:

- А.  $TE_{1,0}$ ;  $T = \cos \pi x$   
 В.  $TE_{2,0}$ ;  $T = \cos 2\pi x$   
 С.  $TE_{1,1}$ ;  $T = \cos \pi x \cos 2\pi y$   
 Д.  $TE_{2,1}$ ;  $T = \cos 2\pi x \cos 2\pi y$   
 Е.  $TE_{2,2}$ ;  $T = \cos 2\pi x \cos 4\pi y$   
 F.  $T = \frac{1}{2} (\cos \pi x - \cos \pi y)$   
 G.  $T = \cos \pi x \cos \pi y$   
 H.  $TE_{1,0}$ ;  $T = \frac{J_0(3,83\varphi)}{J_0(3,83)}$ ; радиус сечения  $\rho = 1$

1.  $TE_{2,0}$ ;  $T = \frac{J_0(7,02\varphi)}{J_0(7,02)}$   
 J.  $TE_{1,1}$ ;  $T = \frac{J_1(1,84\varphi)}{J_1(1,84)} \cos \varphi$   
 K.  $TE_{1,2}$ ;  $T = \frac{J_2(3,04\varphi)}{J_2(3,04)} \cos 2\varphi$   
 L.  $TE_{2,1}$ ;  $T = \frac{J_1(5,33\varphi)}{J_1(1,84)} \cos \varphi$

В случае поперечных электрических волн мы должны написать для  $T$

$$T = \cos \frac{m \pi x}{a} \cos \frac{n \pi y}{b} \quad (7)$$

при том же значении  $\chi$ . Теперь одно из целых чисел  $m$  или  $n$  может быть равно нулю. Наименьшая критическая частота будет соответствовать типу колебаний  $(1, 0)$ . При этом

$$\lambda_c = 2a, \quad (7a)$$

т. е. критическая волна в два раза длиннее большей стороны прямоугольника и

$$T = \cos \frac{\pi x}{a}. \quad (7b)$$

На рис. II. 7. 3А—3Е приведены картины электрического поля для поперечных электрических волн в волноводах прямоугольного сечения.

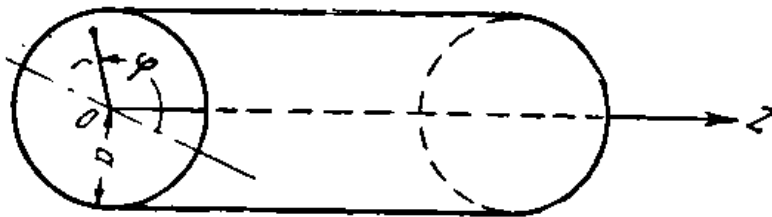


Рис. II. 7. 4. Ориентировка цилиндрической системы координат в волноводе.

Перейдем теперь к изучению волноводов с круглым сечением. В этом случае взамен декартовой следует взять цилиндрическую систему координат, в которой ось  $z$  направлена по

оси трубы, а координаты  $r$  и  $\varphi$  лежат в перпендикулярных плоскостях (рис. II. 7. 4). Уравнение (II. 6. 13) в цилиндрической системе координат переходит в уравнение Бесселя, решение которого для случая волновода имеет вид

$$T = J_p(\chi r) (P \cos p \varphi + Q \sin p \varphi). \quad (8)$$

Здесь  $J_p$  — бесселева функция порядка  $p$ . Чтобы  $T$  было периодической функцией от  $\varphi$  индекс  $p$  должен быть целым числом; обозначим его через  $n$ . Для поперечных магнитных волн на поверхности стенки при  $r=a$  (рис. II. 7. 4) должно быть  $T=0$  или

$$J_n(\chi a) = 0; \quad (9)$$

отсюда

$$\chi = \frac{k_{m,n}}{a}, \quad (9a)$$

где  $k$  есть  $m$ -й корень бесселевой функции порядка  $n$   $J_n(x)$ .

В случае поперечных электрических волн на поверхности стенки должна исчезать производная по нормали  $\frac{\partial T}{\partial n}$ .

Отсюда

$$J'_n(\chi a) = 0 \text{ и } \chi = \frac{\xi_{m,n}}{a}, \quad (10)$$

где  $\xi_{m,n}$  есть  $m$ -й корень от производной  $J'_n(x)$ .

Таким образом, и здесь типы колебаний обозначаются двумя индексами.

Мы видим, что значения критических волн зависят от радиуса трубы и определяются значениями корней соответствующей бесселевой функции. Так например, первым корнем бесселевой функции нулевого порядка  $J_0(x)$  является  $k_{1,0} = 2,40$ , отсюда  $\chi_{1,0} = \frac{2,40}{a}$  и

$$\lambda_{1,0c} = \frac{2\pi}{\chi} = \frac{2\pi a}{2,40} \approx 1,3 \cdot 2a. \quad (11)$$

Следовательно, цилиндрический волновод может быть использован для канализации лишь тех поперечных магнитных волн, длина которых меньше 1,3 его диаметра. Или иначе, для заданной волны  $\lambda$  диаметр волновода должен быть не меньше

$$\frac{\lambda}{1,3} = 0,77\lambda.$$

Аналогичным образом найдём, что для случая поперечных электрических волн наименьший диаметр волновода будет  $0,585\lambda$ . На рис. II. 7. 2 и II. 7. 3 приведены картины магнитного и электрического поля для разных типов колебаний в круглом волноводе.

Когда сечение волновода представляет собой сектор с углом  $\psi$  (рис. II. 7. 5), тогда  $p$  может и не равняться целому числу. Решение имеет вид

$$T = J_p(\chi r) \sin p\varphi. \quad (12a)$$

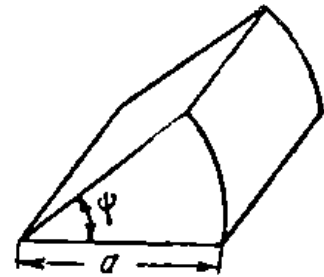


Рис. II. 7. 5. Волновод с сечением, имеющим вид сектора.

Чтобы потенциалы обращались в нуль на боковых плоскостях, надо выбирать  $p$  таким, чтобы

$$p\psi = n\pi, \text{ где } n = 1, 2, 3 \dots;$$

выполнение граничных условий на цилиндрической поверхности достигается тем, что

$$J_p(\chi a) = 0.$$

Аналогично для поперечных электрических волн мы будем иметь

$$T = J_p(\chi r) \cos p\varphi; \quad p = \frac{n\pi}{\psi}; \quad n = 0, 1, 2 \dots, \quad (12b)$$

при чём  $J'_p(\chi a) = 0$ .

Зная функцию  $T(x, y)$ , мы без труда сможем найти также и токи, возникающие на внутренних стенках волновода. В самом деле, в

принятой системе единиц тангенциальная составляющая магнитного поля у идеально проводящей поверхности численно равна поверхностной плотности тока и направлена ей перпендикулярно (по правилу Ампера). Поэтому, найдя из выражений (II. 6. 21) и (II. 6. 36) значения  $H_x$  и  $H_y$  у стенок цилиндра, мы найдём и значения плотности тока на этих стенках. Зная плотность тока, мы можем в первом приближении вычислить потери в элементе стенки трубы как квадрат плотности тока, умноженный на поверхностное сопротивление этого элемента. При этом мы подразумеваем, что потери малы и практически не изменяют структуры поля. Производя интегрирование по поверхности стенок, найдём все потери в стенках.

Таким образом, можно получить следующие формулы для вычисления показателя затухания  $\beta$ .

В круглой трубе для  $E$  волн

$$\beta = \frac{R_0}{120 \pi a \sqrt{1 - v^2}}; \quad (13a)$$

в круглой трубе для волны  $H_{1,1}$  ( $TE_{1,1}$ )

$$\beta = \frac{R_0}{a} \left( \frac{3,76}{\sqrt{1 - v^2}} - 2,65 \sqrt{1 - v^2} \right) \cdot 10^{-3}; \quad (13b)$$

в прямоугольном волноводе для волн  $H_{1,0}$  ( $TE_{1,0}$ )

$$\beta = \frac{R_0}{120 \pi} \left( \frac{1}{b} + \frac{2v^2}{a} \right) \frac{1}{\sqrt{1 - v^2}}. \quad (13b)$$

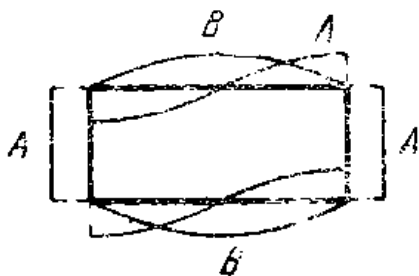


Рис. II. 7. 6. Распределение поперечной (А) и продольной (В) составляющих плотности тока на стенках волновода прямоугольного сечения для колебаний типа ( $TE_{1,0}$ ) (см. рис. II. 7. 3А).

Здесь  $R_0 = \sqrt{\frac{\omega \mu}{2g}}$ , где  $g$  — удельная проводимость активного слоя волновода.

На рис. II. 7. 2 и II. 7. 3 точками и крестиками показано направление токов на стенках волновода.

В случае магнитных поперечных волн токи имеют лишь продольное направление, в случае электрических также и поперечное; места наиболее сильных поперечных токов на рис. II. 7. 3 отмечены стрелками на стенках. На рис. II. 7. 6 приведены кривые

распределения тока на стенках, соответствующие полю рис. II. 7. 3А.

Зная функцию  $T(x,y)$ , можно также подсчитать и мощность, протекающую в трубе в направлении оси  $z$ . Приводим без вывода соответствующую формулу [по Щелкунову<sup>1)</sup>]

$$W = -\frac{1}{2} \chi^2 Z_c \int \int_{(s)} T^2 ds. \quad (14)$$

<sup>1)</sup> S. A. Schelkunoff, Proc. IRE, Nov. 1937.

Интегрирование должно быть произведено по поверхности  $S$  поперечного сечения волновода. Поскольку  $T$  пропорционально продольному току смещения—электрическому ( $j\omega\epsilon E_z$ ) для случая поперечных магнитных волн и магнитному ( $j\omega\mu H_z$ )—для случая электрических—можно сказать, что переносимая вдоль волновода мощность пропорциональна среднеквадратичному значению продольного тока смещения в трубе.

Следующие формулы, полученные из выражения (14), устанавливают связь между проносимой мощностью и максимальной разностью потенциалов  $U$  в сечении трубы.

Для прямоугольных труб и волн  $H_{1,0}$  максимальное напряжение имеет место между средними точками более длинных сторон  $a$  прямоугольника

$$W = \frac{U^2 a}{1508 b} \sqrt{1 - v^2}. \quad (14a)$$

Для волн типа  $H_{1,1}$  ( $TE_{1,1}$ ) в круглой трубе

$$W = \frac{U^2}{1528} \sqrt{1 - v^2} \quad (14б)$$

и для волн  $TM_{0,1}$  в такой же трубе

$$W = \frac{U^2}{154 \sqrt{1 - v^2}}; \quad (14в)$$

здесь  $U$ —разность потенциалов между центром и стенкой трубы.

На этом мы закончим изучение основных положений теории волноводов.

Мы сознательно ничего не говорили здесь о принципах устройства тех органов, которые служат для возбуждения электромагнитных волн в волноводе и для отбора переносимой этими волнами энергии. Дело в том, что такие органы по самой сути своей работы являются антеннами, так как преобразуют энергию токов высокой частоты в энергию электромагнитных волн и обратно. Поэтому ознакомление с ними нам удобнее будет провести после изучения теории передающей и приёмной антенны, излагаемой в следующих двух главах.

## 8. О побочных применениях канализирующих устройств

Под побочными мы понимаем такие применения, в которых канализирующие устройства используются для целей отличных от непосредственной передачи энергии по ним. Эти применения в основном идут по пути использования канализирующих устройств в качестве:

- 1) колебательных контуров,
- 2) трансформаторов сопротивления,
- 3) фильтров.

Рассмотрим каждое из этих применений более подробно.

В разд. 2 мы видели, что на клеммах линии без потерь, замкнутой накоротко или разомкнутой, можно получить при соответствующем подборе длины любое реактивное сопротивление. На этом свойстве и основано применение двухпроводной линии в качестве переменного реактивного сопротивления. Чтобы регулировать длину линии и тем самым величину реактивного сопротивления, закорачивающий проводник (рис. II. 8. 1), называемый мостиком, делается подвижным. Всё устройство носит название шлейфа и довольно часто применяется в антенной технике. Сопротивление на

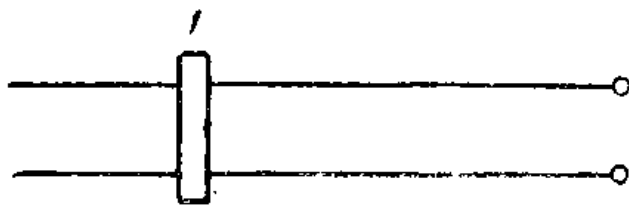


Рис. II. 8. 1. Схема шлейфа, служащего для получения реактивного сопротивления.

клеммах шлейфа может быть подсчитано при условии соблюдения строгой электрической симметрии по ф-ле (II.1.24)

$$Z_{10} = j \rho \operatorname{tg} ml^1.$$

Особенно широкое применение в качестве элементов колебательных контуров находят канализирующие устройства в области ультравысоких частот. На этих частотах применение обычных конденсаторов и катушек самоиндукции осложняется необходимостью сильно уменьшать размеры контуров (чтобы ослабить потери на излучение), а также вредным действием всякого рода ёмкостных и индуктивных паразитных связей. При этом добротность катушек  $Q$ , определяющая собой кривую резонанса колебательного контура, не может быть сделана больше некоторой предельной величины, имеющей для ультракоротких и коротких волн, примерно, одно и то же значение: 200—300 для приёмных устройств и 500—600 для передающих.

Между тем на укв отношение спектра частот передачи к несущей частоте значительно меньше, чем на коротких. Поэтому полоса пропускания кривой резонанса может быть сделана уже и колебательные контуры с более высокой добротностью становятся весьма желательными.

Коаксиальные линии соответствующей длины могут заменить любую ёмкость или катушку самоиндукции или даже целый колебательный контур.

Наличие заземлённого экрана, устраняя практически всякие паразитные связи и уничтожая одновременно потери энергии на излучение, позволяет выбором соответствующих размеров проводников повысить добротность таких линий до нескольких тысяч. Настроенные коаксиальные линии нашли себе особенно широкое применение

<sup>1)</sup> На практике в длину приходится включать половину длины мостика, имеющего в действительности некоторое индуктивное сопротивление, отличное от нуля.



ние в качестве органов, стабилизирующих частоту укв передатчиков. Не останавливаясь на этом вопросе, относящемся к курсу радиопередающих устройств, отметим лишь, что дальнейшее повышение добротности и одновременно фиксирующей способности стабилизирующего органа может быть достигнуто применением систем родственных волноводам — так называемых эндовибраторов (полых электромагнитных резонаторов). Пусть, например, имеется круглая труба с радиусом  $r$ , которому соответствует определённая скорость распространения и, следовательно, определённая длина поперечной электрической волны  $\lambda_r$ . Закроем один конец трубы проводящей пластиной 2 (рис. II. 8. 2). У поверхности этой пластины внутри трубы будет происходить отражение волны, при чём фаза электрического поля должна меняться на  $180^\circ$ , так как у поверхности пластины (торца) тангенциальное электрическое поле должно равняться нулю. Тогда на расстоянии  $\frac{\lambda_r}{4}$  от торца электрическое поле будет складываться в фазе, и мы получим здесь пучность электрического поля.

Такое же распределение будет иметь и продольная составляющая магнитного поля  $H_z$ . Поперечное магнитное поле, наоборот, будет иметь пучность у торца и узел в пучности электрического поля. Взяв длину трубы в половину волны  $\lambda_r$  и закрыв её с обоих концов, мы получим замкнутое полое тело — эндовибратор, внутри которого будут происходить колебания электрического и магнитного полей, образующих стоячие волны (рис. II. 8. 2). Помещая в пучности магнитного и электрического полей соответствующие элементы связи (обычно витки или вибраторы), мы можем использовать эндовибратор в качестве колебательного контура на ультравысоких частотах. Добротность эндовибраторов значительно выше, чем у других колебательных систем, и достигает значений нескольких десятков тысяч.

Канализирующие устройства, в частности, длинные линии находят себе широкое применение в технике антенных устройств, также в качестве трансформаторов сопротивлений. Мы уже указывали, что для получения в фидере бегущей волны сопротивление

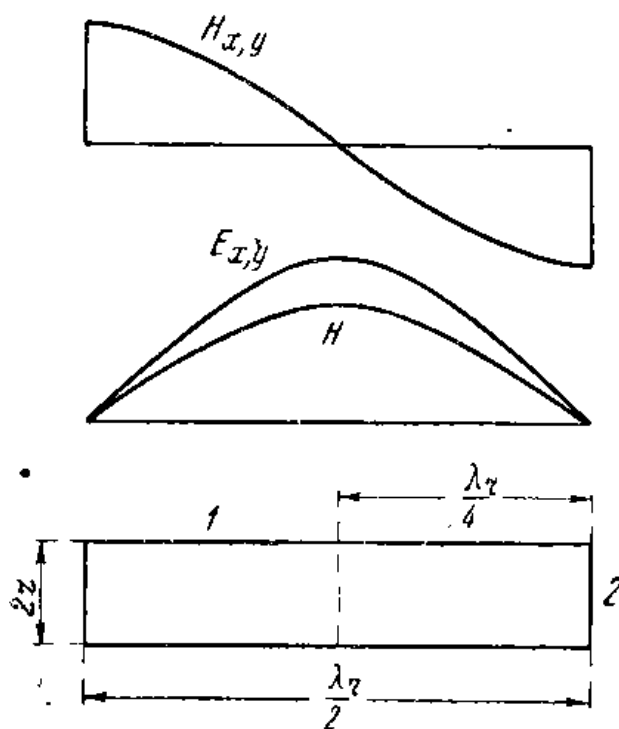


Рис. II. 8. 2. Распределение электрического и магнитного полей в цилиндрическом эндовибраторе диаметром  $2r$  и длиной  $0,5\lambda_r$ .

нагрузки необходимо сделать равным волновому сопротивлению  $\rho$ . Следовательно, между нагрузкой и линией должно стоять устройство, трансформирующее сопротивление нагрузки в сопротивление  $\rho$ . Эта задача может быть выполнена с помощью отрезка фидерной линии соответствующей длины. Предположим для определённости, что сопротивление нагрузки активное (реактивная составляющая скомпенсирована) и что оно больше  $\rho$ . Тогда по кривым рис. II. 3. 6 или по выражению (II. 3. 9) нетрудно определить длину такого отрезка  $l_0$ , на клеммах которого активная составляющая сопротивления равна  $\rho$ ; реактивная составляющая может быть скомпенсирована последовательным включением ёмкости или индуктивности<sup>1)</sup>.

На практике предпочтительнее оказывается включать компенсирующие реактанцы не последовательно, а параллельно.

В этом случае длина  $l_0$  должна быть выбрана так, чтобы на клеммах отрезка активная составляющая проводимости  $g_{l_0}$ , равнялась  $\frac{1}{\rho}$ ; реактивная составляющая может быть скомпенсирована параллельным подключением надлежащего реактанца, который в частном случае может иметь вид шлейфа, описанного в начале раздела. Длина отрезка  $l_0$  может быть найдена по кривым проводимости (рис. II. 3. 6) или из ф-лы (II. 3. 14).

В последнем случае, полагая  $Y_{\bullet} = \frac{1}{\rho}$ , получим для определения  $l_0$ , уравнение

$$\cos^2 ml_0 + \kappa^2 \sin^2 ml_0 = \kappa.$$

Подставляя

$$\cos^2 ml_0 = 1 - \sin^2 ml_0,$$

найдём

$$\sin ml_0 = \frac{1}{\sqrt{\kappa + 1}} \quad (1a)$$

или иначе

$$\operatorname{ctg} ml_0 = \sqrt{\kappa}. \quad (16)$$

Напомним, что  $\kappa$  здесь коэффициент бегущей волны. Величина реактивной проводимости  $b_l$ , которую необходимо скомпенсировать, находится из ф-лы (II. 3. 14)

$$b_l = \frac{1 - \kappa}{\rho \sqrt{\kappa}}. \quad (2)$$

Другой пример применения фидерной линии для тех же целей представляет собой линия длиной в четверть волны с волновым сопротивлением  $\rho_0$ , включаемая между нагрузкой и фидером, имеющим

<sup>1)</sup> Чтобы не нарушить симметрии в случае воздушной линии, в каждый провод должна быть включена одинаковая ёмкость и индуктивность так, чтобы сумма их давала нужное сопротивление.

волновое сопротивление  $\rho$  (рис. II. 8. 3). Как следует из выражения (II. 3. 11), она трансформирует сопротивление нагрузки  $r_n$  в

$$r_l = \frac{\rho_0^2}{r_n}.$$

Соответствующим подбором  $\rho_0$  (размеров линии) можно часто добиться равенства

$$r_l = \rho.$$

Однако, пределы, в которых практически можно изменять  $\rho_0$ , не всегда обеспечивают эту возможность. Если применение обычной

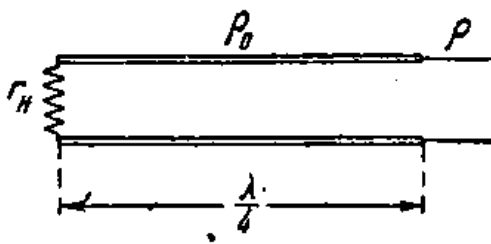


Рис. II. 8. 3. Линия длиной в четверть волны как трансформатор сопротивлений.

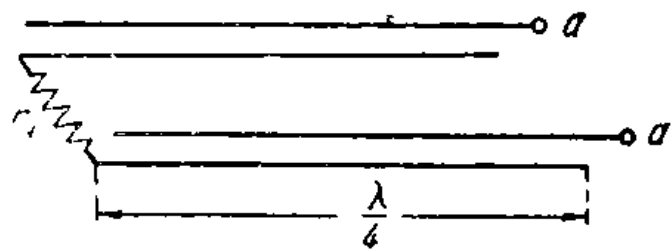


Рис. II. 8. 4. Система связанных линий в качестве трансформатора сопротивлений.

двух-или четырёхпроводной линии даёт слишком высокие значения  $r_l$ , можно воспользоваться системой связанных линий (рис. II. 8. 4), имеющей ту же длину  $\frac{\lambda}{4}$ . Можно показать, что сопротивление  $r_l$  в этом случае будет

$$r_l = \frac{\rho_{12}^2}{r_n}, \quad (3)$$

при чём волновое сопротивление связи  $\rho_{12}$ , регулируемое взаимным расположением линий может быть взято в пределах от 0 до 400 ом и выше (рис. II. 5. 2, на котором для случая связанных симметричных линий ординаты надо удвоить).

Приведёнными здесь схемами отнюдь не исчерпывается всё многообразие способов использования длинных линий в качестве трансформаторов сопротивления. С другими вариантами подобных трансформаторов мы познакомимся позже.

Использование линий в качестве фильтров находит себе применение как в технике укв, так и в коротковолновых антеннах. В последнем случае задачей фильтра обычно является: пропустить одну волну ( $\lambda_1$ ) и запереть другую ( $\lambda_2$ ). Одна из возможных схем такого фильтра (для случая  $\lambda_1 < \lambda_2$ ) изображена на рис. II. 8. 5. Поскольку параллельно основной линии 1 присоединён отрезок 2 длиной  $\frac{\lambda_1}{4}$ , эта линия оказывается закороченной для волны  $\lambda_1$ , так как для этой волны сопротивление отрезка равно нулю. Для волны  $\lambda_2$  он будет представлять некоторую ёмкостную проводимость, которая ком-

пенсирруется шлейфом 3, вместе с отрезком 2, образующим короткозамкнутую линию длиной  $\frac{\lambda_2}{4}$ . Для волны  $\lambda_2$  эта линия имеет высокое активное сопротивление, соответствующее резонансу токов. Чтобы

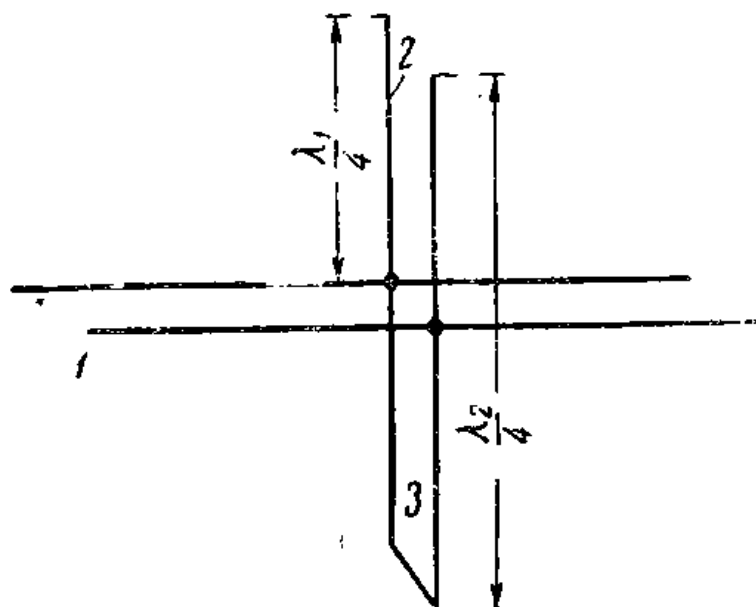


Рис. П. 8. 5. Схема фильтра из линейных шлейфов, запирающего волну  $\lambda_1$  и пропускающего волну  $\lambda_2$ .

снизить его шунтирующее действие, нужно, чтобы сопротивление это было очень высоким, что обозначает желательность высокой добротности  $Q$  применяемых линий. Следует иметь в виду, что значительные напряжения, возникающие на открытых концах линий с большим  $Q$  могут явиться препятствием при передаче по основной линии  $I$  большой мощности.

Пример применения коаксиальной линии в фильтрах для укв изображён на рис. П. 8. 6. Здесь параллельно фидеру длиной  $2l_1$  с

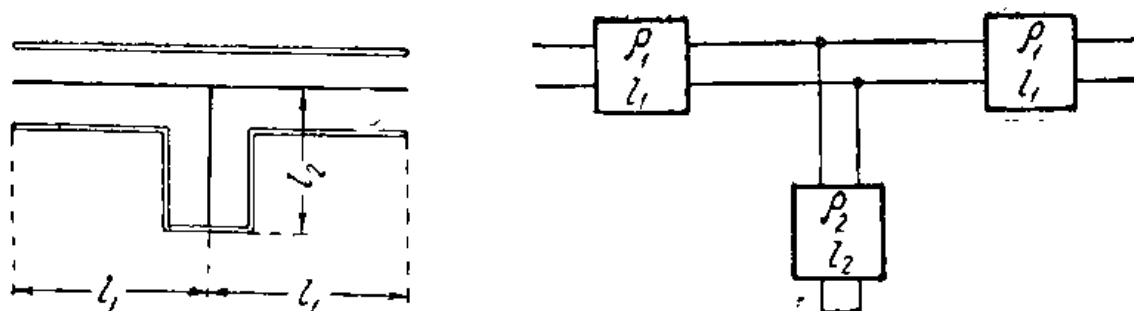


Рис. П. 8. 6. Фильтр, составленный из отрезков коаксиальной линии, и его эквивалентная схема.

волновым сопротивлением  $\rho_1$ , в его середине подключён короткозамкнутый отрезок фидера длиной  $l_2$  с волновым сопротивлением  $\rho_2$ .

Применяя ур-ния (П. 2. 19), можно найти как и для обычного фильтра, постоянную распространения  $g$  данной системы и её ха-

ракетическое сопротивление. Для случая равных длин ( $l_1=l_2=l$ )

$$\text{ch } g = \left(1 + \frac{\rho_1}{2\rho_2}\right) \cos \alpha l + \frac{\rho_1}{2\rho_2}. \quad (4)$$

Здесь  $\alpha$  — угловой измеритель, вообще говоря, несколько больший пространственной частоты  $m$  вследствие влияния изоляторов.

Границы последовательных полос пропускания определяются уравнением

$$\text{tg } \alpha l = \sqrt{\frac{\rho_1}{2\rho_2}},$$

а их середины условием  $\sin ml = 1$ , откуда средние частоты

$$f_m = \frac{(2n+1)v}{4l}. \quad (5)$$

Здесь  $n$  — целое число,

$v$  — скорость распространения волн в фидере, меньшая скорости света вследствие влияния изоляторов.

Кривые затухания фильтра изображены на рис. II. 8. 7. По ана-

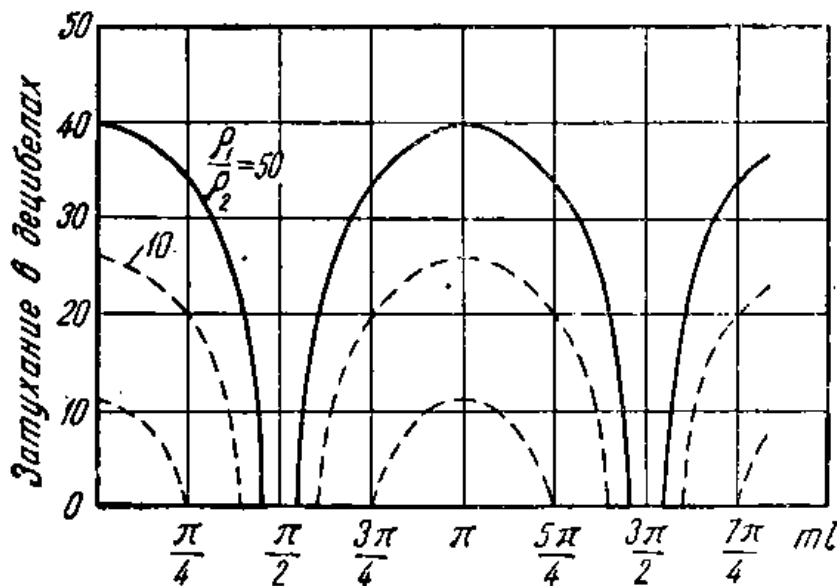


Рис. II. 8. 7. Кривые затухания полосового фильтра рис. II. 8. 6 при равенстве длин:  $l_1=l_2=l$ .

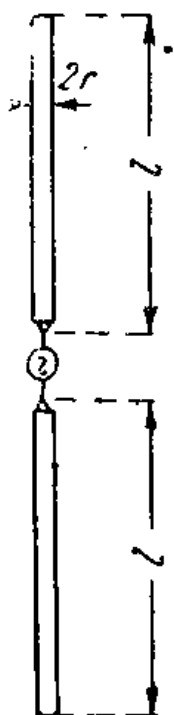
логичному принципу могут быть построены и комбинированные фильтры, являющиеся одновременно трансформаторами сопротивлений, а также и широкополосные трансформаторы. В некоторых случаях целесообразно в указанных схемах вместе с коаксиальными линиями применять и конденсаторы.

Заметим ещё, что на дециметровых и сантиметровых волнах для устройства фильтров могут быть использованы отрезки волноводов и эндовибраторы.

## ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОВОЛН

### 1. Постановка задачи об излучающем проводе

Простейшей антенной является симметричный вибратор, изображённый на рис. III. 1. 1. Он представляет собой прямолинейный провод или металлический стержень, разделённый на две одинаковые части, между внутренними концами которых приложена электродвижущая сила. Под действием этой эдс по проводнику потечёт электрический ток, а во внешнем пространстве появится электромагнитное поле, на достаточно большем расстоянии переходящее в поле сферической волны, характеризующейся функцией



$$\frac{e^{-jmr}}{r}. \quad (1)$$

Функция эта указывает на то, что амплитуда поля убывает обратно пропорционально расстоянию  $r$  от центра излучателя, а фаза поля запаздывает по мере удаления от излучателя и равна  $2\pi \frac{r}{\lambda}$ , т. е. совершает полный оборот на отрезке пути, равном длине волны.

Рис. III. 1. 1.  
Симметричный  
вибратор.

Эти соображения вытекают как из общих сведений об излучении электромагнитных волн, так и из теории вибратора Герца, которую мы считаем читателю известной. Переходя к вопросу о детальном расчёте симметричного вибратора, напомним, что перечень интересующих нас и подлежащих определению показателей дан в конце I главы. Сюда входят: реактивное сопротивление на клеммах вибратора, его характеристика направленности и действующая высота, сопротивление излучения и коэффициент направленности, а также предельная (с точки зрения перенапряжений) мощность излучения. Что касается методики расчёта, то она определяется с одной стороны желанием наиболее простым и привычным путём получить резуль-

таты, удовлетворяющие требованиям инженерной практики, а с другой — она несомненно должна совершенствоваться по мере развития как технических применений, так и теории предмета.

Понятно поэтому, что при первых попытках расчёта антенн симметричный вибратор стремились свести к эквивалентному контуру с сосредоточенными постоянными.

Так как пренебречь неравномерным распределением тока и заряда вдоль провода было нельзя, приходилось вводить зависящие от частоты эквивалентные ёмкость, индуктивность и сопротивление антенны, при чём, если эквивалентность требовалась по длине волны собственных колебаний, это были одни величины, носившие названия динамических  $C$ ,  $L$  и  $R$ , если же эквивалентность антенны и контура задавались по энергии, надо было вычислять другой ряд величин, носивших название эффективных (или действующих) ёмкости, индуктивности и сопротивления. Этот метод, сам по себе неудобный, был ещё приемлем, пока применялись длинные волны и размеры антенны были относительно малы. С развитием техники средних и коротких волн метод эквивалентного контура оказался явно несостоятельным и вместо него широкое распространение получил метод исследования антенн помощью теории длинных линий, рассмотренной в предыдущей главе. Этот путь анализа, учитывающий с самого начала распределённый характер ёмкости, индуктивности и сопротивления антенны и как следствие неравномерное распределение тока и заряда позволил весьма просто и наглядно разрешить ряд вопросов, касающихся распределения тока и величины реактивного сопротивления на клеммах антенны. Он и сейчас является основным методом, применяемым инженерами при расчёте самых разнообразных типов антенн, хотя и обладает значительными недостатками, всё более резко проявляющимися по мере развития техники антенн и роста потребности в более точных расчётах. Нашей задачей здесь и является выяснить вопрос о том, в чём состоит нестрогость и неудобство метода длинных линий в применении к антеннам и, в частности, к симметричному вибратору и какие должны быть намечены пути для более законченного и строгого решения рассматриваемой задачи?

Несмотря на то, что и длинные линии и антенны устраиваются из одинаковых проводов, общим для обоих типов устройств является, пожалуй, лишь самый факт наличия в обоих случаях распределённых электрических параметров. В остальном с электрической точки зрения они во многом являются прямыми противоположностями. В основном антенны отличаются от линий в следующих двух отношениях.

1. В отличие от линии антенна является системой не с постоянными, а с переменными по длине электрическими параметрами. В самом деле, антенна может быть получена из холостой двухпроводной линии, если концы проводов последней разводить так, чтобы угол между проводами увеличился до  $180^\circ$  (рис. III. 1. 2.). При этом каждому элементу длины одного провода будет соответствовать та-

кой же элемент на втором проводе. В линии эти элементы, находясь на одинаковом расстоянии по всей длине, имеют повсюду одинаковую ёмкость и индуктивность. Не то мы имеем в вибраторе, в котором ёмкость между соответственными элементами, очевидно, будет уменьшаться по мере удаления элементов от клемм.

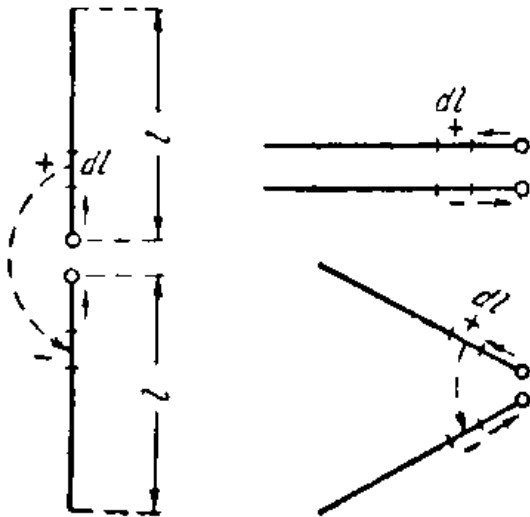


Рис. III. 1. 2. Переход от холостой двухпроводной линии к симметричному вибратору.

При применении к такой системе обычной теории длинных линий, естественно, возникает много неясных вопросов, в частности, например, вопрос о том, что понимать под волновым сопротивлением антенны, представляющим собой корень квадратный из отношения погонной ёмкости к погонной индуктивности. Строго говоря, здесь нужно пользоваться теорией линий с переменными параметрами, значительно более сложной, чем изложенная в предыдущей главе. Если мы этого не делаем, то причины к тому следующие:

во-первых, оказывается, что законы распределения тока и напряжения мало различаются для линий с переменными и постоянными параметрами и простая теория даёт почти ту же точность, по сравнению с практикой, что и более сложная;

во-вторых, даже пользуясь теорией линий с переменными параметрами, мы не можем получить точного решения задачи о вибраторе по соображениям, к которым сейчас переходим.

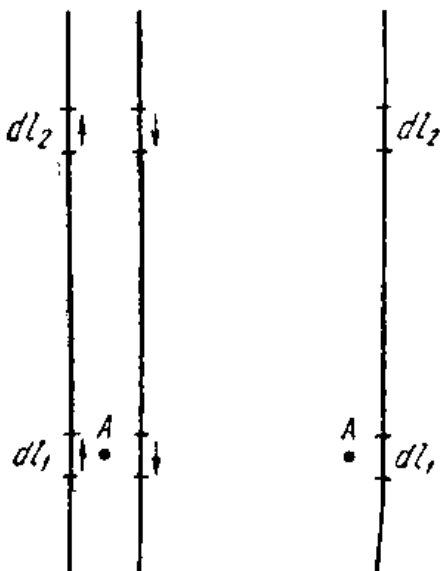


Рис. III. 1. 3. Различие в условиях, создающих поле в точке A в случае линии и в случае антенны.

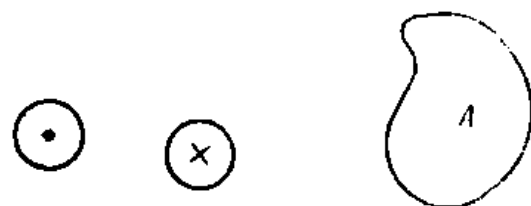


Рис. III. 1. 4. Контур A в потенциальном поле двухпроводной линии.

2. Линия является в принципе неизлучающей системой, антенна, наоборот, принципиально излучающей, и электромагнитное поле



излучения никак не может быть увязано с полем двухпроводной линии. В случае линии поле в какой-либо точке  $A$  вблизи проводов (рис. III. 1. 3) будет определяться почти исключительно действием прилежащего элемента  $dl_1$  и ему соответствующего, несущего противоположный ток. Пара удалённых элементов  $dl_2$  не оказывает на точку  $A$  почти никакого действия, так как противоположные токи в них создают в  $A$  поле, близкое к нулю. В случае одиночного длинного провода на точку  $A$  действует как элемент  $dl_1$ , так и более удалённый элемент  $dl_2$ ; в отличие от линии, компенсирующее действие элементов с противоположным током как дальних, так и ближних отсутствует. Так как распределение тока связано с полем вблизи провода, то мы имеем все основания ожидать различного распределения тока по длине антенны и линии. Этот вывод подтверждается на практике.

Помимо этого возникают и другие осложнения. Мы уже указывали в разд. 6 предыдущей главы, что поле между проводниками линии в перпендикулярной к ним плоскости носит электростатический характер и обладает потенциалом. Только при этих условиях можно говорить о погонной ёмкости и о напряжении или разности потенциалов между проводами линии. Поле излучения не является потенциальным и, следовательно, самые понятия напряжения и разности потенциалов в применении к антеннам становятся неопределёнными. Чтобы уяснить сказанное, представим себе произвольный контур  $A$ , лежащий в плоскости равных фаз некоторой двухпроводной линии (рис. II. 1. 4). Ввиду потенциального характера поля интеграл напряжённости электрического поля, взятый по контуру  $A$ , будет равен нулю. Более примитивно, но более наглядно, это можно показать, предположив, что контур  $A$  является приёмной рамкой.

При указанном положении рамки в ней не будет наводиться эдс.

Поместим затем контур  $A$  в поле излучения вибратора (рис. III 1. 5). Теперь в нём уже будет наводиться эдс хотя бы потому, что фаза поля сферической волны запаздывает с удалением от излучателя. В рамке, помещённой взамен контура  $A$ , будет наводиться эдс потому, что одна её сторона ближе к вибратору, другая дальше от него; следовательно, эдс в элементах рамки будут иметь не одинаковую фазу и не смогут взаимно компенсироваться. Итак, в случае вибратора интеграл напряжённости электрического поля, взятый по контуру  $A$ , не будет равняться нулю.

Возьмём теперь на симметричном вибраторе две какие-либо точки  $O$  и  $O'$  и соединим их двумя кривыми 1 и 2 (рис. III. 1. 6). Если бы поле было потенциальным, интеграл его напряжённости, взятый по обеим кривым, был бы одинаков как следствие того, что интеграл по образуемому ими контуру  $A$  равен нулю. В случае вибратора оба интеграла будут различны, так как интеграл по контуру  $A$  теперь не равняется нулю.

Вот почему нельзя говорить о разности потенциалов между какими-либо двумя точками вибратора, поскольку она зависит от выбранного пути. С некоторым допущением это понятие можно

(и имеет смысл) вводить только для очень близких между собой точек (и, в частности, для клемм вибратора), так как для таких точек разница в определении потенциала по нескольким различным путям практически не может быть большой.

Остальные точки антенны должны, очевидно, характеризоваться непосредственно зарядом и распределением его на поверхности проводника; зная последнее, нетрудно найти и нормальную к поверхности составляющую электрического поля.

Таким образом, при изучении антенны мы должны отказаться от привычного для нас понятия напряжения, сохраняя его лишь для клемм антенны. Взамен напряжения нам нужно будет изучать распределение заряда вдоль антенны. Заметим, что в теории длинных линий все выводы, сделанные для напряжения, остаются справедливыми и для заряда, поскольку заряд на единицу длины есть то же напряжение, умноженное на ёмкость. Заметим также, что знание потен-



Рис. III. 1. 5. Контур  $A$  в поле излучения вибратора.

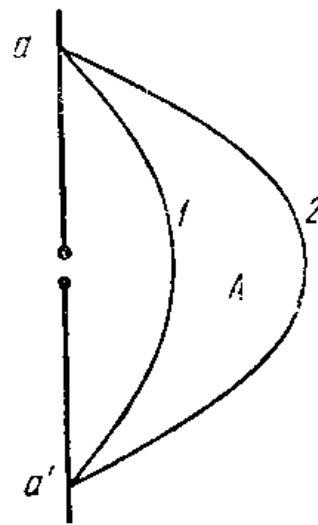


Рис. III. 1. 6. К вопросу о невозможности определения разности потенциалов между двумя точками вибратора.

циала оказывается недостаточным, когда мы хотим выяснить вопрос об опасности перенапряжения в той или другой установке. Опасность эта определяется не потенциалом тела, а плотностью электричества, которая при одном и том же потенциале может достигать различных значений в разных местах в зависимости от формы тела. Как известно, особенно высокие плотности заряда возникают там, где тело имеет острые края или выступающие части. С этой точки зрения знание величины и распределения заряда на поверхности проводника антенны вполне характеризует последнюю в отношении перенапряжений.

Мы видим теперь, что методы теории длинных линий оказываются весьма несовершенными в применении к изучению антенн. Поневоле возникает вопрос, почему же они дают результаты, настолько приемлемые во многих случаях практики, что и сейчас эти методы играют господствующую роль в инженерных расчётах антенн. Нужно прямо сказать, что оправданием применения этих методов является в основном лишь тот давно установленный экспери-

ментально факт, что распределение тока в антенном проводе близко к синусоидальному, то есть обладает тем же характером, что и в разомкнутой длинной линии. Из него вытекает справедливость (в качестве первого приближения) и ряда других выводов теории длинных линий в отношении антенн.

В настоящее время исследование какой-либо антенны ведётся обычно по следующей схеме.

1. Исходя из размеров и конфигурации антенны, находят, пользуясь теорией длинных линий, распределение тока в антенне.

2. Зная распределение тока, находят поле, создаваемое антенной в окружающем пространстве, и по нему вычисляют мощность, расходуемую на излучение.

3. Зная эту мощность уточняют кривую распределения тока, вводя определённое затухание, и подсчитывают реактивное и активное сопротивление на клеммах антенны.

Таким образом, поле в пространстве мы определяем, считая заданным распределение тока, а последнее мы уточняем, используя мощность излучения, определяемую полем, созданным этим же током в пространстве.

Такая методика сама по себе не может претендовать на законченность, стройность и точность результатов. Несостоятельность этой методики стала особенно чувствоваться последнее время, когда начали входить в практику сравнительно «толстые» вибраторы, у которых отношение диаметра к длине волны приобретает величину, заметно влияющую на результаты расчётов.

Для таких вибраторов требуется уже более строгое решение задачи, основанное непосредственно на использовании уравнений Максвелла. Математические затруднения заставляют ограничиться рассмотрением практически наиболее важного случая идеально проводящего вибратора. В этом случае касательная составляющая электрического поля на поверхности вибратора может быть принята равной нулю, что упрощает задачу. Последняя формулируется теперь таким образом: найти решение уравнений Максвелла, определяемое следующими условиями.

1. В месте приложения эдс должен быть задан закон её распределения на поверхности вибратора.

2. На всей остальной поверхности вибратора должно быть

$$E_t = 0.$$

Решение, полученное для этих условий, явится исчерпывающим, так как оно позволит найти и распределение тока и заряда на вибраторе, и поле в пространстве, и полное сопротивление на клеммах антенны.

К сожалению, ввиду сложности математической стороны, строгое решение может быть получено лишь применительно к простейшим антеннам, в частности, к симметричному вибратору.

В следующих трёх разделах этой главы мы ознакомимся с основ-

ными положениями теории симметричного вибратора, изложенной применительно к потребностям инженера радиотехника. В современном её состоянии она в значительной степени базируется на приёмах и выводах теории длинных линий. Сказанное в настоящем разделе позволит читателю отнестись критически к получаемым, таким образом, результатам и правильно оценить как степень даваемого ими приближения, так и опасность чрезмерных неточностей в некоторых отдельных вопросах.

## 2. Распределение тока и заряда вдоль симметричного вибратора. Реактивное сопротивление на клеммах вибратора

Возьмём симметричный прямолинейный вибратор длиной  $2l$  (рис. III. 2. 1), направим ось  $z$  по оси вибратора, а начало координат поместим в его центре. В соответствии с рис. III. 1.2 такой вибратор можно рассматривать как развёрнутую холостую линию длиной  $l$ , в которой ток распределяется по синусоиде с узлом на конце. Такое же распределение тока установится и вдоль симметричного вибратора. На концах его, у изоляторов, будут узлы тока. Затем, ближе к середине, ток будет нарастать по синусоиде с пространственным периодом в длину волны. Это значит, что на расстоянии четверти волны от концов мы будем иметь пучность тока, ещё через четверть — узел и т. д. При этом кривые тока в обеих половинах вибратора будут симметричны. В двух симметрично расположенных

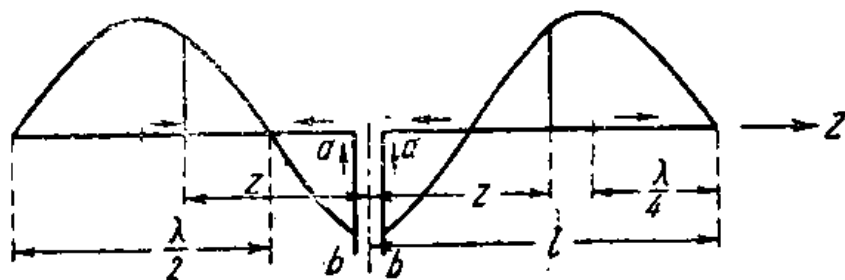


Рис. III. 2. 1. Распределение тока в симметричном вибраторе длиной  $1,25\lambda$ .

(относительно середины) точках вибратора токи будут равны и одинаково направлены. На клеммах вибратора  $aa$  (рис. III. 2. 1) синусоида может дать любое значение тока в зависимости от длины вибратора. На рисунке представлено распределение тока в вибраторе длиной  $2l = \frac{5}{4}\lambda$ . Через  $ab$  обозначены провода фидерной линии, питающей вибратор. Важно отметить, что при одинаковом направлении тока в симметричных точках вибратора, в частности, вблизи клемм, ток в проводах фидера направлен в противоположные стороны.

При принятом расположении вибратора относительно начала ко-

ординат закон распределения тока по его длине напишется следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} I_z &= I_n \sin m(l-z), & z > 0 \\ I_z &= I_n \sin m(l+z), & z < 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

здесь  $I_n$  — значение тока в пучности.

Распределение заряда вдоль провода мы можем найти, исходя из уравнения непрерывности

$$\operatorname{div} \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{j}$  и  $\rho$  объёмные плотность тока и заряд. Обозначим заряд на единицу длины провода через  $Q_z$  и пусть  $Q_z = Q_{zm} e^{j\omega t}$ .

Учитывая, что в нашей задаче ток направлен только по оси  $z$ , получим из уравнения (2)

$$-\frac{\partial I_z}{\partial z} = -\frac{\partial Q_z}{\partial t}, \quad (3)$$

откуда

$$m I_n \cos m(l-z) = j \omega Q_z \text{ и, замечая, что } m = \frac{\omega}{c}$$

$$Q_z = -j \frac{I_n}{c} \cos m(l-z), \quad z > 0. \quad (4)$$

Таким образом, погонный заряд (измеряемый в кулонах на метры) распределяется по косинусоиде, сдвинутой по фазе на  $90^\circ$ , подобно напряжению в разомкнутой линии. Для отрицательных  $z$  получим аналогичным путём

$$Q_z = j \frac{I_n}{c} \cos m(l+z), \quad z < 0. \quad (4a)$$

На рис. III. 2. 2 представлены кривые распределения заряда для вибратора длиной  $\frac{5}{4}$  волны. Заметим, что в отличие от тока

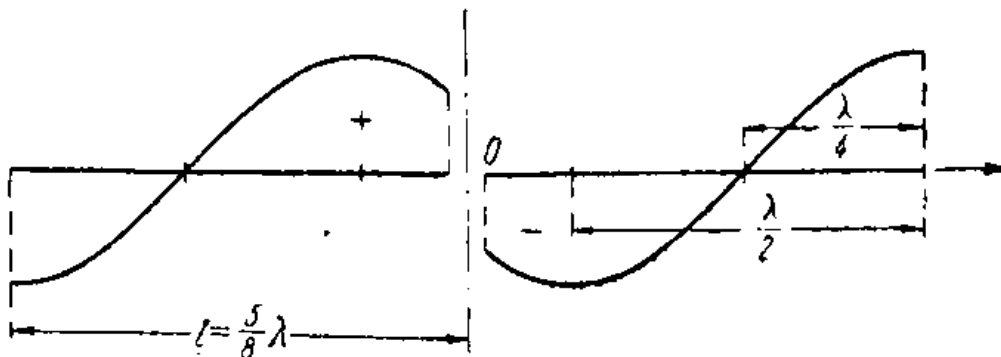


Рис. III. 2. 2. Распределение заряда в симметричном вибраторе длиной  $1,25 \lambda$ .

погонные заряды в симметричных точках вибратора будут равны по величине и противоположны по знаку.

Зная погонный заряд, мы без труда сможем определить нормаль-

ную к проводу составляющую электрического поля  $E_n$  в той или другой его точке. В самом деле, как известно,

$$E_n = \frac{\sigma}{\epsilon},$$

где  $\sigma$  — поверхностная плотность электричества. В нашем случае заряд  $Q_z$  приходится на поверхность цилиндрического проводника радиуса  $a$  и длины  $l$  м; следовательно,

$$\sigma = \frac{Q_z}{2\pi a l}$$

и

$$E_n = \frac{Q_z}{2\pi a l \epsilon} = j \frac{60 I_n}{a} \cos m(l-z) \frac{\text{вольт}}{\text{метр}} \quad (\text{для пустоты}). \quad (5)$$

Когда размеры вибратора невелики по сравнению с волной, мы можем, кроме указанных кривых, построить ещё несколько условную <sup>1)</sup> кривую потенциала. За нулевой потенциал мы примем потенциал плоскости, проходящей через начало координат перпендикулярно оси вибратора (экваториальная плоскость). Тогда кривая потенциала выразится уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} U_z &= -j I_n \frac{\rho_{\alpha}}{2} \cos m(l-z), \quad z > 0 \\ U_z &= j I_n \frac{\rho_{\alpha}}{2} \cos m(l+z), \quad z < 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Здесь  $\rho_{\alpha}$  — эквивалентное волновое сопротивление, о величине которого подробнее мы будем говорить дальше. В первом приближении для симметричного вибратора можно считать

$$\rho_{\alpha} \approx 1000 \text{ о.и.}$$

На рис. III. 2. 3 приведены кривые тока, заряда и потенциала для симметричного вибратора небольшой длины.

Все выражения для тока, заряда и потенциала, приведённые в этом разделе, написаны применительно к линиям идеальной проводимости. Между тем в антенне в действительности имеет место расход энергии, главным образом, на излучение. В случаях, когда нужно учесть влияние этого расхода на распределение тока или заряда, можно воспользоваться выражениями (II. 4. 9) для холостой линии с потерями и написать:

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_z &= I_n \operatorname{sh} \gamma(l-z) \\ \dot{Q}_z &= \frac{I_n}{c} \operatorname{ch} \gamma(l-z) \end{aligned} \right\} \quad z > 0 \quad (7)$$

<sup>1)</sup> См. оговорки, сделанные в предыдущем разделе.

и т. д. Величина показателя затухания  $\beta$  должна быть определена так, чтобы соответствующий ей расход мощности в проводе равнялся мощности, затрачиваемой на излучение и потери в антенне.

Примерная кривая действующих значений тока в вибраторе при учёте затухания изображена на рис. III. 2. 4.

В тесной связи с данными о распределении тока и заряда или потенциала вдоль симметричного вибратора находится и вопрос о реактивном сопротивлении на клеммах. Так из выражений (1) и (6) при  $z=0$  для малых вибраторов непосредственно следует

$$Z_i = \frac{2U_e}{I_e} = -j\rho_{\alpha} \operatorname{ctg} ml. \quad (8)$$

Такое же выражение мы получим и для вибратора любой длины. В самом деле разность потенциалов на клеммах  $U_0$  пропорциональна заряду на них. Обозначая коэффициент пропорциональности через  $\kappa$ , можем написать

$$U_0 = \kappa Q_0 = -j.c \frac{I_n}{c} \cos ml.$$

Так как  $I_0 = I_n \sin ml$ , то

$$Z_i = \frac{U_0}{I_0} = -j \frac{\kappa}{c} \operatorname{ctg} ml.$$

Величина  $\frac{\kappa}{c}$  и может быть обозначена как некоторое эквивалентное волновое сопротивление  $\rho_{\alpha}$ . Для определения величины  $\rho_{\alpha}$  предлагалось несколько методов, в связи с чем в литературе встречается целый ряд формул для волнового сопротивления вибратора.



Рис. III. 2. 4. Распределение тока в симметричном вибраторе длиной  $1,25 \lambda$  при учёте затухания (действующие значения).

По самой сути дела мы не можем ожидать от этих формул точного результата, так как сама постановка задачи, как это было указано выше, в таком виде является нестройной. На-

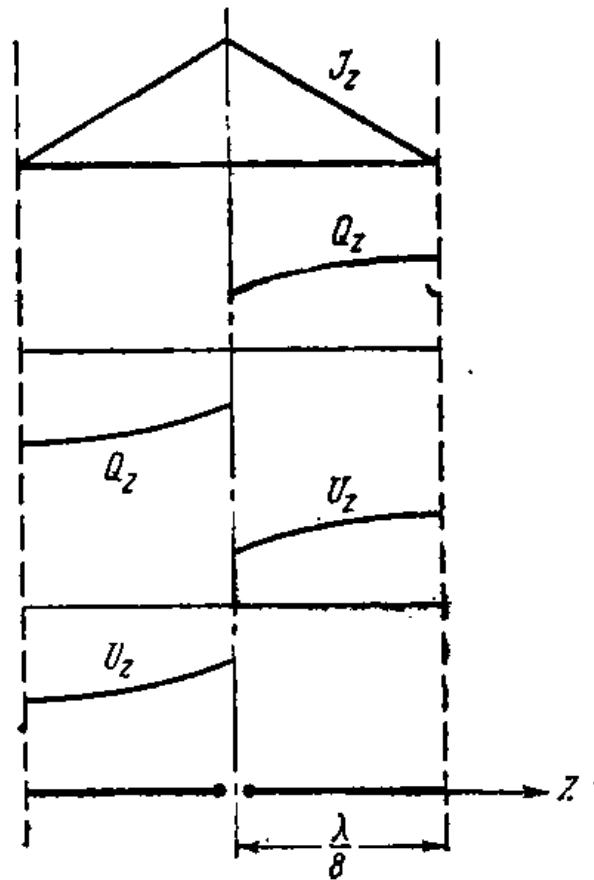


Рис. III. 2. 3. Кривые распределения тока, заряда и потенциала вдоль симметричного вибратора небольшой длины.

более обоснованными нам представляются следующие два пути для определения  $\rho_{\alpha}$ .

Первый путь имеет смысл при малых размерах вибратора. Подсчитаем  $\rho_{\alpha}$  по ф-ле (II. 2. 13), беря в качестве погонной ёмкости  $C_{см}$  частное от деления полной ёмкости вибратора на его длину. Ёмкость вибратора может быть подсчитана по формулам электростатики или по изложенному в гл. V методу Хоу.

Она равна

$$C_{см} = \frac{l_{см}}{4 \left( \ln \frac{l}{a} - 0,69 \right)}. \quad (9)$$

Отсюда по ф-ле (II. 2. 13)

$$\rho_{\alpha} = 120 \left( \ln \frac{l}{a} - 0,69 \right). \quad (10)$$

Мы считаем это значение приемлемым для малых вибраторов потому, что в этом случае электрическое поле в районе вибратора близко к электростатическому.

Другой путь, значительно более сложный, основан на том положении, что волновое сопротивление представляет собой сопротивление на клеммах провода с бегущей волной тока. Соответствующие вычисления для бесконечно длинного провода были проведены Кессенихом<sup>1)</sup> и показали, что активное сопротивление на клеммах такого провода есть некоторая сложная функция от отношения  $\frac{a}{\lambda}$  или иначе от величины  $ta = 2\pi \frac{a}{\lambda}$ . На рис. III. 2. 5 сплошной линией показана зависимость величины вычисленного, таким образом: волнового сопротивления  $\rho_{\alpha}$  от значений  $ta$ . В качестве приближённой формулы для  $\rho_{\alpha}$  Кессенихом была предложена следующая,

$$\rho_{\alpha} = 120 \left( \ln \frac{\lambda}{\pi a} - C \right), \quad (11)$$

где  $C = 0,577\dots$  постоянная Эйлера. Значения волнового сопротивления, вычисленные по этой формуле, показаны пунктиром на рис. III. 2. 5.

Практика работы с антеннами показывает, что результаты вычисления по формулам Кессениха довольно хорошо совпадают с действительностью. Для приближённых расчётов, как уже указывалось, можно брать

$$\rho_{\alpha} = 1000 \text{ ом.}$$

<sup>1)</sup> В. Н. Кессених. Доклады Академии наук СССР, т. 27, № 6, стр. 558 (1940).



Указанные значения  $\rho_{\text{св}}$  могут быть взяты и при учёте затухания в вибраторе. Очевидно, тогда

$$Z_1 = \rho_{\text{св}} \operatorname{cth} \gamma l, \quad (12)$$

при чём активное сопротивление, будучи умножено на квадрат тока на клеммах, должно давать мощность, расходуемую на потери в проводе и на излучение. Изменение активной и реактивной слагающих сопротивлений мы рассмотрим более подробно после ознакомления с сопротивлением излучения вибратора, так как его величиной определяется затухание, а следовательно, и характер кривых сопротивления.

Изложенные здесь способы расчёта, основанные на перенесении на антенну методов расчёта длинной линии, как уже указывалось, не могут быть строго обоснованы. Тем не менее даваемые ими результаты оказываются для инженерных целей в общем вполне удовлетворительными.

Есть, однако, вопрос, в применении к которому изложенная методика расчёта оказывается несостоятельной. Это — вопрос о собственной волне вибратора.

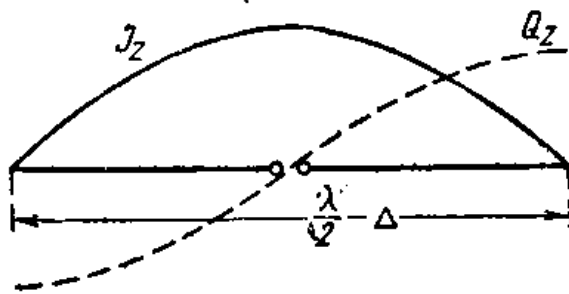


Рис. III. 2. 6. Распределение тока и заряда при работе вибратора на собственной волне.

клеммах (рис. III. 2. 6). Если исходить из теории длинных линий, длина вибратора для работы на собственной волне  $\lambda_0$  должна быть взята

$$2l = \frac{\lambda_0}{2}.$$

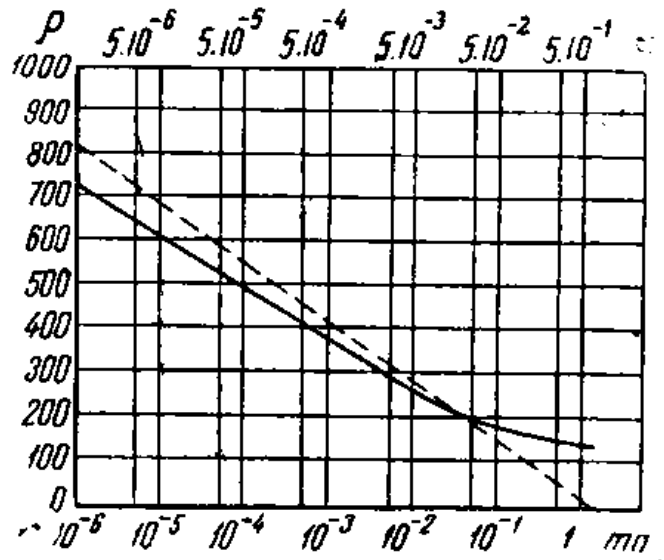


Рис. III. 2. 5. Волновое сопротивление симметричного вибратора как функция отношения его радиуса  $a$  к волне  $\lambda$  ( $ma = \frac{2\pi a}{\lambda}$ ) — сплошная кривая. Пунктиром показаны значения  $\rho$ , вычисленные по ф-ле (III. 2. 11).

собственной волне вибратора. Под собственной волной мы понимаем такую наиболее длинную волну, при которой реактивное сопротивление на клеммах становится равным нулю и, таким образом, вибратор оказывается настроенным в резонанс. При работе на собственной волне в вибраторе устанавливается стоячая полуволна тока и заряда с узлом заряда (напряжения) на

Опыт показывает, что в действительности длину вибратора нужно брать несколько короче. Это так как называемое «укорочение вибратора» по сравнению с полуволной, необходимое для настройки его в резонанс, невелико и зависит от его диаметра, возрастая с увеличением последнего.

В среднем его можно принять равным 5%. Отсюда, если задана волна  $\lambda_0$ , длина вибратора должна быть

$$2l = \frac{\lambda_0}{2} \cdot 0,95; \quad (13)$$

если задана длина вибратора, то собственная волна его определится из равенства

$$\lambda_0 = k \cdot 2l = 4l(1 + 0,05) = 4,2l. \quad (14)$$

Число  $k$ , на которое нужно помножить длину антенны, чтобы получить собственную волну, носит название волнового коэффициента. В данном случае волновой коэффициент  $k=2,1$ , в то время как для разомкнутой линии  $k=2$ . Спрашивается, в чём причина этого расхождения. Очевидно, в том, что поле вблизи клемм антенны, создаваемое токами в остальных частях её, отличается от поля у клемм двухпроводной линии (рис. III. 1. 3). Под влиянием собственного антенне поля излучения в вибраторе наводится некоторая добавочная по сравнению с линией эдс, имеющая индуктивный характер. Последнее вытекает из того, что эта эдс, компенсирует реактивное сопротивление антенны, когда  $l < \frac{\lambda}{4}$ , т. е. когда реактанц соответствующей линии носит ёмкостный характер. Ниже, при изучении применяемого для подсчёта излучаемой мощности так называемого метода наводимых эдс, мы получим некоторые указания относительно величины этой дополнительной эдс. Однако, исчерпывающее решение вопроса об «укорочении вибратора» может быть получено лишь при строгом методе решения задачи о вибраторе.

До сих пор мы рассматривали симметричный вибратор, у которого ток на концах равнялся нулю. Однако, он

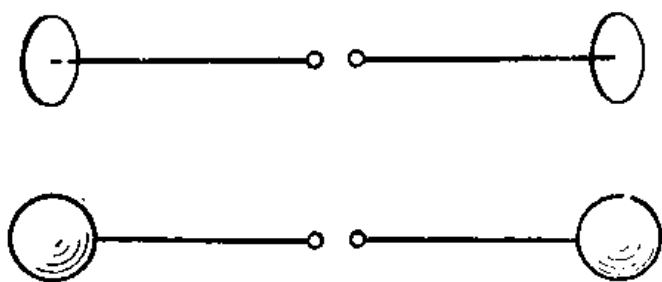


Рис. III. 2. 7. Примеры нагруженных симметричных вибраторов.

может и не равняться нулю; для этого нужно, чтобы на концах вибратора провод переходил в ёмкости, например, в виде дисков или шаров, подобно тому, как это было сделано Герцем (рис. III. 2. 7). Такой вибратор называется

нагруженным в отличие от рассматривавшегося ранее — ненагруженного. Теперь ток на конце провода не равен нулю потому, что

он расходуется на заряд и разряд обладающего ёмкостью проводника.

Во многих случаях бывает возможно, отвлекаясь от размеров и формы этого проводника, считать, что на конце вибратора находится сосредоточенный заряд  $Q_k$ . Найдём зависимость между величиной этого заряда и величиной погонного заряда в месте подключения провода к ёмкости.

Кривая распределения тока в нагруженном вибраторе (рис. III. 2. 8) выразится для положительных  $z$  таким образом

$$I_z = I_n \sin m(l_\alpha - z), \quad (15)$$

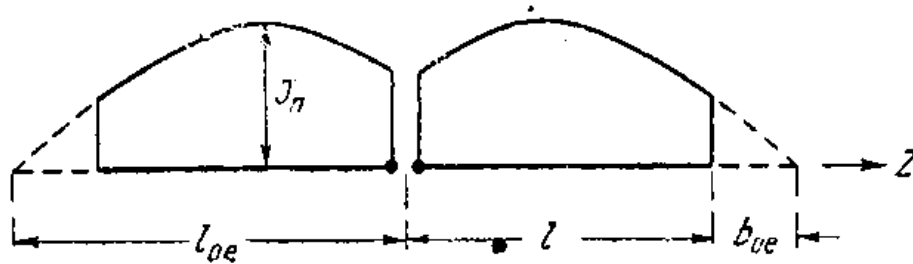


Рис. III. 2. 8. Распределение тока в нагруженном симметричном вибраторе.

где  $l_\alpha > l$  — некоторая эквивалентная длина. Предположим, что  $l_\alpha = l + b_\alpha$ . Тогда значение тока в конце провода при  $z = l$  будет

$$I_l = I_n \sin mb_\alpha.$$

Ток этот расходуется на зарядку присоединённого тела и, следовательно,

$$Q_k = \int I_l dt = \int I_{lm} e^{j\omega t} dt = -j \frac{I_l}{\omega} = -j \frac{I_n}{\omega} \sin mb_\alpha. \quad (16)$$

Погонный заряд на конце провода по выражению (4) будет

$$Q_l = -j \frac{I_n}{c} \cos mb_\alpha,$$

откуда

$$\frac{Q_l}{Q_k} = \frac{\omega}{c} \operatorname{ctg} mb_\alpha = m \operatorname{ctg} mb_\alpha. \quad (17)$$

Ввиду малости  $m$  погонный заряд обычно будет значительно меньше сосредоточенного.

Нормальная составляющая напряжённости электрического поля определяется формой присоединённого тела и может быть как ниже  $E_n$  на проводе, так и выше её (при наличии на теле остриёв).

Эквивалентное удлинение  $b_\alpha$  зависит от формы тела; подсчитать эту величину довольно трудно, за исключением случая малых размеров вибратора, когда допустимо пользоваться понятием потен-

циала. Тогда нам достаточно задать ёмкость пары тел  $C$ . Мы подбираем эквивалентное удлинение  $b_{\alpha}$ , исходя из требования, чтобы его сопротивление

$$Z_{\alpha} = -j \rho_{\alpha} \operatorname{ctg} mb_{\alpha}$$

равнялось реактанцу ёмкости  $X_c = -j \frac{1}{\omega C}$ , откуда

$$\operatorname{ctg} mb_{\alpha} = \frac{X_c}{\rho_{\alpha}} \quad (18)$$

аналогично ф-ле (II. 2. 25a).

На практике этот способ ввиду его простоты применяют и для больших по сравнению с волной вибраторов, но понятно, что получаемые при этом результаты не будут отличаться точностью.

Заметим, что в отношении нагруженного вибратора все выводы теории длинных линий могут быть применены с таким же успехом, как и в отношении ненагруженного. Так например, сопротивление нагруженного вибратора может быть подсчитано (без учёта потерь) по следующей формуле

$$Z_l = -j \rho_{\alpha} \operatorname{ctg} ml_{\alpha}. \quad (19)$$

При определении собственной волны здесь также необходимо вводить поправку, в первом приближении сохраняющую ту же величину, что и для ненагруженного вибратора.

В заключение этого раздела заметим, что, включая в провода вибратора ёмкости и индуктивности, можно в широких пределах регулировать распределение тока вдоль него. Так например, соответствующим включением катушек самоиндукции можно получить на сравнительно коротком вибраторе ( $l < \frac{\lambda}{4}$ ) распределение тока, показанное на рис. III. 2. 9; чтобы понять, в чём здесь дело, обратимся к эквивалентной линии (рис. III. 2. 10a). Сопротивление

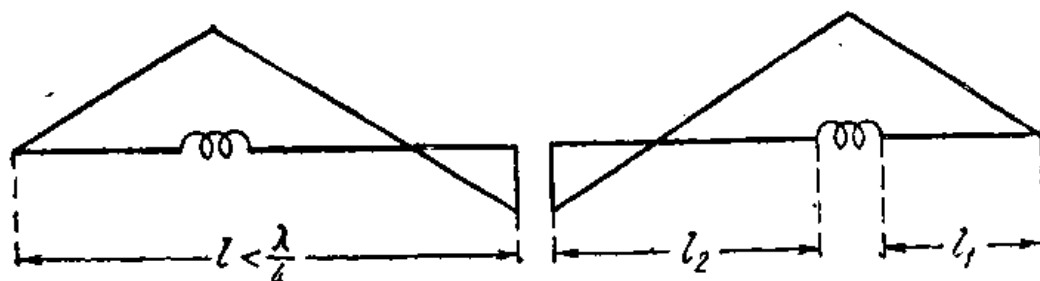


Рис. III. 2. 9. Пример распределения тока в симметричном вибраторе со включёнными в провода катушками самоиндукции.

отрезка линии  $l_1$  имеет ёмкостный характер и может быть заменено эквивалентной ёмкостью  $C$  (рис. III. 2. 10б). Тогда при соответствующем подборе катушек сопротивлению на конце отрезка  $l_2$  можно придать индуктивный характер (рис. III. 2. 10в). Заменяя индук-

тивность эквивалентным отрезком холостой линии в  $b_{\text{эк}}$ , мы переносим начало координат во вторую четверть волны и получаем узел тока на проводе. Это распределение тока в первом приближении должно сохраниться и при развёртывании линии в симметричный вибратор.

Довольно часто бывает желательно получить на симметричном вибраторе относительно большой длины ток одного направления и по возможности одинаковой амплитуды. С этой целью применяется включение в вибратор конденсаторов через соответственно подобранные промежутки. Схема такого вибратора и получаемое при этом распределение тока показаны на рис. III. 2. 11. Величина конденсатора  $C$  при заданном отрезке  $l$  приближённо может быть определена из следующих соображений.

Начертим эквивалентную линию (рис. III. 2. 11) и, отсчитав от конца  $\frac{\lambda}{4}$ , отметим на ней пучность тока; она должна совпадать с серединой отрезка  $l^1$ ). Так как сопротивление холостого отрезка длиной  $\frac{\lambda}{4}$  равно нулю, заменим его коротким замыканием  $M$ ; тогда сопротивление на клеммах  $aa$  будет

$$Z_{aa} = j \rho_{\text{эк}} \operatorname{tg} \frac{ml}{2}.$$

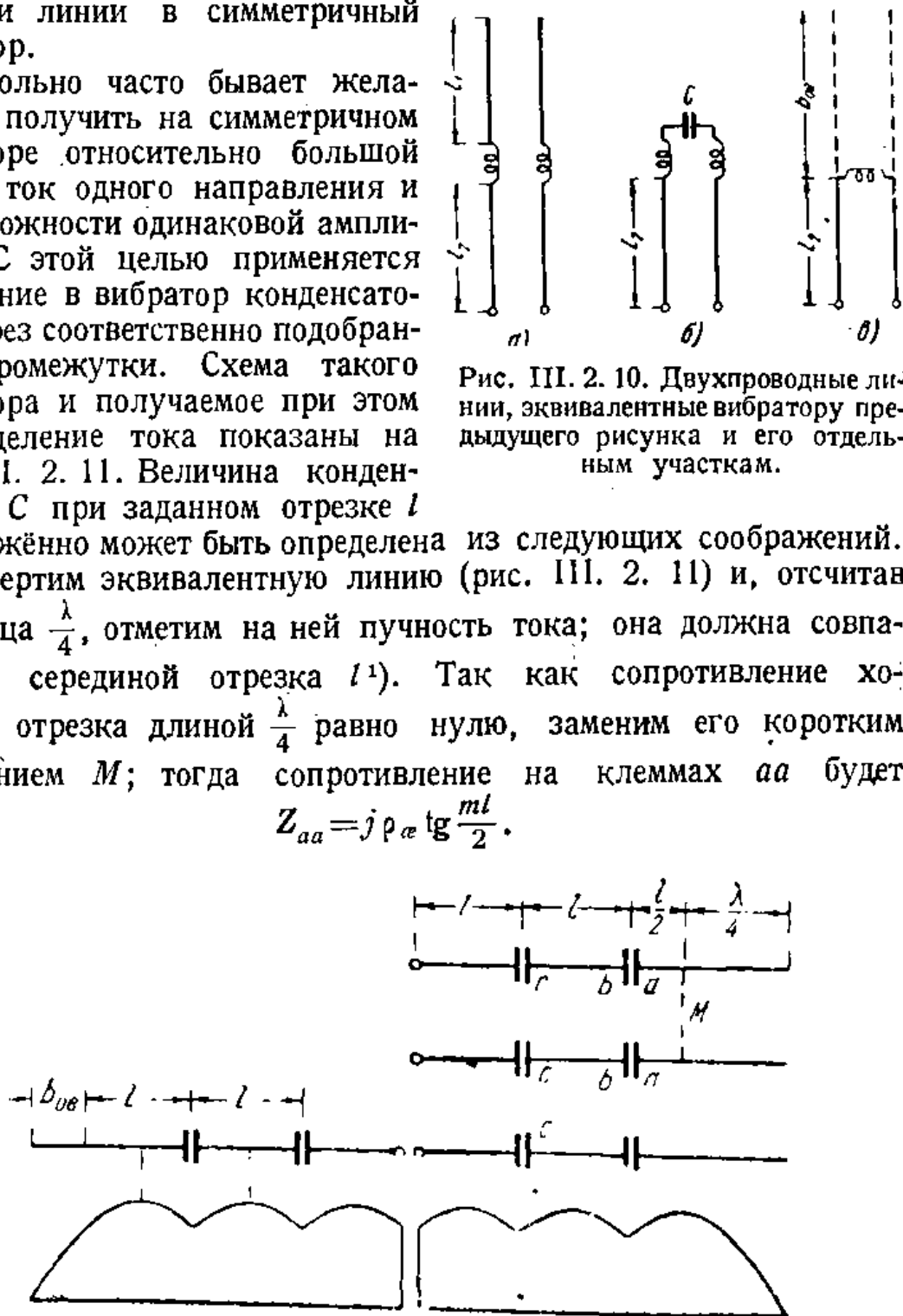


Рис. III. 2. 10. Двухпроводные линии, эквивалентные вибратору предыдущего рисунка и его отдельным участкам.

Рис. III. 2. 11. Схема вибратора с последовательно включёнными конденсаторами и получаемое при этом распределение тока.

<sup>1)</sup> Крайние участки вибратора, от его концов до первых конденсаторов, должны иметь длину  $l = \frac{l}{2} + \frac{\lambda}{4}$ .

Сопротивление пары конденсаторов должно переменить знак у этого сопротивления так, чтобы на клеммах  $bb$  было

$$Z_{bb} = -j \rho_{\alpha} \operatorname{tg} \frac{ml}{2}.$$

Следовательно, сопротивление пары конденсаторов

$$X_{c2} = 2 \rho_{\alpha} \operatorname{tg} \frac{ml}{2},$$

а одного из них вдвое меньше

$$X_{c1} = \rho_{\alpha} \operatorname{tg} \frac{ml}{2}.$$

Необходимо заметить, что в действительности ввиду расхода энергии на излучение амплитуды тока будут убывать к концу провода.

### 3. Электромагнитное поле вибратора на большом расстоянии

В этом разделе мы будем изучать электромагнитное поле, создаваемое симметричным вибратором на большом расстоянии. Это поле есть следствие циркулирующих по вибратору токов и, очевидно, должно зависеть от амплитуды и характера распределения тока вдоль вибратора.

В качестве введения напомним вкратце читателю соответствующие данные, касающиеся одного из простейших типов симметричных вибраторов — вибратора Герца. Этот вибратор, схематически изображённый на рис. III. 3. 1а, отличается, как известно, следующими двумя особенностями:

1) его длина мала по сравнению с волной;

2) ток по всей его длине одинаков. Предполагается, что эквивалентное удлинение  $b_{\alpha}$ , создаваемое ёмкостями на концах вибратора, обеспечивает такое распределение тока,

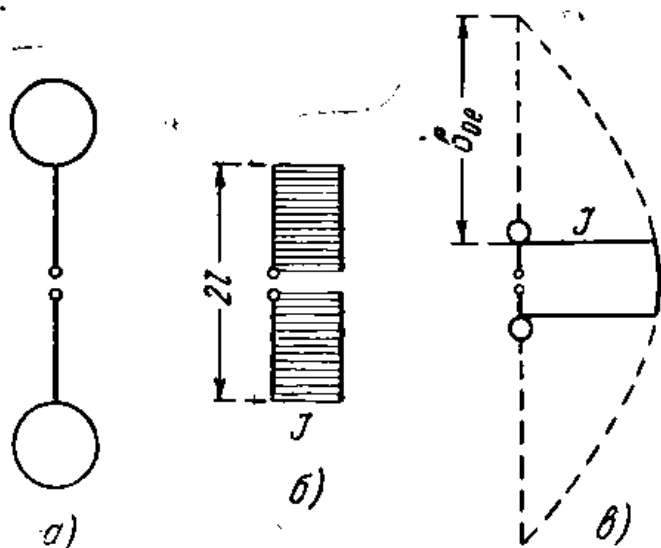


Рис. III. 3. 1. Вибратор Герца и распределение тока в нём.

при котором на клеммах находится пучность (рис. III. 3. 1в). В небольшом районе вблизи пучности ток можно считать одинаковым. Таким образом, вибратор Герца можно рассматривать как предельный случай нагруженного симметричного вибратора небольшой длины, работающего на собственной волне.

Считая для упрощения расчётов заряды сосредоточенными на концах проводов, мы можем вполне характеризовать вибратор Герца длиной  $(2l)$  и величиной тока в нём  $I$  (рис. III. 3. 1б).

Электрическое поле  $E$ , создаваемое вибратором Герца на больших расстояниях  $r$  от него, может быть представлено в следующем виде

$$E = -j \frac{60 ml I}{r} \sin \varphi \cdot e^{-jmr}, \quad (1)$$

здесь  $\varphi$  — угол между осью вибратора и направлением на точку, в которой определяется поле (рис. III. 3. 2).

Множители  $-j e^{-jmr}$  определяют фазу поля, так как в соединении с подразумеваемым всюду временным множителем  $e^{j\omega t}$  дают

$$-j e^{j(\omega t - mr)} = e^{j\left(\omega t - mr - \frac{\pi}{2}\right)}.$$

Закон изменения электрического поля во времени даётся вещественной частью этого выражения

$$\cos\left(\omega t - mr - \frac{\pi}{2}\right),$$

т. е. по сравнению с током  $I$  (закон изменения которого  $\cos \omega t$ ) мы имеем запаздывание по фазе  $mr + \frac{\pi}{2}$ .

Напряжённость поля  $E$  представляет собой вектор, ориентированный перпендикулярно направлению распространения (рис. III. 3. 2) и лежащий в меридиональной плоскости, проходящей через ось вибратора и точку  $O$ . Она измеряется в вольтах на метр, если  $I$  выражено в амперах и  $r$  в метрах.

Магнитное поле в точке  $O$  направлено перпендикулярно плоскости чертежа, т. е. по параллелям сферы, проходящей через точку  $O$  и имеющей своей осью ось вибратора, а центром его центр. Напряжённость магнитного поля

$$H = \frac{E}{120 \pi} \quad (2)$$

и измеряется в амперах на метр, если  $E$  выражена в вольтах на метр. Величина  $120 \pi$  в знаменателе представляет собой «волновое сопротивление пустоты» (гл. II. 6).

Распределение поля в пространстве даётся характеристикой направленности

$$F(\varphi) = \sin \varphi, \quad (3)$$

изображённой графически на рис. I. 3. 1. Эта кривая будет справедлива для любой меридиональной плоскости. Пространственная

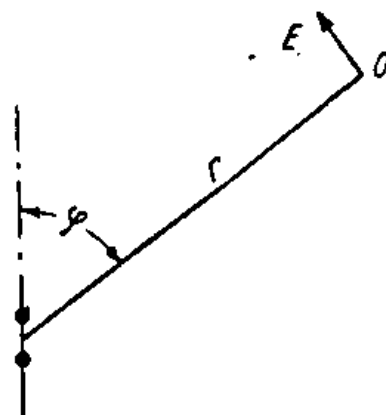


Рис. III. 3. 2. Вектор электрического поля, создаваемого вибратором Герца (на большом расстоянии).

характеристика направленности представится в виде поверхности тора с диаметром внутреннего отверстия, равным нулю. Таким образом, вдоль оси вибратора Герца излучение полностью отсутствует; наибольшей силы оно достигает в плоскости, перпендикулярной вибратору ( $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ) и проходящей через его центр, т. е. в экваториальной плоскости. Наконец, положив  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ , приведя выражение (1) к виду

$$E = \frac{30 m 2 l l}{r} \quad (4)$$

и сравнивая его с соответствующим выражением (1.3.2) гл. I, мы придём к заключению, что действующая высота вибратора Герца  $h_e$  равна его геометрической длине  $2l$

$$h_e = 2l. \quad (5)$$

Переходя к изучению поля, создаваемого симметричным вибратором с любым распределением тока, заметим прежде всего, что, разбив его на достаточно малые отрезки длиной  $dz$ , мы всегда можем считать его состоящим из элементарных вибраторов Герца, так как при достаточно малых размерах элемента  $dz$  ток в пределах каждого такого участка можно считать по длине неизменным. Поскольку любой провод с произвольным распределением тока можно разбить на элементарные вибраторы Герца, отметим попутно одно важное свойство прямолинейных проводов: *излучение вдоль оси прямолинейного провода с любым распределением тока отсутствует*, так как этим свойством обладает каждый из составляющих его вибраторов, имеющих в данном случае общую ось.

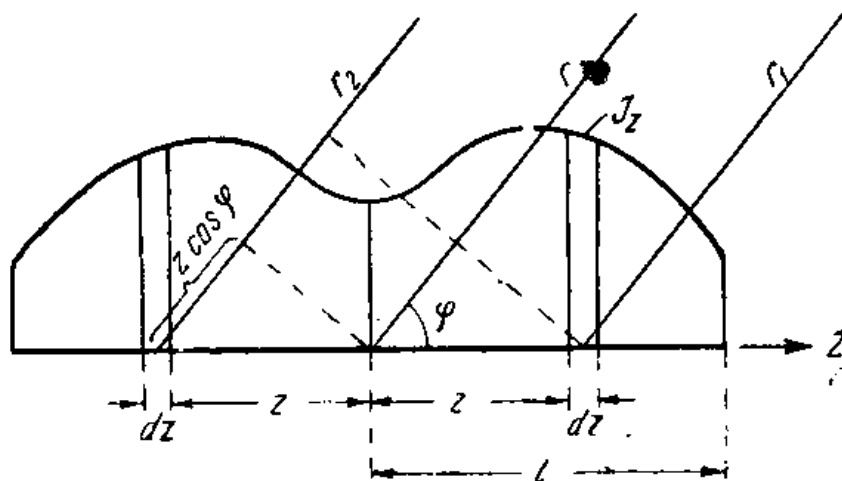


Рис. III. 3. 3. К определению напряжённости электрического поля, создаваемого симметричным вибратором.

Предположим теперь, что вдоль нашего симметричного вибратора ток распределён по некоторому закону (рис. III. 3. 3)

$$I_z = f(z). \quad (6)$$



Выделим элемент провода  $dz_1$  и найдём симметрично расположенный элемент  $dz_2$ , соответствующий координате —  $z$ . Определим элементарную напряжённость поля, создаваемую парой упомянутых элементов в некоторой удалённой точке  $M$ , находящейся на расстоянии  $r$  от середины провода в направлении, образующем угол  $\varphi$  с осью провода. Рассматривая каждый из выделенных элементов как вибратор Герца, мы можем, пользуясь выражениями (1) и (4), написать

$$dE = -j 30 I_z m dz \sin \varphi \left( \frac{e^{-jmr_1}}{r_1} + \frac{e^{-jmr_2}}{r_2} \right).$$

Здесь  $r_1$  и  $r_2$  расстояния точки  $M$  от элементов  $dz_1$  и  $dz_2$ . Из рис. III. 3. 3 нетрудно установить, что

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= r - z \cos \varphi \\ r_2 &= r + z \cos \varphi \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Имея в виду, что при больших значениях  $r$

$$\frac{1}{r_1} \approx \frac{1}{r_2} \approx \frac{1}{r},$$

преобразуем выражение в скобке

$$\begin{aligned} \frac{e^{-jmr_1}}{r_1} + \frac{e^{-jmr_2}}{r_2} &\approx \frac{1}{r} (e^{-jmr_1} + e^{-jmr_2}) = \frac{e^{-jmr}}{r} (e^{+j mz \cos \varphi} + \\ &+ e^{-j mz \cos \varphi}) = 2 \frac{e^{-jmr}}{r} \cos (mz \cos \varphi) \end{aligned}$$

и для напряжённости электрического поля, создаваемого парой элементов, получим

$$dE = -j \frac{60 m dz \sin \varphi e^{-jmr}}{r} I_z \cos (mz \cos \varphi). \quad (8)$$

Напряжённость поля от всех элементов вибратора, очевидно, будет

$$E = -j \frac{60 m \sin \varphi e^{-jmr}}{r} \int I_z \cos (mz \cos \varphi) dz. \quad (9)$$

Интегрирование производится в пределах положительной половины вибратора. Фаза поля, определяемая множителем  $-j e^{-jmr}$  соответствует фазе, создаваемой вибратором Герца, середина которого совпадает с серединой рассматриваемого провода. Амплитуда поля (действующая высота вибратора) и распределение его в пространстве определяются видом кривой тока в вибраторе

$$I_z = f(z).$$

Проведём вычисление сперва для ненагруженного вибратора, для которого

$$I_z = I_n \sin m(l-z). \quad (10)$$

$$\text{Тогда } E = -j \frac{60 m I_n \sin \varphi e^{-jmr}}{r} \int_0^l \sin m(l-z) \cos(mz \cos \varphi) dz. \quad (11)$$

Этот интеграл нетрудно взять (разложив, например, тригонометрические функции на показательные). После ряда упрощений, опуская фазовый множитель, мы получим для действующих значений напряжённости поля и тока

$$E = \frac{60 I_n}{r} \frac{\cos(ml \cos \varphi) - \cos ml}{\sin \varphi}. \quad (12)$$

Функция

$$f(\varphi) = \frac{\cos(ml \cos \varphi) - \cos ml}{\sin \varphi} \quad (13)$$

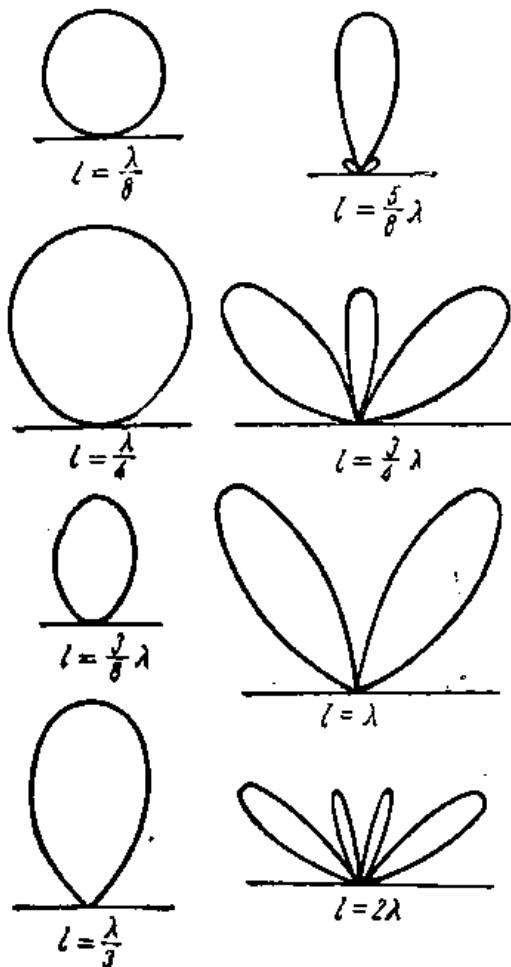


Рис. III. 3. 4. Характеристики направленности симметричного вибратора в зависимости от его длины.

даёт закон изменения поля в пространстве в зависимости от угла  $\varphi$  для вибратора данной длины  $2l$ . Очевидно, эта функция с точностью до постоянного множителя представляет собой характеристику направленности симметричного вибратора. На рис. III. 3. 4 приведён ряд соответствующих кривых, построенных для разных значений  $l$ . Мы видим, что для вибраторов, у которых  $l < \frac{5\lambda}{8}$ , максимум излучения имеет место в экваториальной плоскости (т. е. в плоскости, проходящей через центр вибратора и перпендикулярной его оси).

Пока  $l \leq \frac{\lambda}{2}$ , мы не имеем побочных лепестков. С увеличением длины эти лепестки появляются и

при  $l = \frac{3\lambda}{4}$  максимум излучения будет не в экваториальной плоскости, а при  $\varphi = 50^\circ$ .

Подберём такой множитель  $C$ , чтобы величина произведения  $Cf(\varphi)$  в направлении максимального излучения равнялась единице. Тогда для всех других направлений это произведение будет меньше единицы. Множитель  $C$  мы будем называть нормирующим множи-

телем, а соответствующую функцию  $F(\varphi) = Cf(\varphi)$  нормированной характеристикой направленности. Так например, пока главный максимум излучения будет лежать в экваториальной плоскости, для которой  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ , нормирующий множитель  $C$  будет

$$C = \frac{1}{1 - \cos ml} \quad (14)$$

и

$$F(\varphi) = \frac{1}{1 - \cos ml} \frac{\cos(ml \cos \varphi) - \cos ml}{\sin \varphi}. \quad (15)$$

Кривые, построенные по этой формуле, будут отличаться от кривых рис. III. 3. 4 только масштабом. Заметим, что пространственная характеристика направленности будет представлять собой в данном случае поверхность тела вращения, образованного вращением соответствующей кривой рис. III. 3. 4 вокруг оси вибратора.

Отметим частный случай полуволнового вибратора, когда  $2l = \frac{\lambda}{2}$ . Тогда  $\cos ml = 0$  и

$$F(\varphi) = \frac{\cos(ml \cos \varphi)}{\sin \varphi} = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi}. \quad (16)$$

Это выражение нам будет часто встречаться в дальнейшем. Ему соответствует кривая  $l = \frac{\lambda}{4}$  рис. III. 3. 4.

Перейдём теперь к определению действующей высоты симметричного вибратора. В гл. I мы указывали, что напряжённость поля  $E$ , создаваемую антенной, можно представить в виде

$$E = \frac{30 mh_e I_A}{r} F(\varphi), \quad (17)$$

где  $I_A$  — ток на клеммах.

Сравнивая это выражение с выражением (12), найдём

$$mh_e I_A F(\varphi) = 2I_n \frac{\cos(ml \cos \varphi) - \cos ml}{\sin \varphi}$$

или

$$mh_e I_A = 2I_n (1 - \cos ml).$$

Так как  $I_A = I_n \sin ml$ , то

$$h_e = \frac{2(1 - \cos ml)}{m \sin ml} = \frac{2}{m} \operatorname{tg} \frac{ml}{2}. \quad (18)$$

Так для полуволнового вибратора  $\operatorname{tg} \frac{ml}{2} = 1$  и

$$h_e = \frac{\lambda}{\pi}, \quad (19)$$

т. е. меньше его геометрической длины. Действующая высота может быть и больше геометрической длины вибратора. Для

$l = \frac{\lambda}{2}$  мы получили бы, пользуясь ф-лой (18), бесконечно большую действующую высоту. Этот неточный результат объясняется тем, что мы при настоящем анализе не учитывали затухания кривой тока вследствие потерь и расхода энергии на излучение. При учёте затухания мы разумеется получим конечное (хотя и очень большое) значение действующей высоты в данном случае.

Понятие действующей высоты приобретает очень простой физический смысл в применении к вибраторам малой длины. При малой длине косинус под интегралом выражения (9) может быть принят равным единице и тогда

$$E \approx \frac{60 m \sin \varphi}{r} \int_0^l I_z dz, \quad (20)$$

откуда по выражению (17) для действующей высоты получим

$$h_e = \frac{2}{I_A} \int_0^l I_z dz. \quad (21)$$

Заметим, что  $2 \int_0^l I_z dz$  есть не что иное, как площадь ограниченная кривой распределения тока или просто «площадь тока вибратора». Из выражения (21) следует, что действующая высота  $h_e$  есть высота прямоугольника с основанием  $I_A$ , равновеликого площади тока данного вибратора. На этом и основан метод расчёта  $h_e$ , излагаемый в дальнейшем в главе, посвящённой длинноволновым антеннам.

Понятие действующей высоты при больших размерах вибратора в теории передающих антенн используется мало. Оно нам понадобится в дальнейшем при изучении приёмных антенн.

Перейдём теперь к рассмотрению общего случая синусоидального распределения тока, когда ток на концах вибратора не равен нулю. Пользуясь ф-лой (III. 2. 15), получим для расчёта напряжённости поля нагруженного вибратора следующее выражение

$$E = -j \frac{60 m I_n \sin \varphi}{r} e^{-jmr} \int_0^l \sin m(l_\alpha - z) \cos(mz \cos \varphi) dz, \quad (22)$$

где

$$l_\alpha = l + b_\alpha.$$

Не приводя промежуточных вычислений, напомним сразу результат

$$E = -j e^{-jmr} \frac{60 I_n}{r} \left[ \frac{\cos(ml \cos \varphi) \cos mb_\alpha}{\sin \varphi} - \frac{\cos ml_\alpha + \cos \varphi \sin(ml \cos \varphi) \sin mb_\alpha}{\sin \varphi} \right]. \quad (23)$$

Поступая аналогично предыдущему, мы можем из этого выражения определить характеристику направленности нагруженного симметричного вибратора и его действующую высоту. Не останавливаясь на этом подробно, заметим лишь, что при небольших размерах вибратора и при одинаковой фазе тока во всех его точках

направленные свойства его будут близки к свойствам вибратора Герца. Однако, если на вибраторе находится узел тока, и, следовательно, фаза тока в различных его частях не одинакова, характеристика направленности будет уже иной; если узел лежит вблизи середины плеча, её особенностью будет наличие лепестков или иначе хотя бы одного направления, вдоль которого излучение отсутствует.

Мы рассматривали до сих пор синусоидальное распределение тока в вибраторе, т. е. такое распределение, которое получается в нём при отсутствии включённых в провод катушек самоиндукции или конденсаторов. Мы знаем, однако, что включением по длине вибратора реактивных сопротивлений можно добиться весьма разнообразных кривых распределения тока в нём, а следовательно, и весьма разнообразных картин распределения поля в окружающем вибратор пространстве. В таком случае уместно поставить вопрос: каково должно быть распределение тока в вибраторе для того, чтобы получить некоторую заданную характеристику направленности.

Этот вопрос был исследован Раммом<sup>1)</sup>. Задача сводится к решению интегрального уравнения вида (9), в котором  $E$  является заданной функцией от  $\varphi$ , а  $I_z$  — искомой функцией  $z$ . Как показал Рамм, решение существует далеко не всегда; иначе говоря, мы не можем задавать характеристику направленности произвольным образом, так как может случиться, что заданную функцию  $f(\varphi)$  нельзя будет осуществить никаким распределением тока вдоль вибратора. Кроме того, оказывается, что одну и ту же характеристику направленности можно получить различными способами, т. е. при различных распределениях тока вдоль антенны.

Из теории бесселевых функций<sup>2)</sup> известно разложение

$$\cos(mz \cos \varphi) = J_0(mz) - 2J_2(mz) \cos 2\varphi + 2J_4(mz) \cos 4\varphi \dots, \quad (24)$$

где  $J_k$  — бесселева функция порядка  $k$ .

Подставляя это разложение в уравнение (9), мы получим для заданной характеристики направленности  $f(\varphi)$  следующий ряд Фурье

$$\frac{f(\varphi)}{\sin \varphi} = A_0 + A_2 \cos 2\varphi + A_4 \cos 4\varphi + \dots, \quad (25)$$

где коэффициенты  $A_0, A_2, A_4$  определяются следующими равенствами:

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= C \int_0^l I_z J_0(mz) dz \\ A_2 &= -2C \int_0^l I_z J_2(mz) dz \\ A_4 &= -2C \int_0^l I_z J_4(mz) dz \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

<sup>1)</sup> Г. С. Рамм. «Научно-технический сборник по электросвязи» Ленинградского института связи, вып. 3 (19) стр. 43—59.

<sup>2)</sup> Р. О. Кузьмин. Бесселевы функции. 1935, стр. 120, ф-ла (14).

и т. д.;  $C$  — некоторый постоянный коэффициент. Полученные выражения показывают, что задаваемая функция  $\frac{f(\varphi)}{\sin \varphi}$  должна быть четной функцией  $\varphi$  с периодом, равным  $\pi$ .

Кроме того, оказывается, что коэффициенты  $A$  с возрастанием номера быстро убывают при любом распределении тока. Поэтому не всякая характеристика может быть представлена рядом (25) и, следовательно, практически осуществлена (хотя бы принципиально), а лишь та, коэффициенты Фурье которой, начиная с некоторого номера, убывают

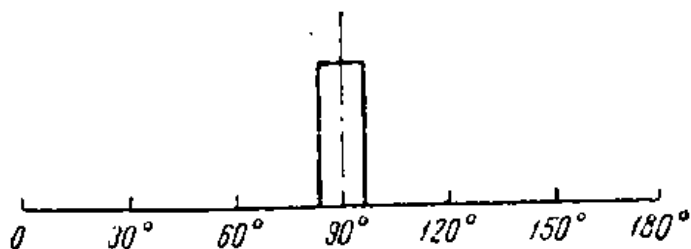


Рис. III. 3. 5. Желательный вид характеристики направленности симметричного вибратора (в декартовых координатах).

достаточно быстро. В частности, например, не может быть осуществлена характеристика вида, изображённого на рис. III. 3. 5, практически весьма желательная.

Очевидно, что заданная возможная характеристика направленности может быть воспроизведена тем точнее, чем больше членов ряда Фурье будет взято. Исследование показывает, что требуемое для этого распределение тока в антенне будет проще при более длинном вибраторе. При коротком вибраторе ( $l < \frac{\lambda}{2}$ ) распределение тока, необходимое для концентрации излучения в экваториальной плоскости (рис. III. 3. 5), будет характеризоваться значительным числом узлов тока на проводе. Кривая тока будет иметь характер изображённой на рис. III. 3. 6.

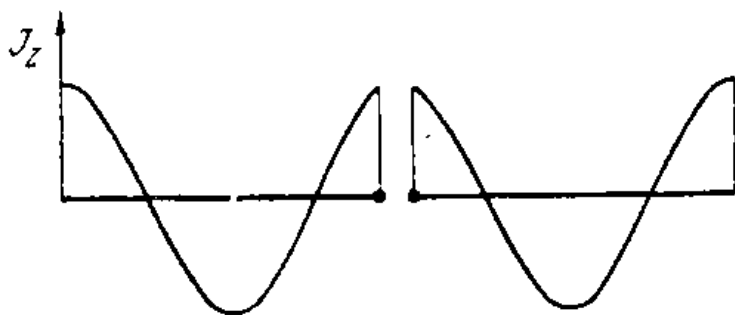


Рис. III. 3. 6. Примерное распределение тока вдоль вибратора малой длины необходимое для концентрации излучения в экваториальной плоскости.

Не говоря о том, что получение такой кривой тока требует усложнения устройства вибратора, она (особенно при малой длине антенны) неудобна ещё по следующим соображениям:

1) наличие токов противоположного направления, частично компенсирующих друг друга, вызывает понижение излучательной способности вибратора, выражающееся в резком снижении его сопротивления излучения: А отсюда, как мы знаем, вытекает и невозможность излучения вибратором сколько-нибудь значительной мощности вследствие перенапряжений и падение его коэффициента полезного действия;

2) при распределении тока, подобном показанному на

рис. III. 3. 6, желаемое направленное поле получается как малая разность двух или нескольких мощных полей. Поэтому оно становится очень чувствительным к малейшему изменению параметров вибратора и, следовательно, не отличается устойчивостью. От вибратора и всех его элементов требуется большая жёсткость.

Из сказанного вытекает также, что при малых размерах вибратора желаемая характеристика может быть получена практически только для одной фиксированной волны. При изменении волны распределение тока будет резко нарушаться и добиться желаемого для новой волны распределения тока можно будет лишь изменением величины реактивных сопротивлений и места их включения в провода вибратора.

Таким образом, возможности регулирования направленных свойств вибратора, особенно при малой его длине, оказываются ограниченными.

#### 4. Сопротивление излучения и активное сопротивление на клеммах вибратора

Результаты, полученные нами в предыдущем разделе, позволяют перейти к рассмотрению вопроса о величине мощности, излучаемой вибратором при заданных распределении и амплитуде тока. От мощности нетрудно перейти к сопротивлению излучения, отнесённому к току на клеммах или в другой точке антенны.

Определение мощности излучения симметричных вибраторов различных типов исторически было проведено помощью так называемого метода вектора Пойнтинга. Сущность этого метода состоит в следующем. Исследуемую антенну окружают замкнутой поверхностью, обычно сферой достаточно большого радиуса, и подсчитывают поток электромагнитной энергии, проходящей через поверхность во внешнее пространство. Для этого предварительно надо найти вектор Пойнтинга, соответствующий каждому элементу рассматриваемой поверхности. Как известно, этот вектор указывает направление движения энергии, и по величине равен количеству энергии, пронесимой через  $1 \text{ м}^2$  плоскости, расположенной перпендикулярно вектору<sup>1)</sup>.

Если мы умеем найти вектор Пойнтинга, создаваемый исследуемой антенной в любом месте окружающей её поверхности, нам остаётся только просуммировать (проинтегрировать) энергию, излучаемую всеми элементами поверхности, для того, чтобы найти мощность излучения.

В качестве примера возьмём вибратор Герца. Вектор Пойнтинга  $S$  в принятой нами рационализированной системе единиц, равен

---

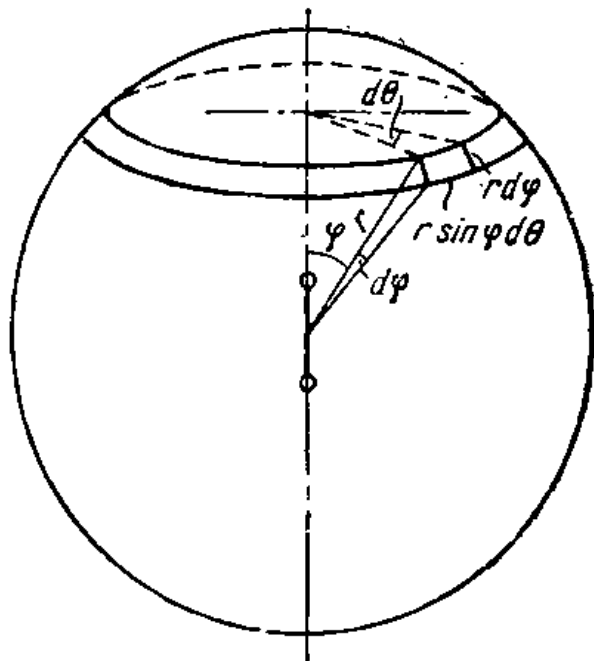
<sup>1)</sup> Следует помнить, что правильную картину в отношении количества переносимой энергии и направления переноса вектор Пойнтинга даёт лишь для замкнутой поверхности.

векторному произведению напряжённостей электрического и магнитного поля

$$S = [EH]. \quad (1)$$

Для сферической волны, создаваемой вибратором Герца на достаточно большом расстоянии, векторное произведение будет равно алгебраическому, так как  $E$  и  $H$  взаимно перпендикулярны (см. предыдущий раздел). Направление вектора будет радиальным. Учитывая равенство (III. 3. 2), найдём

$$S = EH = \frac{E^2}{120\pi}. \quad (2)$$



Окружим вибратор Герца сферой достаточно большого радиуса  $r$  (рис. III. 4. 1). Пользуясь выражением (III. 3. 1), найдём значение вектора Пойнтинга на этой сфере

$$S = \frac{1}{120\pi} \left( \frac{60 ml I}{r} \sin \varphi \right)^2. \quad (3)$$

Рис. III. 4. 1. К определению сопротивления излучения вибратора Герца методом вектора Пойнтинга.

Элемент поверхности её может быть представлен в виде прямоугольника со сторонами  $r d\varphi$  (рис. III. 4. 1) и  $r \sin \varphi d\theta$

$$ds = r^2 \sin \varphi d\varphi d\theta. \quad (4)$$

Здесь  $\theta$  — азимут рассматриваемой точки на сфере. Обозначая через  $P_{\Sigma}$  излучаемую мощность, найдём

$$P_{\Sigma} = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\pi} S r^2 \sin \varphi d\varphi = 60 (ml I)^2 \int_0^{\pi} \sin^3 \varphi d\varphi = 80 (ml)^2 I^2, \quad (5)$$

так как

$$\int_0^{2\pi} d\theta = 2\pi \text{ и } \int_0^{\pi} \sin^3 \varphi d\varphi = \frac{4}{3}. \quad (6)$$

Таким образом, излучаемая вибратором Герца мощность пропорциональна квадрату тока и квадрату электрической длины вибратора  $2ml$ .

Так как  
то отсюда

$$P_{\Sigma} = I^2 R_{\Sigma},$$

$$R_{\Sigma} = 80 (ml)^2 \approx 3200 \left( \frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (7)$$



Эта формула для подсчёта сопротивления излучения симметричного вибратора Герца была получена Рюденбергом и носит его имя.

Займёмся теперь сопротивлением излучения симметричного вибратора малых размеров с любым распределением тока. Малым вибратором мы будем считать такой, характеристика направленности которого может быть записана в виде

$$F(\varphi) = \sin \varphi, \quad (8)$$

т. е. принята одинаковой с вибратором Герца.

В этом случае антенна может быть заменена эквивалентным вибратором Герца с длиной, равной действующей высоте антенны  $2l = h_e$ . Поэтому излучаемая мощность  $P_{\Sigma}$  будет

$$P_{\Sigma} = 20 (mh_e)^2 I_A^2, \quad (9)$$

где  $I_A$  — ток на клеммах, а сопротивление излучения  $R_{\Sigma}$  (отнесённое к току на клеммах)

$$R_{\Sigma} = 20 (mh_e)^2. \quad (10)$$

Этой формулой можно пользоваться, пока действующая высота  $h_e < \frac{\lambda}{3}$ .

При больших размерах вибратора ф-лы (9) и (10) дают уже значительную ошибку. Вычисляя излучаемую мощность методом вектора Пойнтинга, в общем случае мы получим

$$\begin{aligned} P_{\Sigma} &= \frac{1}{120\pi} \left( \frac{30 mh_e I}{r} \right)^2 \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\pi} F^2(\varphi) r^2 \sin \varphi d\varphi = \\ &= 15 (mh_e I)^2 \int_0^{\pi} F^2(\varphi) \sin \varphi d\varphi. \end{aligned} \quad (11)$$

[Здесь  $I$  попрежнему ток на клеммах, а  $F(\varphi)$  нормированная характеристика направленности, имеющая максимальное значение, равное единице в направлении наиболее интенсивного излучения. Полученный интеграл может быть вычислен как графически, так и аналитически. Так как с увеличением длины вибратора его излучение получает большую по сравнению с вибратором Герца концентрацию в определённых направлениях, то

$$\int_0^{\pi} F^2(\varphi) \sin \varphi d\varphi < \int_0^{\pi} \sin^3 \varphi d\varphi = \frac{4}{3}$$

и сопротивление излучения должно быть меньше вычисленного по ф-ле (10).

До сих пор мы вычисляли сопротивление излучения, отнесённое к току на клеммах антенны. Однако, это сопротивление может быть вычислено для тока в любой точке антенны  $I_z$  так, чтобы

$$I_z^2 R_{\Sigma z} = P_{\Sigma}.$$

Следует помнить, что, вообще говоря, сопротивление излучения без указания тока в антенне, к которому оно относится, не имеет смысла. При синусоидальном распределении тока часто удобно бывает относить  $R_{\Sigma}$  к току в пучности  $I_n$ . Если обозначить это значение  $R_{\Sigma}$  через  $R_{\Sigma n}$ , то, очевидно,

$$R_{\Sigma n} I_n^2 = R_{\Sigma z} I_z^2 = R_{\Sigma z} I_n^2 \sin^2 m(l_{ae} - z),$$

откуда

$$R_{\Sigma z} = \frac{R_{\Sigma n}}{\sin^2 m(l_{ae} - z)}. \quad (12)$$

Обозначая через  $R_{\Sigma}$  без индекса сопротивление излучения на клеммах, получим

$$R_{\Sigma} = \frac{R_{\Sigma n}}{\sin^2 ml_{ae}}. \quad (13)$$

Сопротивление излучения вибратора с любым синусоидальным распределением тока было вычислено в 1918 г. Ван-дер-Полем<sup>1)</sup>. В этом случае напряжённость поля определяется выражением (III. 3. 23).

Формула Ван-дер-Поля для сопротивления излучения симметричного вибратора, отнесённого к току в пучности, имеет следующий вид

$$R_{\Sigma n} = 30 \left\{ \sin 2 ml_{ae} (\text{Si } 4 ml - 2 \text{Si } 2 ml) + \cos 2 ml_{ae} (C + \ln ml + \text{Ci } 4 ml - 2 \text{Ci } 2 ml) + 2 \left[ C + \ln 2 + \ln ml - \text{Ci } 2 ml + \sin^2 mb_{ae} \left( \frac{\sin 2 ml}{2 ml} - 1 \right) \right] \right\}. \quad (14)$$

Здесь  $\text{Ci}(x)$  и  $\text{Si}(x)$  обозначают интегральные косинус и синус от аргумента  $x^2$ ,  $C = 0,577\dots$  постоянная Эйлера. Даваемый этой формулой результат можно считать точным постольку, поскольку распределение тока вдоль вибратора можно принять синусоидальным. В действительности, как указывалось, распределение тока несколько уклоняется от синусоидального.

Для практических расчётов формула Ван-дер-Поля может быть приведена к виду

$$R_{\Sigma n} = 2 (A_1 \cos 2 ml_{ae} - A_2 \sin 2 ml_{ae} + A_3), \quad (15)$$

<sup>1)</sup> Van der Pol. Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie. 1918, Bd. XIV № 2. S. 146—152.

<sup>2)</sup> Краткие сведения об этих функциях, а также соответствующие таблицы см. у Татарина «Коротковолновые направленные антенны». Связьтехиздат, 1936 г., а также в таблицах специальных функций Шпильрейна, ч. 1 или в таблицах Янке и Эмде.

где коэффициенты  $A_1$ ,  $A_2$  и  $A_3$  являются функциями электрической длины вибратора  $ml$ . На рис. III. 4. 2 даны кривые, вычисленные Конторовичем для быстрого определения коэффициентов  $A$ .

Рассмотрим теперь частный случай ненагруженного вибратора, для которого  $b_{\alpha} = 0$  и  $l_{\alpha} = l$ . Выражение (14) преобразуется тогда в формулу Баллантайна<sup>1)</sup>

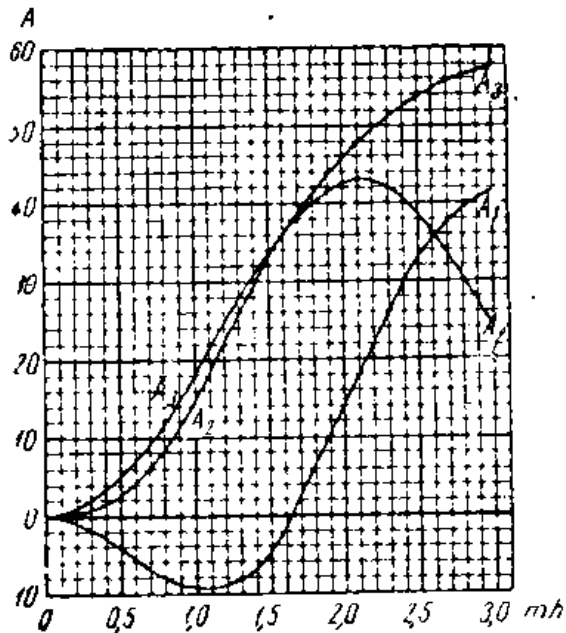


Рис. III. 4. 2. Графики Конторовича для вычисления сопротивления излучения по формуле Ван-дер-Поля.

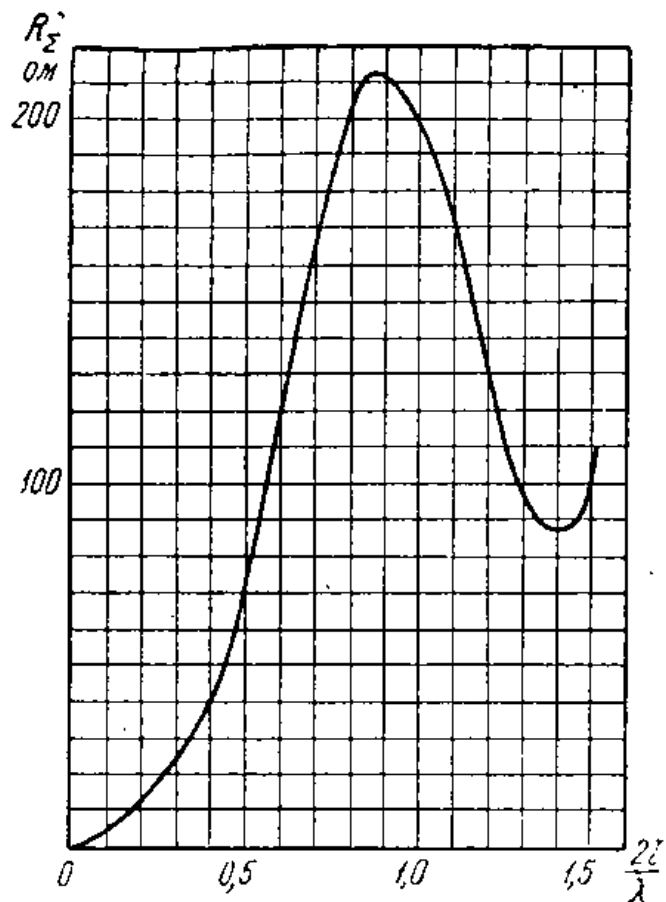


Рис. III. 4. 3. Сопротивление излучения ненагруженного симметричного вибратора  $R_{\Sigma n}$  (отнесённое к току в пучности) в зависимости от его длины ( $l$  — длина половины провода).

$$R_{\Sigma n} = 30 [\sin 2 ml (\text{Si } 4 ml - 2 \text{Si } 2 ml) + \cos 2 ml (C + \ln ml + \text{Ci } 4 ml - 2 \text{Ci } 2 ml) + 2(C + \ln 2 + \ln ml - \text{Ci } 2 ml)]. \quad (16)$$

Вычисленные по этой формуле значения сопротивления излучения в зависимости от длины вибратора представлены в виде кривой на рис. III. 4. 3. В частности, для полуволнового вибратора ( $2l = \frac{\lambda}{2}$ ) будем иметь

$$R_{\Sigma} = 73,08 \text{ ом}. \quad (17)$$

и для волнового ( $2l = \lambda$ )

$$R_{\Sigma} = 200 \text{ ом}. \quad (18)$$

Переходим теперь к вопросу об активном сопротивлении на клеммах антенны. Оно определяется расходом энергии как на излучение ( $P_{\Sigma}$ ), так и на потери в самом вибраторе ( $P_n$ ).

<sup>1)</sup> S. Ballantine. Proc. IRE 12, 823, 833 (1924); 15, 245 (1927).

Пренебрегая потерями в изоляции, мы можем подсчитать потери в проводах вибратора, пользуясь указаниями разд. 4 предыдущей главы. Таким образом, мы получим составляющую затухания, обусловленную потерями  $\beta_n$ .

При учёте затухания мощность, расходуемая на клеммах вибратора, может быть определена из выражения (II. 4. 22).

Замечая, что согласно выражению (II. 4. 18)

$$\frac{U_{\kappa}}{\rho |\operatorname{ch} \theta|} = I_n,$$

мы получим

$$P_A = I_n^2 \frac{\rho_{\alpha}}{2} \operatorname{sh}(2\beta l + b). \quad (19)$$

Так как нагрузка на концах вибратора предполагается реактивной (ёмкостной),  $b$  должно быть равно нулю.

Поэтому

$$P_A = I_n^2 \frac{\rho_{\alpha}}{2} \operatorname{sh} 2\beta l. \quad (20)$$

Так как мощность в антенне

$$P_A = P_{\Sigma} + P_n = I_n^2 (R_{\Sigma n} + R_n),$$

то

$$\operatorname{sh} 2\beta l = \frac{2(R_{\Sigma n} + R_n)}{\rho_{\alpha}},$$

откуда

$$\beta = \beta_{\Sigma} + \beta_n = \frac{1}{2l} \operatorname{Ar} \operatorname{sh} \frac{2}{\rho_{\alpha}} (R_{\Sigma n} + R_n). \quad (21)$$

При небольших значениях затухания  $\operatorname{sh} 2\beta l \approx 2\beta l$  и затухание излучения  $\beta_{\Sigma}$  может быть подсчитано по следующей формуле

$$\beta_{\Sigma} l = \frac{R_{\Sigma n}}{\rho_{\alpha}} \quad \text{или} \quad \beta_{\Sigma} = \frac{R_{\Sigma n}}{l \rho_{\alpha}}. \quad (22)$$

На рис. III. 4. 4 приведена кривая затухания излучения для ненагруженного вибратора, имеющего волновое сопротивление  $\rho_{\alpha} = 1000 \text{ ом}$ .

Полное активное сопротивление на клеммах антенны определим как вещественную часть выражения (II. 4. 19)

$$Z_l = r_l + j x_l = \rho_{\alpha} \operatorname{cth}(\gamma l + \theta). \quad (23)$$

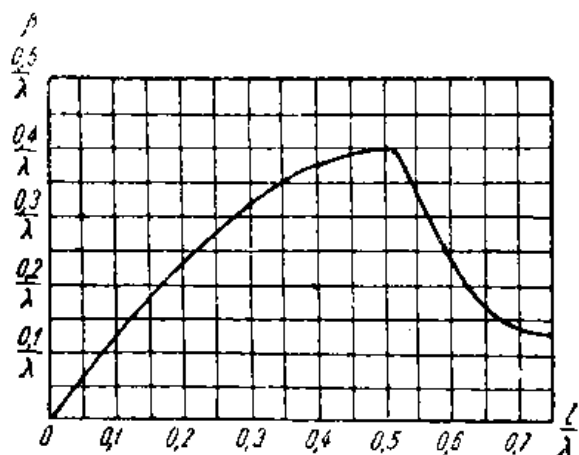


Рис. III. 4. 4. Кривая затухания вследствие излучения  $\beta_{\Sigma}$  как функция длины симметричного вибратора ( $l$  — длина половины провода).

Пользуясь выражением (II. 4. 20) и, замечая, что  $a = mb_l$ , найдём

$$r_l = \rho_\alpha \frac{\text{sh } 2\beta l}{\text{ch } 2\beta l - \cos 2ml_\alpha} \quad (24)$$

В большинстве случаев инженерной практики  $\beta l \ll 1$ , поэтому можно положить

$$\begin{aligned} \text{sh } 2\beta l &\cong 2\beta l, \\ \text{ch } 2\beta l &\cong 1 + \frac{4\beta^2 l^2}{2}; \end{aligned}$$

тогда

$$r_l = \frac{\rho_\alpha \beta l}{\beta^2 l^2 + \sin^2 ml_\alpha}.$$

Принимая во внимание ф-лу (22), получаем окончательно

$$r_l = \frac{R_{\Sigma n}}{\frac{R_{\Sigma n}^2}{\rho_\alpha^2} + \sin^2 ml_\alpha} \quad (25)$$

В действительности для не очень малых вибраторов потерями в проводах можно пренебречь по сравнению с энергией, затрачиваемой на излучение. Дело сводится таким образом к подсчёту сопротивления излучения на клеммах вибратора при любой длине последнего. Если сопротивление в пучности известно, то в большинстве случаев для этого достаточно воспользоваться выражением (13), которое оказывается непригодным лишь при значениях  $\sin ml_\alpha$  близких к нулю, т. е. при питании вибратора в пучности напряжения. В этом случае приходится пользоваться более точным выражением (25), которое для  $\sin ml_\alpha = 0$  даёт

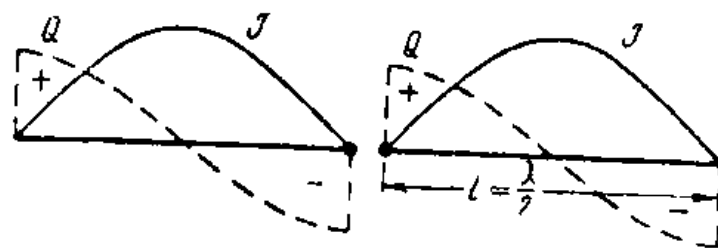


Рис. III. 4. 5. Схема волнового вибратора, питаемого в пучности напряжения (заряда).

$$r_l = \frac{\rho_\alpha^2}{R_{\Sigma n}}.$$

Так например, для волнового вибратора, питаемого в пучности напряжения (рис. III. 4. 5),

$$r_l = R_\Sigma = \frac{\rho_\alpha^2}{200} = \frac{1000^2}{200} = 5000 \text{ ом.}$$

Установив величину затухания  $\beta$ , мы можем уточнить и значение реактивной слагающей сопротивления на клеммах антенны по

ф-ле (II. 4. 20), что особенно важно при питании вибратора вблизи пучности напряжения.

При условии  $\beta l \ll 1$  эта формула упрощается и переходит в следующую

$$x_1 = \frac{\rho_{\alpha}}{2} \frac{\sin 2 ml_{\alpha}}{\frac{R_{\Sigma \pi}^2}{\rho_{\alpha}^2} + \sin^2 ml_{\alpha}}. \quad (26)$$

## 5. Строгая теория симметричного вибратора

Строгое решение задачи о симметричном вибраторе может быть получено двумя принципиально различными путями.

Первый путь состоит в том, что вибратор принимается за эллипсоид вращения, уравнения Максвелла пишутся в соответствующей эллиптической (сфероидальной) системе координат и ищется такое их решение, которое на поверхности вибратора удовлетворяло бы заданным граничным условиям. То обстоятельство, что эта поверхность является одной из координатных поверхностей, упрощает формулировку граничных условий.

Этот метод ещё в 1898 г. был использован Абрагамом<sup>1)</sup> для изучения свободных (затухающих) колебаний симметричного вибратора, колеблющегося без приложенной к нему эдс и расходующего запасённую им энергию на излучение. По величине затухания Абрагам впервые определил сопротивление излучения полуволнового вибратора (73 ом), а также нашёл, что для настройки в резонанс он должен быть несколько укорочен.

Одна из первых попыток решить задачу о вынужденных колебаниях вибратора, происходящих под действием приложенной эдс, была сделана нашим соотечественником А. Е. Сузантом в 1937 г.<sup>2)</sup> Наиболее законченное решение этой задачи было дано в 1941 г. Чу и Стрэттоном<sup>3)</sup>; изложению этого решения и посвящается в основном настоящий раздел.

Второй путь для строгого решения задачи о вынужденных колебаниях симметричного вибратора — это путь интегро-дифференциальных уравнений. Он был предложен в 1938 г. Галленом<sup>4)</sup> и получил дальнейшее развитие в работах Кинга и Гаррисона<sup>5)</sup> в Америке и Леонтовича и Левина у нас<sup>6)</sup>. Сущность этого метода состоит в том, что в уравнение для токов в антенне наряду с приложенной эдс вво-

<sup>1)</sup> М. Abraham. Ann. d. Physik 66, 435 (1898); 2, 32 (1900).

<sup>2)</sup> А. Е. Сузант. «Радиотехника» № 3 и 4 за 1937 г.

<sup>3)</sup> L. J. Chu and J. A. Stratton, Journ. Appl. Physics 12, 241 (1941).

<sup>4)</sup> E. Hallén. Nova Acta (Uppsala) 11, 1 (1938).

<sup>5)</sup> R. King and F. Blake, Proc. IRE, 30, 335 (1942); R. King and C. Harrison. Proc. IRE, 31, 548 (1943) и C. Harrison and R. King. Proc. IRE, 31, 693 (1943).

<sup>6)</sup> М. Леонтович и М. Левин «К теории возбуждения колебаний в вибраторах антенн, ЖТФ, т. XIV, вып. 9, стр. 481 (1944).

дится рассматриваемый в теории электромагнитного поля векторный запаздывающий потенциал  $A$ , который представляет собой интеграл действия всех токов в пространстве на данную точку.

Для линейных токов

$$A = \frac{1}{4\pi} \int I \frac{e^{-jmr}}{r} dl,$$

где  $I$  — ток в некоторой точке,

$r$  — расстояние между этой точкой и рассматриваемой,

$dl$  — элемент длины.

Получающееся интегро-дифференциальное уравнение решается методом последовательных приближений. Решение может быть представлено в виде ряда по степеням малого параметра  $\frac{1}{Q}$ , где

$$Q = 2 \ln \frac{2l}{\rho} \quad (2l \text{ — длина провода, } \rho \text{ — его радиус}).$$

Член ряда, не содержащий степеней  $Q$ , даёт решение, соответствующее бесконечно тонкому проводу. Для учёта его толщины обычно бывает достаточно взять ещё один член, содержащий  $\frac{1}{Q}$  в первой степени.

По сравнению с методом эллиптических координат метод интегро-дифференциальных уравнений является более общим, однако, доведение решения до численных значений сопровождается в нём громоздкими и длительными вычислениями.

Оба указанных метода для своего полного изложения требуют от читателя математических познаний, выходящих за пределы сведений, сообщаемых в высших технических учебных заведениях. Поэтому здесь мы попытаемся лишь дать идею решения задачи, выполненного Чу и Стрэттоном и основное внимание уделим рассмотрению полученных ими окончательных результатов.

На рис. III. 5. 1 изображена в сечении сфероидальная система координат  $\xi, \eta, \varphi$ , образующая в пространстве ряд эллипсоидов вращения и имеющих с ними общие фокусы (конфокальных) гиперболюидов вращения. Первые поверхности даются уравнением  $\xi = \text{const}$ , вторые  $\eta = \text{const}$ . Пересечение их даёт окружность, на которой третья координата — угол  $\varphi$  — указывает точку. Если сопоставить эту систему координат с цилиндрической  $(z, r, \varphi)$ , то мы получим:

$$r = f \sqrt{(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)}; \quad z = f \xi \eta; \quad \varphi = \varphi, \quad (1)$$

где  $f$  — половина фокусного расстояния.

Пределы изменения координат следующие:

$$\xi \geq 1; \quad -1 \leq \eta \leq 1; \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi.$$

Первую координату называют иногда радиальной, вторую угловой. Значение  $\xi = 1$  соответствует отрезку прямой между фокусами. Следовательно,  $\xi = 1$  обозначает линейный вибратор длиной  $2f$ .

Уравнение  $\xi = \xi_0$  будет обозначать поверхность некоторого вибратора, диаметр которого имеет конечную величину.

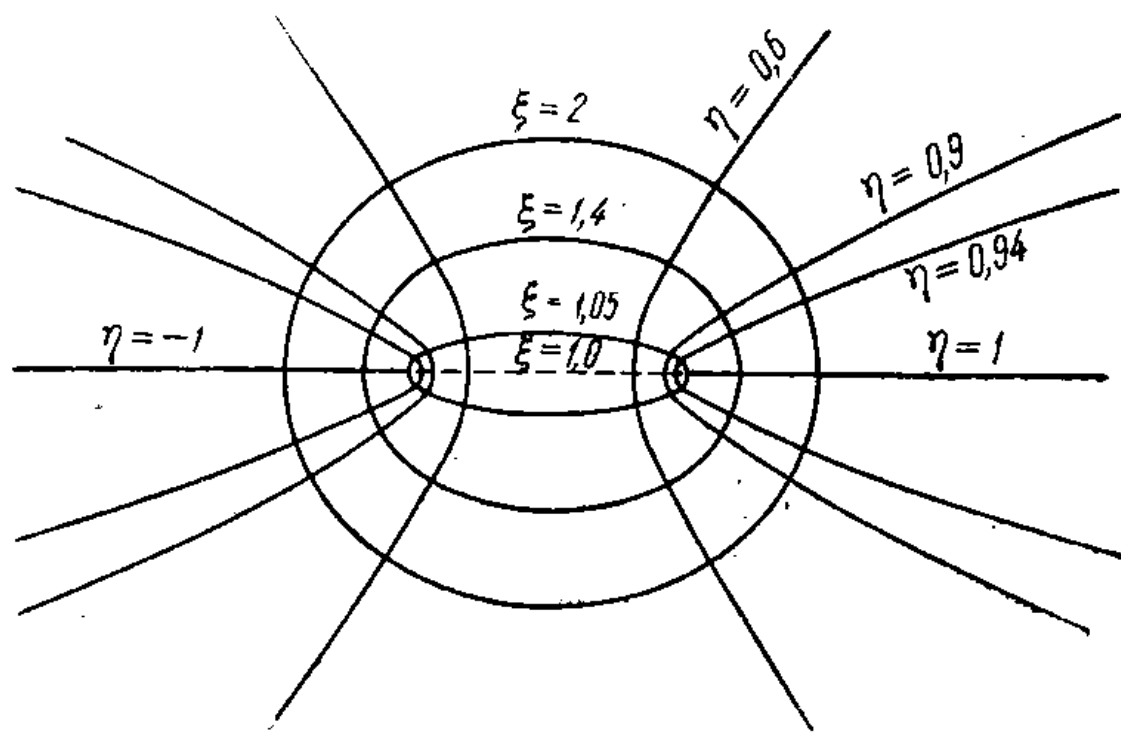


Рис. III. 5. 1. Сфероидальная система координат.

Уравнения Максвелла применительно к случаю симметричного вибратора в сфероидальной системе координат напишутся следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} i \omega \varepsilon E_{\xi} &= \frac{1}{h_{\eta} h_{\varphi}} \frac{\partial}{\partial \eta} (h_{\varphi} H_{\varphi}) \\ i \omega \varepsilon E_{\eta} &= - \frac{1}{h_{\xi} h_{\varphi}} \frac{\partial}{\partial \xi} (h_{\varphi} H_{\varphi}) \\ i \omega \mu H_{\varphi} &= \frac{1}{h_{\xi} h_{\eta}} \left[ \frac{\partial}{\partial \eta} (h_{\xi} E_{\xi}) - \frac{\partial}{\partial \xi} (h_{\eta} E_{\eta}) \right] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где  $h_{\xi}$ ,  $h_{\eta}$ ,  $h_{\varphi}$  так называемые коэффициенты Ляме, равные:

$$\begin{aligned} h_{\xi} &= f \sqrt{\frac{\xi^2 - \eta^2}{\xi^2 - 1}}; \quad h_{\eta} = f \sqrt{\frac{\xi^2 - \eta^2}{1 - \eta^2}}; \\ h_{\varphi} &= f \sqrt{(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Исключая  $E_{\xi}$  и  $E_{\eta}$  из уравнений (2) и представляя  $H_{\varphi}$  в виде

$$H_{\varphi} = h_{\varphi} U(\xi) V(\eta), \quad (4)$$

приходим к следующему дифференциальному уравнению для функции  $U(\xi)$

$$(1 - \xi^2)U'' - 4\xi U' + (b_l - f^2 m^2 \xi^2)U = 0. \quad (5)$$

Идентичное уравнение получается и для функции  $V(\eta)$ . Здесь  $b_l$  есть так называемая постоянная разделения, выбираемая так,



чтобы при  $\eta = \pm 1$   $H_\varphi$  оставалась конечной. Таких значений  $b_l$  может быть несколько; каждому из этих значений соответствует своё решение ур-ния (5). Поэтому выражение для напряжённости магнитного поля может быть представлено в виде ряда

$$H_\varphi = \sum_{l=0}^{\infty} A_l h_\varphi U_l(\xi) V_l(\eta). \quad (6)$$

При данном значении постоянной разделения  $b_l$  дифференциальное ур-ние (5), как известно, имеет два линейно-независимых решения. Угловая функция  $V_l(\eta)$  может быть выражена через одно из этих решений, называемое Чу и Стрэттоном сфероидальной функцией первого рода и обозначаемое ими через

$$Se_l^1(\eta).$$

Для радиальной функции  $U_l(\xi)$  должна быть взята линейная комбинация обоих решений ур-ния (5), называемая авторами радиальной сфероидальной функцией четвёртого рода и обозначаемая через  $Re_l^4(\xi)$ .

Для обеих введённых функций Чу и Стрэттоном предложены удобные для вычислений ряды. Помощью этих функций могут быть выражены составляющие электрического и магнитного поля  $E_\xi$ ,  $E_\eta$  и  $H_\varphi$ . В частности, для  $E_\eta$  получается такое выражение

$$E_\eta = -\frac{1}{j\omega\varepsilon} \sqrt{\frac{1-r_1^2}{\xi^2-r_1^2}} \sum_{l=0}^{\infty} A_l Se_l^1(\eta) \frac{d}{d\xi} [(\xi^2-1) Re_l^4(\xi)]. \quad (7)$$

Полагая вибратор бесконечно проводящим, мы на его поверхности, определяемой уравнением  $\xi = \xi_0$ , вводим следующее граничное условие: тангенциальная составляющая электрического поля должна равняться нулю. Эта составляющая складывается из двух напряжённостей: наведённой собственным током  $E_\eta$ , определяемой выражением (7), и приложенной (сторонней) от включённого генератора  $E_\eta'$ . Таким образом,

$$E_\eta + E_\eta' = 0 \text{ при } \xi = \xi_0. \quad (8)$$

[ Можно считать, что эдс генератора сосредоточена на поверхности вибратора в пределах узкого кольца, помещённого в его середине. В пределах указанного кольца мы должны задать закон распределения напряжённости поля, при чём интеграл от этой напряжённости по ширине кольца (ленты) должен быть равен приложенной эдс  $U_A$ .

Представим эту напряжённость в виде ряда

$$E_\eta = -\frac{U_A}{j\omega\varepsilon} \sqrt{\frac{1-r_1^2}{\xi_0^2-r_1^2}} \sum_{l=0}^{\infty} B_l Se_l^1(\eta). \quad (9)$$

Тогда складывая (7) с (9) и приравнявая нулю сумму членов одинакового индекса  $l$ , найдём значения коэффициентов  $A_l$

$$A_l = - \frac{U_A B_l}{\left[ \frac{d}{d\xi} [(\xi_0^2 - 1) \operatorname{Re} e_l^4(\xi)] \right]_{\xi = \xi_0}} \quad (10)$$

Подставив эти значения коэффициентов  $A_l$  в ряды для  $H_\varphi$ ,  $E_\xi$  и  $E_\eta$ , найдём значения составляющих электромагнитного поля как в окружающем антенну пространстве, так и на поверхности самого вибратора.

В частности,  $E_\xi$ , т. е. нормальная составляющая электрического поля, характеризует заряд на поверхности вибратора. Зависимость этой величины от  $\xi$  и  $\eta$  даёт нам закон распределения погонного заряда по длине вибратора.

Напряжённость магнитного поля  $H_\varphi$  на поверхности проводника равна поверхностной плотности тока. Взяв интеграл по окружности сфероида получим ток, протекающий в данном сечении вибратора. В частности, ток в середине вибратора ( $\eta = 0$ ) будет

$$\begin{aligned} I_0 &= \int_0^{2\pi} H_\varphi d\varphi = \int_0^{2\pi} h_\varphi \sum_{l=0}^{\infty} A_l U(\xi_0) V(0) d\varphi = \\ &= 2\pi f^2 (\xi_0^2 - 1) \sum_{l=0}^{\infty} A_l \operatorname{Re} e_l^4(\xi_0) \operatorname{Se}_l^1(0). \end{aligned} \quad (11)$$

Таким образом, ток в вибраторе может быть представлен в виде суммы бесконечно большого числа слагаемых, соответствующих каждому тому или другому типу свободных колебаний эллипсоида, определяемому индексом  $l$ . Стрэттон и Чу называют эти слагаемые пространственными гармониками.

Выражение (11) позволяет легко найти проводимость на зажимах вибратора. Для этого надо обе части равенства поделить на  $U_A$  (см. выражение 10). Проводимость представится также в виде суммы бесконечно большого числа слагаемых, соответствующих различным пространственным гармоникам.

На рис. III. 5. 2 приведены кривые активной  $g$  и реактивной  $b$  проводимостей в зависимости от длины вибратора  $L$ , выраженной в долях волны, вычисленные для эдс, действующей в середине вибратора в пределах бесконечно узкого кольца на его поверхности. Кривые эти даны для четырёх вибраторов различной толщины, характеризуемой отношением длины вибратора  $L$  к его диаметру  $D$ . Из рассмотрения этих кривых можно сделать ряд выводов.

1. Ход кривых в основном определяется первой пространственной гармоникой ( $g_1$  и  $b_1$ ). Высшие гармоники начинают сказываться лишь при значительной толщине вибратора.

2. Резонансная длина вибратора (при которой реактивная проводимость  $b = 0$ , а  $g$  достигает максимума) меньше половины волны и тем меньше, чем толще вибратор.

3. При длине вибратора в полволны активная проводимость, а следовательно, и излучаемая мощность, практически не зависят от толщины вибратора.

4. Реактивная проводимость при этой длине, наоборот, зависит от толщины, уменьшаясь с её увеличением. Она отрицательна, т. е. имеет индуктивный характер. Если перейти от проводимости к

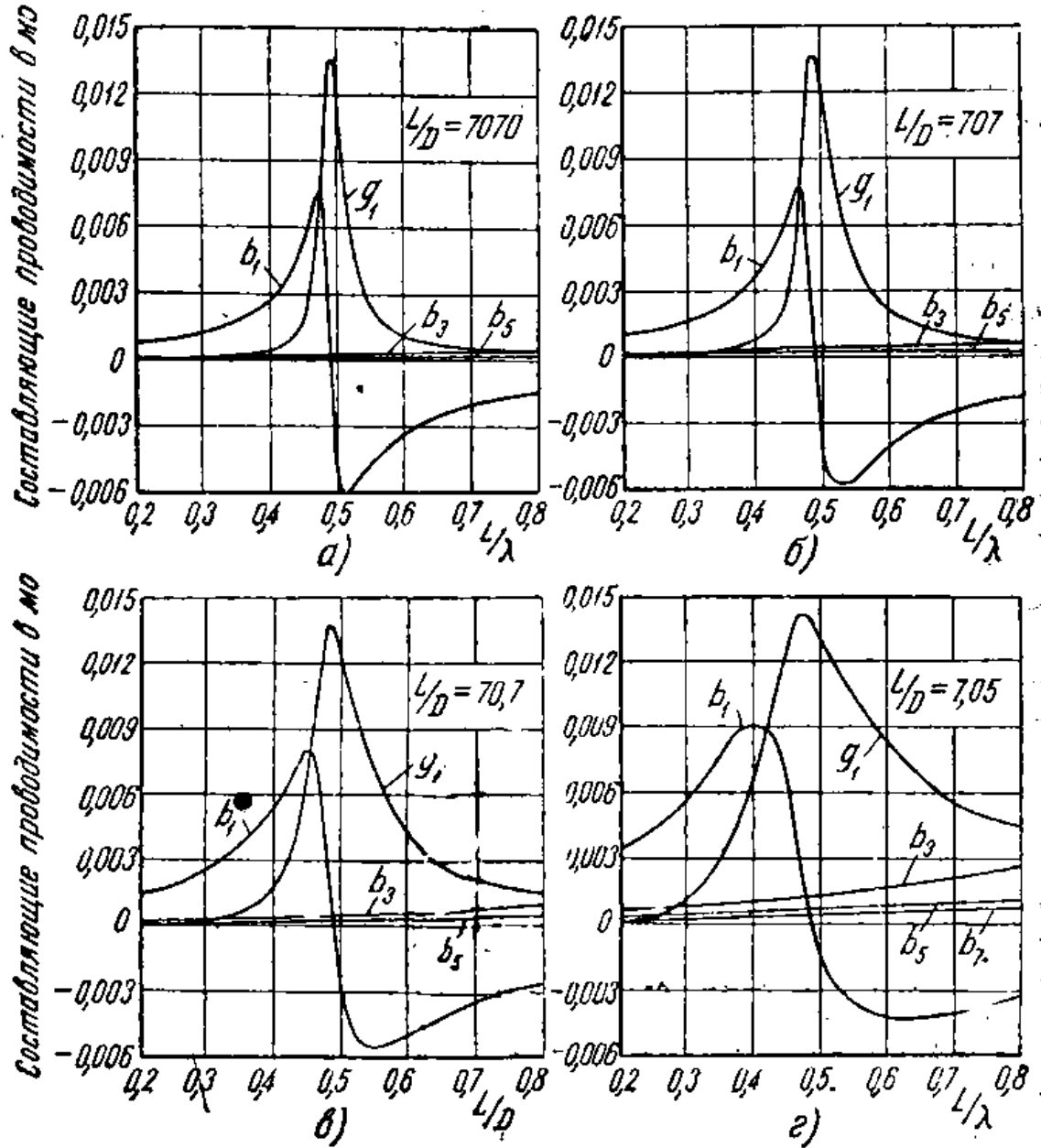


Рис. III. 5. 2. Составляющие проводимости на клеммах вибратора как функция отношения его длины к волне ( $L/\lambda$ ).

сопротивлению, то мы получим для первых трёх изображённых на рисунке случаев следующие значения сопротивления полуволнового вибратора:

$$Z = 73 + j30 \text{ при } L/D = 7070$$

$$Z = 73 + j24 \text{ при } L/D = 707$$

$$Z = 73 + j12 \text{ при } L/D = 70,7$$

5. Кривая реактивной проводимости симметричного вибратора при небольшой его толщине очень похожа на кривую проводимости холостой линии; этим оправдывается применение для её расчёта формул, взятых из теории длинных линий.

Вот основные выводы, получаемые при строгом рассмотрении вопроса о проводимости (или сопротивлении) на клеммах симметричного вибратора как описанным здесь путём, так и методом интегро-дифференциальных уравнений.

Кривая распределения тока, как и следовало ожидать, оказывается близкой к синусоиде.

## 6. Об явлениях перенапряжения в антеннах

Мы уже указывали, что мощность, которая может быть излучена той или другой антенной, ограничивается величиной, возникающей у поверхности провода, напряжённости электрического поля, при которой ещё не наступает явлений электрического пробоя воздуха, окружающего провод, или иначе явлений так называемого газового разряда в воздухе. В данном разделе мы кратко познакомимся с особенностями этого разряда при тех частотах электрических колебаний, которые имеют место в антенных устройствах.

Газовый разряд, возникающий как следствие перенапряжения в антенне на сравнительно низких частотах (на длинных волнах), проявляется обычно в форме короны—тихого разряда, сопровождающегося свечением вокруг провода. При достаточно большой напряжённости поля случайно выделяющиеся с поверхности провода электроны (например фотоэлектроны) приобретают столь большие скорости, что при соударении с нейтральными молекулами газа всё чаще и чаще ионизируют последние. Образующиеся при этом положительные ионы, бомбардируя отрицательно заряженный проводник, вызывают новый поток электронов в пространство, ещё сильнее ионизирующих газ; положительные ионы и сами могут ионизировать газ подобно электронам.

При этом, однако, непрерывно происходят и процессы уничтожения возникающих заряженных частиц, например, посредством диффузии, рекомбинации и т. д. Если напряжённость поля такова, что убыль частиц постоянно возмещается, так что в среднем ионизация остаётся неизменной, устанавливается так называемый самостоятельный разряд, проявляющийся на длинных волнах в виде короны

Напряжённость поля у провода, необходимая для возникновения короны, может быть вычислена по следующей формуле<sup>1)</sup>, справедливой для токов низкой частоты

$$E_i = 33,9 + \frac{10}{\nu r} \frac{kv}{cm} . \quad (1)$$

<sup>1)</sup> См. например, Энгель и Штенбек. Физика и техника электрического разряда в газах, т. II, ОНТИ НКТП, 1936, стр. 239.

Здесь  $r$  — радиус провода в сантиметрах. Соответствующая кривая дана на рис. III. 6. 1. Как видим, критическое значение напряжённости падает вместе с ростом радиуса проводника. В том случае, когда допустимо пользоваться понятием потенциала, как например, в теории длинноволновых антенн, может быть подсчитано по ф-ле (1) и ёмкости провода начальное напряжение короны  $U_0$ , т. е. тот потенциал, при котором напряжённость поля у поверхности провода достигает указанного критического значения, необходимого для возникновения самостоятельного разряда. Для провода, подвешенного на высоте  $h$  над землёй, этот потенциал будет

$$U_0 = E_c r \ln \frac{2h}{r} = 33,9 r \left( 1 + \frac{0,29}{\sqrt{r}} \right) \ln \frac{2h}{r} \text{ кв.} \quad (2)$$

Как видим, начальное напряжение растёт вместе с радиусом провода, т. е. провод большего радиуса допускает подачу на него больших напряжений без опасности возникновения короны. Этот вывод вовсе не противоречит замечанию о характере зависимости критической напряжённости поля от радиуса. Дело в том, что несмотря на некоторое снижение этой напряжённости и соответствующей ей поверхностной плотности заряда общий заряд на проводе  $Q$  растёт вместе с ростом радиуса; ввиду того, что ёмкость  $C$  провода при этом увеличивается медленно, потенциал  $U$ , вычисляемый по формуле

$$U = \frac{Q}{C},$$

растёт вместе с зарядом.

С возникновением короны в антенне появляется дополнительный расход энергии. Потери энергии на корону пропорциональны превышению приложенного напряжения над критическим и растут вместе с частотой.

Что касается зависимости критического напряжения от частоты тока, то из опыта известно, что с увеличением частоты оно падает. Однако, точных данных по этому вопросу не имеется. В качестве ориентировочных цифр можно принять для  $U_0$  цифру в 150 кв на волне 15 тысяч метров, 100 кв на волне 1500 м и 70 кв на волне 500 м для проводов диаметром 4—6 мм.

В области коротких волн возникающий при перенапряжениях в антенне электрический газовый разряд получает форму факельного истечения. В одной из точек провода возникает пламя, похожее на пламя свечи, шириной 1—2 см и длиной от единиц до нескольких десятков сантиметров. В спокойном воздухе пламя факела направ-

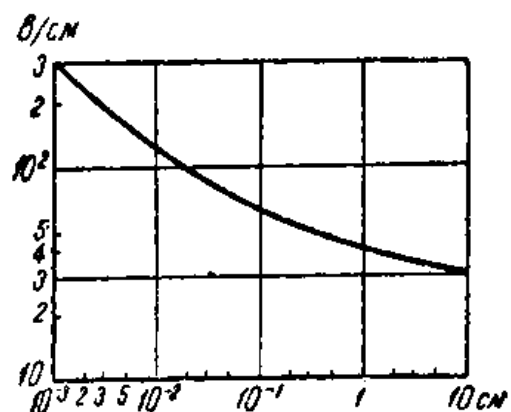


Рис. III. 6. 1. Значение критической напряжённости электрического поля в зависимости от радиуса проводника.

лено вертикально вверх, при наличии ветра оно искривляется по его направлению. Если провод расположен наклонно к горизонту, факел скользит по нему вверх, что объясняется стремлением нагретого в районе пламени ионизированного воздуха подняться вверх. Следует заметить, что тепло, выделяемое факелом в окружающем воздухе и проводнике, весьма значительно: тонкие проводники обычно быстро перегорают; для своего поддержания факел требует мощность от десятков до сотен ватт.

Для самостоятельного возникновения факела требуется довольно высокая напряжённость поля, повидимому равная критической напряжённости, необходимой для возникновения короны на этой частоте. Но, раз возникнув, факел может существовать и при меньшей напряжённости и гаснет при напряжённости, значительно меньшей по сравнению с той, при которой он появился.

Мы будем называть критической напряжённостью факельного разряда напряжённость поля, соответствующую его погасанию, и начальной напряжённостью ту напряжённость, при которой факельный разряд возникает самопроизвольно. Опыт показывает, что если напряжённость поля больше критической, но меньше начальной, факельное истечение может возникнуть от случайного прикосновения к проводу какого-либо проводника и даже полупроводника, например, насекомого.

Разница в газовом разряде на длинных и коротких волнах объясняется влиянием ёмкостного тока смещения в окружающем проводнике диэлектрике; как известно, этот ток ( $j \omega \epsilon E$ ) пропорционален частоте и достигает на коротких и ультракоротких волнах большой величины.

Пространство, занятое ионизированным воздухом в районе факела, можно рассматривать как некоторый проводник, имеющий ёмкость по отношению к земле. Протекающий через него ёмкостный ток придаёт разряду характер дугового и тем способствует переходу короны в факел и существованию последнего неопределённо долгое время даже при пониженной, по сравнению с начальной, напряжённости поля.

Для суждения о величине критической напряжённости поля факельного разряда и её зависимости от частоты и радиуса проводника у нас имеются данные опытов М. С. Неймана, произведённых им в 1935 г.<sup>1)</sup> Им было измерено критическое напряжение факела для двухпроводной линии, составленной из проводов диаметром 2 мм, разнесённых на расстояние 27,5 см друг от друга. Поскольку поле в сечении линии имеет потенциальный характер, говорить о напряжении  $U_0$  в данном случае вполне законно. Измерения производились на волнах в 6,3; 21,0 и 30,3 м. Часть измерений была выполнена при замене проводов указанной линии трубками диаметром 10 мм.

Результаты измерений представлены в виде кривых на

---

<sup>1)</sup> М. С. Нейман, ИЭСТ № 7, стр. 1 (1936).

рис. III. 6. 2, где по оси абсцисс отложена длина волны, а по оси ординат критическое напряжение по отношению к земле в киловольтах.

Кривая 1 соответствует проводам, кривая 2—трубкам. Как и следовало ожидать, в последнем случае критическое напряжение несколько выше. По сравнению с напряжением короны на длинных волнах полученные Нейманом значения критических напряжений факела в области коротких волн очень малы. Для подсчёта критического напряжения на других волнах Нейман даёт следующую эмпирическую формулу

$$U_0 = \sqrt{19 + 0,029 \lambda^2} \text{ кв.} \quad (3)$$

Приведёнными данными удобно пользоваться, когда речь идёт о перенапряжениях в фидерных линиях. Когда дело касается

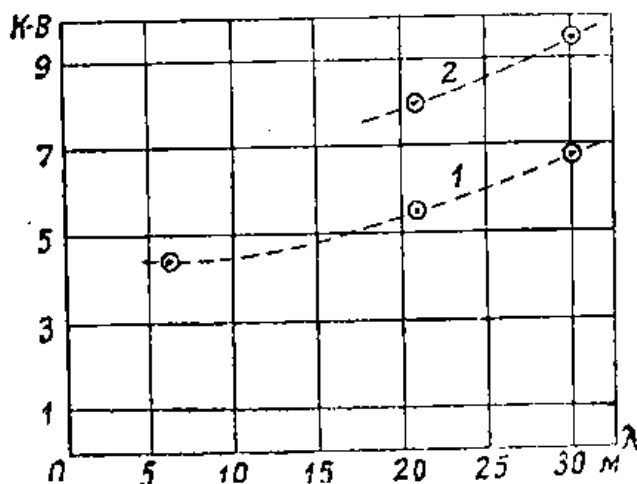


Рис. III. 6. 2. Зависимость критического напряжения факела от длины волны (по Нейману)

антенн, пользоваться понятием потенциала на коротких волнах уже нельзя; здесь нужно знать величину критической напряжённости поля. Она может быть подсчитана по известному критическому напряжению и ёмкости линии, на которой производился эксперимент [см. выражение (2)]. Результаты этих вычислений приведены на рис. III. 6. 3 в виде кривых. Как видим, критическая напряжённость факела с увеличением радиуса провода падает быстрее, чем критическая напряжённость короны.

Приведёнными весьма скудными данными и приходится пользоваться при расчётах антенн в части, касающейся их свободы от перенапряжений. Антенны должны быть сконструированы так, чтобы их работа проходила при напряжённостях поля на поверхности, меньших критических напряжённостей короны на длинных волнах и факельного истечения на коротких.

Появление короны или факела в антенне во время работы передатчика может вызвать:

1) перегорание проводов и разрушение прилегающих изоляторов, что может повлечь за собой падение антенны на землю;

2) снижение КПД антенны ввиду появления нового вида потерь энергии на корону или факельное истечение;

3) искажение музыки или речи при телефонной передаче, так как корона или факел создают добавочную модуляцию тока в антенне.

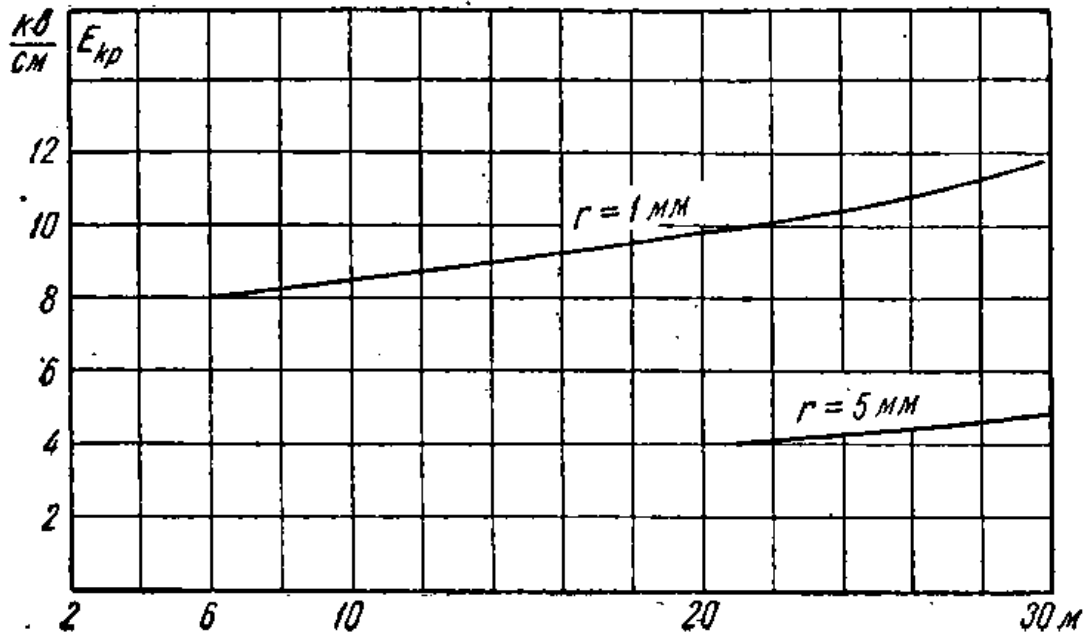


Рис. III. 6. 3. Критическая напряжённость поля, достаточная для образования факела в зависимости от длины волны для проводов разного радиуса.

По указанным причинам необходимо обращать самое серьёзное внимание на устранение перенапряжений как в самой антенне, так и в окружающих её оттяжках мачт и подъёмных тросах.

## 7. Магнитные излучатели. Рамка

В предыдущих разделах мы рассматривали излучатели, которые принято называть электрическими. Они характеризуются наличием электрических зарядов по длине вибратора. Элементарный электрический излучатель—вибратор Герца—часто трактуется как электрический диполь, образуемый двумя меняющимися во времени зарядами, разделёнными расстоянием  $2l$ .

Однако, кроме электрического принципиально возможен и магнитный излучатель. Это вытекает из так называемого принципа двойственности, являющегося следствием полной аналогии уравнений Максвелла в отношении обоих полей: электрического и магнитного (при отсутствии источников). Принцип двойственности позволяет, в частности, сформулировать следующее положение:

решение уравнений Максвелла для электрического поля при заданных в отношении этого поля определённых граничных условиях будет справедливо и для магнитного поля при тех же граничных условиях, принятых в отношении магнитного поля.



Следовательно, если бы нам удалось на поверхности излучателя создать те же граничные условия, какие мы имеем для электрического поля на поверхности электрического вибратора, задача получения магнитного излучателя была бы решена.

Но для этого нам нужно проводник электрического вибратора заменить телом такой же формы, обладающим большой магнитной проводимостью, во всяком случае значительно превышающей его электрическую проводимость так, чтобы тангенциальную составляющую магнитного поля можно было принять равной нулю. К сожалению, соответствующих магнитных материалов техника пока ещё не знает. Современные ферромагнитные материалы представляют собой обычно измельченное в порошок и спрессованное железо или специальный сплав. Таким путем удаётся значительно снизить электрическую проводимость материала, но при этом одновременно падает и его магнитная проницаемость. В результате создать магнитный вибратор, вполне аналогичный электрическому, не удаётся, хотя попытки в этом направлении и делаются.

Достаточно указать на появившиеся в последние годы приёмные рамки с железным сердечником. На рис. III. 7. 1 цифрой 1 обозначен сердечник, который можно рассматривать как элементарный ненагруженный симметричный магнитный вибратор. Обмотка 2, навитая на нём, служит для возбуждения в этом вибраторе магнитного поля при передаче или для преобразования энергии магнитного поля в энергию электрического тока при приеме. Ввиду несовершенства магнитного материала и больших потерь в нём, такие рамки применяются лишь в приёмных устройствах, в которых КПД антенны не играет большой роли.

Несмотря на невозможность воспроизвести магнитную копию электрического вибратора существуют и широко применяются другие антенны, относящиеся к классу магнитных. Это — так называемые передающие или приёмные рамки, представляющие собой в простейшем виде виток той или другой формы, сделанный из проводника. Из теории электромагнитного поля известно, что магнитное поле тока тождественно с магнитным полем окаймляемого им однородного магнитного двойного слоя момента  $\frac{SI}{4\pi}$ , где  $S$  — площадь витка,  $I$  — ток в нём.

Таким образом, с точки зрения внешнего магнитного поля круговой ток может быть заменён эквивалентным ему магнитным двойным слоем. Будем считать виток плоским. Тогда указанный двойной слой можно представить себе в виде тонкой плоской плёнки, затягивающей внутренность витка (рис. III. 7. 2); внутри этого слоя потенциал магнитного поля, как известно, скачком меняется на величину  $-I$ ; разность магнитных потенциалов между нижней

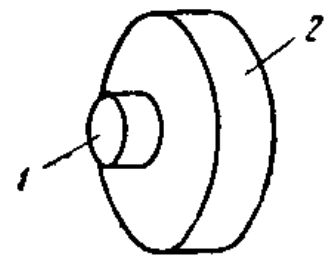


Рис. III. 7. 1. Рамочная антенна с железным сердечником, состоящая из сердечника (1) и обмотки (2).

и верхней поверхностями слоя равна  $I$ . Таким образом, с точки зрения граничных условий задача о внешнем поле витка формулируется следующим образом: дан магнитный двойной слой площадью  $S$  с разностью магнитных потенциалов  $I$ ; требуется найти внешнее магнитное поле при условии, что магнитный момент листка изменится во времени косинусоидально с частотой  $\omega$ .

В такой постановке задача эта оказывается родственной задаче о диполе Герца, который также можно себе представить в виде электрического двойного слоя или конденсатора площадью  $S$  с разностью

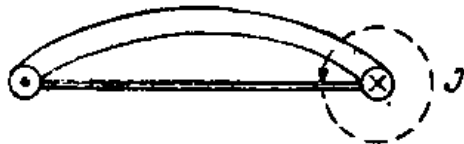


Рис. III. 7. 2. Контур тока и эквивалентный магнитный двойной слой (в разрезе). Магнитный потенциал по пунктирной кривой (не пересекающей двойного слоя) равен силе тока  $I$ .

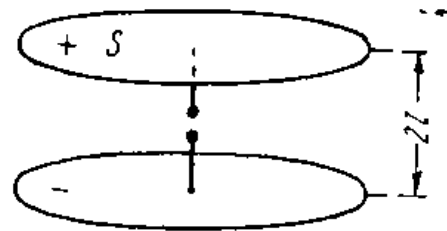


Рис. III: 7. 3. Электрический двойной слой и эквивалентный линейный вибратор Герца.

потенциалов между обкладками  $U$ . Поле, излучаемое таким конденсатором во внешнее пространство, нетрудно рассчитать, если предположить, что возбуждение его происходит изнутри, от генератора, включённого в середину проводника, соединяющего центры пластин (рис. III. 7. 3). Обозначим ток, текущий по этому проводнику, через  $I_c$ , расстояние между пластинами (толщину двойного слоя) через  $2l$ . Тогда наш конденсатор мы можем заменить линейным вибратором Герца длиной  $2l$ , поле которого известно.

Установим связь между током  $I_c$  и данными конденсатора. Очевидно,

$$I_c = j \omega C U.$$

Но

$$C = \frac{\epsilon S}{2l} \quad (1)$$

и потому

$$I_c = j \omega \epsilon \frac{SU}{2l}. \quad (2)$$

Для пустоты  $\epsilon = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}$  и  $\omega \epsilon = \frac{m}{120 \pi}$ , (3)

откуда 
$$I_c = j \frac{mSU}{240 \pi l}. \quad (4)$$

Подставим это значение  $I_c$  в формулу для напряжённости поля, создаваемого вибратором (III. 3. 1).

Тогда

$$E = -j \frac{60 ml I_c}{r} \sin \varphi e^{-jmr} = \frac{1}{4\pi} \frac{m^2 SU}{r} \sin \varphi e^{-jmr}.$$

Мы получили, таким образом, значение напряжённости поля, излучаемого конденсатором (двойным слоем). Мы видим, что это поле пропорционально площади конденсатора и разности потенциалов между обкладками и не зависит от расстояния между ними.

Решение, полученное нами для электрического двойного слоя, может быть перенесено и на магнитный, если мы заменим напряжённость электрического поля  $E$  и разность потенциалов  $U$  соответствующими магнитными величинами  $H$  и  $I$ . Следовательно,

$$H = \frac{1}{4\pi} \frac{m^2 SI}{r} \sin \varphi e^{-jmr}. \quad (5)$$

Здесь угол  $\varphi$  отсчитывается от оси витка,  $S$  — площадь витка,  $I$  — ток в нём. Расстояние  $r$  берётся от центра витка. Магнитное поле будет в данном случае иметь такой же характер, как электрическое у вибратора Герца.

Магнитные силовые линии будут направлены по меридианам: вектор магнитного поля будет лежать в меридиональной плоскости перпендикулярно направлению распространения. Электрические силовые линии будут направлены по параллелям. Пользуясь соотношением (III. 3. 2) и выбирая знак в соответствии с правилами взаимного расположения электрических и магнитных силовых линий, получим

$$E = \frac{30m^2 SI}{r} \sin \varphi e^{-jmr}. \quad (6)$$

Если рамка, достаточно плоская по конструкции, будет иметь не один, а  $n$  витков, момент эквивалентного магнитного двойного слоя должен быть увеличен в  $n$  раз. Поэтому и напряжённость поля возрастёт в  $n$  раз и мы будем иметь:

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{4\pi} \frac{m^2 n SI}{r} \sin \varphi e^{-jmr}, \\ E &= \frac{30 m^2 n SI}{r} \sin \varphi e^{-jmr}. \end{aligned} \quad (7)$$

Так как полученные для  $E$  формулы имеют значительное сходство с таковыми для вибратора Герца, можно, как и в случае симметричного вибратора, говорить о действующей высоте рамки  $h_e$ . Она равна

$$h_e = jmnS, \quad (8)$$

где множитель  $j$  учитывает фазу поля. Как видим, действующая высота рамки пропорциональна числу витков и отношению площади рамки к длине волны.

Характеристика направленности рамки такая же, как у вибратора Герца. Поскольку плоскость витка совпадает с экваториальной плоскостью вибратора, максимальное излучение будет иметь место в плоскости рамки.

Переходя к вопросу о сопротивлении на клеммах рамки, заметим что реактивное (индуктивное) сопротивление и сопротивление потерь подсчитываются по формулам для катушек самоиндукции соответствующих размеров. Сопротивление излучения может быть определено с помощью вектора Пойнтинга. При этом следует учесть, что хотя магнитные и электрические силовые линии в поле рамки поменялись местами по сравнению с полем вибратора Герца, распределение вектора Пойнтинга в пространстве осталось прежним. Поэтому сопротивление излучения может быть подсчитано прямо по выражению (III. 4. 10) с заменой действующей высоты полученным для рамки значением. Таким образом,

$$R_z = 20 (mh_e)^2 = 20 (nm^2S)^2 \text{ ом}; \quad (9)$$

как видим, сопротивление излучения пропорционально четвёртой степени линейных размеров рамки (выраженных в долях волны) и потому резко падает с уменьшением этих размеров. В то же время сопротивление потерь у рамки (под влиянием эффекта близости соседних витков) значительно выше, чем у электрических вибраторов. Таким образом, КПД рамки невелик; вот почему рамки применяются преимущественно в радио-приёмных установках.

Другим примером магнитной антенны может служить возбуждаемая соответствующим образом щелевая антенна. Представим себе какую-либо проводящую поверхность; пусть в этой поверхности вырезано отверстие той или иной формы, к которому изнутри примыкает замкнутая полость.

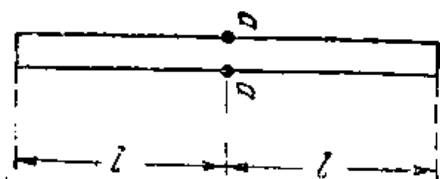


Рис. III. 7. 4. Диффракционный излучатель в виде прямолинейной щели в проводящей плоскости.

Если внутри полости возбудить тем или иным способом электромагнитное поле, это поле будет излучать энергию через отверстие, которое превратится, таким образом, в своеобразную антенну, называемую щелевой или диффракционной.

Предположим теперь, что проводящая поверхность представляет собой безграничную плоскость и пусть щелевая антенна имеет вид узкой прямолинейной щели (рис. III. 7. 4), возбуждаемой так, что противоположные края щели находятся под некоторой разностью потенциалов. Этого можно достигнуть, например, путём подключения к клеммам *aa* (рис. III. 7. 4) источника эдс. При возбуждении силовые линии электрического поля в плоскости щели будут направлены по ширине щели—перпендикулярно её краям (рис. III. 7. 5). Распределение напряжённости электрического поля по длине щели пусть нам неизвестно. Мы можем, однако, предста-

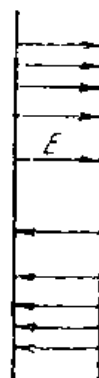


Рис. III. 7. 5. Пример распределения силовых линий электрического поля на поверхности щели диффракционной антенны.

вить себе некоторый эквивалентный щелевой излучатель, длина которого, будучи умножена на разность потенциалов на клеммах, даст площадь кривой распределения разности потенциалов по длине щели. Очевидно, эта длина аналогична действующей высоте симметричного вибратора, а воображаемый эквивалентный щелевой излучатель аналогичен вибратору Герца и подобно одинаковому по длине току в последнем обладает одинаковой разностью потенциалов между краями щели по всей её длине.

Возьмём теперь вибратор Герца, провод которого выполнен из ленты, имеющей ту же длину и ширину, что и излучающая щель. Покажем, что магнитное поле, создаваемое этим вибратором в полупространстве по одну сторону ленты, совпадает с электрическим полем рассматриваемой щелевой антенны над проводящей плоскостью. Для этого достаточно показать, что граничные условия для магнитного и электрического полей в обоих случаях одинаковы. Для щелевого излучателя эти условия формулируются так:

1. Электрическое поле в щели имеет только поперечную составляющую, одинаковую по всей длине щели.

2. На всей идеально проводящей плоскости тангенциальные составляющие электрического поля равны нулю.

Для магнитного поля ленты мы получим аналогичные граничные условия. В самом деле, поскольку ток течёт в направлении длины ленты, магнитные силовые линии у её поверхности будут параллельны ленте и направлены по её ширине (по правилу буравчика); поскольку ток мы считаем неизменным по длине, картина магнитного поля в плоскости ленты будет полностью совпадать с картиной электрического поля в щели.

В остальной части плоскости (в которой лежит лента) тангенциальные составляющие магнитного поля будут равны нулю, так как магнитные силовые линии, окружающие ленту, пронизывают эту плоскость под прямым углом.

В силу сказанного решение одной из задач будет одновременно решением и второй. Магнитное поле вибратора Герца длиной  $2l$ , согласно выражениям (III. 3. 1) и (III. 3. 2) может быть представлено в виде

$$H = \frac{j}{2\pi} \frac{mlI}{r} \sin \varphi e^{-jmr}. \quad (10)$$

Разность магнитных потенциалов между краями ленты по одну её сторону будет  $M = \frac{I}{2}$ . Поэтому

$$H = j \frac{mlM}{\pi r} \sin \varphi e^{-jmr}, \quad (11)$$

откуда для эквивалентного щелевого излучателя получим

$$E = j \frac{mlU}{\pi r} \sin \varphi e^{-jmr}; \quad (12)$$

здесь  $U$  — разность потенциалов (электрических) между краями щели,  $l$  — длина половины щели.

Электрическое поле щелевого и магнитное поле металлического излучателя будут совпадать и по направлению и по величине, если только  $U$  и  $M$  численно равны. Магнитное поле щелевого и электрическое металлического излучателя также будут совпадать по структуре, но будут различаться масштабом и направлением силовых линий (знаком).

Таким образом, оказывается, что излучающая щель при описанном способе возбуждения также является магнитной антенной. В действительных условиях плоскость или другая проводящая поверхность не будут безграничными. Полученные здесь результаты будут тем ближе к истине, чем больше размеры плоскости по сравнению с волной; при этом потери на токи в плоскости будут возрастать, а амплитуда волны, отражённой от краёв её, уменьшаться.

Случаи практического применения щелевых антенн нам встретятся в гл. VIII при изучении антенн для укв. Антенны эти имеют свою обширную теорию, созданную за последние 7 лет почти исключительно трудами советских учёных <sup>1, 2, 3</sup>).

## 8. Направленное действие системы излучателей

До сих пор мы изучали уединённые излучатели, преимущественно электрические. Направленное действие линейного электрического излучателя, как мы видели, регулируется распределением тока вдоль него. При этом ввиду круговой симметрии приходится говорить не об одном или нескольких направлениях максимального излучения, а о конических поверхностях, вдоль которых вибратор имеет наибольшее излучение. Такими поверхностями являются экваториальная плоскость для не очень длинных вибраторов, поверхность конуса для вибратора длиной  $2l = \frac{3\lambda}{2}$  и т. д.

Чтобы расширить возможности направленного излучения и, в частности, чтобы концентрировать энергию в определённом направлении, применяют антенны, составленные из нескольких, преимущественно одинаковых, излучателей. В этом разделе мы и займёмся выяснением направленных свойств таких антенных систем, ограничившись случаями линейного расположения составляющих антенну элементов.

### Система из двух излучателей

Рассмотрим сначала систему, составленную из двух излучателей, из которых каждый сам по себе является ненаправленным в рассматриваемой плоскости.

<sup>1</sup>) М. С. Нейман. ИЭСТ, № 6, 1 (1940).

<sup>2</sup>) А. А. Пистолькорс. ЖТФ, XIV, 681, 693 (1944); XVI, 3, 11, 21, 1061, 1087 (1946); XVII, 365, 377 (1947).

<sup>3</sup>) Я. Н. Фельд. «Радиотехника» № 6, 1946; доклады Академии наук СССР, 53, 7, 619 (1946); 55, 411; 56, 371, 481, (1947); ЖТФ, XVII, 1051 (1947).

Такую систему можно составить из двух симметричных вибраторов, поместив их центры в интересующей нас плоскости и направив их оси перпендикулярно этой плоскости (рис. III. 8. 1). В таком случае плоскость  $P$  явится для каждого из вибраторов экваториальной плоскостью, в которой вибратор во все стороны излучает одинаково, т. е. может рассматриваться как ненаправленный. В плане указанные вибраторы будут иметь вид, изображённый на рис. III.8.2. Мы будем считать их идентичными, т. е. обладающими не только одинаковыми размерами, но и одинаковыми токами. Кроме того, вначале мы будем считать излучатели синфазными, т. е. полагать, что токи их находятся в фазе. Это обстоятельство на чертеже мы обозначим знаками  $+$  при вибраторах.



Рис. III. 8. 1. Пример системы из двух излучателей (симметричных вибраторов), не направленных в плоскости  $P$ , являющейся их экваториальной плоскостью.

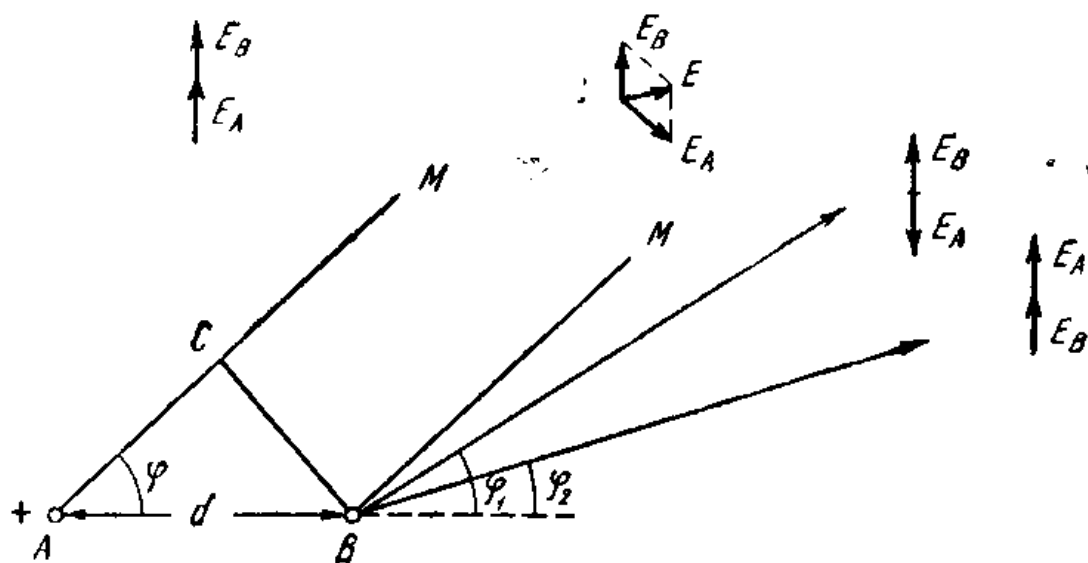


Рис. III. 8. 2. Векторные диаграммы сложения полей для системы из двух синфазных вибраторов.

Рассмотрим в плоскости  $P$  направление, перпендикулярное линии, соединяющей вибраторы. Возьмём в этом направлении достаточно удалённую точку  $M$  и выясним, как будут складываться в ней электрические поля, создаваемые каждым из вибраторов в отдельности. В указанном направлении длина пути от каждого вибратора до точки  $M$  будет одинаковой. Поэтому напряжённость поля  $E_A$ , создаваемая первым вибратором и создаваемая вторым —  $E_B$ , будут одинаково запаздывать по фазе по сравнению с синфазными токами вибраторов. Так как токи в вибраторах равны, то и напряжённости поля будут одинаковы, и векторная диаграмма сложения

полей будет иметь вид показанной на рис. III. 8. 2 вверху: напряжённости поля будут складываться в фазе и результирующая напряжённость будет вдвое больше напряжённости поля, создаваемой одним вибратором.

Возьмём теперь удалённую точку в некотором направлении, образующем угол  $\varphi$  с линией, соединяющей вибраторы. Ввиду большого расстояния до точки  $M$  угол  $\varphi$  можно считать одинаковым для обоих вибраторов. Опустив перпендикуляр  $BC$  из точки  $B$  на направление  $AM$ , мы заметим, что расстояние до точки  $M$  от первого вибратора  $A$  будет на отрезок  $AC$  длиннее, чем от второго  $B$ . Поэтому напряжённость поля  $E_A$  будет в точке  $M$  запаздывать по фазе по сравнению с  $E_B$  на угол, определяемый длиной отрезка  $AC$ .

Обозначая через  $d$  расстояние между вибраторами, найдём

$$AC = d \cos \varphi \quad (1)$$

и угол сдвига фаз между векторами  $E_A$  и  $E_B$  —  $\psi$  — будет

$$\psi = kd \cos \varphi. \quad (2)$$

В результате векторная диаграмма сложения полей примет вид изображённой на чертеже, и результирующая напряжённость будет меньше суммы  $E_A + E_B$ .

Совершенно очевидно, что в зависимости от расстояния  $d$  и направления  $\varphi$  угол сдвига фаз  $\psi$  может принимать любые значения. В частности, он может оказаться равным  $\pi$ ,  $3\pi$ ,  $5\pi$  и т. д.; в этом случае результирующая напряжённость поля будет равна нулю. Соответствующая векторная диаграмма показана на рис. III. 8. 2 для направления, определяемого углом  $\varphi_1$ .

Очевидно, могут иметь место также значения  $\psi = 2\pi$ ,  $4\pi$ ,  $6\pi$ . В этом случае мы будем иметь максимумы излучения, равные  $2E_A$ . Большее значения поле при двух вибраторах вообще получить не может. Соответствующая векторная диаграмма приведена на рис. III. 8. 2 для угла  $\varphi_2$ .

Отрезок  $AC$  часто называют разностью хода волн. Мы можем сказать, что в направлениях, в которых разность хода волн равна целому числу волн, характеристика направленности двух синфазных вибраторов имеет максимумы. В тех направлениях, в которых разность хода равна нечётному числу полуволн, мы имеем нули излучения.

Наибольшая разность хода, очевидно, будет иметь место вдоль линии расположения вибраторов. В нашем случае она будет больше  $\lambda$  (так как для  $\varphi_1$   $AC = \lambda$ ).

Предположим, что  $d = \frac{5}{4} \lambda$  и, основываясь на векторных диаграммах сложения полей, построим характеристику направленности сперва для одного квадранта, а затем и для остальных, в которых получим симметричные кривые. Эта характеристика изображена на



рис. III. 8. 3. Уточнить направления нулей или максимумов излучения мы можем из уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \psi &= md \cos \varphi_{\min} = (2\kappa + 1) \pi \\ \psi &= md \cos \varphi_{\max} = 2\kappa \pi \end{aligned} \right\} \quad \kappa = 0, 1, 2 \dots \quad (3)$$

откуда можно найти соответствующие значения углов  $\varphi_{\min}$  и  $\varphi_{\max}$ .

Для приближённого построения характеристики направленности синфазной антенной системы из двух идентичных вибраторов, очевидно, нужно:

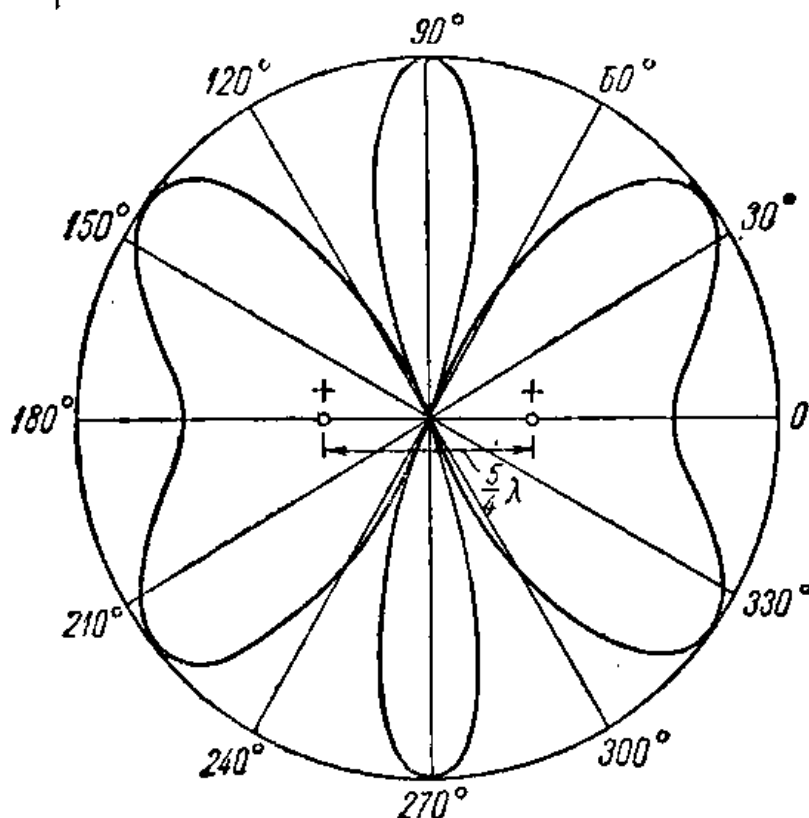


Рис. III. 8. 3. Характеристика направленности системы из двух синфазных вибраторов с расстоянием  $5/4$  волны между ними.

- 1) определить угол сдвига фаз  $\psi_d$  для направления вдоль линии вибраторов (максимальный);
- 2) определить, сколько в нём содержится нечётных кратных  $\pi$ —столько будет нулей в характеристике (в одном квадранте);
- 3) определить, сколько в нём чётных кратных  $\pi$  и сколько, следовательно, максимумов в одном квадранте;
- 4) нанести, примерно, или точно по выражению (3) направления нулей и максимумов, отметить величину последних, одинаковую для всех;
- 5) определить величину результирующей напряжённости поля для максимального  $\psi$  (вдоль линии АВ);

б) пользуясь полученными данными, нарисовать примерные контуры лепестков характеристики.

Сформулируем в заключение основные направленные свойства синфазной системы из двух вибраторов:

1) в направлении, перпендикулярном линии расположения вибраторов, характеристика всегда имеет максимум;

2) число лепестков характеристики растёт вместе с увеличением расстояния  $d$  между вибраторами;

3) все лепестки, кроме расположенных вдоль линии вибраторов, имеют одинаковую амплитуду (двойную по сравнению с амплитудой поля одного вибратора); последние лепестки могут иметь меньшую амплитуду<sup>1)</sup>.

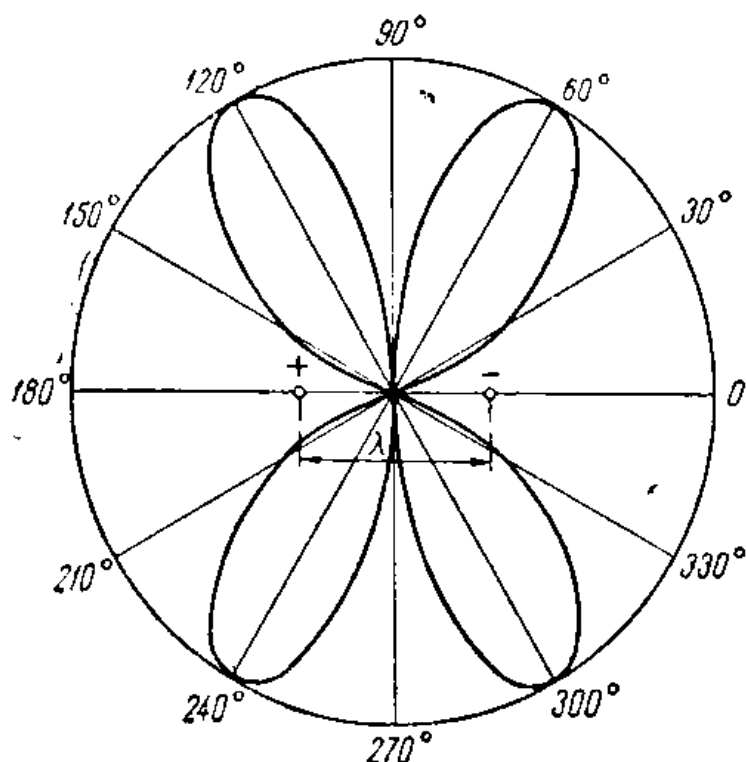


Рис. III. 8. 4. Характеристика направленности системы из двух противофазных вибраторов с расстоянием между ними, равным длине волны.

будет нуль излучения, так как колебания в точку  $M$  будут приходить с противоположными фазами.

При определении максимального сдвига фаз  $\psi_d$  в направлении линии расположения вибраторов надо добавить  $\pi$ —угол сдвига фаз токов в вибраторах, и с учётом этого угла определять направления максимумов и нулей излучения. В остальном правила построения характеристики и её основные свойства остаются такими же, как и в случае синфазной системы. Пример характеристики направленности противофазной системы дан на рис. III. 8. 4 для расстояния между вибраторами  $d = \lambda$ .

<sup>1)</sup> Всё сказанное будет справедливо, если вибратор сохраняет в системе тот же ток, что и взятый отдельно. При этом мощность, затрачиваемая на излучение двумя вибраторами, будет больше мощности излучения одиночного вибратора. Если рассматривать направленное действие при неизменной мощности, то хотя сама форма характеристики не изменится, величина максимума будет не 2, а меньше (эта величина будет зависеть от расстояния между вибраторами).

Рассмотрим теперь систему из двух вибраторов, соответствующую антенне и рефлектору т. е. обеспечивающую преимущественное излучение в одной половине пространства. Расположим вибраторы  $A$  и  $B$  на расстоянии четверти волны друг от друга (рис. III. 8. 5) и

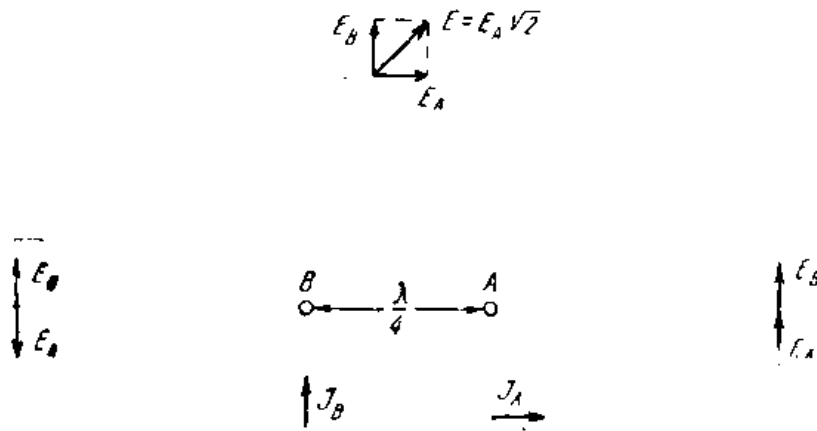


Рис. III. 8. 5. Векторные диаграммы сложения полей для двух вибраторов, образующих систему: антенна ( $A$ ) — рефлектор ( $B$ ).

предположим, что ток  $I_A$  в вибраторе  $A$  отстаёт от тока  $I_B$  по фазе на  $90^\circ$ . Построим векторную диаграмму сложения полей для направлений перпендикулярных  $AB$ : здесь без всякого изменения фаз напряжённости  $E_A$  и  $E_B$  сложатся под углом  $90^\circ$  и дадут в результате поле  $E_A \sqrt{2}$ . Слева от вибратора  $B$   $E_A$  будет запаздывать против  $E_B$  на  $90^\circ$  из-за расстояния и ещё на  $90^\circ$  из-за сдвига фаз токов. В результате поле в этом направлении будет равно нулю.

В противоположном направлении напряжённость  $E_B$  будет запаздывать против  $E_A$  на  $90^\circ$  из-за расстояния, но это запаздание будет компенсироваться опережением по фазе тока

$I_B$  так, что в результате векторы  $E_A$  и  $E_B$  будут складываться в фазе, и напряжённость поля будет удваиваться. Очевидно, вибратор  $A$  играет роль антенны, а  $B$  — роль рефлектора. Соответствующая характеристика направленности изображена на рис. III. 8. 6.

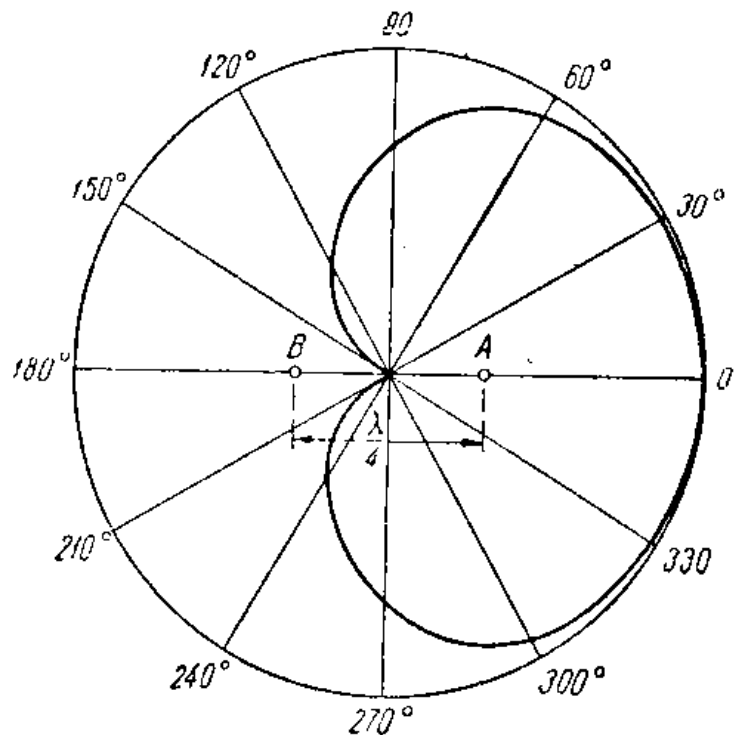


Рис. III. 8. 6. Характеристика направленности системы: антенна — рефлектор.

## Линейная система из нескольких излучателей

Переходим теперь к изучению направленных свойств системы из нескольких идентичных излучателей, расположенных вдоль прямой. Мы будем попрежнему считать их ненаправленными, т. е. имеющими в плоскости чертежа или ей параллельной во всех направлениях одинаковое излучение. Такими свойствами обладают симметричные электрические или магнитные вибраторы, если их оси перпендикулярны плоскости чертежа, а центры лежат в этой плоскости.

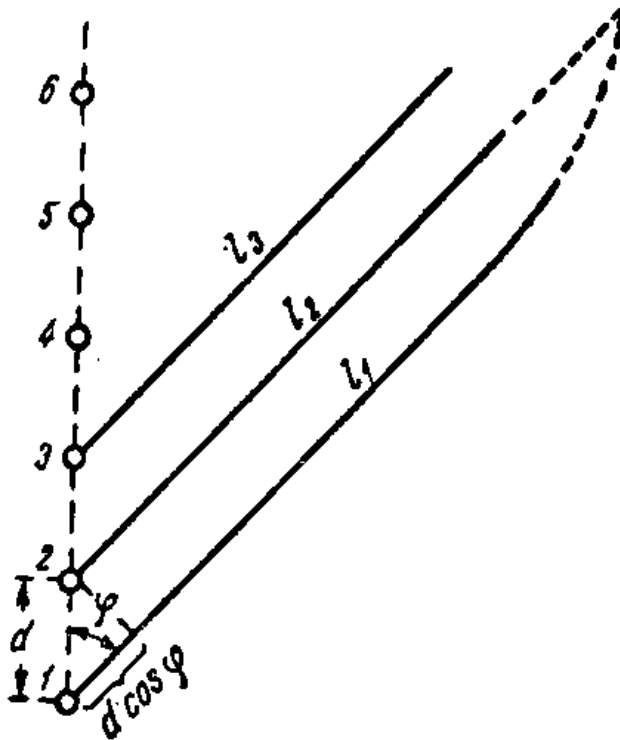


Рис. III. 8. 7. К выводу выражения для характеристики направленности линейной системы вибраторов.

Расположим несколько ненаправленных излучателей (симметричных вибраторов) в ряд по прямой линии и пусть расстояние между двумя соседними излучателями будет  $d$  (рис. III. 8. 7). Обозначим число излучателей через  $n$ . Токи во всех излучателях будем считать одинаковыми, причём они могут быть сдвинуты по фазе так, что ток каждого следующего по порядку излучателя отстаёт по фазе на угол  $\psi$  от предыдущего. Порядок нумерации вибраторов показан на чертеже.

Подсчитаем напряжённость поля в некоторой точке  $M$ , достаточно удалённой от антенны, при чём вначале будем считать эту точку лежащей в плоскости чертежа. Пусть направление на точку  $M$  образует угол  $\varphi$  с линией вибраторов. Обозначим через  $r_1, r_2, r_3$  и т.д. расстояния до рассматриваемой точки от первого, второго и следующих вибраторов. Предположим вначале, что все вибраторы колеблются в одинаковой фазе ( $\psi=0$ ). Напряжённость электрического поля в точке  $M$  от  $k$ -го вибратора в этом случае будет

$$\dot{E}_k = j \frac{C}{r_k} e^{-jmr_k}, \quad (4)$$

где  $C$  есть некоторая постоянная для данных излучателей величина, не зависящая ни от угла  $\varphi$ , ни от расстояния  $r_k$ ; для симметричных вибраторов

$$C = -30 m h_e I F(90^\circ); \quad (5)$$

$F(90^\circ)$  есть значение характеристики для экваториальной плоскости. Заметим попутно, что характеристика направленности каждого вибратора, взятого в отдельности, является функцией не  $\varphi$  (угол

с осью системы), а угла с осью вибратора, который мы теперь обозначим через  $\theta$ .

Напряжённости поля, создаваемые в точке  $M$  отдельными синфазными излучателями ( $\psi=0$ ), будут:

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_1 &= j \frac{C}{r_1} e^{-jmr_1} \\ \dot{E}_2 &= j \frac{C}{r_2} e^{-jmr_2} \\ &\dots \dots \dots \\ \dot{E}_n &= j \frac{C}{r_n} e^{-jmr_n} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

В более общем случае можно, однако, положить, что сдвиг фаз токов не равен нулю и что ток второго вибратора запаздывает по фазе на угол  $\psi$  по сравнению с током первого, третьего на угол  $2\psi$  и т. д. Для напряжённости поля соответственно можем написать:

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_1 &= j \frac{C}{r_1} e^{-jmr_1} \\ \dot{E}_2 &= j \frac{C}{r_2} e^{-j(mr_2 + \psi)} \\ \dot{E}_3 &= j \frac{C}{r_3} e^{-j(mr_3 + 2\psi)} \\ &\dots \dots \dots \\ \dot{E}_n &= j \frac{C}{r_n} e^{-j[mr_n + (n-1)\psi]} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Ввиду удалённости точки  $M$  от антенны мы можем считать направления от всех вибраторов на неё параллельными.

Из чертежа нетрудно видеть, что расстояния  $r_1, r_2$  и т. д. связаны между собой следующей зависимостью:

$$\left. \begin{aligned} r_2 &= r_1 - d \cos \varphi \\ r_3 &= r_2 - d \cos \varphi = r_1 - 2d \cos \varphi \\ &\dots \dots \dots \\ r_n &= r_1 - (n-1) d \cos \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

т. е. каждое следующее расстояние короче предыдущего на отрезок  $d \cos \varphi$ .

Подставляя эти значения в выражения (7), получим

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_1 &= j \frac{C}{r_1} e^{-jmr_1} \\ \dot{E}_2 &= j \frac{C}{r_2} e^{-j(mr_1 - md \cos \varphi + \psi)} \\ \dot{E}_3 &= j \frac{C}{r_3} e^{-j(mr_1 - 2md \cos \varphi + 2\psi)} \\ &\dots \dots \dots \\ \dot{E}_n &= j \frac{C}{r_n} e^{-j[mr_1 - (n-1) md \cos \varphi + (n-1)\psi]} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Суммируя напряжённости поля от отдельных вибраторов, получим результирующую напряжённость поля  $\dot{E}$  в точке  $M$ . При этом ввиду значительного удаления точки  $M$  мы можем с весьма большой точностью принять

$$\frac{C}{r_1} = \frac{C}{r_2} = \frac{C}{r_3} \dots = \frac{C}{r_n} = \frac{C}{r_0}, \quad (10)$$

где  $r_0$  — расстояние рассматриваемой точки от середины ряда. Тогда

$$\dot{E} = \sum_{k=1}^n \dot{E}_k = j \frac{C}{r_0} \sum_{k=1}^n e^{-j[mr_1 - (k-1)(md \cos \varphi - \psi)]}, \quad (11)$$

Полученная сумма есть сумма  $n$  членов геометрической прогрессии со знаменателем  $e^{jb}$ , где  $b = md \cos \varphi - \psi$ . Поэтому

$$\begin{aligned} \dot{E} &= j \frac{C}{r_0} e^{-jmr_1} \frac{1 - e^{jnb}}{1 - e^{jb}}, \\ \frac{1 - e^{jnb}}{1 - e^{jb}} &= e^{j \frac{n-1}{2} b} \frac{e^{-j \frac{nb}{2}} - e^{j \frac{nb}{2}}}{e^{-j \frac{b}{2}} - e^{j \frac{b}{2}}} = e^{j \frac{n-1}{2} b} \frac{\sin \frac{nb}{2}}{\sin \frac{b}{2}}. \end{aligned}$$

Значит, окончательно

$$\dot{E} = j \frac{C}{r_0} \frac{\sin \frac{n}{2} (md \cos \varphi - \psi)}{\sin \frac{1}{2} (md \cos \varphi - \psi)} e^{-j[mr_1 - \frac{n-1}{2} (md \cos \varphi - \psi)]}. \quad (12)$$

Заметим теперь, что  $r_1 - \frac{n-1}{2} d \cos \varphi = r_0$ , т. е. равно расстоянию точки  $M$  от середины системы, а  $\frac{n-1}{2} \psi$  есть фазовый угол, соответствующий фазе тока в той же середине системы вибраторов. Обозначим  $\frac{n-1}{2} \psi$  через  $\psi_0$ . Тогда

$$\dot{E} = j \frac{C}{r_0} \frac{\sin \frac{n}{2} (md \cos \varphi - \psi)}{\sin \frac{1}{2} (md \cos \varphi - \psi)} e^{-j(mr_0 + \psi_0)}. \quad (13)$$

Если вместо ряда вибраторов взять один вибратор, поместив его в ту точку, где находилась середина системы, и придав его току фазу, соответствующую этой точке, напряжённость поля в точке  $M$  будет

$$\dot{E} = j \frac{C}{r_0} e^{-j(mr_0 + \psi_0)}. \quad (14)$$

Сравнивая выражения (13) и (14), видим, что фаза электрического поля в точке  $M$  будет одна и та же в случае ряда вибраторов и одного вибратора, но амплитуды будут разные. Величина ампли-

туда будет определяться числом вибраторов, сдвигом фаз токов и углом  $\varphi$ . Последняя зависимость будет определяться функцией

$$f_n(\varphi) = \frac{\sin \frac{n}{2} (md \cos \varphi - \psi)}{\sin \frac{1}{2} (md \cos \varphi - \psi)}, \quad (15)$$

которая с точностью до постоянного множителя представляет собой характеристику направленности линейной системы из  $n$  вибраторов. Выражение (15) имеет большое общее значение, так как характеристики очень многих комбинаций вибраторов могут быть получены из него как частные случаи.

В качестве примера применим выражение (15) к системе из двух вибраторов, рассмотренной в начале этого раздела. Полагая  $n=2$  и обозначая

$$\frac{1}{2} (md \cos \varphi - \psi) = \alpha,$$

получим

$$f(\varphi) = \frac{\sin 2\alpha}{\sin \alpha} = 2 \cos \alpha = 2 \cos \frac{1}{2} (md \cos \varphi - \psi). \quad (16)$$

Это выражение справедливо для любого сдвига фаз между токами в вибраторах.

В частном случае, когда токи синфазны,  $\psi=0$  и

$$f(\varphi) = 2 \cos \left( \frac{md}{2} \cos \varphi \right). \quad (17)$$

Наибольшее значение этой функции равно 2, так как косинус не может быть больше единицы. Это значение, очевидно, будет иметь место в направлениях максимумов, в которых колебания от обоих вибраторов приходят в точку  $M$  в одинаковой фазе. Как уже указывалось, одним из таких направлений всегда будет направление, перпендикулярное линии, соединяющей вибраторы, для которого

$$\varphi = 90^\circ, \cos \varphi = 0 \text{ и } f(\varphi) = 2.$$

Если расстояние между вибраторами будет  $\frac{5}{4} \lambda$ , получим

$$f(\varphi) = 2 \cos \left( \frac{5}{4} \pi \cos \varphi \right).$$

Это есть аналитическое выражение для кривой, изображённой на рис. III. 8. 3.

Рассмотрим теперь систему из двух противофазных вибраторов, когда  $\psi=180^\circ$ . Подставляя это значение в выражение (16), получим

$$f(\varphi) = 2 \cos \left( \frac{md}{2} \cos \varphi - \frac{\pi}{2} \right) = 2 \sin \left( \frac{md}{2} \cos \varphi \right). \quad (18)$$

В этом случае в направлении, перпендикулярном линии, соединяющей вибраторы, всегда будет отсутствие излучения или нуль

направленной характеристики. В самом деле, подставив  $\cos \varphi = 0$ , получим

$$f(90^\circ) = 0.$$

Рассмотрим в заключение систему из двух вибраторов, соответствующих антенне и рефлектору, т. е. находящихся на расстоянии  $d = \frac{\lambda}{4}$  и работающих со сдвигом фаз  $\psi = \frac{\pi}{2}$ .

Подставляя эти значения в выражение (16), получим

$$f(\varphi) = 2 \cos \left[ \frac{\pi}{4} (\cos \varphi - 1) \right] = 2 \cos \left( \frac{\pi}{2} \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right). \quad (19)$$

Для  $\varphi = 0$  получим  $f(0) = 2$ , для  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ,  $f\left(\frac{\pi}{2}\right) = 1,41$  и для  $\varphi = \pi$  —  $f(\pi) = 0$ . Рефлектором является тот из вибраторов, в котором ток идёт впереди по фазе. Ф-ла (19) представляет собой аналитическое выражение кривой рис. III. 8. 6.

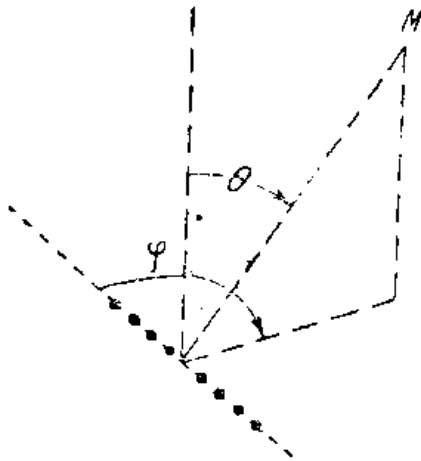


Рис. III. 8. 8. К расчёту пространственной характеристики направленности линейной системы вибраторов.

Всё сказанное до сих пор относилось к точке  $M$ , лежащей в экваториальной плоскости вибраторов. Предположим теперь, что точка  $M$  лежит вне этой плоскости, в направлении, образующем угол  $\theta$  с направлением оси вибраторов, причём проекция луча, соединяющего центр антенны с точкой  $M$  на экваториальную плоскость, образует угол  $\varphi$  с линией вибраторов (рис. III. 8. 8.). Не останавливаясь на подробностях, заметим лишь, что в этом случае разница по сравнению с предыдущим выводом будет сказываться в двух отношениях:

1) постоянная  $C$  изменит свою величину, так как угол  $\theta$  будет отличен от  $90^\circ$ ;

2) расстояния, приведённые в выражении (8), будут иметь другое значение, а именно:

$$\left. \begin{aligned} r_2 &= r_1 - d \sin \theta \cos \varphi \\ r_3 &= r_1 - 2 d \sin \theta \cos \varphi \\ &\text{и т. д.} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Обозначая через  $C_\theta$  величину  $C$ , соответствующую углу  $\theta$ , получим

$$\dot{E} = f \frac{C_\theta}{r_0} \frac{\sin \frac{n}{2} (md \sin \theta \cos \varphi - \psi)}{\sin \frac{1}{2} (md \sin \theta \cos \varphi - \psi)} e^{-j(mr_0 + \psi_0)}. \quad (21)$$



Это выражение является более общим по сравнению с выражением (13), которое может быть получено из него, как частный случай, когда  $\theta=90^\circ$ . Характеристика направленности в общем случае будет пропорциональна выражению

$$f(\varphi, \theta) = F_1(\theta) \frac{\sin \frac{n}{2}(md \sin \theta \cos \varphi - \psi)}{\sin \frac{1}{2}(md \sin \theta \cos \varphi - \psi)}, \quad (22)$$

где  $F_1(\theta)$  — характеристика направленности отдельного излучателя.

Функция  $f(\varphi, \theta)$  представляет собой пространственную характеристику направленности, дающую зависимость напряжённости поля от любого направления в пространстве, определяемого углами  $\varphi$  и  $\theta$ . Она будет нормированной, если мы подберём такой множитель  $\kappa$ , чтобы значение характеристики

$$F(\varphi, \theta) = \kappa f(\varphi, \theta) \quad (23)$$

в направлении наибольшего излучения было равно единице. Пространственная характеристика направленности  $F(\varphi, \theta)$  будет представлять собой некоторую поверхность, в то время как плоскостная характеристика  $F(\varphi)$  — некоторую кривую.

### С л у ч а й с и н ф а з н о й с и с т е м ы

Применим выражение (15) для расчёта системы (ряда) из ненаправленных (в плоскости чертежа) и синфазных вибраторов, расстояние  $d$  между которыми не очень велико по сравнению с волной ( $d < \lambda$ ). В этом случае  $\psi=0$ ; поэтому

$$f_n(\varphi) = \frac{\sin \left( \frac{n}{2} md \cos \varphi \right)}{\sin \left( \frac{md}{2} \cos \varphi \right)}. \quad (24)$$

Рассмотрим прежде всего направление, перпендикулярное линии вибраторов, для которого  $\varphi=90^\circ$  и  $\cos \varphi=0$ .

Непосредственная подстановка даёт неопределённость

$$f_n(90^\circ) = \frac{0}{0}.$$

Чтобы раскрыть её, положим, что  $\cos \varphi$  представляет собой весьма малую величину, тогда отношение синусов можно заменить отношением их аргументов

$$\lim_{\cos \varphi \rightarrow 0} f_n(\varphi) = \frac{\frac{nm d}{2} \cos \varphi}{\frac{md}{2} \cos \varphi} = n. \quad (25)$$

Полученный результат показывает, что в рассматриваемом направлении напряжённость поля в  $n$  раз больше, чем напряжённость поля от одного вибратора. Так и должно быть, поскольку в этом направлении напряжённости от всех вибраторов складываются с одинаковой фазой.

Поставим теперь себе задачей найти направления, в которых излучение отсутствует (нули характеристики направленности). Функция  $f_n(\varphi)$  будет равна нулю, очевидно, тогда, когда её числитель будет равен нулю, т. е., когда

$$\sin\left(\frac{n}{2} md \cos \varphi\right) = 0. \quad (26)$$

Решая это уравнение относительно  $\varphi$ , найдём углы, соответствующие направлениям нулевого излучения

$$\frac{nm d}{2} \cos \varphi_0 = k\pi,$$

где  $k=1, 2, 3, \dots$

Так как  $m = \frac{2\pi}{\lambda}$ , то  $\frac{nd}{\lambda} \cos \varphi_0 = k$

и

$$\cos \varphi_0 = \frac{k\lambda}{nd}. \quad (27)$$

Определив из этого уравнения углы  $\varphi_0$ , можем построить направления нулевого излучения (направления  $OA$ ,  $OB$  и  $OC$  на рис. III. 8. 9). Общее число нулевых направлений в одном квадранте найдётся из неравенства

$$\frac{k\lambda}{nd} \leq 1, \quad (28)$$

так как косинус не может быть больше единицы. Отсюда имеем

$$k \leq \frac{nd}{\lambda}; \quad (29)$$

иначе говоря, число нулевых направлений (а следовательно, и лепестков характеристики) растёт вместе с увеличением протяжённости антенны  $nd$  и определяется величиной этой протяжённости по сравнению с волной.

Между каждыми двумя нулевыми направлениями заключён лепесток характеристики, имеющий свой максимум. Приближённое значение углов, под которыми лежат эти максимумы, и затем их величину можно найти следующим образом. Замечая, что при

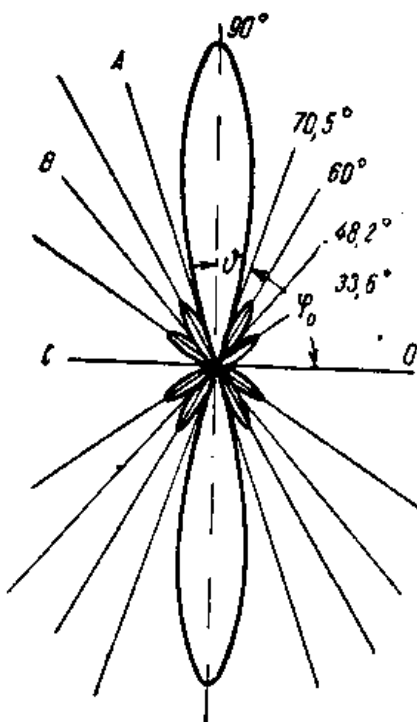


Рис. III. 8. 9. Характеристика направленности симфазной системы из 6 вибраторов, разнесенных  $\frac{\lambda}{2}$  на полволны.

небольших  $d$  в районе побочных максимумов знаменатель при изменении  $\varphi$  меняется медленно по сравнению с числителем, будем считать его постоянным. Тогда, очевидно, максимум будет иметь место при угле  $\varphi$ , при котором числитель приобретает наибольшее возможное абсолютное значение, т. е. равен  $\pm 1$ , или

$$\sin\left(\frac{nm d}{2} \cos \varphi_m\right) = \pm 1. \quad (30)$$

Отсюда

$$\frac{nm d}{2} \cos \varphi_m = \frac{2\kappa + 1}{2} \pi$$

и  $\cos \varphi_m = \frac{2\kappa + 1}{2} \frac{\lambda}{nd}$ , где  $\kappa = 1, 2, 3, \dots$  (31)

Это уравнение определяет направления побочных максимумов. Величина побочного максимума будет

$$f(\varphi_m) = \frac{\sin\left(\frac{nm d}{2} \cos \varphi_m\right)}{\sin\left(\frac{md}{2} \cos \varphi_m\right)} = \frac{\pm 1}{\sin\left(\frac{2\kappa + 1}{n} \cdot \frac{\pi}{2}\right)}. \quad (32)$$

Отсюда, между прочим, заключаем, что побочный максимум не может быть меньше значения поля, создаваемого одним вибратором при том же токе (меньше единицы), так как знаменатель всегда не превышает единицы.

В заключение рассмотрим вопрос о ширине основного лепестка характеристики, определяемого направлением  $\varphi = 90^\circ$ . Угол раствора этого лепестка, как видно из рис. III. 8. 9, зависит от угла  $\varphi_0$ , определяющего направление нулевого излучения, ближайшее к  $90^\circ$ . Обозначим угол раствора основного максимума через  $2\vartheta$ . Тогда

$$\sin \vartheta = \cos \varphi_0 = \frac{\lambda}{nd}. \quad (33)$$

Угол раствора, следовательно, будет тем меньше, чем больше будет протяжённость антенны по сравнению с волной. При очень больших протяжённостях можно положить  $\sin \vartheta \approx \vartheta$  и тогда

$$2\vartheta \approx \frac{2\lambda}{nd}. \quad (34)$$

Все приведённые выше соображения мы относим к одному квадранту. Однако, нетрудно распространить их и на другие квадранты и убедиться, что получающаяся кривая симметрична как по отношению к вертикальной, так и к горизонтальной оси. Пример полной характеристики направленности можно видеть на рис. III. 8. 9.

Приведённый нами анализ даёт возможность установить для характеристик синфазных рядов следующие правила:

1. Главный максимум перпендикулярен линии вибраторов и соответствует  $n$ -кратному увеличению напряжённости поля по сравнению с полем одного вибратора.

2. Угол раствора главного максимума тем меньше, чем больше длина ряда по сравнению с волной.

3. Число побочных максимумов возрастает с увеличением длины ряда. Число разделяющих их нулевых направлений в одном квадранте определяется неравенством  $\kappa < \frac{nd}{\lambda}$ .

4. Побочные максимумы уменьшаются по мере удаления от главного, но не могут быть меньше  $\frac{1}{n}$  его величины.

5. Характеристика направленности синфазного ряда симметрична относительно направлений  $0^\circ$  и  $90^\circ$ .

Для построения такой кривой полезно придерживаться следующих правил:

1. Определяем направления нулевого излучения по выражению (27).

2. Определяем положения побочных максимумов и их величину по выражениям (31) и (32).

3. Определяем величину главного максимума и подсчитываем по ф-ле (24) ряд точек, позволяющих уточнить очертания главного лепестка. Для этого берём несколько значений  $\varphi$  в пределах от  $90^\circ$  до ближайшего минимума.

4. Полученные данные сводим в таблицу и строим кривую.

Для примера мы приводим расчётную таблицу для ряда из шести вибраторов, расположенных на расстоянии полволны один от другого. На рис. III. 8. 9 изображена построенная по этим данным характеристика направленности.

Таблица I

$\varphi$	$\cos \varphi$	$3\pi \cos \varphi$	$\sin(3\pi \cos \varphi)$	$\frac{\pi}{2} \cos \varphi$	$\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)$	$f(\varphi)$
$90^\circ$	0	0		0	0	6,00
$85^\circ$	0,087	$57^\circ$	0,731	$7,8^\circ$	0,136	5,40
$80^\circ$	0,171	$94^\circ$	0,998	$15,7^\circ$	0,270	4,06
$75^\circ$	0,259	$140^\circ$	0,643	$22,4^\circ$	0,381	1,68
$70,5^\circ$	$2/6$	$180^\circ$	0	—	—	0
$60^\circ$	$3/6$	$270^\circ$	-1	$45^\circ$	0,707	-1,41
$48,2^\circ$	$4/6$	$360^\circ$	0	—	—	0
$33,6^\circ$	$5/6$	$450^\circ$	1	$75^\circ$	0,966	1,03
0	1	$540^\circ$	0	—	—	0

Всё сказанное до сих пор относится к характеристике направленности в экваториальной плоскости составляющих систему вибраторов.

Переходя к пространственной характеристике направленности,

мы должны воспользоваться выражением (22): полагая в нём  $\psi=0$ , получим

$$f(\varphi, \theta) = F_1(\theta) \frac{\sin\left(\frac{n}{2} md \sin \theta \cos \varphi\right)}{\sin\left(\frac{1}{2} md \sin \theta \cos \varphi\right)}. \quad (35)$$

Чтобы перейти к нормированной характеристике, нам, очевидно, надо правую часть поделить на  $n$ . Тогда величина главного максимума будет равна единице и мы получим

$$F(\varphi, \theta) = F_1(\theta) \frac{\left(\sin \frac{nmd}{2} \sin \theta \cos \varphi\right)}{n \sin\left(\frac{md}{2} \sin \theta \cos \varphi\right)}. \quad (36)$$

Характеристика направленности единичного излучателя, очевидно, должна иметь максимум излучения в направлении, совпадающем с таковым для максимума системы. Иначе говоря, наибольшее излучение отдельный вибратор должен давать в экваториальной плоскости. Беря в качестве такого излучателя симметричный электрический вибратор надлежащих размеров, мы по выражению (III. 3. 15) можем написать

$$F_1(\theta) = \frac{1}{1 - \cos ml} \frac{\cos(ml \cos \theta) - \cos ml}{\sin \theta}, \quad (37)$$

откуда для системы, составленной из симметричных вибраторов длиной  $2l$ , имеющих максимум излучения в экваториальной плоскости, будем иметь следующую нормированную пространственную характеристику направленности

$$F(\varphi, \theta) = \frac{1}{n(1 - \cos ml)} \frac{\cos(ml \cos \theta) - \cos ml}{\sin \theta} \frac{\sin\left(\frac{nmd}{2} \sin \theta \cos \varphi\right)}{\sin\left(\frac{md}{2} \sin \theta \cos \varphi\right)} \quad (38)$$

Нормированная характеристика в экваториальной плоскости при  $\theta=90^\circ$  будет иметь вид

$$F(\hat{\varphi}, 90^\circ) = \frac{\sin\left(\frac{nmd}{2} \cos \varphi\right)}{n \sin\left(\frac{md}{2} \cos \varphi\right)}. \quad (39)$$

На этом мы закончим изучение направленных свойств синфазного ряда.

### Л и н е й н а я с и с т е м а и з н а п р а в л е н н ы х и з л у ч а т е л е й

В рассмотренных до сих пор системах характеристика направленности отдельного излучателя давалась выражением  $F(\theta)$ , в котором отсутствовал угол  $\varphi$ . Это указывало на то, что поле излу-

чателю от угла  $\varphi$  не зависит, т. е., что в плоскостях, перпендикулярных его оси, излучение является ненаправленным. Рассмотрим теперь общий случай, когда пространственная характеристика единичного излучателя зависит от обоих углов  $\theta$  и  $\varphi$  и когда, в частности, в экваториальной плоскости (при  $\theta=90^\circ$ ), отдельный излучатель уже не является ненаправленным. Примером такого излучателя может быть симметричный вибратор, наклонённый к линии ряда вибраторов, или же сложный вибратор, состоящий из нескольких излучателей: так, каждый отдельный элемент может состоять из двух вибраторов, выполняющих роли антенны и рефлектора и обеспечивающих преимущественное излучение в одном направлении.

Предположим, что характеристика направленности каждого отдельного элемента задана выражением  $F_1(\varphi, \theta)$ . Заметим, что система из  $n$  воображаемых абсолютно ненаправленных излучателей в соответствии с выражением (21) должна иметь вид

$$F_n(\varphi, \theta) = C \frac{\sin \frac{n}{2} (md \sin \theta \cos \varphi - \psi)}{\sin \frac{1}{2} (md \sin \theta \cos \varphi - \psi)}, \quad (40)$$

где  $C$  — нормирующий множитель. Возьмём некоторое направление, определяемое углами  $\varphi_1$  и  $\theta_1$ ; ему будет соответствовать определённое значение характеристики  $F_n(\varphi_1, \theta_1)$ . Если теперь на место ненаправленных мы поставим направленные *идентичные и идентично ориентированные* излучатели, то поле в направлении, определяемом углами  $\varphi_1$  и  $\theta_1$ , создаваемое каждым вибратором, уменьшится в одно и то же число раз, определяемое дробью  $F_1(\varphi_1, \theta_1)$ .

Таким образом, значение результирующей характеристики направленности  $f(\varphi, \theta)$  для рассматриваемой системы и данного направления будет

$$f(\varphi_1, \theta_1) = F_1(\varphi_1, \theta_1) F_n(\varphi_1, \theta_1).$$

Это рассуждение может быть повторено для любого направления и, следовательно, опуская индексы, получим следующее весьма важное соотношение

$$f(\varphi, \theta) = F_1(\varphi, \theta) F_n(\varphi, \theta). \quad (41)$$

Таким образом, характеристика направленности линейной системы из  $n$  идентичных и одинаково ориентированных излучателей есть произведение, состоящее из:

- 1) характеристики одиночного излучателя и
- 2) характеристики системы из  $n$  ненаправленных излучателей.

Сформулированное нами положение, имеющее весьма общий характер, широко применяется при инженерных расчётах. Обычно эти расчёты проводятся для того, чтобы получить характеристику направленности в определённой интересующей нас плоскости. Очень

часто оказывается возможным сложную антенную систему представить как ряд (систему) сложных излучателей, из которых каждый сам по себе является системой излучателей и т. д. В таком случае характеристика антенны явится произведением первичной, вторичной и следующих характеристик. Как это делается, покажем на примерах.

### Пример 1. Направленное действие гармонических проводов

Гармоническим проводом мы будем называть провод, распределение тока в котором может быть представлено в виде непрерывной синусоиды с целым числом полуволн (рис. III. 8. 10).

Число этих полуволн является номером гармоники. Заметим попутно, что нечётные гармонические провода являются симметричными вибраторами.

Провод, работающий  $n$ -й гармоникой, можно рассматривать как линейную систему из  $n$  переменнo-фазных вибраторов, каждый длиной в полволны (рис. III. 8. 10). При этом оси вибраторов и ось системы совпадают. Характеристика полуволнового излучателя для плоскости чертежа дана выражением (III. 3. 16):

$$F_1(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi}.$$

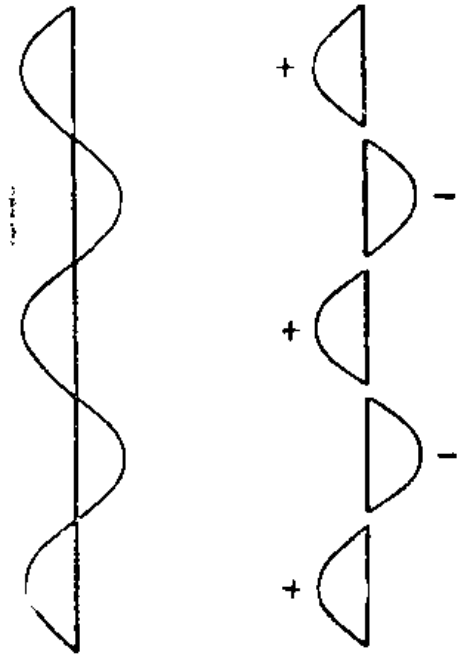


Рис. III. 8. 10. Схема провода, работающего пятой гармоникой.

Характеристику переменнo-фазного ряда найдём из выражения (15), полагая,  $d = \frac{\lambda}{2}$  и  $\psi = \pi$

$$f_n(\varphi) = \frac{\sin \frac{n}{2} \left( \frac{m\lambda}{2} \cos \varphi - \pi \right)}{\sin \left( \frac{m\lambda}{4} \cos \varphi - \frac{\pi}{2} \right)} = \frac{\sin \left( n \frac{\pi}{2} - n \frac{\pi}{2} \cos \varphi \right)}{\cos \left( \frac{\pi}{2} \cos \varphi \right)}. \quad (42)$$

Произведение этих характеристик даёт

$$f(\varphi) = F_1(\varphi) f_n(\varphi) = \frac{\sin \frac{n\pi}{2} (1 - \cos \varphi)}{\sin \varphi} = \frac{\sin \left( n \pi \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right)}{\sin \varphi}. \quad (43)$$

Для нечётных гармоник

$$\sin \left( n \frac{\pi}{2} - n \frac{\pi}{2} \cos \varphi \right) = \pm \cos \left( n \frac{\pi}{2} \cos \varphi \right).$$

Для чётных гармоник

$$\sin\left(n \frac{\pi}{2} - n \frac{\pi}{2} \cos \varphi\right) = \pm \sin\left(n \frac{\pi}{2} \cos \varphi\right).$$

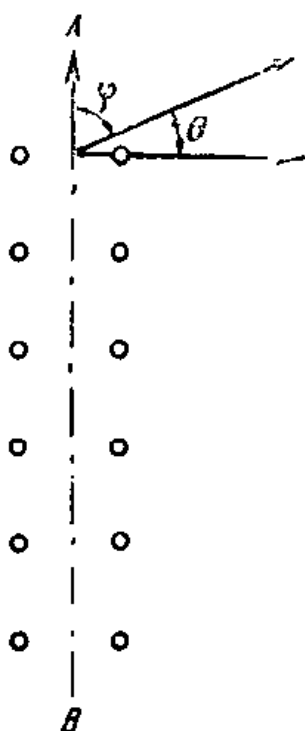
Поэтому выражение (43) для частных случаев ещё более упрощается. Пренебрегая знаками, можем написать для нечётных гармоник

$$F(\varphi) = \frac{\cos\left(n \frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi} \quad (44)$$

для чётных гармоник

$$F(\varphi) = \frac{\sin\left(n \frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi}. \quad (45)$$

Пример характеристики направленности гармонического провода можно видеть на рис. VII. 3. 17 (гл. VII).



Заметим, что пространственная характеристика будет представлять собой поверхность вращения, образуемую вращением полученной плоской характеристики вокруг оси провода.

#### Пример 2. Синфазная антенна с рефлектором

Схема антенны дана на рис. III. 8. 11. Примем за ось системы прямую  $AB$ , проходящую по середине между двумя рядами вибраторов. За первичный излучатель примем систему из одного вибратора антенны и соответствующего вибратора рефлектора. Угол с осью этой вторичной системы обозначим через  $\theta$ , угол с осью  $AB$  основной (первичной) системы через  $\varphi$ . Очевидно  $\varphi + \theta = 90^\circ$ .

Характеристика одиночного излучателя будет (см. выражение 19)

$$\begin{aligned} F_1'(\theta) &= \cos \frac{\pi}{4} (\cos \theta - 1) = \\ &= \cos \frac{\pi}{4} (\sin \varphi - 1) = F_1(\varphi). \end{aligned}$$

Рис. III. 8. 11. К расчёту характеристики направленности синфазной антенны с рефлектором.

Характеристика синфазной системы будет

$$F_n(\varphi) = \frac{\sin \frac{n}{2} (md \cos \varphi)}{n \sin \frac{1}{2} (md \cos \varphi)}.$$



Результирующая характеристика будет

$$F(\varphi) = F_1(\varphi) F_n(\varphi) = \frac{\cos \frac{\pi}{4} (\sin \varphi - 1)}{n} \frac{\sin \frac{n}{2} (md \cos \varphi)}{\sin \frac{1}{2} (md \cos \varphi)}. \quad (46)$$

Заметим, что ту же самую систему мы могли бы представить несколько иначе. Мы могли бы принять за первичный излучатель ряд вибраторов, а систему считать состоящей из двух таких излучателей, расположенных на расстоянии  $\frac{\lambda}{4}$  и имеющих сдвиг фаз  $90^\circ$ .

Тогда

$$F_1(\theta) = \frac{\sin \frac{n}{2} (md \sin \theta)}{n \sin \frac{1}{2} (md \sin \theta)}$$

$$F_n(\theta) = \cos \frac{\pi}{4} (\cos \theta - 1).$$

Разница по сравнению с предыдущим лишь в том, что отсчёт углов теперь ведётся от другого направления.

### О построении антенны по заданной характеристике направленности

Полученные нами результаты позволяют ориентироваться в способах получения некоторой наперёд заданной характеристики направленности. Обычно перед направленной антенной ставится требование концентрировать излучение энергии в определённом направлении. Мы знаем теперь, что для получения острой характеристики в определённой плоскости нужно взять ряд синфазных излучателей, расположенный перпендикулярно этой плоскости. Чем длиннее будет ряд, тем сильнее будет концентрация энергии вдоль плоскости. Если мы хотим иметь излучение лишь по одну сторону от ряда, надо к нему добавить рефлектор — такой же ряд со сдвигом фаз токов, зависящим от расстояния между ним и антенной.

Чтобы сконцентрировать излучение в определённом направлении, лежащем в указанной плоскости, надо взять несколько таких же рядов, расположив плоскость образуемой ими антенны перпендикулярно этому направлению. Чем больше будет взято рядов (чем больше будет плоскость антенны), тем сильнее будет концентрация.

Возникает, однако, вопрос, является ли такой способ получения острой направленности единственным. В частности, большой практический интерес представляет вопрос о том, нельзя ли получить ту же концентрацию излучения при меньших размерах антенны. Иначе говоря, ставится задача о рациональном построении антенны по заданной характеристике направленности.

Вопрос этот рассматривался Вольфом<sup>1)</sup> и автором этой книги<sup>2)</sup>, однако, он далёк от исчерпывающего разрешения.

Покажем на примере линейной антенной системы, какие возможности и трудности выявляются при попытках построить малогабаритную антенну с заданной характеристикой направленности.

Пусть у нас имеется ряд одинаковых вибраторов (рис. III. 8. 12), ненаправленных в плоскости чертежа. Возьмём один из крайних вибраторов  $O$  и примем его за начальный. Рассмотрим поле, создаваемое  $k$ -м вибратором ряда  $E_k$ . Пусть расстояние этого вибратора от начального равно  $d_k$ , ток в нём  $I_k$  отстаёт по фазе на угол  $\psi_k$  от начального. Тогда, если расстояние начального вибратора до удалённой точки  $M$ , лежащей под углом  $\varphi$  к оси ряда, обозначить через  $r$ , поле в этой точке от  $k$ -го вибратора будет

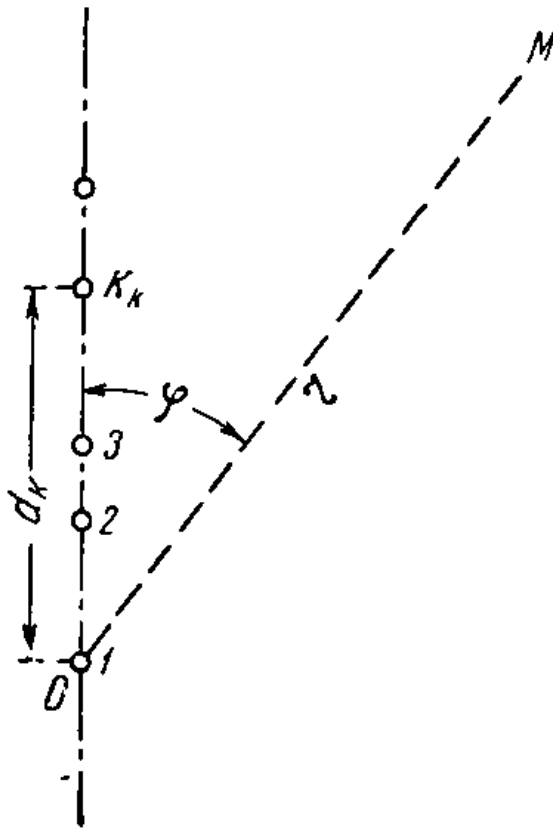


Рис. III. 8. 12. К определению поля, создаваемого линейной системой.

$$\dot{E}_k = \frac{30 m h_e I_k}{r} e^{-j(mr - md_k \cos \varphi + \psi_k)} \quad (47)$$

Вспользуемся разложением (через бесселевы функции)

$$e^{jx \cos \varphi} = J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos 2n\varphi + j 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(x) \sin (2n+1)\varphi. \quad (48)$$

Для  $E_k$  мы получим

$$\begin{aligned} \dot{E}_k = \frac{30 m h_e}{r} e^{-jmr} I_k e^{-j\psi_k} [ & J_0(md_k) + 2 J_2(md_k) \cos 2\varphi + \dots \\ & + j 2 J_1(md_k) \sin \varphi + j 2 J_3(md_k) \sin 3\varphi + \dots ], \end{aligned}$$

а если просуммируем напряжённость поля от всех вибраторов ряда, то получим

$$\begin{aligned} \dot{E} = \frac{30 m h_e}{r} e^{-jmr} ( & A_0 + A_2 \cos 2\varphi + A_4 \cos 4\varphi + \dots \quad (49) \\ & + B_1 \sin \varphi + B_3 \sin 3\varphi + \dots ), \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> Irving Wolff. Proc. IRE, vol, 25, № 5 May 1937.

<sup>2)</sup> ИЭСТ № 1 за 1939 г., стр. 9—19.

где

$$\begin{aligned}
 A_0 &= \sum_{k=1}^n I_k e^{-j\psi_k} J_0(md_k) \\
 A_{2p} &= 2 \sum_{k=1}^n I_k e^{-j\psi_k} J_{2p}(md_k) \\
 B_{2p+1} &= 2j \sum_{k=1}^n I_k e^{-j\psi_k} J_{2p+1}(md_k).
 \end{aligned}
 \tag{50}$$

Полученное выражение представляет собой напряжённость поля антенны в виде неполного ряда Фурье, коэффициенты которого  $A_0, A_2, A_4, \dots, B_1, B_3$  и т. д. определяются следующими тремя параметрами, характеризующими каждый из входящих в систему вибраторов: силой тока  $I_k$ , сдвигом фаз (по отношению к начальному вибратору)  $\psi_k$  и расстоянием до начального вибратора  $d_k$ . Пусть характеристика направленности задана нам в виде ряда Фурье, аналогичного указанному. Нам, следовательно, известны коэффициенты  $A$  и  $B$  ряда. Имея  $n$  вибраторов, характеризуемых тремя параметрами, мы можем составить  $3n$  уравнений, используя значения вещественной и мнимой части  $3n$  коэффициентов ряда.

Так как решать систему уравнений, в которых неизвестные входят в качестве аргумента бесселевой функции, затруднительно, расстояниями  $d_k$  приходится задаваться. Число уравнений при этом сокращается до  $2n$ .

На рис. III. 8. 13 приведены две характеристики направленности, вычисленные для системы из пяти вибраторов, расположение кото-

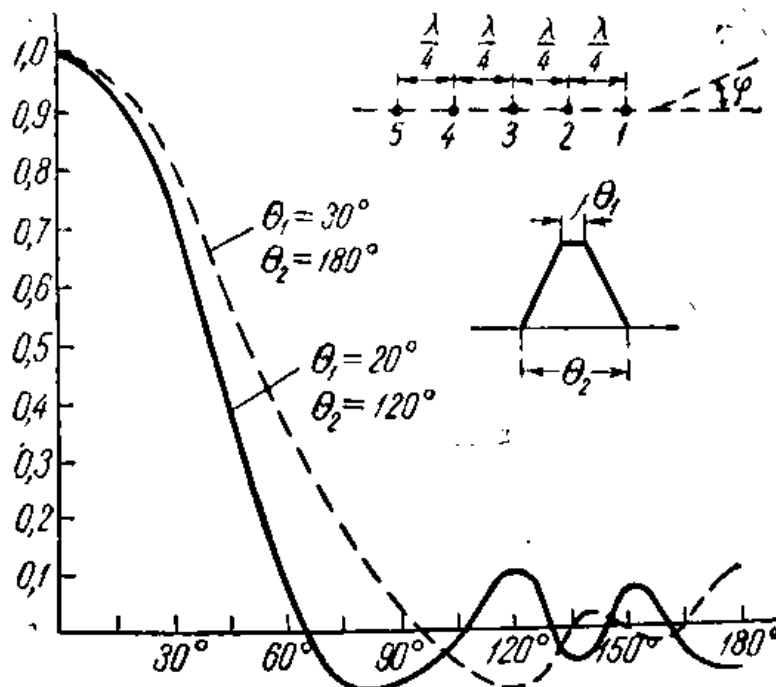


Рис. III. 8. 13. Две характеристики направленности, которые могут быть получены от антенны из 5 вибраторов, разнесённых на  $1/4$  волны. Данные токов в вибраторах приведены в табл. II. Желаемая характеристика задана в виде трапеции.

рых показано там же. Кривые были заданы в прямоугольных координатах трапециями с основаниями  $30$  и  $180^\circ$  в одном случае и  $20$  и  $120^\circ$  — в другом. Соотношения амплитуд токов и их фазы приводятся в табл. 2. В этой системе за начальный вибратор принят средний; поэтому его фазовый угол  $\psi_k = 0$ .

Таблица 2

№ вибратора	$30-180^\circ$		$20-120^\circ$	
	$I_k$	$\psi_k$	$I_k$	$\psi_k$
1	0,324	$+ 132^\circ 30'$	1,42	$- 31^\circ 50'$
2	0,697	$- 92^\circ 30'$	3,53	$+ 156^\circ 20'$
3	0,550	$0^\circ$	4,16	$0^\circ$
4	0,697	$+ 92^\circ 30'$	3,53	$- 156^\circ 20'$
5	0,324	$- 132^\circ 30'$	1,42	$+ 31^\circ 50'$

Из рассмотренного примера мы видим, что характеристики направленности, осуществимые помощью линейной системы, должны иметь вид ряда (49).

Таким образом, возможности линейной системы ограничены. Более совершенной в этом отношении является плоскостная система, в которой вибраторы распределены определённым образом на некотором участке плоскости.

Практика расчётов по намеченному здесь методу показывает, что построить антенну с острой характеристикой направленности, лишённой лепестков, затруднительно. Слишком медленно сходится ряд Фурье и слишком много нужно вибраторов для того, чтобы воспроизвести достаточное количество его членов. Поэтому на практике предпочитают мириться с лепестками и подбирать антенну путём проб.

Разобранный метод построения направленных антенн позволяет ответить на вопрос: можно ли получить острую направленность при небольших (относительно длины волны) антеннах? Как только что указывалось, для получения острой направленности придётся взять большое число вибраторов, чтобы воспроизвести достаточное число членов ряда. В уравнение войдут бесселевы функции высоких порядков от малых аргументов, так как размеры антенны малы. Такие функции будут иметь численные значения, близкие к нулю. Коэффициенты при неизвестных в уравнениях будут, следовательно, очень малы по сравнению со свободным членом  $A_{2p}, B_{2p+1}$ . В результате мы получим токи с очень большими амплитудами и резкими сдвигами фаз. Отсюда следует, что остро направленная характеристика может быть получена и при малых размерах антенны, но:

1) действующая высота такой антенны будет ничтожна (на это указывают большие значения токов, требуемые для получения заданной напряжённости поля) и

2) характеристика будет неустойчивой, так как создаваемое антенной поле будет являться результатом разностного действия огромных токов в вибраторах; малейшее изменение амплитуды или фазы тока в одном из вибраторов вызовет искажение характеристики направленности.

Сказанное до известной степени иллюстрируется приведёнными выше кривыми направленности антенны (рис. III. 8. 13) и данными таблицы. Мы видим, что с увеличением остроты характеристики токи в вибраторах должны быть взяты бóльшими по сравнению с предыдущим случаем ( $\theta_1 = 30^\circ$ ,  $\theta_2 = 180^\circ$ ); при этом сдвиг фаз между токами в соседних вибраторах становится близким к  $180^\circ$ .

Для увеличения устойчивости направленного излучения малогабаритные антенны должны делаться весьма жёсткими и в механическом и в электрическом отношениях, что связано с усложнением и удорожанием антенн. Кроме того, малая действующая высота означает и малое сопротивление излучения, а следовательно, и невысокий КПД антенны. Вот почему применение малогабаритных направленных антенн может быть оправдано лишь в немногих случаях. Тем не менее, пользуясь изложенным здесь методом, можно добиться значительного сокращения размеров антенн по сравнению с ныне применяемыми при сохранении той же направленности.

В заключение этого раздела заметим, что в Америке за последние годы получили распространение механические и электромеханические способы расчёта и построения характеристик направленности антенн<sup>1)</sup>. Соответствующие приборы позволяют, задав отдельные параметры составляющих антенну вибраторов (их расположение, амплитуды и фазы токов), получить характеристику в виде кривой, вычерчиваемой на бумажном диске с нанесённой на нём градусной сеткой при его вращении. В основном указанные приборы приспособлены для исследования систем из трёх вибраторов, получивших значительное распространение в качестве направленных антенн радиовещательного диапазона.

## 9. Комплексные сопротивления системы излучателей

В этом разделе мы будем заниматься вопросом о сопротивлении на клеммах вибраторов, входящих в систему излучателей. Знание этих сопротивлений необходимо для расчёта и осуществления такого питания входящих в систему вибраторов, при котором обеспечивается определённое соотношение амплитуд и фаз токов в них, необходимое для получения желаемой характеристики направленности. Очевидно, что сопротивление на клеммах того или иного излучателя в системе, под влиянием токов в соседних вибраторах, будет отлично от сопротивления излучателя, работающего отдельно.

<sup>1)</sup> См. например Hutton and Pierce. Proc. IRE, vol 30, pp. 233—237. May (1942).

Несколько влияющих друг на друга излучателей можно рассматривать как связанные электрические системы. При этом под излучателем можно понимать не только простой симметричный вибратор, но и более сложный излучатель, каковыми, например, являются в сложной антенне рефлектор и собственно антенна (радиатор).

Предположим, что у нас имеется несколько связанных излучателей, например, три. Тогда, обозначая через  $U_k$  и  $I_k$  напряжение и ток на клеммах  $k$ -го излучателя можем написать:

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 &= \dot{I}_1 Z_{11} + \dot{I}_2 Z_{12} + \dot{I}_3 Z_{13} \\ \dot{U}_2 &= \dot{I}_1 Z_{21} + \dot{I}_2 Z_{22} + \dot{I}_3 Z_{23} \\ \dot{U}_3 &= \dot{I}_1 Z_{31} + \dot{I}_2 Z_{32} + \dot{I}_3 Z_{33} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $Z_k$  — сопротивление на клеммах  $k$ -го вибратора, взятого отдельно,  $Z_{ik}$  — взаимное сопротивление между двумя вибраторами  $i$  и  $k$ ; при этом  $Z_{ik} = Z_{ki}$  (как то следует из теории пассивных четырёхполюсников).

Нас интересует величина сопротивления на клеммах какого-либо излучателя, например первого, в нормальных условиях работы всей системы. Разделив первое из равенств (1) на  $I_1$ , получим

$$Z_{1\text{св}} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1} = Z_{11} + \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} Z_{12} + \frac{\dot{I}_3}{\dot{I}_1} Z_{13}, \quad (2)$$

т. е. сопротивление на клеммах составляется из сопротивления собственно излучателя  $Z_{11}$  и сопротивлений, вносимых токами другими излучателями

$$Z_{\text{св}} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} Z_{12} + \frac{\dot{I}_3}{\dot{I}_1} Z_{13} + \dots \quad (3)$$

Величина сопротивления, вносимого каждым излучателем, зависит как от соответствующего взаимного сопротивления, так и равным образом от амплитуды и фазы тока в данном излучателе.

Например, если ток во втором вибраторе отстаёт по фазе на угол  $\varphi$  по сравнению с током первого и амплитуда его в  $p$  раз больше, чем у первого, то

$$\dot{I}_2 = p \dot{I}_1 e^{-j\varphi} \quad (4)$$

и, следовательно, сопротивление, вносимое вторым вибратором в первый, будет

$$\begin{aligned} Z_{\text{св}12} &= Z_{12} p e^{-j\varphi} = (r_{12} + jx_{12}) p e^{-j\varphi} = \\ &= p [r_{12} \cos \varphi + x_{12} \sin \varphi + j(x_{12} \cos \varphi - r_{12} \sin \varphi)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Как видим, величина вносимого сопротивления может изменяться в широких пределах в зависимости от амплитуды и фазы

вторичного тока; вообще говоря, она будет отличаться от величины взаимного сопротивления  $Z_{12}$  и лишь в частном случае, когда амплитуды и фазы токов  $I_1$  и  $I_2$  равны ( $p = 1$ ,  $\varphi = 0$ ), вносимое сопротивление будет равно взаимному.

Из сказанного следует, что для расчёта сопротивлений на клеммах простых или сложных излучателей, работающих совместно с другими, необходимо уметь находить взаимное сопротивление между парой излучателей. Эту задачу мы и постараемся решить применительно к симметричным вибраторам, образующим сложную направленную антенну. Зная взаимное сопротивление для пары вибраторов и амплитуды и фазы токов в них, мы по выражению (5) без труда сможем определить сопротивление, вносимое каждым вибратором в любой другой.

### Метод наводимых эдс

В современной расчётной практике вычисление взаимных сопротивлений в антенных системах производится методом наводимых электродвижущих сил.

Этот метод был предложен в 1922 г. независимо друг от друга Рожанским<sup>1)</sup> и Бриллюэном (Brillouin)<sup>2)</sup>, однако, своё практическое применение он получил лишь начиная с 1928 г. после работ Кляцкина<sup>3)</sup> и автора этой книги<sup>4)</sup>. Сущность его можно пояснить следующим образом.

Возьмём систему из двух каких-либо вибраторов, распределение тока в которых мы можем считать известным. Пусть, например, это будут два параллельных полуволновых вибратора (рис. III. 9. 1), токи в которых распределяются по синусоиде с пучностью посередине. Выделим в одном из вибраторов элемент  $dz$  и рассмотрим тангенциальную составляющую напряжённости электрического поля, действующего у поверхности вибратора. Она может быть разбита на 2 слагающие. Первая из них  $E_{z1}$  возникает под действием токов и зарядов на самом рассматриваемом проводе, вторая  $E_{z2}$  принадлежит полю, создаваемому токами и зарядами другого провода.

Из строгой теории симметричного вибратора нам известно, что в действительности в вибраторе устанавливается такое распределение тока, при котором тангенциальная составляющая  $E_z$  равна нулю. Таким образом, зная точно распределение тока в

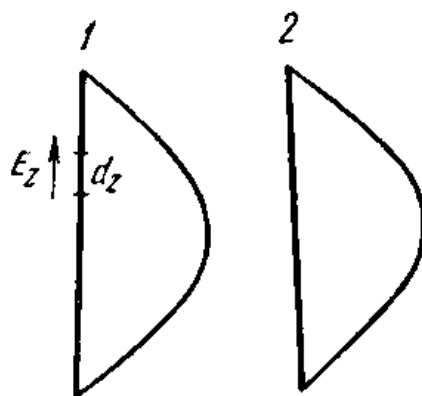


Рис. III. 9. 1. К пояснению сущности метода наводимых эдс.

<sup>1)</sup> Д. А. Рожанский. ТИТбп № 14 (1922).

<sup>2)</sup> L. Brillouin, Radioélectricité. Avril 1922, p. 147.

<sup>3)</sup> И. Г. Кляцкин. ТИТбп № 40, 33 (1927).

<sup>4)</sup> А. А. Пистолькорс. ТИТбп № 48, 333, № 50, 540, 546 (1923); № 52, 33 (1929).

уединённом вибраторе, мы получили бы, вычисляя  $E_{z1}$ , всюду нуль, кроме участка, где приложена эдс генератора. Интеграл  $E_{z1}$ , взятый по длине этого участка, дал бы нам эдс генератора с обратным знаком.

Из требования, чтобы тангенциальная составляющая электрического поля на поверхности идеального проводника равнялась нулю, вытекает, что под действием второго провода ток в первом должен несколько перераспределиться так, чтобы сумма  $E_{z1} + E_{z2}$  повсюду была равна нулю, кроме района действия эдс генератора.

Не зная точного распределения тока в вибраторе  $I$ , мы для суммарной  $E_z = E_{z1} + E_{z2}$  будем получать некоторую конечную величину, которая будет тем меньше (вне места приложения электродвижущей силы генератора), чем точнее принятое распределение тока в вибраторе  $I$  соответствует действительному. Подсчитаем эдс, наводимую на участке  $dz$ . Она равна

$$dU_z = E_z dz.$$

То же самое мы можем сделать для любого другого элемента  $dz$  первого провода и, таким образом, можем найти величину наводимых вдоль него элементарных электродвижущих сил как функцию координаты  $z$ .

Предположим теперь, что в каждом элементе включён генератор, создающий эдс  $-dU_z$ ; тем самым будет обеспечено равенство нулю тангенциальной составляющей поля и принятое распределение тока станет законным, а физическая картина — правильной. Мы можем тогда подсчитать мощность, затрачиваемую каждым элементарным генератором на излучение (так как других потерь энергии нет); она будет равна

$$dP_z = -I_z dU_z \cos \varphi, \quad (6)$$

где  $\varphi$  — угол сдвига фаз между током и электродвижущей силой элементарного генератора. Эта мощность будет точно соответствовать принятому распределению тока и, если это распределение будет близко к действительному, величина мощности излучения будет также близка к действительной.

Пользуясь описанным методом, мы можем найти мощность, излучаемую любым из вибраторов антенны, а зная эту мощность, подсчитать и активное сопротивление на его клеммах.

Помимо мощности излучения метод наводимых электродвижущих сил позволяет найти и реактивную мощность антенны или её отдельного элемента. Из теории электромагнитного поля известно <sup>1)</sup>, что эта мощность представляет собой умноженную на  $2\omega$  разность между средней магнитной энергией, запасаемой колеблющимся телом за полпериода и средней электрической энергией за то же время. В общем случае она может быть подсчитана с по-

<sup>1)</sup> Абрагам-Беккер. Теория электричества ГОНТИ НКТП, 1939 г., стр. 186.



мощью комплексного вектора Пойнтинга, учитывающего реактивные составляющие электрического и магнитного поля. В случае вибраторов эта мощность может быть вычислена и методом наводимых эдс; для этого надо просуммировать (проинтегрировать) элементарные реактивные мощности, расходуемые воображаемыми элементарными генераторами в каждом элементе  $dz$  антенны и равные

$$dP_{rz} = -I_z E_z dz \sin \varphi. \quad (7)$$

Зная реактивную мощность для вибратора, входящего в антенну, мы можем определить и реактивное сопротивление на его клеммах.

Так как фаза поля  $E_{z2}$ , создаваемого вторым проводом, в зависимости от фазы тока в нём может иметь различное значение, может случиться, что не только реактивная, но и активная слагающая наведённого сопротивления будет иметь отрицательный знак. Это значит, что под влиянием соседнего провода, мощность, расходуемая рассматриваемым вибратором на излучение при данном токе на клеммах, уменьшается.

Заканчивая на этом изложение сущности метода наводимых эдс, подчеркнём ещё раз, что он требует знания распределения тока в проводах. При заданном распределении тока он позволяет определить распределённую вдоль провода эдс (вместо концентрированной, соответствующей действительному распределению тока), необходимую для поддержания заданной кривой тока и затем, используя активную и реактивную составляющие этой эдс, позволяет найти излучаемую и реактивную мощность, а следовательно, и активное и реактивное сопротивление для каждого вибратора антенны.

В дальнейшем мы рассмотрим применение метода наводимых эдс к полуволновым вибраторам, являющимся первичными элементами основных антенн коротких и ультракоротких волн. Это не мешает нам в дальнейшем применять описанный метод и к вибраторам других типов.

### Взаимное сопротивление между двумя параллельными полуволновыми вибраторами

Применение метода наводимых эдс к расчёту взаимного сопротивления мы покажем на примере весьма простой системы из двух синфазных параллельных полуволновых линейных вибраторов, не сдвинутых по оси (рис. III. 9. 2) и отстоящих на расстояние  $d$  друг от друга.

Поместим начало координат в одном из концов вибратора 2 и направим ось  $z$  вдоль оси вибратора. Пусть кривая распределения тока в вибраторе 2 задана уравнением

$$I_z = I_2 \sin mz.$$

Поставим себе задачей найти эдс, наводимую этим вибратором вдоль провода 1 и ту добавочную реактивную и активную (излучаемую) мощность, которая вследствие этого расходуется в проводе 1. Токи в обоих вибраторах синфазны по условию; полагая, кроме того, амплитуды их одинаковыми, мы по величине комплексной мощности сможем найти взаимное сопротивление  $Z_{12}$ .

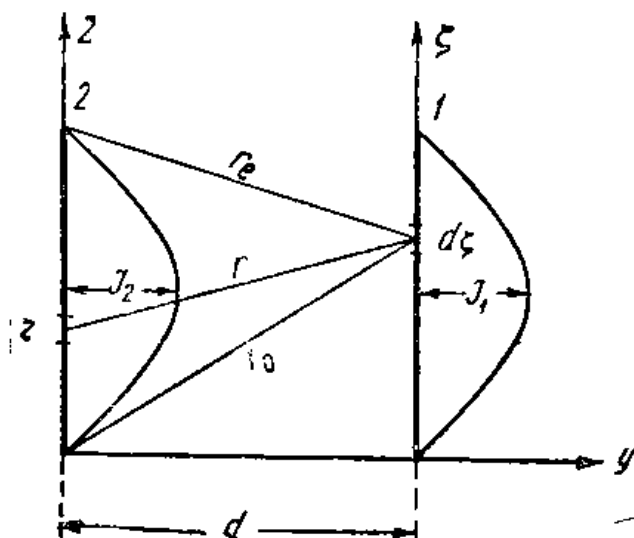


Рис. III. 9. 2. К расчёту взаимного сопротивления методом наводимых эдс.

Сближая затем оба вибратора до совпадения, мы получим в пределе мощность излучения и реактивную мощность от собственного тока вибратора, а следовательно, и его собственное комплексное сопротивление  $Z_{11}$ .

Результаты этих вычислений могут быть применены как к расчёту эквивалентных сопротивлений на клеммах работающих в системе вибраторов, так и к подсчёту мощности, излучаемой всей антенной или отдельными её частями.

Для подсчёта тангенциальной составляющей  $E_z$  в элементе  $dz$  провода 1 могут быть предложены несколько методов, излагаемых в курсах теории электромагнитного поля.

В нашем случае проще всего будет воспользоваться следующим выражением для напряжённости электрического поля

$$\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi - \mu \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (8)$$

Здесь  $\varphi$  — запаздывающий скалярный потенциал, определяемый зарядами, распределёнными вдоль провода и сосредоточенными на его концах. При линейном распределении зарядов

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_0^l Q_z \frac{e^{-jmr}}{r} dz. \quad (9)$$

Здесь  $Q_z$  — заряд на единицу длины в элементе  $dz$  провода,  $r$  — расстояние от точек провода до точки, в которой вычисляется напряжённость поля (точки наблюдения),  $l$  — длина прямолинейного провода.

$\mathbf{A}$  — векторный запаздывающий потенциал, определяемый токами в элементах провода

$$\mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} \int_0^l I_z \frac{e^{-jmr}}{r} dz. \quad (10)$$

Здесь  $I_z$  — ток в элементе  $dz$  провода. Остальные обозначения те же.

Подставляя заданное распределение тока, получим

$$\begin{aligned} -\mu \frac{\partial A}{\partial t} &= -j\omega \frac{\mu I_2}{4\pi} \int_0^l \sin mz \frac{e^{-jmr}}{r} dz = \\ &= -j30 I_2 m \int_0^l \sin mz \frac{e^{-jmr}}{r} dz, \end{aligned} \quad (11)$$

так как для пустоты  $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ .

Распределение заряда вдоль вибратора дано выражением (III. 2. 4). В нашем случае ( $ml = \frac{\pi}{2}$ ), учитывая иное положение начала координат,

$$z = j \frac{I_2}{c} \cos mz.$$

Сосредоточенных зарядов на концах полуволнового вибратора не имеется. Поэтому

$$\varphi = \frac{j I_2}{4\pi\epsilon c} \int_0^l \cos mz \frac{e^{-jmr}}{r} dz = j30 I_2 \int_0^l \cos mz \frac{e^{-jmr}}{r} dz.$$

Чтобы найти зависящую от  $\varphi$  составляющую  $E_\zeta$ , надо взять производную от  $\varphi$  по  $\zeta$

$$-\text{grad}_\zeta \varphi = -\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} = -j30 I_2 \frac{\partial}{\partial \zeta} \int_0^l \cos mz \frac{e^{-jmr}}{r} dz.$$

Замечая, что

$$r = \sqrt{d^2 + (z - \zeta)^2}$$

(см. рис. III. 9. 2), и что  $\zeta$  входит только в функцию сферической волны  $\frac{e^{-jmr}}{r}$ , мы можем написать

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} &= -j30 I_2 \int_0^l \cos mz \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{e^{-jmr}}{r} \right) dz = \\ &= j30 I_2 \int_0^l \cos mz \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{e^{-jmr}}{r} \right) dz, \end{aligned}$$

так как

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{e^{-jmr}}{r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{e^{-jmr}}{r} \right) \frac{\partial r}{\partial \zeta},$$

$$\frac{\partial r}{\partial \zeta} = -\frac{\partial r}{\partial z}.$$

Интегрируя по частям, найдём

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} = j 30 I_2 \left[ \cos mz \frac{e^{-jmr}}{r} \right]_{z=0}^{z=l} + j 30 I_2 m \int_0^l \sin mz \frac{e^{-jmr}}{r} dz. \quad (12)$$

Складывая (11) и (12) и подставляя  $z=l=\frac{\lambda}{2}$  и  $z=0$ , получим

$$E_{\zeta} = j 30 I_2 \left( \frac{e^{-jmr_l}}{r_l} + \frac{e^{-jmr_0}}{r_0} \right), \quad (13)$$

где

$$r_l = \sqrt{d^2 + (l - \zeta)^2},$$

$$r_0 = \sqrt{d^2 + \zeta^2}.$$

Мы нашли таким образом, тангенциальную составляющую электрического поля у поверхности вибратора 1, создаваемую током полуволнового вибратора 2<sup>1)</sup>. По условию токи в обоих вибраторах имеют одинаковую фазу. Выделяя вещественную и мнимую части, мы разобьём  $E_{\zeta}$  на активную составляющую

$$E_{\zeta x} = 30 I_2 \left( \frac{\sin mr_0}{r_0} + \frac{\sin mr_l}{r_l} \right) \quad (14)$$

и реактивную

$$E_{\zeta r} = 30 I_2 \left( \frac{\cos mr_0}{r_0} + \frac{\cos mr_l}{r_l} \right). \quad (15)$$

Эдс  $dE_{\zeta}$ , наводимая в элементе  $d\zeta$ , будет

$$dE_{\zeta} = (E_{\zeta x} + j E_{\zeta r}) d\zeta.$$

Воображаемый элементарный генератор, нейтрализующий эту эдс, будет расходовать активную излучаемую мощность (обусловленную наличием провода 2)

$$dP_{\Sigma d} = -I_{\zeta} E_{\zeta x} d\zeta$$

и реактивную

$$dP_{rd} = -I_{\zeta} E_{\zeta r} d\zeta.$$

Здесь  $I_{\zeta}$  — ток в элементе  $d\zeta$  вибратора, определяемый выражением

$$I_{\zeta} = I_1 \sin m\zeta.$$

<sup>1)</sup> Мы пренебрегаем радиусом провода по сравнению с расстоянием между вибраторами  $d$ .

Дополнительная активная мощность, расходуемая на излучение во всём вибраторе 1, будет

$$P_{\Sigma d} = - \int_0^{\frac{\lambda}{2}} I_{\zeta} E_{\zeta \Sigma} d\zeta =$$

$$= -30 I_1 I_2 \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \left( \frac{\sin m r_0}{r_0} + \frac{\sin m r_1}{r_1} \right) \sin m \zeta d\zeta. \quad (16)$$

Интеграл

$$\int_0^{\frac{\lambda}{2}} \frac{\sin m \zeta \sin m r_0}{r_0} d\zeta = \frac{1}{2} \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \frac{\cos m (r_0 - \zeta)}{r_0} d\zeta - \frac{1}{2} \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \frac{\cos m (r_0 + \zeta)}{r_0} d\zeta$$

может быть взят, если мы в первом из вновь полученных интегралов используем подстановку  $w = r_0 - \zeta$ , а во втором  $w = r_0 + \zeta$ .

Интеграл

$$\int \frac{\sin m \zeta \sin m r_1}{r_1} d\zeta$$

приводится к предыдущему подстановкой  $l - \zeta = u$ .

Результат выражается через интегральные косинусы и даёт <sup>1)</sup>

$$P_{\Sigma p} = 30 I_1 I_2 M,$$

где

$$M = 2\text{Ci } m d - \text{Ci } m \left( \sqrt{d^2 + \frac{\lambda^2}{4}} + \frac{\lambda}{2} \right) - \text{Ci } m \left( \sqrt{d^2 + \frac{\lambda^2}{4}} - \frac{\lambda}{2} \right). \quad (17)$$

Если токи в вибраторах равны  $P_{\Sigma d} = 30 I_0^2 M$  и величина  $r_{12} = R(d) = 30 M$  представляет собой активную слагающую взаимного сопротивления между синфазными проводами 1 и 2. Кривая активного взаимного сопротивления в зависимости от расстояния  $d$ , построенная В. В. Татариновым, показана на рис. III. 9. 3. Расстояние  $d$  выражено здесь в долях длины волны,  $r_{12}$  — в омах. Мы видим, что кривая имеет колебательный затухающий характер. С увеличением расстояния  $d$  действие параллельного вибратора ослабевает.

В зависимости от расстояния активное взаимное сопротивление может быть и положительным и отрицательным. В последнем случае мощность излучения от влияния соседнего вибратора уменьшается. Наибольшего отрицательного значения это сопротивление достигает при  $d = 0,67\lambda$ . Если влияющий провод находится близко ( $d < 0,33\lambda$ ), наводимое сопротивление имеет положительную величину, измеряется десятками омов и при сближении проводов стремится к некоторому пределу, который представляет собой сопротивление излучения вибратора 1 от собственного тока.

<sup>1)</sup> А. А. Пистолькорс, ТИТбп № 48 (1928).

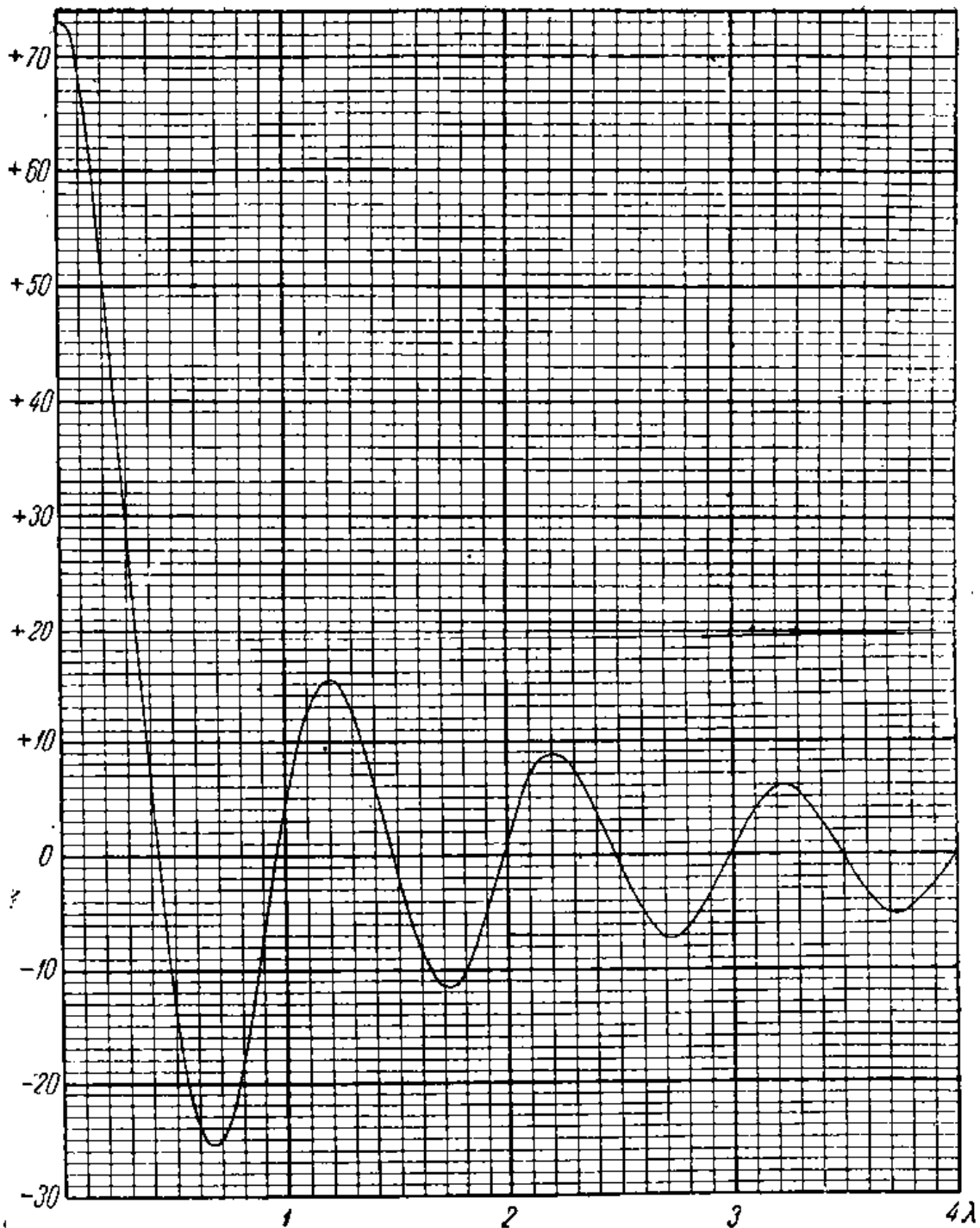


Рис. III. 9. 3. Кривая активной слагающей взаимного сопротивления  $R(d,0)$  между двумя параллельными полуволновыми вибраторами без сдвига по высоте ( $h=0$ ) в функции расстояния  $d$  между вибраторами.

Отыскивая предел выражения (17) при  $d=0^1$ ), найдём

$$r_{11} = R(0) = 30(E - \text{Ci } 2\pi + \ln 2\pi) = 73,1 \text{ ом}; \quad (18)$$

здесь  $E=0,577\dots$ —Эйлера постоянная. Полученная величина  $r_{11}$  совпадает с найденной ранее другим способом.

<sup>1)</sup> Для этого надо воспользоваться разложением.

$$\text{Ci } x = E + \ln x - \frac{x^2}{2 \cdot 2!} + \frac{x^4}{4 \cdot 4!} - \dots$$

Реактивная мощность в антенне может быть найдена аналогичным образом, если в выражении (16)  $\sin mr_0$  и  $\sin mr_1$  заменить

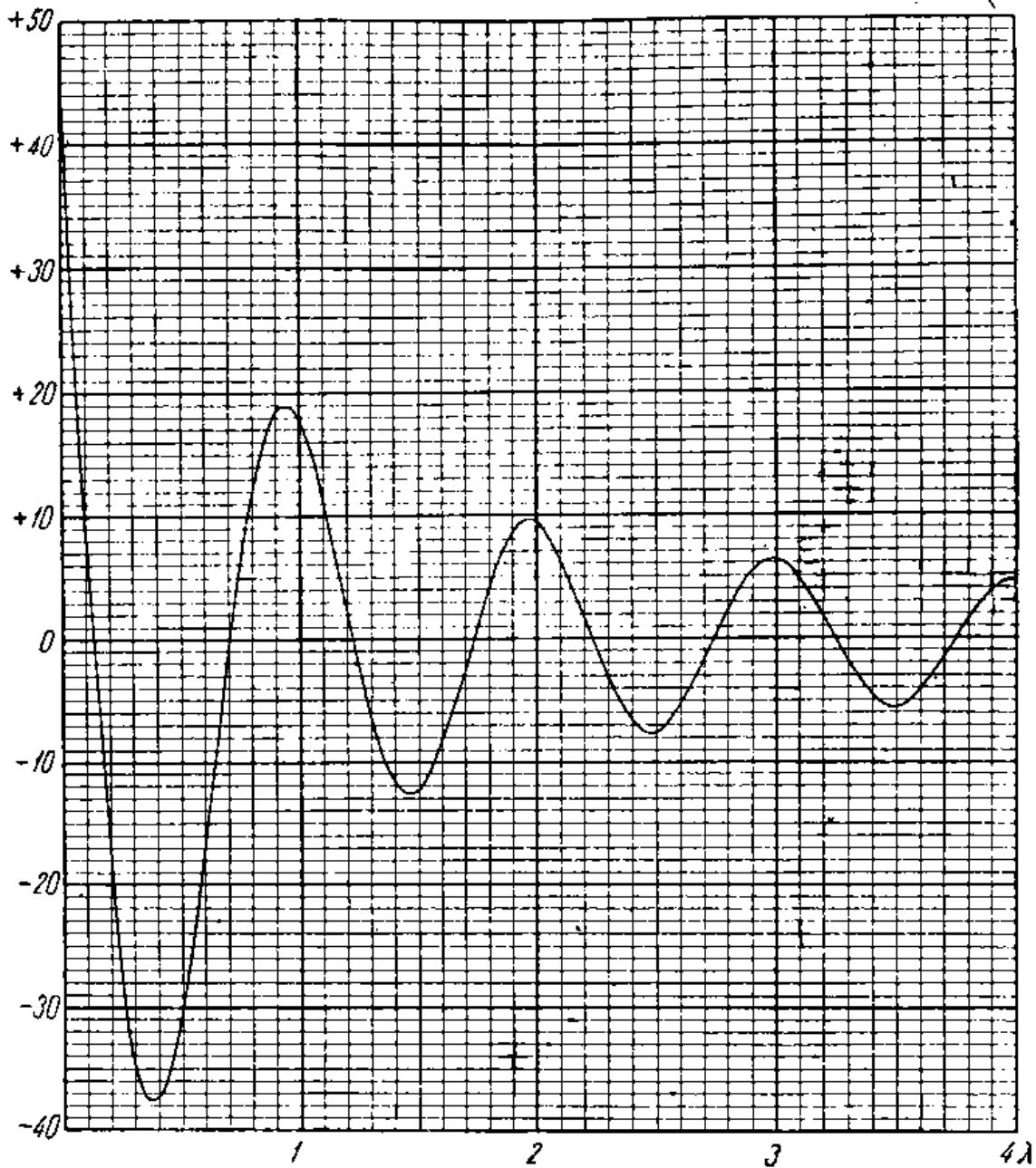


Рис. III. 9. 4. Кривая реактивной слагающей  $X(d,0)$  взаимного сопротивления между двумя полуволновыми вибраторами без сдвига по высоте ( $h=0$ ) в функции расстояния  $d$  между вибраторами.

на  $\cos mr_0$  и  $\cos mr_1$ . Полученный интеграл берётся с помощью тех же приёмов и выражается через интегральные синусы

$$x_{12} = X(d) = 30N, \text{ где } N = -2\text{Si}md + \\ + \text{Si}m\left(\sqrt{d^2 + \frac{\lambda^2}{4}} + \frac{\lambda}{2}\right) + \text{Si}m\left(\sqrt{d^2 + \frac{\lambda^2}{4}} - \frac{\lambda}{2}\right). \quad (19)$$

Кривая для  $x_{12}$  в зависимости от  $d$  приведена на рис. III. 9. 4. При  $d=0$   $x_{12}$  переходит в  $x_{11}$  для бесконечно тонкого идеально про-

водящего провода и принимает значение

$$x_{11} = 42,5 \text{ ом.}$$

Этот результат весьма знаменателен, поскольку он довольно близко подходит к результатам разд. 5. Правда, полученная цифра превышает цифры, найденные там для проводов конечных диаметров (30 ом при отношении диаметра к длине 1:7070). Её следует рассматривать как предел, к которому стремится собственное реактивное сопротивление полуволнового вибратора при беспредельном уменьшении его диаметра.

Таким образом, мы нашли для полуволновых вибраторов собственное сопротивление  $Z_{11} = 73,1 + j42,5 \text{ ом}$  и взаимное сопротивление  $Z_{12} = R(d) + jX(d)$ , выражаемое ф-лами (17) и (19) или графиками рис. III. 9. 3 и 4.

Применим полученные результаты к конкретному расчёту. Пусть имеются 2 полуволновых вибратора, работающих в качестве антенны и рефлектора (активного). Как мы знаем, для этого они должны быть разнесены на четверть волны и иметь одинаковые по амплитуде токи, при чём ток в рефлекторе  $I_2$  должен на  $90^\circ$  опережать ток в антенне  $I_1$ :

$$\dot{I}_2 = j \dot{I}_1; \quad \dot{I}_1 = -j I_2.$$

Сопротивление, вносимое рефлектором 2 в антенну 1, будет

$$Z_{\text{ан}12} = j Z_{12} = -X\left(\frac{\lambda}{4}\right) + j R\left(\frac{\lambda}{4}\right).$$

Сопротивление, вносимое антенной в рефлектор, будет

$$Z_{\text{ан}21} = -j Z_{12} = X\left(\frac{\lambda}{4}\right) - j R\left(\frac{\lambda}{4}\right).$$

По кривым находим:

$$R\left(\frac{\lambda}{4}\right) = 40,8 \text{ ом,}$$

$$X\left(\frac{\lambda}{4}\right) = -28,3 \text{ ом.}$$

Таким образом,  $Z_{\text{ан}12} = +28,3 + j40,8 \text{ ом}$  и полное сопротивление антенны

$$Z_1 = Z_{11} + j Z_{12} = 91,4 + j 83,3 \text{ ом,}$$

а сопротивление рефлектора

$$Z_2 = Z_{11} - j Z_{12} = 44,8 + j 1,8 \text{ ом.}$$

Напряжения  $U_1$  и  $U_2$  на клеммах антенны и рефлектора должны быть пропорциональны полученным сопротивлениям  $Z_1$  и  $Z_2$ .

Распределение излучаемой мощности между антенной и реф-



лектором пропорционально активной части сопротивлений  $Z_1$  и  $Z_2$ . Характерно, что больше энергии излучает тот вибратор, у которого ток отстаёт по фазе.

Кроме подсчётов взаимного сопротивления, метод наводимых эдс часто применяют для выяснения распределения излучаемой мощности между вибраторами сложной направленной антенны и для подсчёта всей мощности, излучаемой антенной.

Найдём, например, распределение излучаемой мощности в системе из трёх синфазных вибраторов с одинаковыми токами, отстоящих на полволны (рис. III. 9. 5). Обозначим через  $R_{\Sigma 1}$ ,  $R_{\Sigma 2}$ ,  $R_{\Sigma 3}$  полное сопротивление излучения первого, второго и третьего вибратора, отнесённое к току в пучности. Тогда, очевидно,

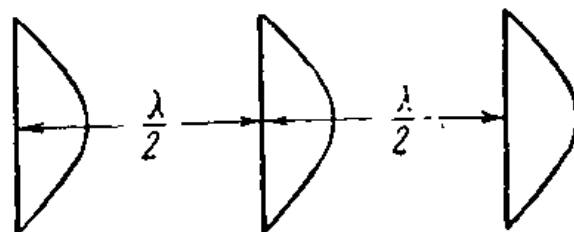


Рис. III. 9. 5. Направленная антенна из трёх полуволновых синфазных вибраторов.

$$R_{\Sigma 1} = R(0) + R\left(\frac{\lambda}{2}\right) + R(\lambda),$$

$$R_{\Sigma 2} = R(0) + 2R\left(\frac{\lambda}{2}\right),$$

$$R_{\Sigma 3} = R_{\Sigma 1}.$$

По кривым рис. III. 9. 3 находим:  $R\left(\frac{\lambda}{2}\right) = -12,5$ ,  $R(\lambda) = +4,0$ . Подставляя эти значения, получим:

$$R_{\Sigma 1} = R_{\Sigma 3} = 73,1 - 12,5 + 4,0 = 64,6 \text{ ом},$$

$$R_{\Sigma 2} = 73,1 - 2 \cdot 12,5 = 48,1 \text{ ом}.$$

Распределение излучаемой мощности между вибраторами будет пропорционально этим сопротивлениям. Полное сопротивление излучения антенны будет

$$R_{\Sigma} = R_{\Sigma 1} + R_{\Sigma 2} + R_{\Sigma 3} = 177,3 \text{ ом}.$$

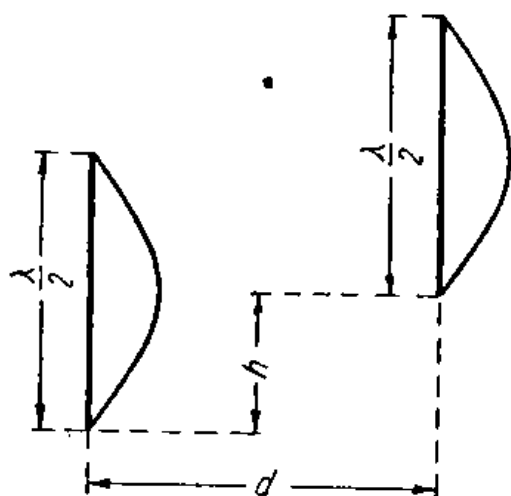


Рис. III. 9. 6. Общий случай взаимного расположения параллельных полуволновых вибраторов.

Рассмотренный нами способ вычисления взаимного сопротивления может быть распространён на случай параллельных вибраторов, сдвинутых по оси на отрезок  $h$  (рис. III. 9. 6). Для этого случая мы введём обозначения:  $Z_{12} = R(d, h) + jX(d, h)$ . Значения  $R(d, h)$

и  $X(d, h)$  для некоторых сдвигов  $h$  и расстояний  $d$  приведены в таблицах в конце книги (приложение 3). Как удобнее использовать эти данные для расчёта сложных антенн, мы рассмотрим далее в главе о коротковолновых антеннах. Здесь же в качестве примера мы, пользуясь ими, найдём сопротивление провода, работающего третьей гармоникой (рис. III. 9. 7). Его можно разбить на три полу-

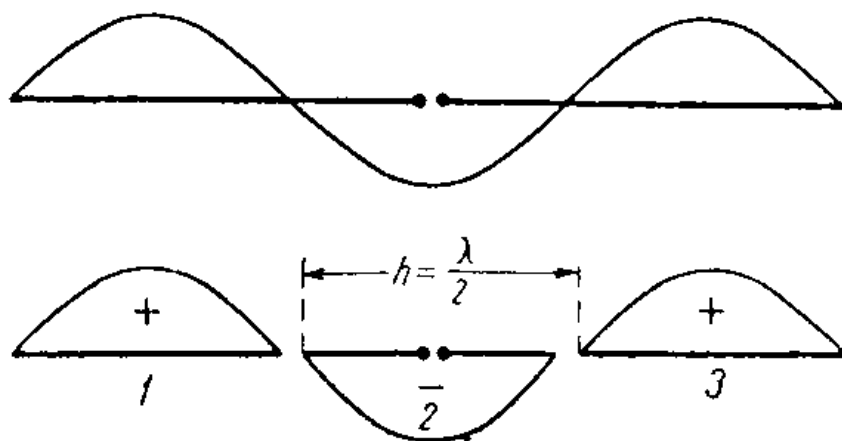


Рис. III. 9. 7. К расчёту сопротивления на клеммах провода, работающего третьей гармоникой.

волновых вибратора, у которых фаза при переходе от одного к другому меняется на угол  $\pi$ . Пользуясь указанными выше обозначениями, можем написать:

для вибраторов 1 и 3

$$R_{\Sigma 1} = R_{\Sigma 3} = R(0, 0) - R\left(0, \frac{\lambda}{2}\right) + R(0, \lambda)$$

и для вибратора 2

$$R_{\Sigma 2} = R(0, 0) - 2 R\left(0, \frac{\lambda}{2}\right).$$

Подставляя найденные из таблиц значения

$R\left(0, \frac{\lambda}{2}\right) = +26,4$  и  $R(0, \lambda) = -4,1$ , получим  $R_{\Sigma 1} = R_{\Sigma 3} = 42,6$  ом;  $R_{\Sigma 2} = 20,3$  ом. Полное сопротивление излучения провода, работающего третьей гармоникой, будет

$$R_{\Sigma} = R_{\Sigma 1} + R_{\Sigma 2} + R_{\Sigma 3} = 105,5 \text{ ом},$$

что согласуется с результатами вычислений по формуле Баллантайна (III. 4. 16, рис. III. 4. 3,  $l = \frac{3\lambda}{4}$ ).

Аналогичным образом может быть найдена реактивная слагающая сопротивления на клеммах антенны

$$\begin{aligned} x_{11} &= 3 X(0, 0) - 4 X\left(0, \frac{\lambda}{2}\right) + 2 X(0, \lambda) = \\ &= 3 \cdot 42,5 - 4 \cdot 20,2 + 2 \cdot -0,7 = 45,3 \text{ ом}. \end{aligned}$$

Характерно, что реактивное сопротивление при работе на третьей гармонике получилось того же порядка, что и на основной волне.

Мы ограничились в этом разделе изучением взаимных сопротивлений между параллельными полуволновыми вибраторами, вычисляя их методом наводимых эдс. Таким же путём можно вычислить взаимные сопротивления между вибраторами, расположенными под углом или между вибраторами с иным распределением тока, в частности, между вибраторами Герца. Последний вопрос будет рассмотрен при изучении сложных радиовещательных антенн.

## 10. Влияние земли на свойства антенны

До сих пор мы рассматривали вибраторы и системы вибраторов, находящихся в пустом пространстве, лишённом проводников вблизи антенны. Между тем в действительных условиях антенны всегда располагаются над поверхностью земли, обладающей известной проводимостью. Пренебрегать влиянием земли можно лишь в случае высоко поднятых антенн ультракоротких волн и то лишь в отношении непосредственного воздействия земли на параметры антенны, но не в отношении распространения волн. Во всех остальных случаях земля оказывает сильное влияние на антенну и может коренным образом изменить её данные.

### Несимметричный вибратор

В первую очередь мы рассмотрим несимметричные антенны, в работе которых земля принимает непосредственное участие. Простейшей такой антенной является вертикальный проводник, своим нижним концом присоединяемый к генератору; вторая клемма генератора соединяется с землёй (рис. III. 10. 1). Такой проводник мы будем называть несимметричным или заземлённым вибратором.

Схема несимметричного вибратора предполагает, что земля является проводником. Из курса распространения радиоволн известно, что за проводник землю можно принимать лишь для волн длиннее 100 м. При этом с увеличением волны проводящие свойства земли улучшаются. Так как несимметричные антенны в основном применяются в диапазоне радиовещательных и длинных волн, мы можем в качестве первого приближения изучать работу несимметричного вибратора, предполагая, что земля является идеальным проводником. Такое допущение тем более законно, что в действительных антеннах поверхность земли обычно метал-

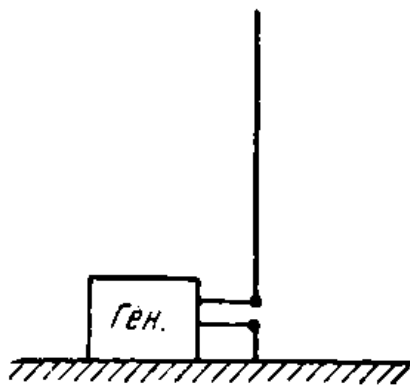


Рис. III. 10. 1. Схема несимметричного (заземлённого) вибратора.

лизируется помощью проводов, зарываемых в районе антенны.

Итак задача о несимметричном вибраторе сводится в первом приближении к задаче о безграничной идеально проводящей плоскости и вертикальном излучающем проводе, подвешенном вблизи этой плоскости и возбуждаемом у основания. Граничные условия сводятся к требованию, чтобы вне места приложения эдс тангенциальная составляющая электрического поля равнялась нулю, как на поверхности проводника, так и на идеально проводящей плоскости.

Нетрудно показать, что решение уравнений Максвелла, справедливое для симметричного вибратора, удовлетворяет также и указанным граничным условиям.

В самом деле, приняв экваториальную плоскость идеально проводящей, мы не внесём изменений в структуру поля симметричного вибратора. Это утверждение справедливо потому, что в силу симметрии поля силовые электрические линии оказываются перпендикулярными экваториальной плоскости (рис. III. 10. 2); таким образом, в этой плоскости электрическое поле симметричного вибратора не имеет тангенциальной составляющей и поставленное нами граничное условие автоматически выполняется. Следовательно,

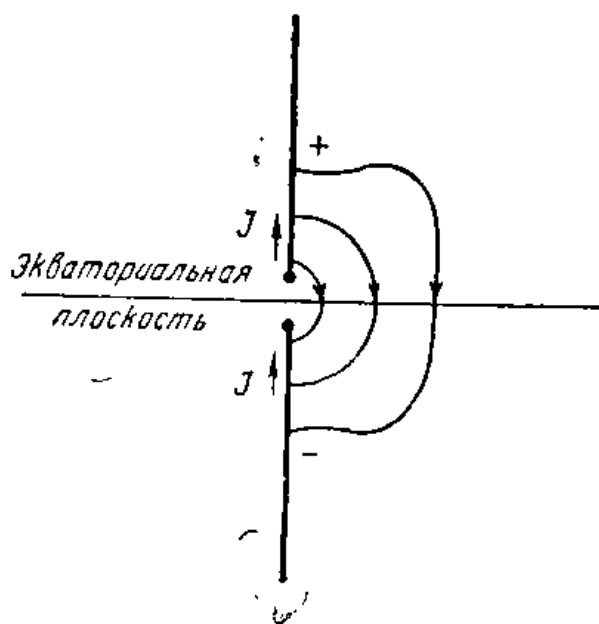


Рис. III. 10. 2. Схематическое распределение силовых электрических линий в поле симметричного вибратора.

но, картина поля несимметричного вибратора будет совпадать с картиной поля симметричного вибратора соответствующих размеров в полупространстве по одну сторону от экваториальной плоскости. Вот почему иногда говорят, что действие проводящей земли на вертикальный провод может быть заменено действием зеркального изображения (в земле) этого провода; это зеркальное изображение по существу является второй половиной симметричного вибратора.

Таким образом, все интересующие нас сведения о работе несимметричного вибратора легко могут быть получены из теории симметричных вибраторов.

В частности, распределение тока и заряда вдоль вертикального провода длиной  $l$  будет совпадать с распределением этих же величин в одном плече симметричного вибратора длиной  $2l$ . Разница получается в вопросе о сопротивлениях. При одном и том же токе на клеммах разность потенциалов на клеммах «провод—земля» для заземленного вибратора оказывается вдвое меньше, чем на клем-

мах «провод—провод» для симметричного (рис. III. 10. 2). В результате как активное, так и реактивное сопротивления на клеммах несимметричного вибратора будут вдвое меньше, чем у симметричного. Практически это значит, что мы можем пользоваться всеми формулами для расчёта сопротивлений, полученными до сих пор, беря половину даваемой ими величины.

В частности оказывается, что волновое сопротивление заземлённого провода вдвое меньше, чем у симметричного.

Характеристика направленности вертикального вибратора будет такой же, как у вдвое более длинного симметричного вибратора. Таким образом, направленные свойства одного и того же провода

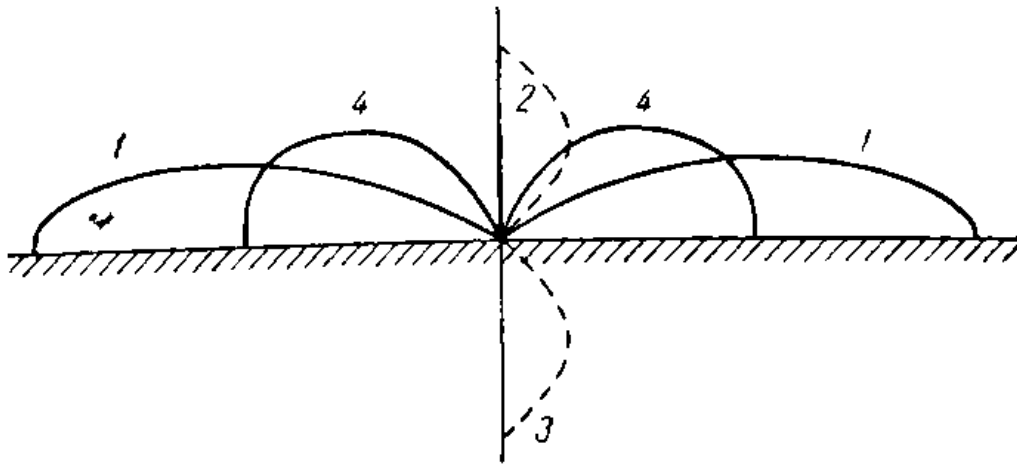


Рис. III. 10. 3. Кривые 1 представляют собой характеристику направленности полуволнового вибратора 2 над землёй; кривые 4 представляют собой характеристику направленности взятых отдельно: а) вибратора 2, или б) его зеркального изображения 3 или в) токов, наводимых вибратором 2 на поверхности земли.

вдали от земли и вблизи земли могут оказаться весьма различными. Разница эта происходит за счёт тех радиальных токов, которые наводятся вибратором на поверхности земли. Эти токи своим действием создают такое же поле, как и воображаемое зеркальное изображение провода под землёй (рис. III. 10. 3)<sup>1)</sup>. Они также участвуют в излучении, как и ток в самом вибраторе.

Однако, знание поверхностных земных токов в непосредственной близости от антенны имеет для инженера не чисто принципиальное, а сугубо практическое значение: эти токи определяют собой распределение и величину потерь энергии в земле. В первом приближении мы можем считать, что не идеальная, но достаточно хорошая проводимость земли не меняет распределения поверхностных токов, рассчитанных для земли с идеальной проводимостью.

<sup>1)</sup> Если бы нам удалось воспроизвести такие же токи на поверхности земли без помощи несимметричного вибратора, мы получили бы поле, эквивалентное полю зеркального изображения. Принципиально возможно возбудить необходимые нам поверхностные токи помощью щелевых антенн (III. 7) с полостью, скрытой под поверхностью земли.

## Расчёт токов на поверхности земли

Интенсивность тока на поверхности земли в какой-нибудь точке на расстоянии  $\rho$  от антенны характеризуется поверхностной плотностью тока  $J_\rho$  (измеряемой в амперах на метр), представляющей собой силу тока, пересекающего 1 м длины дуги радиуса  $\rho$  в радиальном направлении (рис. III. 10. 4). Ввиду круговой симметрии нам удобнее будет рассматривать суммарный ток, пересекающий всю окружность радиуса  $\rho$ . Ток этот  $I_\rho$ , называемый зональным током, очевидно равен  $I_\rho = 2\pi\rho J_\rho$ .

По мере уменьшения  $\rho$  зональный ток, очевидно, должен изменяться так, чтобы в пределе при  $\rho =$  радиусу антенны — он переходил в ток у основания антенны. Заметим, что в применяемой

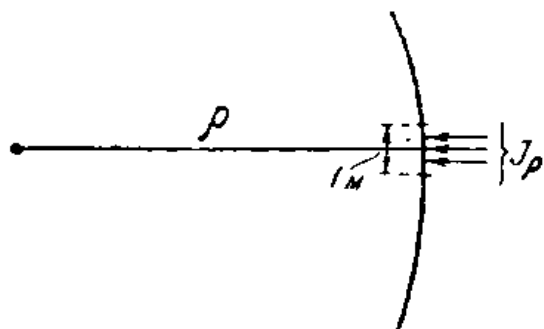


Рис. III. 10. 4. К определению поверхностной плотности тока.

здесь рационализированной практической системе единиц поверхностная плотность тока на идеальном проводнике равна тангенциальной составляющей магнитного поля у поверхности и направлена ей перпендикулярно (по правилу буравчика). Поэтому нахождение плотности тока  $J_\rho$  может быть заменено отысканием составляющей магнитного поля  $H_\varphi$  на поверхности

идеально проводящей земли, создаваемого исследуемым вертикальным вибратором. Это поле мы можем подсчитать, пользуясь равенством

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал (см. III. 9. 10), создаваемый токами симметричного вибратора. Пусть распределение тока в вибраторе задано выражением (III. 2. 15)

$$I_z = I_n \sin m(l_\alpha - z), \quad (3)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \mathbf{A} = A_z &= \frac{I_n}{4\pi} \left[ \int_0^l \sin m(l_\alpha - z) \frac{e^{-jmr}}{r} dz + \int_{-l}^0 \sin m(l_\alpha + z) \frac{e^{-jmr}}{r} dz \right] = \\ &= \frac{I_n}{2\pi} \int_0^l \sin m(l_\alpha - z) \frac{e^{-jmr}}{r} dz, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$$

и

$$H_\varphi = \text{rot}_\varphi A_z = - \frac{\partial A_z}{\partial \rho}.$$

Раскрывая синус разности, получим

$$H_z = -\frac{I_n}{j4\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left[ e^{jml_\alpha} \int_0^l \frac{e^{-jm(r+z)}}{r} dz - e^{-jml_\alpha} \int_0^l \frac{e^{-jm(r-z)}}{r} dz \right]. \quad (5)$$

Это выражение нетрудно проинтегрировать, применив подстановку  $v = r + z$  в первом интеграле и  $w = r - z$  во втором. Произведя дифференцирование по  $\rho$ , сделав приведение подобных членов и переходя к зональному току, получим

$$I_\rho = I_n \left( j e^{-jmr_l} \cos mb_\alpha - j e^{-jmq} \cos ml_\alpha + \frac{l}{r_l} e^{-jmr_l} \sin mb_\alpha \right), \quad (6)$$

где 
$$r_l = \sqrt{\rho^2 + l^2}.$$

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1. Антенна представляет собой полуволновый вибратор (рис. III. 10. 5); тогда  $\sin mb_\alpha = 0$ ,  $\cos mb_\alpha = 1$ ,  $\cos ml_\alpha = -1$ . У основания антенны  $\rho \approx 0$ ,  $mr_l = \pi$ , поэтому зональный ток у основания антенны равен нулю и возрастает по мере удаления от неё (кривая  $l=150$  на рис. III. 10. 6.).

2. Антенна — вертикальный провод длиной четверть волны. В этом случае попержнему  $\sin mb_\alpha = 0$ ,  $\cos mb_\alpha = 1$ , но, кроме того,  $\cos ml_\alpha = 0$ . В результате

$$I_\rho = j I_n e^{-jmr_l}, \quad (7)$$

т. е. амплитуда зонального тока не зависит от расстояния (кривая  $l=75$  рис. III. 10. 6), фаза определяется расстоянием от верхнего конца антенны  $r_l$ .

3. Антенна представляет собой вибратор Герца. Тогда  $\cos ml_\alpha = 0$ ,  $\cos mb_\alpha \approx 0$ ;  $\sin mb_\alpha \approx 1$  и вблизи антенны

$$I_\rho = \frac{I_n l}{r_l} e^{-jmr_l}, \quad (8)$$

т. е. ток обратно пропорционален расстоянию от верхнего конца антенны. Соответствующие кривые приведены на рис. III. 10. 6 под обозначениями  $l=44$  и  $l=21$ . Ток показывает сильное возрастание вблизи антенны. Последняя кривая относится к антенне меньшей действующей высоты и, следовательно, меньшего сопротивления излучения. Поэтому при одинаковой мощности излучения ток у основания антенны ( $\rho=0$ ) больше, чем у антенны предыдущей кривой.

На большом расстоянии от антенны  $r_l \approx \rho$  и

$$I_\rho = j I_n (\cos mb_\alpha - \cos ml_\alpha) e^{-jmq}, \quad (9)$$

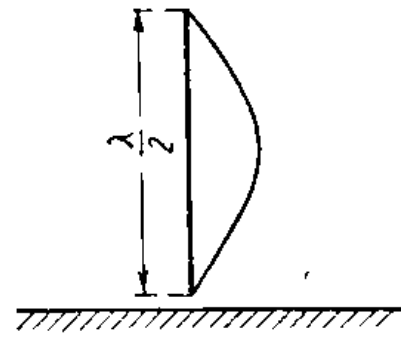


Рис. III. 10. 5. Полуволновый вибратор над землёй.

т. е. амплитуда тока становится неизменной, а фаза растёт пропорционально  $\rho$ .

Нетрудно показать, что зональный ток на большом расстоянии пропорционален площади кривой тока в антенне. В самом деле при  $r \approx \rho$  получим

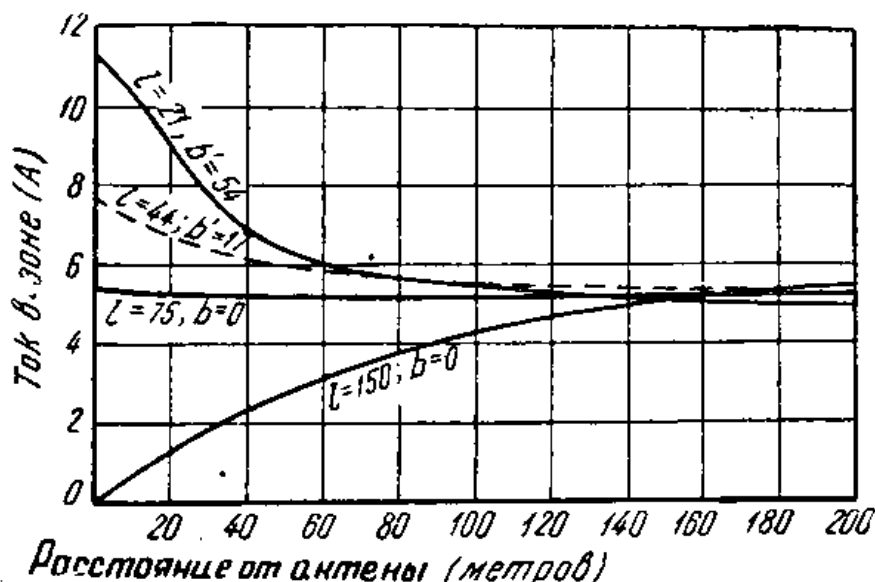


Рис. III. 10. 6. Токи в земле вблизи от передающей антенны  $\lambda = 300$  м, излучаемая мощность 1 квт.

$$I_\rho = -\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \int_0^l I_n \sin m(l_\alpha - z) \frac{e^{-jm\rho}}{\rho} dz = -\frac{\partial}{\partial \rho} \left( \frac{e^{-jm\rho}}{\rho} \right) \int_0^l I_z dz.$$

Так как  $\frac{\partial}{\partial \rho} \left( \frac{e^{-jm\rho}}{\rho} \right) = -j \frac{m e^{-jm\rho}}{\rho} - \frac{e^{-jm\rho}}{\rho^2}$ , то, пренебрегая

вторым слагаемым по сравнению с первым (при больших значениях  $\rho$ ) и обозначая  $\int_0^l I_z dz = S$ ,

получим 
$$I_\rho = jmS e^{-jm\rho}. \quad (10)$$

Для антенн, имеющих максимум излучения в экваториальной плоскости, это выражение может быть переписано так

$$I_\rho = j I_A m h_e e^{-jm\rho}, \quad (11)$$

где  $I_A$  — ток на клеммах,  $h_e$  — действующая высота.

На этом мы закончим рассмотрение особенностей работы несимметричного вибратора. Как применить полученные результаты к расчёту потерь в земле, будет показано далее в главе о радиовещательных антеннах.

Мы ограничились изучением работы вибратора над идеально проводящей плоскостью. Этот случай представляет наибольший интерес для стационарных антенн, которые мы будем изучать.



Остановимся в заключение на характеристике направленности вибратора, поднятого над поверхностью земли (рис. III. 10. 7). Если нам задано распределение тока, а следовательно, и заряда вдоль провода, то поле над землёй мы найдём с помощью зеркального изображения зарядов вибратора, которое вместе с исследуемым проводом даст в силу симметрии электрическое поле, перпендикулярное поверхности земли, а потому удовлетворяющее граничным условиям на ней.

При вертикальном вибраторе, как нетрудно видеть из рисунка, ток в изображении, несмотря на зеркальное расположение зарядов, будет иметь одинаковое направление с оригиналом. Если оригинал представляет собой симметричный вибратор с характеристикой  $F_1(\varphi)$ , то характеристика направленности  $F(\varphi)$  при наличии земли будет произведением  $F_1(\varphi)$  на характеристику  $F_2(\varphi)$  системы из двух синфазных ненаправленных излучателей, разнесённых на расстояние  $2h$ :

$$F(\varphi) = CF_1(\varphi) F_2(\varphi) = C F_1(\varphi) \cos(mh \cos \varphi), \quad (12)$$

где  $C$  — нормирующий множитель, приводящий максимальное значение  $F(\varphi)$  к единице. То, что земля действует как синфазный вибратор, имеет своим следствием концентрацию излучения вдоль земли, так как  $F_2(\varphi)$  в этом случае имеет максимум в направлениях, перпендикулярных оси системы, т. е. в плоскости земли.

Заметим между прочим, что при наличии значительных потерь в земле характеристика направленности заметно уклоняется от вычисленной для идеально проводящей земли, особенно под углами, близкими к горизонту (ввиду поглощения энергии в земле поле здесь ослабевает); наоборот, под углами, близкими к вертикали, характеристика от влияния потерь в земле мало изменяется.

### Горизонтальный провод над землёй

Рассмотрим сперва горизонтальный провод над идеально проводящей землёй и разберём влияние земли на его параметры и направленные свойства. Предварительно, однако, сделаем одно важное замечание, касающееся особенностей распределения тока в нём при наличии земли.

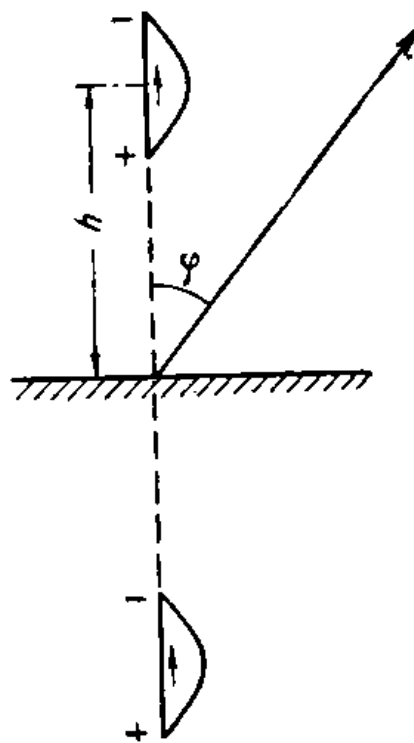


Рис. III. 10. 7. К расчёту характеристики направленности вертикального провода, поднятого над землёй.

Схема горизонтального провода, подвешенного на некоторой высоте  $h$  над землёй, изображена на рис. III. 10. 8. Особенностью схемы является наличие двухпроводной фидерной линии, соединяющей провод с генератором, находящимся на земле. Поскольку провод представляет собой симметричный вибратор, токи в обоих проводах линии у клемм вибратора должны быть одинаковы по величине и противоположны по направлению.

На рисунке эти токи показаны сплошными стрелками; будучи противоположны в линии, они дают ток одного направления в вибраторе, создающий поле излучения в пространстве. Линия же при указанном распределении токов энергии не излучает, ввиду компенсирующего действия токов, одинаковых по величине и противоположных по направлению в каждом элементе линии. Такое

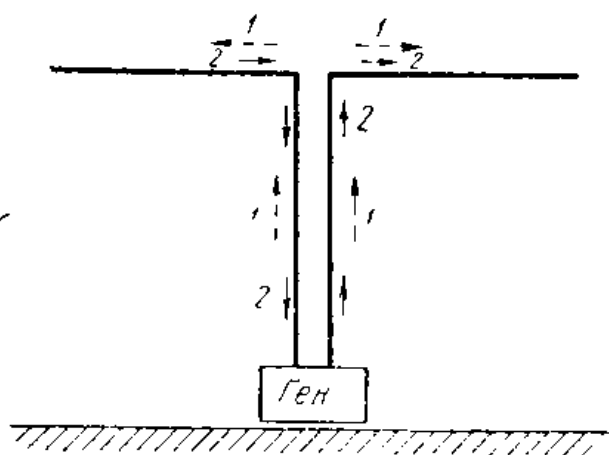


Рис. III. 10. 8. Однофазное (1) и противофазное (2) распределение тока.

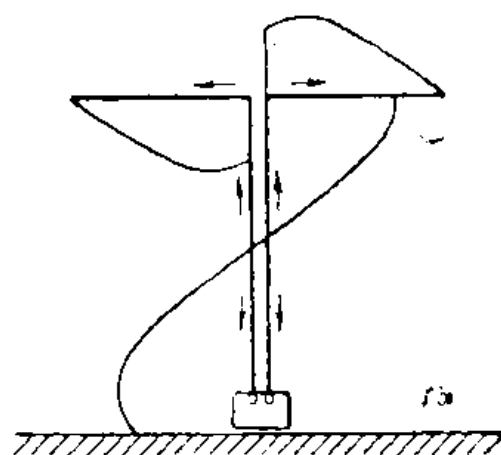


Рис. III. 10. 9. Пример распределения тока вдоль фидера и антенны при однофазном возбуждении.

нормальное распределение токов в линии и антенне принято называть противофазной волной тока или противофазным током.

Однако, при наличии земли возможно и другое распределение тока, носящее название однофазной волны. На рисунке это распределение показано пунктирными стрелками: токи в обоих проводах линии одинаковы по величине и по направлению: попадая в вибратор, эти токи расходятся от его клемм в противоположных направлениях так, что теперь ток в вибраторе будет представлять собой нечётную функцию координаты, отсчитываемой от середины провода.

Пример однофазного распределения тока дан на рис. III. 10. 9. Нетрудно видеть, что при однофазном токе излучает не только антенна, но и линия, при чём естественно, что характер этого излучения будет меняться в зависимости от длины линии.

В действительных условиях однофазная волна может возникнуть при таком питании фидерной линии, при котором оба провода её оказываются под одинаковым потенциалом по отношению к земле и, так сказать, работают впараллель.

Поскольку однофазная волна соответствует токам нулевой по-

следовательности в методе симметричных составляющих, а противофазная — токами прямой последовательности, мы можем заключить, что любое возможное распределение тока в вибраторе представляет собой наложение однофазной и противофазной волны.

Правильная работа симметричного вибратора будет иметь место лишь при питании его противофазной волной, однако, в действительных условиях малейшее нарушение электрической симметрии в выходе передатчика влечёт за собой появление однофазной волны, искажающей характеристику направленности антенны. Вот почему для обеспечения правильной работы симметричного вибратора существенно соблюдать строгую симметрию во всех элементах схемы. Наши дальнейшие выводы будут справедливы только для симметричных антенн.

При изучении влияния земли на свойства горизонтального симметричного вибратора удобно, как и ранее, заменить землю зеркальным изображением провода, которое и в этом случае вместе с оригиналом даёт поле, удовлетворяющее граничным условиям на поверхности земли. В отличие от предыдущего случая (вертикального вибратора) направление тока в изображении теперь при зеркальном расположении зарядов получится обратным по сравнению с оригиналом (рис. III. 10. 10).

Таким образом, параметры и излучение провода в верхнем полупространстве изменяются точно так же, как если бы на расстоянии  $2h$  от него был помещён такой же провод с током, одинаковым по амплитуде, но противоположным по фазе.

Это простое правило позволяет уже известным нам способом (по методу наводимых эдс) подсчитать вносимое, а потом и результирующее полное сопротивление провода над землёй, и, в частности, его сопротивление излучения.

Земля весьма существенным образом влияет на характеристику направленности горизонтального провода, при чём в отличие от вертикального, горизонтальный провод вдоль идеально проводящей земли имеет нуль излучения. Это правило может быть распространено и на сложные системы: антенны, составленные из горизонтальных проводов вдоль земли, имеют нуль излучения. Происходит это потому, что каждый горизонтальный провод и его изображение образуют противофазную систему, характеристика направленности которой обязательно должна содержать множитель

$$\sin(mh \cos \varphi). \quad (13)$$

В плоскости земли при  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  этот множитель равен нулю.

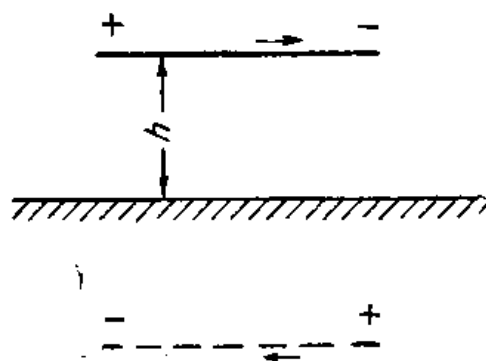


Рис. III. 10. 10. Зеркальное изображение горизонтального провода, расположенного над землёй.

## Горизонтальный провод над землёй с конечной проводимостью

Нарисованная выше картина поля горизонтального провода тем ближе к действительности, чем длиннее волна и чем, следовательно, земля по своим свойствам ближе подходит к проводнику. В действительности горизонтальные антенны, как излучающие под углом к горизонту, находят себе применение преимущественно в диапазоне коротких волн. На этих волнах земля едва ли может быть принята за идеальный проводник. Тем не менее в инженерной практике земля и на коротких волнах часто принимается при расчётах за проводник; такое приближение во многих случаях оказывается достаточным.

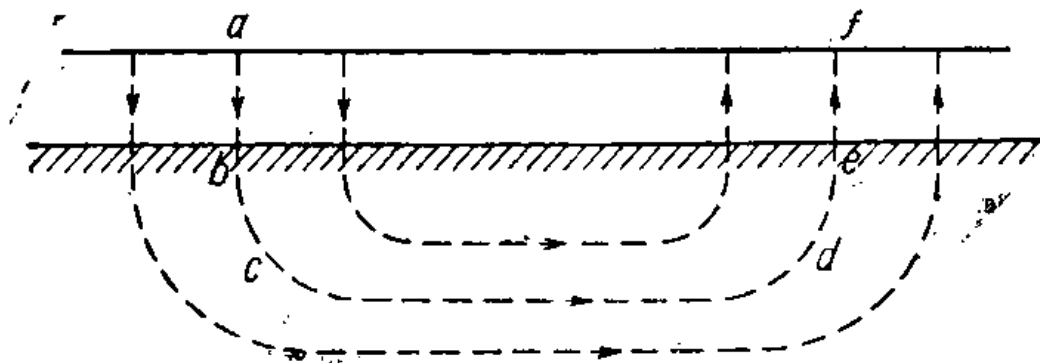


Рис. III. 10. 11. Схема распределения электрических силовых линий в поле низко подвешенного горизонтального провода.

Особо стоит вопрос о горизонтальных проводах, подвешенных в непосредственной близости от поверхности земли. В этом случае принимать землю за идеальный проводник нельзя; рассмотрение приходится вести более строгим путём. Излучение горизонтального вибратора над поверхностью раздела двух сред (воздуха и земли) рассматривается в курсе распространения радиоволн. Мы не будем воспроизводить приводящиеся там выводы, а остановимся лишь на качественной стороне вопроса. При низком подвесе проводов электрические силовые линии, соединяющие симметричные точки вибратора, проходят часть своего пути в земле (рис. III. 10. 11). Следствием этого является изменение параметров провода и его характеристики направленности. При приближении симметричного провода к земле активная составляющая сопротивления быстро возрастает вследствие увеличения потерь энергии в земле. Одновременно скорость распространения тока вдоль провода падает, удаляясь от скорости света  $c$ . Последнее может быть объяснено влиянием диэлектрической проницаемости земли, которая больше чем у воздуха, а, как известно,

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}. \quad (14)$$

Что касается характеристики направленности низкого провода в горизонтальной плоскости, то в отличие от обычной, показанной

пунктиром на рис. III. 10. 12, она имеет максимумы не перпендикулярно проводу, а вдоль него (сплошная кривая на рисунке). Такой своеобразный характер излучения низкого провода объясняется исключительно влиянием токов в земле. Примерное распределение силовых линий электрического поля в земле показано на рис. III. 10. 11. Чем лучше проводимость почвы, тем ближе к поверхности земли собирается поле, чем хуже она, тем глубже в землю уходят силовые линии, давая в пределе картину поля в диэлектрике. Следует помнить, что при наличии проводимости среды вдоль силовых линий текут электрические токи; таким образом, рис. III. 10. 11 одновременно даёт и картину распределения линий тока в земле. Эти линии тока создают в пространстве поле излучения наряду с полем тока, текущего по проводу.

Выделим какую-нибудь силовую линию *abcdef*; в

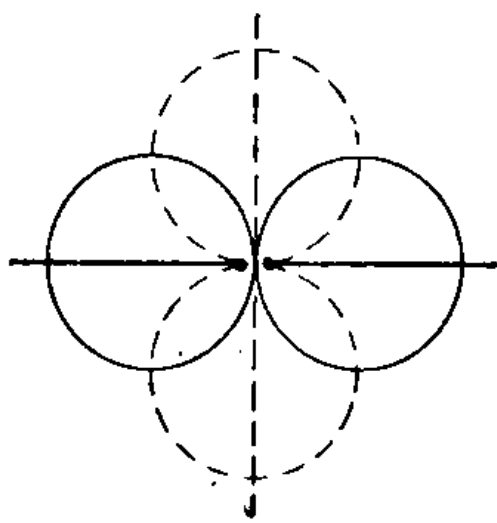
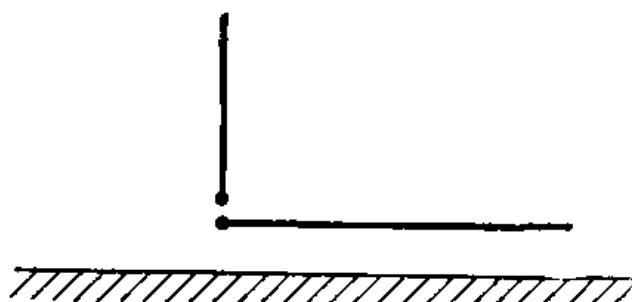


Рис. III. 10. 12. Характеристика направленности горизонтального провода, подвешенного высоко (пунктир) и низко (сплошная кривая) над землёй с конечной электрической проводимостью.

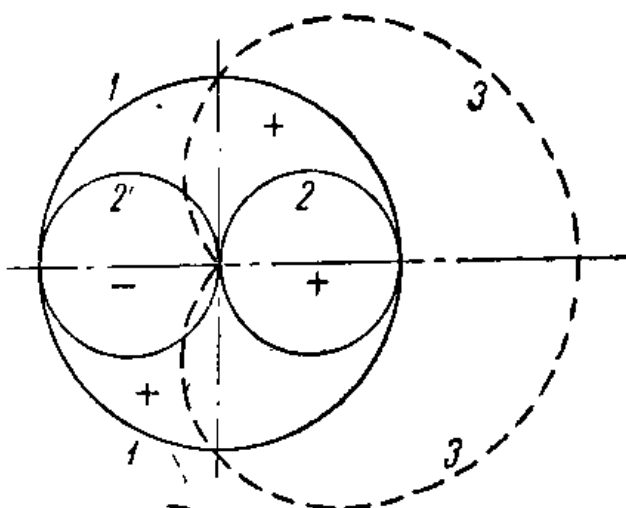


Рис. III. 10. 13. Однонаправленная антенна из вертикального и низкого горизонтального проводов над плохо проводящей землёй. Внизу характеристики направленности вертикального провода (1), горизонтального (2) и антенны в целом (3).

проводе ей соответствует некоторый ток, текущий на участке *fa*, в земле по этой линии течёт ток на участке *bcde*. В результате линия тока образует почти замкнутый контур, прерываемый лишь на участках *ab* и *ef*, где линия поля проходит через диэлектрик. Указанное обстоятельство позволяет выделенную линию тока сравнить с током в рамке. Характеристика направленности не очень длинной рамки, как известно (III. 7. 7), представляет собой восьмёрку, макси-

мумы которой лежат в плоскости рамки, т. е. в данном случае в направлении оси горизонтального провода.

Вся система линий тока действует как одна сложная рамка, обладающая характеристикой направленности, близкой к указанной. Нуль излучения лежит в горизонтальном направлении перпендикулярно проводу.

Особенности излучения низкого горизонтального провода иногда используют для получения однонаправленного излучения, добавляя к нему вертикальный вибратор соответствующей длины, обладающий ненаправленным излучением (рис. III. 10. 13). Характеристика последнего показана на рис. III. 10. 13 в виде окружности 1, характеристика горизонтального провода в виде восьмёрки 2; знаки + и — указывают на одинаковую или противоположную фазу возбуждаемого поля. Результирующая однонаправленная характеристика 3 получается при таком подборе размеров проводов и высоты подвеса, при котором в одном из направлений вдоль оси провода поля 1 и 2 вычитаются. Ясно, что, выполнив указанный подбор для определённой длины волны, мы при возбуждении антенны иной волной уже не получим строго однонаправленной характеристики.

#### Действующая высота антенны при наличии земли

Мы видели, что земля оказывает значительное влияние на распределение и амплитуду поля, излучаемого антенной. В случае идеально проводящей земли амплитуда поля возрастает вдвое в тех направлениях, в которых лучи от антенны и её зеркального изображения складываются в фазе. В этих направлениях, следовательно,

$$E = \frac{2 \cdot 30 m h_e I}{r} F(\varphi, \theta). \quad (15)$$

Если такое направление совпадает с максимумом излучения антенны, взятой отдельно, то  $F(\varphi, \theta)$  оказывается равным единице, потому что и характеристика антенны  $F_1(\varphi, \theta)$  и множитель влияния земли  $\cos(mh \cos \varphi)$  или  $\sin(mh \cos \varphi)$  равны единице. В этом случае мы получим

$$E = \frac{30 m 2 h_e I}{r}. \quad (16)$$

Найденное значение напряжённости поля в направлении максимума может быть истолковано двояким образом. Или мы должны сравнивать антенну над землей с вибратором Герца в пространстве, лишённом земли, и тогда считать, что земля удваивает действующую высоту антенны. Или мы будем сравнивать нашу антенну с вибратором Герца, работающим в присутствии земли, т. е. считать, что земля в виде идеально проводящей плоскости является неотъемлемой частью пространства. Тогда мы должны принять, что при нали-

чи идеально проводящей земли напряжённость поля любой антенны выражается формулой

$$E = \frac{60 m h_s I}{r} F(\varphi, \theta). \quad (17)$$

Поясним сказанное примером. Пусть у нас имеется вертикальный полуволновой вибратор (рис. III. 10. 5). Он сам по себе имеет максимум излучения в плоскости земли; под влиянием земли (зеркального изображения) этот максимум удваивается. Действующая высота полуволнового вибратора, как было показано, равна  $\frac{\lambda}{\pi}$ . Мы можем поэтому либо заменить его эквивалентным изолированным вибратором Герца (с одинаковой повсюду амплитудой тока) длиной  $2 \frac{\lambda}{\pi}$ , но тогда мы должны удалить землю. Или же мы можем полуволновой вибратор заменить вибратором Герца с длиной  $\frac{\lambda}{\pi}$ , находящимся над землёй.

Второй путь на практике оказывается удобнее, так как при сравнении различных антенн мы не можем при наличии земли воспроизвести условий, имитирующих её отсутствие. Как бы мы ни удаляли антенну от земли, всё равно (при установившемся токе в ней) в место приёма попадёт и отражённый от земли луч и, таким образом, влияние земли скажется. Этого может не случиться лишь при кратковременных импульсах тока в антенне, в течение которых до приёмника отражённый луч ещё не успеет дойти.

По указанным соображениям мы в дальнейшем при наличии идеально проводящей земли будем рассчитывать действующую высоту антенны, исходя из выражения (17). Рациональность именно такого метода подсчёта действующей высоты помимо приведённых соображений будет подтверждена в дальнейшем новыми доводами, связанными с определением действующей высоты приёмной антенны.

## 11. Коэффициент направленного действия и коэффициент усиления

Сведения, полученные нами при изучении различных антенных систем, позволяют перейти к выводу расчётных формул для коэффициента направленного действия (кнд), с которым мы познакомились ещё в первой главе. Впервые этот коэффициент введен в литературу автором этой книги в 1929 г.<sup>1)</sup> Согласно определению кнд есть число, показывающее, во сколько раз надо увеличить мощность излучения при переходе от направленной к ненаправленной антенне для того, чтобы сохранить неизменной напряжённость поля в месте приёма. При вычислении кнд естественно

<sup>1)</sup> ТИТбп № 54 за 1929 г.

возникает вопрос, какую антенну считать за образец ненаправленной антенны; как известно, все реальные антенны обладают направленностью в большей или меньшей степени. В настоящее время за такой образец принято считать воображаемую ненаправленную антенну, излучающую равномерно во все стороны. Напряжённость поля такой антенны может быть представлена выражением

$$E = \frac{30 m h_{e0} I_0}{r},$$

в котором множитель  $F(\varphi, \theta)$  отсутствует (равен единице для всех углов  $\varphi$  и  $\theta$ ), а  $h_{e0}$  обозначает её действующую высоту.

Будем искать кнд некоторой реальной антенны, обладающей характеристикой  $F(\varphi, \theta)$  и действующей высотой  $h_e$ . В направлении главного максимума  $F(\varphi, \theta) = 1$  и поле на расстоянии  $r$  будет

$$E = \frac{30 m h_e I}{r}.$$

Чтобы направленная и ненаправленная антенны создавали на расстоянии  $r$  одну и ту же напряжённость поля, нужно, чтобы

$$I h_e = I_0 h_{e0}, \quad (1)$$

откуда

$$I_0 = \frac{h_e}{h_{e0}} I.$$

Мощности, излучаемые направленной и ненаправленной антеннами, будут  $I^2 R_\Sigma$  и  $I_0^2 R_{\Sigma 0}$ . Отношение этих мощностей даст кнд, обозначаемый буквой  $D$ :

$$D = \frac{I_0^2 R_{\Sigma 0}}{I^2 R_\Sigma} = \frac{R_{\Sigma 0} h_e^2}{R_\Sigma h_{e0}^2}. \quad (2)$$

Таким образом, кнд прямо пропорционален квадрату отношения действующих высот и обратно пропорционален отношению сопротивлений излучения направленной и ненаправленной антенны. Выходит, следовательно, что чем меньше сопротивление излучения направленной антенны при той же действующей высоте, тем она выгоднее. Это и понятно, если учесть, что чем меньше сопротивление излучения, тем меньше общее количество излучаемой энергии, расходуемой на побочные лепестки и ненужное расширение главного луча.

В ф-лу (2) входит неизвестное нам пока отношение  $\frac{R_{\Sigma 0}}{h_{e0}^2}$ . Для его определения мы воспользуемся выражением (III. 4. 11), которое справедливо для любой характеристики направленности, имеющей форму поверхности вращения

$$P_\Sigma = 15 (m h_e I)^2 \int_0^\pi F^2(\varphi) \sin \varphi d\varphi. \quad (\text{III. 4. 11})$$



Так как ненаправленная антенна имеет  $F(\varphi)=1$ , а

$$\int_0^\pi \sin \varphi d\varphi = 2, \text{ то}$$

$$P_{\Sigma_0} = 30 (mh_{e0} I_0)^2; \quad R_{\Sigma_0} = \frac{P_{\Sigma_0}}{I_0^2} = 30 (mh_{e0})^2$$

$$\frac{R_{\Sigma_0}}{h_{e0}^2} = 30 m^2. \quad (3)$$

Таким образом, коэффициент направленного действия

$$D = 30 \frac{(mh_e)^2}{R_{\Sigma}} \quad (4)$$

Пользуясь этой формулой, вычислим кнд двух простых антенн: вибратора Герца и полуволнового симметричного вибратора.

В первом случае  $R_{\Sigma} = 20 (mh_e)^2$  и

$$D = \frac{3}{2}.$$

Во втором случае  $h_e = \frac{\lambda}{\pi}$ ;  $mh_e = 2$  и  $D = \frac{30 \cdot 4}{73,1} = 1,64$ .

Как видим, для обеих указанных антенн кнд имеет близкие значения; это объясняется малой разницей в их характеристиках направленности. Современные остронаправленные антенны имеют кнд от 150—250 на коротких волнах и до нескольких тысяч на сантиметровых волнах. Очень часто коэффициент направленного действия переводят в децибелы по формуле

$$D_{\text{дб}} = 10 \lg D; \quad (5)$$

полученное число часто называют выигрышем антенны.

Если мы имеем две антенны и желаем сравнить, какой выигрыш в снижении мощности передатчика даёт одна по сравнению с другой, нам достаточно взять разность их выигрышей  $D_{\text{дб}}$  или частное от деления их кнд.

Полученное нами выражение (4) справедливо для уединённых антенн, работающих без наличия земли. В присутствии последней, при идеальной её проводимости напряжённость поля рассчитывается по выражению (III. 10. 17). Исходя из этого выражения, мы вместо (III. 4. 11) получим

$$P_{\Sigma} = 60 (mh_e I)^2 \int_0^\pi \frac{1}{2} F^2(\varphi) \sin \varphi d\varphi. \quad (6)$$

Пределы интегрирования соответствуют верхнему полупространству, в пределах которого имеет место излучение. Подставляя для ненаправленной антенны  $F(\varphi) = 1$ , получим

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi d\varphi = 1, \frac{R_{\Sigma_0}}{h_{\Sigma_0}^2} = 60 m^2 \text{ и}$$

$$D = 60 \frac{(mh_e)^2}{R_{\Sigma}} \quad (7)$$

для антенны над идеально проводящей землёй. Так например, для заземлённого вибратора Герца длиной  $l$  мы будем иметь  $R_{\Sigma} = 40 (ml)^2$ , откуда попрежнему

$$D = \frac{3}{2}.$$

Рассмотрим теперь другой метод расчёта кнд, менее простой, но гораздо более общий и потому более удобный в сложных случаях, когда, например, земля не является идеальным проводником.

Распространим предварительно выражение (III. 4. 11), полученное для антенн с круговой симметрией на любую антенну. Возвращаясь к первому варианту этого выражения на стр. 119, мы можем переписать его следующим образом

$$P_{\Sigma} = \frac{15}{2\pi} (mh_e l)^2 \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\pi} F^2(\varphi) \sin \varphi d\varphi. \quad (8)$$

Двойной интеграл здесь есть не что иное как интеграл квадрата нормированной характеристики направленности, распространённый на поверхность сферы единичного радиуса для случая, когда характеристика направленности обладает круговой симметрией. Условимся называть его интегралом излучения. Очевидно, в общем случае этот интеграл можно записать так

$$\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} F^2(\varphi, \theta) \sin \varphi d\varphi d\theta = \int_S F^2(\varphi, \theta) dS,$$

где  $S$  — поверхность сферы единичного радиуса. У ненаправленной антенны  $F(\varphi, \theta) = 1$  и поэтому интеграл излучения равен поверхности сферы

$$S_1 = 4\pi.$$

Используя равенство (1), можно написать

$$D = \frac{P_{\Sigma_0}}{P_{\Sigma}} = \frac{4\pi}{\int_S F^2(\varphi, \theta) dS}. \quad (9)$$

Таким образом, кнд представляет собой отношение двух проходящих через поверхность сферы потоков энергии:

- 1) когда напряжённость поля на сфере одинакова и
- 2) когда она распределяется по закону, заданному характеристикой направленности. В этом случае напряжённость поля в максимуме должна быть равна напряжённости поля на сфере в предыдущем случае.

Практически это определение кнд удобнее применять не для расчёта абсолютного кнд, а для сравнения двух антенн между собой, для вычисления относительного кнд. Так например, при плохо проводящей почве удобно за эталон взять вибратор Герца. Зная характеристики направленности его и исследуемой антенны, надо построить эти характеристики в таком масштабе, чтобы для интересующего нас направления точки обеих характеристик совпали бы. Тогда отношение взятых указанным выше образом интегралов излучения и даст нам величину относительного коэффициента направленного действия исследуемой антенны для данного направления.

Выражения, полученные нами для коэффициента направленного действия, позволяют вывести формулу, выражающую напряжённость поля, создаваемую антенной в направлении главного максимума, через излучаемую мощность  $P_{\Sigma}$ . Этой формулой удобно пользоваться при расчётах распространения радиоволн.

Из выражений (8) и (9) следует

$$P_{\Sigma} = \frac{30 (mh_e I)^2}{D},$$

откуда

$$I mh_e = \sqrt{\frac{DP_{\Sigma}}{30}}.$$

Замечая, что напряжённость поля  $E_{\max}$  в направлении главного максимума

$$E_{\max} = \frac{30 mh_e I}{r},$$

получим

$$E_{\max} = \frac{\sqrt{30 DP_{\Sigma_{\text{эт}}}}}{r} = \frac{100 \sqrt{3 DP_{\Sigma_{\text{квт}}}}}{r}. \quad (10)$$

При наличии идеально проводящей земли нетрудно аналогичным образом вывести

$$E_{\max} = \frac{100 \sqrt{6 DP_{\Sigma_{\text{квт}}}}}{r}. \quad (11)$$

В частности, в случае вибратора Герца над землёй ( $D = \frac{3}{2}$ ) мы получим

$$E_{\text{max}} = \frac{300 \sqrt{P_{\Sigma_{\text{квт}}}}}{r}. \quad (12)$$

В дальнейшем нам придётся встречаться ещё с одной величиной, характеризующей работу антенны, — с коэффициентом усиления (1, 3). Представляя собой произведение из коэффициентов направленного

ного и полезного действия антенны, он играет большую роль в тех случаях, когда излучение неизбежно сопровождается потерями энергии, как например, при плохо проводящей почве. В этом случае может оказаться, что возрастание напряжённости поля вследствие направленных свойств антенны, устроенной, например, по схеме рис. III.10.13, аннулируется большими потерями в земле. Коэффициент усиления  $g$ , учитывая и направленность и потери, позволяет судить об итоговом выигрыше или проигрыше в мощности, даваемом исследуемой антенной при условии получения заданной напряжённости поля в заданной точке.

Замечая, что  $g = D\eta_A$  и  $\eta_A = \frac{R_\Sigma}{R_A}$  мы, пользуясь выражением (4), найдём

$$g = 30 \frac{(mh)^2}{R_A} \quad (13)$$

Эта простая формула позволяет подсчитать коэффициент усиления, если известны действующая высота антенны  $h_e$  и её активное сопротивление  $R_A$ .

В заключение этого раздела остановимся ещё на коэффициенте полезного действия антенной цепи передатчика. В деле получения наибольшего эффекта от антенны вопрос этот играет существенную роль. Очень часто плохие результаты, даваемые хорошей антенной несмотря на её высокий коэффициент усиления, объясняются именно недостаточным вниманием, уделяемым антенной цепи передатчика.

Обязательной принадлежностью выходного каскада передатчика является колебательный контур в анодной цепи ламп этого каскада. Этот контур имеет своим назначением трансформировать сопротивление полезной нагрузки, в данном случае антенны, в такое сопротивление, которое должно быть включено в анодную цепь ламп в соответствии с установленным режимом их работы. Естественно, что указанная трансформация должна происходить с минимальными потерями. Этой основной цели должна быть подчинена всякая схема соединения антенны с анодной цепью ламп. На неё могут накладываться дополнительные требования, связанные с типом антенны (симметричная или несимметричная), удобством управления, шириной обслуживаемого диапазона волн и с другими соображениями. Но, учитывая все эти требования, нужно стремиться к минимальному числу промежуточных звеньев между антенной и анодной цепью выходного каскада, помня, что каждое звено является источником потерь, снижающих мощность, излучаемую антенной.

Обычно в выходном каскаде должно предусматриваться три регулировки. Первая состоит в настройке в резонанс собственно антенной цепи; при этом условии вносимое антенной в контур передатчика сопротивление будет при расстройке изменяться симметрично в обе стороны, что необходимо для получения симметричной частотной характеристики. По этой же причине и контур передатчика дол-

жен быть настроен в резонанс (вторая регулировка). Величина сопротивления, вносимого антенной в контур, регулируется путём изменения связи между собственно антенной цепью и контуром передатчика. Эта связь должна быть такой, чтобы вносимое в контур сопротивление значительно превышало сопротивление потерь контура, обеспечивая надлежащий его КПД. Нечего и говорить, что элементы колебательного контура и антенной цепи сами по себе должны обладать малыми потерями, позволяющими получить заданный результирующий КПД.

---

## Глава IV

### ТЕОРИЯ ПРИЁМНОЙ АНТЕННЫ

#### 1. Основные вопросы теории приёмной антенны

Как мы уже указывали в первой главе, приёмная антенна является преобразователем энергии электромагнитных волн в энергию электрического тока — своего рода электрическим генератором. Находясь в поле проходящей мимо радиоволны, интенсивность которой характеризуется обычно напряжённостью электрического поля, она даёт на своих клеммах некоторую электродвижущую силу. Подключая к этим клеммам приёмник, мы получаем в образовавшейся цепи ток, величина которого зависит как от входного сопротивления приёмника, так и от сопротивления антенны.

Инженера, который использует приёмную антенну как мало-мощный электрический генератор, интересует в первую очередь группа вопросов, характеризующих приёмную антенну как некоторый активный двухполюсник. Сюда относятся, в частности, следующие вопросы:

1. Какова величина электродвижущей силы на клеммах антенны и как она зависит от направления приходящей волны?
2. Каково сопротивление приёмной антенны?
3. От чего зависит мощность, отдаваемая антенной приёмнику, и какова её наибольшая возможная величина?

Имея ответ на эти вопросы, мы можем составить себе ясное представление о возможностях, даваемых той или другой антенной; и о том, в каком направлении нужно развивать отдельные элементы приёмной антенны, чтобы получить желаемый эффект в отношении тех или других её свойств.

Следующая группа вопросов относится к задаче: как наилучшим образом использовать свойства, которыми обладает приёмная антенна, применительно к тем реальным условиям, в которых ей приходится работать. Сюда относится прежде всего вопрос о том, как регулировать направленные свойства приёмной антенны для того, чтобы получить наилучшие результаты в отношении выделения принимаемого сигнала на фоне помех, учитывая особенности возникновения и распространения последних. Во вторую очередь сюда относится вопрос о том, какую величину мощности, отдаваемой приёмнику, мы должны требовать от приёмной антенны.

Третья группа вопросов касается общей физической картины работы приёмной антенны, в частности, законов распределения тока в приёмном проводе и законов воздействия приёмной антенны на поле возбуждающей её волны. Знание этой картины и указанных законов позволит нам по новому объяснить полученные ранее результаты и выяснить некоторые побочные явления, неизбежные в работе приёмной антенны, и требующие потому на практике соблюдения определённых мер предосторожности.

В указанной последовательности мы и будем излагать в этой главе основные вопросы теории приёмной антенны.

## 2. Применение принципа взаимности к изучению свойств приёмной антенны

Представим себе (рис. IV. 2. 1) две произвольные одинаковые или различные антенны 1 и 2, расположенные произвольным образом в пространстве, которое может содержать посторонние проводники. Пусть к клеммам антенны 1 приложена

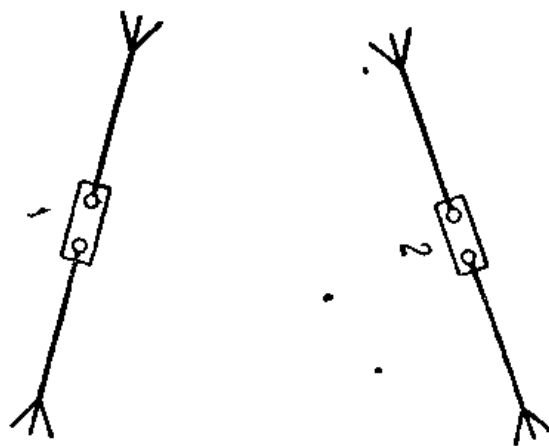


Рис. IV. 2. 1. К формулировке принципа взаимности для антенн.

некоторая электродвижущая сила  $U_1$ ; тогда под её влиянием через клеммы антенны 2 потечёт ток  $I_{12}$ . Принцип взаимности, известный из теории четырёхполюсников, позволяет утверждать, что если мы будем возбуждать антенну 2 электродвижущей силой  $U_2$ , действующей между её клеммами, то через клеммы антенны 1 потечёт ток, равный тому же току  $I_{12}$ . Если мы приложим к антенне 2 электродвижущую силу изменим и обозначим её через  $U_2$ , то пропорционально изменится и ток в антенне 1, превратившись в некоторый ток  $I_{21}$  так, что

$$\frac{I_{12}}{U_1} = \frac{I_{21}}{U_2}. \quad (1)$$

В такой формулировке принцип взаимности справедлив для всех пассивных электрических цепей, не содержащих нелинейных элементов. Доказательство его можно найти в теории четырёхполюсников <sup>1)</sup>. Справедливость этого принципа для антенн была доказана Зоммерфельдом и Свешниковой <sup>2)</sup>, самое же применение принципа взаимности к изучению теории приёмных антенн принадлежит Нейману <sup>3)</sup>. Следуя ему, определим ток  $I_1$ , текущий через клеммы

<sup>1)</sup> См. например, Акульшин, Коцеев, Кульбацкий. Теория связи по проводам. Связьиздат, 1940, стр. 82.

<sup>2)</sup> Свешникова, Журн. Рус. Физ.-Хим. Общества 59, 453 (1927).

<sup>3)</sup> М. С. Нейман. ИЭСТ № 8, 1935.

антенны 1 при возбуждении её электродвижущей силой  $U_1$ . Обозначая через  $Z_{A1}$  сопротивление на клеммах антенны 1, а через  $Z_1$  — сопротивление генератора, можем написать

$$I_1 = \frac{U_1}{Z_{A1} + Z_1}. \quad (2)$$

Напряжённость электрического поля  $E_{12}$  у антенны 2, создаваемого этим током, может быть выражена помощью формулы

$$E_{12} = \frac{30 m h_{e1} I_1}{r} F_1(\varphi, \theta). \quad (3)$$

Здесь  $h_{e1}$  — действующая высота антенны 1,

$F(\varphi, \theta)$  — её характеристика направленности,

$r$  — расстояние между антеннами.

Исключая  $I_1$  из выражений (2) и (3), найдём

$$U_1 = \frac{r E_{12} (Z_{A1} + Z_1)}{30 m h_{e1} F_1(\varphi, \theta)}. \quad (4)$$

Если мы затем возбудим в антенне 2 электродвижущую силу  $U_2$  и через  $E_{21}$  обозначим возникающую при этом напряжённость поля у антенны 1, то по аналогии можем написать

$$U_2 = \frac{r E_{21} (Z_{A2} + Z_2)}{30 m h_{e2} F_2(\varphi, \theta)},$$

где индекс 2 сопровождает параметры антенны 2. Найденные значения электродвижущих сил  $U_1$  и  $U_2$  подставим в вытекающее из принципа взаимности выражение (1); после сокращения на  $r$  и  $30 m$  получим

$$\frac{I_{12} h_{e1} F_1(\varphi, \theta)}{E_{12} (Z_{A1} + Z_1)} = \frac{I_{21} h_{e2} F_2(\varphi, \theta)}{E_{21} (Z_{A2} + Z_2)}.$$

Объединяя величины, относящиеся к одной и той же антенне, будем иметь

$$\frac{I_{21} (Z_{A1} + Z_1)}{E_{21} h_{e1} F_1(\varphi, \theta)} = \frac{I_{12} (Z_{A2} + Z_2)}{E_{12} h_{e2} F_2(\varphi, \theta)}. \quad (5)$$

Предположим теперь, что, оставляя антенну 1 неизменной, мы будем менять устройство антенны 2. Как бы, однако, мы ни изменили антенну 2, равенство (5) должно сохраниться. Но в левой части равенства величины  $h_{e1}$ ,  $F(\varphi, \theta)$ ,  $Z_{A1}$  и  $Z_1$  остаются неизменными. Неизменным останется и отношение тока в первой антенне  $I_{21}$  к возбуждающей его напряжённости электрического поля  $E_{21}$ . Отсюда следует, что и правая часть при всех изменениях должна сохранять одну и ту же величину. Следовательно, мы можем утверждать, что для любой антенны справедливо следующее равенство

$$\frac{I}{E} \frac{Z_A + Z}{h_e F(\varphi, \theta)} = N = \text{const.} \quad (6)$$



Здесь  $E$  — напряжённость поля волны, действующей на приёмную антенну,

$I$  — ток на клеммах антенны,

$h_e$ ,  $F(\varphi, \theta)$  и  $Z_A$  — действующая высота, характеристика направленности и сопротивление на клеммах той же антенны при передаче,

$Z$  — сопротивление, включённое между клеммами.

Выражение (6) устанавливает, таким образом, связь между током в приёмной антенне и параметрами той же антенны, используемой в качестве передающей. Следовательно, зная свойства какой-либо антенны, работающей в режиме передачи, мы без труда определим свойства той же антенны при работе на приём.

Выражение (6) может быть переписано следующим образом

$$I = \frac{NE h_e F(\varphi, \theta)}{Z_A + Z} = \frac{U_A}{Z_A + Z}, \quad (7)$$

где

$$U_A = NE h_e F(\varphi, \theta). \quad (7a)$$

Иначе говоря приёмная антенна представляет собой электрический генератор с электродвижущей силой  $U_A$  и сопротивлением  $Z_A$ .

Чтобы найти постоянную  $N$ , возьмём какую-нибудь простую антенну, например вибратор Герца и сопоставим два значения наведённой электродвижущей силы: одно — полученное непосредственным вычислением, другое — определённое на основании принципа взаимности. Из рис. IV. 2.2 следует, что если падающая волна образует с осью вибратора угол  $\varphi$ , то в единице длины вибратора наводится эдс —  $E \sin \varphi$ , а для всей длины  $2l$  получим

$$U_A = 2l E \sin \varphi. \quad (8)$$

Переходя к выражению (7a) и предполагая вибратор работающим на передачу, мы должны принять

$$h_e = 2l$$

$$F(\varphi, \theta) = \sin \varphi.$$

После подстановки этих значений в выражение (7a) и сравнения с выражением (8) мы без труда найдём

$$N = 1$$

и, следовательно,

$$U_A = E h_e F(\varphi, \theta); \quad I = \frac{U_A}{Z_A + Z}. \quad (9)$$

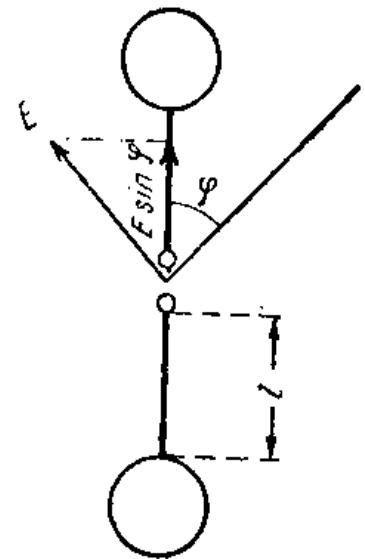


Рис. IV. 2. 2. К определению электродвижущей силы, наводимой падающей волной в вибраторе Герца.

Полученные результаты позволяют сформулировать следующие важные положения:

1. Сопротивление антенны  $Z_A$  при передаче и приёме одинаково.
2. Характеристика направленности антенны при передаче и приёме одинакова. Под характеристикой направленности приёмной антенны мы очевидно должны понимать зависимость её электродвижущей силы от угла падения приходящей волны. Из выражения (9) следует, что эта зависимость определяется той же функцией  $F(\varphi, \theta)$ , которая характеризует направленные свойства антенны при передаче.

3. Действующая высота антенны при передаче и приёме одинакова. Под действующей высотой приёмной антенны понимают такую длину, которая, будучи умножена на напряжённость поля в месте приёма, даст величину электродвижущей силы, наводимой в антенне волной, приходящей с направления максимального приёма. Так как для этого направления  $F(\varphi, \theta) = 1$ , то из выражения (9) непосредственно следует, что

$$U_A = E h_e \quad (10)$$

и что, следовательно, действующая высота приёмной антенны равна  $h_e$ .

Рассмотрим теперь принципиально весьма важный вопрос о наибольшей мощности, отдаваемой приёмной антенной нагрузке (приёмнику). Если сопротивление антенны  $Z_A = R_A + jX_A$ , а сопротивление нагрузки (фидерной линии с приёмником на конце или только приёмника)  $Z_n = R_n + jX_n$ , то наибольшая мощность в нагрузке, очевидно, будет получена когда:

1) реактивные слагающие сопротивлений нагрузки и антенны нейтрализуются, т. е.

$$X_n + X_A = 0,$$

2) активные слагающие сопротивлений равны:  $R_n = R_A$ . Эта наибольшая мощность будет равна

$$P_{\max} = I_A^2 R_A = \frac{U_A^2}{(2R_A)^2} R_A = \frac{U_A^2}{4R_A}. \quad (11)$$

Мы видим, что она будет тем больше, чем меньше активное сопротивление антенны при передаче  $R_A$ . Минимальное значение  $R_A = R_\Sigma$  мы, очевидно, получим при отсутствии потерь в антенне при передаче; тогда  $R_n = 0$  и коэффициент полезного действия  $\eta_A = 1$ .

Эта наибольшая возможная или оптимальная мощность, отдаваемая приёмной антенной, будет равна

$$P_{\text{opt}} = \frac{U_A^2}{4R_\Sigma} = \frac{E^2 h_e^2}{4R_\Sigma} = \frac{E^2 D}{120 m^2} \approx \frac{E^2 i^3 D}{4750}. \quad (12)$$

Здесь  $D$  — коэффициент направленного действия рассматриваемой антенны при работе на передачу. Чтобы ввести его в формулу (12), мы воспользовались выражением (III. 11. 4).

Мы пришли к очень важному выводу: наибольшая мощность, которая может быть получена от данной приёмной антенны, пропорциональна её коэффициенту направленного действия. Следовательно, чем направленнее антенна, тем большую мощность может отдать она приёмнику.

Зависит ли эта мощность от размеров антенны?

В предыдущей главе мы познакомились со способами построения антенн, обладающих высокой направленностью при малых размерах. Кроме того, следует иметь в виду, что простейшие антенны, как симметричный вибратор и рамка, имеют практически один и тот же кнд независимо от размеров. Так, если длина симметричного вибратора  $2l \leq \frac{\lambda}{4}$ , он имеет  $D = \frac{3}{2}$ .

Отсюда, казалось бы, можно сделать вывод, что размеры антенны не влияют на отдаваемую антенной мощность. На самом деле это не так. Размеры антенны влияют косвенно, вследствие того, что с уменьшением размеров уменьшается обычно кнд антенны и подобный вывод, предполагающий полное отсутствие потерь энергии в антенне, оказывается неверным.

При наличии потерь  $R_A = R_n + R_\Sigma$  и максимальная мощность

$$P_{\max} = \frac{U_A^2}{4(R_n + R_\Sigma)} = \frac{E^2 h_e^2}{4R_\Sigma} \frac{R_\Sigma}{R_n + R_\Sigma} = \frac{E^2 D \eta_A}{120 m^2} = \eta_A P_{\text{opt}}. \quad (13)$$

Отдаваемая теперь антенной наибольшая мощность будет равна оптимальной, помноженной на коэффициент полезного действия антенны при использовании её в качестве передающей.

Вводя коэффициент усиления антенны  $g$  равный  $\eta_A D$ , можем переписать выражение (13) следующим образом

$$P_{\max} = \frac{E^2 g}{120 m^2} = \frac{E^2 \lambda^2 g}{480 \pi^2}. \quad (13a)$$

Иначе говоря, наибольшая мощность, которую может выделить данная приёмная антенна, пропорциональна её коэффициенту усиления при работе на передачу.

На этом мы закончим рассмотрение группы вопросов, базирующихся на использовании принципа взаимности. Мы установили, что знание свойств данной антенны, присущих ей при работе на передачу, оказывается достаточным для исчерпывающего суждения о ней, как об антенне приёмной. Вот почему в дальнейшем при изучении какой-либо приёмной антенны мы будем предварительно рассматривать соответствующую передающую, включая вместо приёмника передатчик и применяя методы и формулы теории передающих антенн, изложенные в предыдущей главе. Заметим, что полученные при этом выводы будут правильны только в том случае, если схема включения передатчика в точности соответствует схеме включения приёмника в антенну.

Перейдём теперь к практическому использованию свойств приёмной антенны и в первую очередь рассмотрим вопрос о роли направленности в деле борьбы с помехами радиоприёму.

### 3. Направленное действие и помехи

Помехи радиоприёму можно разделить на внутренние (внутренние шумы приёмника) и внешние. Направленные свойства приёмной антенны предназначены для борьбы с внешними помехами, которые могут быть трёх родов:

1) помехи от радиостанций, работающих на волнах, близких к принимаемой,

2) промышленные помехи и

3) атмосферные помехи.

Для борьбы с этими помехами в распоряжении радиотехники имеются два принципиально различных метода:

а) избирательность по частоте или способность приёмника выделять определённый узкий участок спектра частот, необходимый для приёма желаемой передачи и

б) избирательность по направлению, т. е. способность приёмной антенны выделять или подавлять сигналы, приходящие с определённых направлений. Очевидно, что на долю антенны приходится борьба с теми помехами, с которыми не может справиться приёмник, т. е. с помехами, близкими по частоте к принимаемому сигналу, и потому попадающими в полосу частот, пропускаемых приёмником.

Рассмотрим вкратце каждый вид помех в отдельности.

а) Помехи от близких по волне радиостанций имеют место на всех волнах, но особенно чувствительны они на коротких волнах, а также на длинных — вблизи передатчика. Объясняется это крайним переуплотнением каналов связи на коротких волнах, а на длинных волнах тем, что вблизи передатчика распространение излучаемой электромагнитной энергии происходит за счёт поверхностной волны, амплитуда которой в зоне, прилегающей к мощному длинноволновому передатчику, может достигать очень высоких значений.

В результате сигналы близкой по частоте мощной станции, усиленные первыми каскадами приёмника, обладающими недостаточной селективностью, могут перегрузить следующие каскады и тем создать опасность нелинейных искажений в нём.

Наиболее радикальным средством борьбы с такого рода помехами является применение направленных антенн, позволяющих получить в определённом направлении глубокий минимум (нуль) приёма.

б) Промышленные помехи создаются всякого рода электрическими аппаратами, в которых имеют место нестационарные явления, сопровождающие резкие изменения величины тока или напряжения. Эти помехи сказываются сильнее всего на волнах радиовещательного диапазона. Размеры сетей и электрических агрегатов таковы,

что собственные частоты возникающих паразитных колебаний лежат именно в этом диапазоне. Колебания от этих помех появляются в приёмной антенне как за счёт паразитного излучения с удалённых проводов, так и за счёт индукции с линий и проводов, проходящих вблизи антенны. Чтобы бороться с этими помехами, антенна должна обладать чрезвычайной гибкостью в отношении своих направленных свойств, так как не только в зависимости от места установки, но и в зависимости от принимаемой волны и от времени дня она должна иметь различные направленные свойства. Стремясь упростить антенну массового радиовещательного приёмника, радио-

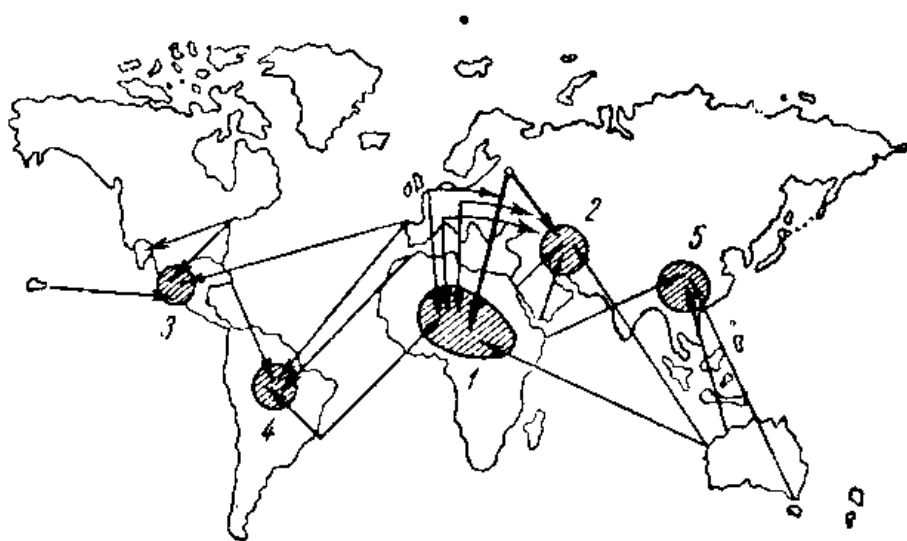


Рис. IV. 3. 1. Распределение центров образования атмосферных разрядов на земном шаре.

техника практически отказывается от использования пространственной избирательности в этом диапазоне, выдвигая взамен высокие нормы напряжённости поля для передачи, обслуживающей города и промышленные центры. Из других мер борьбы с промышленными помехами следует указать, с одной стороны, на подавление помех в месте их зарождения (с помощью специальных фильтров), с другой — на вынос приёмной радиостанции за город.

Первая мера, последовательно проведённая в пределах города или его района, может дать значительный эффект, но она дорога и трудоёмка и целесообразность её во многих случаях спорна. Вторая мера обычно применяется на выделенных приёмных пунктах как магистральной радиосвязи, так и служащих для приёма удалённых радиовещательных станций и трансляции их через местную сеть.

в) Атмосферные помехи являются результатами разрядов атмосферного электричества. Каждый такой разряд сказывается различным образом на приёмниках, настроенных на разные волны; на более короткой волне он проявляется слабее. Экспериментальное

исследование показало, что с увеличением частоты амплитуда помех падает быстрее, чем обратно пропорционально частоте. Поэтому сильнее всего атмосферные разряды сказываются на длинных волнах, где их интенсивность является фактором, определяющим возможность или невозможность радиосвязи. Наоборот, на коротких волнах, порядка 20—30 м эти разряды очень мало влияют на радиосвязь.

Детальное изучение вопроса о происхождении атмосферных разрядов позволило установить, что основным их источником являются грозы как местные, так и, главным образом, удалённые. Высоко-частотные составляющие спектра грозового разряда могут распространяться на очень далёкие расстояния и атмосферные разряды в северном полушарии в основном являются продуктом грозовой деятельности в тропических районах. На рис. IV.3.1 показано расположение центров образования атмосферных разрядов по данным П. Н. Куксенко <sup>1)</sup>.

Согласно этой карте атмосферные разряды, принимаемые в Москве зимой, приходят из Центральной Африки (с юга), летом к ним добавляются разряды из второго, меньшего, очага в районе Кавказа (с юго-востока). Для Англии оба указанные очага помех дадут преимущественное направление прихода помех с юга и востока, что и подтверждается на практике.

Таким образом, атмосферные помехи являются направленными; они приходят в пункт приёма не со всех направлений, а преимущественно с некоторых, лежащих внутри одного или нескольких телесных углов, имеющих определённое положение (направление) и размеры. Мало того, исследование показало, что направления прихода помех не являются постоянными, а перемещаются как в течение суток, так и в течение года. Пределы этих перемещений составляют по данным Куксенко 25—30° за день. При этом максимум помех движется для Москвы с юга на юго-запад. Перемещение это можно объяснить тем, что район грозовой деятельности перемещается на запад, следуя за районом наибольшего нагрева солнечными лучами, который вместе с солнцем перемещается с востока на запад.

Приведённые соображения подтверждаются также особенностями изменения интенсивности атмосферных разрядов. В данном месте эта интенсивность имеет как суточный, так и годовой ход изменений. Для длинных и средних волн первый характеризуется тем, что утром и до полудня разряды слабее, чем после полудня и ночью. Такой ход соответствует, с одной стороны, суточному ходу грозовой деятельности в удалённом районе, расположенном южнее места приёма, и с другой — ходу поглощения в ионосфере. Что касается годового хода, то зимой уровень разрядов во много раз меньше, чем летом, и суточные изменения выражены значительно слабее.

---

<sup>1)</sup> П. Н. Куксенко. Направленный характер распространения атмосферных разрядов. Радиосборник ОДР, ч. I, Москва, 1930.

На коротких волнах днём атмосферные разряды возрастают с повышением частоты; ночью, наоборот, они сильнее на более длинных волнах. Такая картина соответствует суточному ходу поглощения коротких волн в ионосфере, а также тому факту, что ночью наиболее короткие волны не отражаются ионосферой и потому вдоль земли распространяться не могут.

Что касается зависимости силы разрядов от места расположения приёмного пункта, то интенсивность разрядов зависит от географической широты пункта и падает с его приближением к полюсу. Этот факт несомненно объясняется удалением приёмного пункта от очагов возникновения атмосферных разрядов, лежащих в тропиках. Кроме указанных дальних очагов разрядов, летом мы можем иметь местные очаги — ближайšie районы прохождения гроз. Понятно, что расположение этого местного очага помех по отношению к пункту приёма может быть произвольным и вдобавок меняющимся.

Таким образом, наличие преимущественных направлений прихода и перемещение их являются характерными особенностями для всех атмосферных помех.

Смысл коэффициента направленного действия с точки зрения подавления помех

Чтобы уяснить, какой физический смысл имеет коэффициент направленного действия с точки зрения приёмной антенны, рассмотрим воображаемый случай, когда помехи приходят в пункт приёма равномерно со всех направлений.

Приёмная антенна передаёт на вход приёмника не только мощность полезного, подлежащего приёму, сигнала, но и мощность всех посторонних колебаний, и, в частности, помех, действующих в полосе частот, пропускаемых приёмником. Антенна, направленная на корреспондента, имеет в этом отношении перед ненаправленной то преимущество, что по сравнению с мощностью сигнала мощность помех, отдаваемая приёмнику, вообще говоря, уменьшается. В частном случае, когда направления прихода сигнала и помех совпадают, направленность не даёт никаких преимуществ.

Окружим приёмную радиостанцию некоторой сферой радиуса  $R$ . Выделим на этой сфере площадку в  $1 \text{ м}^2$  и пусть радиус сферы  $R$ , проведённый в середину этой площадки, образует углы  $\varphi$  и  $\theta$  с соответствующими начальными направлениями (рис. IV. 3. 2). Обозначим через  $E_n$  напряжённость поля, создаваемую мешающими колебаниями той же частоты, что и принимаемый сигнал, входящими в пределах телесного угла, соответствующего единичной площадке. Тогда элементарная мощность, создаваемая на входе приёмника этими колебаниями, будет

$$\Delta P_n = k P_{\max} F^2(\varphi, \theta) = k \frac{E_n^2 \lambda^2 g}{480 \pi^2} F^2(\varphi, \theta);$$

коэффициент  $k$  определяет степень согласования антенны с приёмником;  $g$  — коэффициент усиления при передаче.

Взяв другую единичную площадку, определяемую углами  $\varphi_1$  и  $\theta_1$ , мы точно так же найдём

$$\Delta P_{n1} = k \frac{E_{n1}^2 \lambda^2 g}{480 \pi^2} F^2(\varphi_1, \theta_1).$$

Возникает вопрос, какова же будет результирующая мощность помех. Это будет зависеть от сдвига фаз между  $E_n$  и  $E_{n1}$ . У нас нет оснований предполагать, что эти напряжённости будут иметь какой-либо определённый сдвиг фаз; наоборот, естественно ожидать, что помехи с разных направлений приходят в пункт приёма со случайными фазами и что, следовательно, любой сдвиг фаз между  $E_n$  и  $E_{n1}$  в пределах от 0 до  $360^\circ$  равновероятен. В таком случае средняя мощность, создаваемая помехами, приходящими со всех направлений, за достаточно большой промежуток времени будет равна сумме мощностей от помех, соответствующих рассмотренным единичным площадкам.

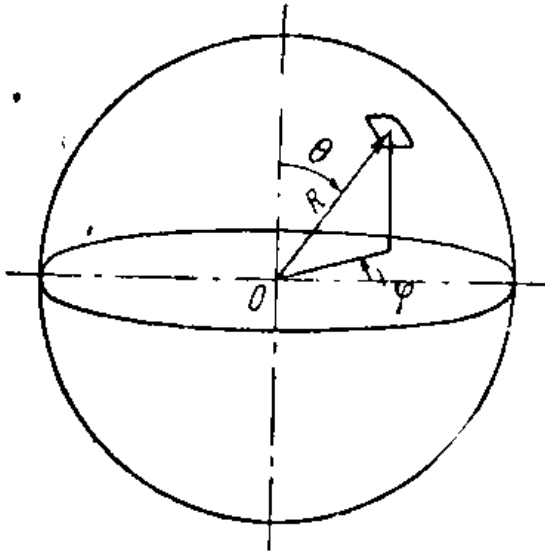


Рис. IV.3.2. К определению элементарной мощности, создаваемой атмосферными помехами на входе приёмника.

Таким образом

$$P_n = \frac{k \lambda^2 g}{480 \pi^2} \int_s E_n^2 F^2(\varphi, \theta) dS,$$

где интеграл берётся по поверхности сферы. Напряжённость поля помех  $E_n$ , вообще говоря, зависит от углов  $\varphi$  и  $\theta$  и потому также входит под знак интеграла. Её можно вынести оттуда в частном случае, предположив, что помехи приходят со всех направлений с одинаковой интенсивностью. Тогда по ф-ле (III.11.9)

$$P_n = \frac{k E_n^2 \lambda^2 g}{480 \pi^2} \int_s F^2(\varphi, \theta) dS = \frac{k E_n^2 \lambda^2}{120 \pi} \eta_A,$$

где  $\eta_A = \frac{g}{D}$  — коэффициент полезного действия антенны.

Мощность полезного сигнала, приходящего с направления главного максимума и имеющего напряжённость поля  $E_c$ , будет

$$P_c = k \frac{E_c^2 \lambda^2 D \eta_A}{480 \pi^2}.$$

Отношение этих мощностей, т. е. превышение сигнала над помехами будет

$$\frac{P_c}{P_n} = \frac{E_c^2}{E_n^2} \cdot \frac{D}{4\pi},$$



оно пропорционально коэффициенту направленного действия антенны  $D$ . Иначе говоря, коэффициент направленного действия есть число, указывающее, во сколько раз направленная антенна усиливает на входе приёмника мощность полезного сигнала по сравнению с мощностью помех в предположении, что последние приходят с одинаковой интенсивностью со всех направлений. В этом случае действие направленной приёмной антенны эквивалентно действию такой же передающей антенны. В самом деле применение последней равносильно увеличению мощности передатчика в  $D$  раз и приёмная направленная антенна, усиливая по сравнению с помехами мощность сигнала, даёт тот же эффект, что и увеличение мощности передатчика в  $D$  раз при абсолютно ненаправленной приёмной антенне. Если кнд передающей антенны —  $D_1$ , а приёмной —  $D_2$ , то эффект, даваемый обеими антеннами при равномерном распределении помех, эквивалентен увеличению мощности сигнала в  $D_1 D_2$  раз по сравнению с передачей и приёмом на абсолютно ненаправленные антенны.

**Требования к характеристике направленности приёмной антенны**

В действительных условиях приёма, как мы видели, атмосферные помехи имеют направленный характер,  $E_n$  зависит от углов  $\varphi$  и  $\theta$  и коэффициент снижения помех или выигрыш приёмной антенны отличается от её коэффициента направленности. Мало того, так как направления прихода атмосферных разрядов перемещаются в течение дня, то выигрыш приёмной антенны также изменяется в течение суток и от одних суток к другим. Естественно, возникает вопрос: каковы должны быть направленные свойства приёмной антенны для того, чтобы она могла наиболее успешно бороться с мешающим действием атмосферных помех?

В первую очередь оказывается необходимым устранение побочных лепестков в характеристике направленности. При передаче мы заботимся в первую очередь о сужении главного луча; наличие довольно значительных побочных лепестков при достаточно узком главном максимуме в характеристиках передающих антенн встречается довольно часто.

В случае приёмных антенн на первое место должно быть выдвинуто требование освобождения характеристики направленности от побочных лепестков или снижения их до минимально возможной величины.

Дело в том, что помехи не только приходят с определённого направления или пучка направлений, но и меняют эти направления в достаточно широких пределах. Допустим, что направление прихода помех переместилось от  $a$  к  $b$  (рис. 1V. 3. 3). В первом случае антенна резко снижала уровень помех, так как направление их прихода совпадало с минимумом характеристики. Во втором случае выигрыш антенны будет значительно ниже. Так как направление прихода помех меняется и может быть любым, направленный эффект приём-

ной антенны в конечном счёте зависит от наибольшего из побочных лепестков. Чем он меньше, тем лучше. Отсюда требование — сделать лепестки возможно малыми, если их нельзя убрать совсем.

Что касается ширины главного луча, то вопрос о возможно большем сужении его для приёмных антенн стоит на втором плане. Очень острый главный луч недопустим потому, что, как увидим дальше, направление волн, приходящих от корреспондента, может слегка меняться. Кроме того, если направление помех близко к направлению главного максимума, то, учитывая возможность известного перемещения этого направления в ту или другую сторону, мы должны признать, что в этом случае появляется значительная вероятность совпадения направлений сигналов и помех. В этом же последнем случае направленная антенна, как уже указывалось,

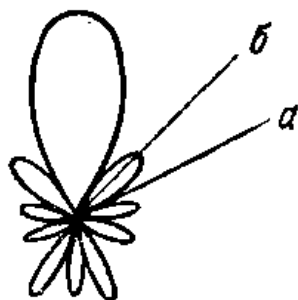


Рис. IV. 3. 3. Влияние лепестков характеристики направленности приёмной антенны на подавление помех.

никаких выгод по сравнению с ненаправленной не даёт. Вот почему применение направленных приёмных антенн в основном рассчитано на помехи, отличные по направлению от сигнала корреспондента и вот почему вопрос о сужении главного луча не имеет здесь решающего значения.

Третье требование касается возможности изменять направление нулевого приёма. Поскольку помехи имеют направленный характер, желательно так сконструировать антенну, чтобы в направлении помех лежал минимум приёма. Однако, неподвижный минимум не является решением вопроса. Необходимо иметь возможность переместить его в случае, если направление помех изменится. Сказанное, разумеется, относится не только к помехам атмосферного происхождения, но и к мешающим станциям.

Требование перемещения направления нуля характеристики есть специфическое требование, не встречающееся в практике передающих антенн. Удовлетворяющие этому требованию антенны нашли широкое распространение в технике длинных волн ещё в первые годы развития радиотехники в виде рамок, радиогонометров и т. п.

#### 4. Требования к мощности, отдаваемой приёмной антенной приёмнику

Получение наибольшей мощности от приёмной антенны, как указывалось ещё в первой главе, вовсе не входит в задачи правильного использования приёмной антенны. Наоборот, излишняя мощность на входе приёмника увеличивает опасность нелинейных искажений. Вместе с принимаемыми сигналами на вход приёмника поступают и сигналы соседних по частоте станций. В приёмниках супергетеродинного типа эти сигналы проходят через усилитель

высокой частоты и могут перегрузить первый детектор, вызывая тем нелинейные искажения.

С другой стороны, беспредельно понижать мощность принимаемого сигнала также нельзя. Нижний допустимый предел мощности, требуемой от приёмной антенны, зависит от флюктуационных шумов первого каскада приёмника. Эти шумы делятся на контурные и ламповые. На зажимах входного контура приёмника, даже при отсутствии внешней электродвижущей силы, имеют место микроскопические беспорядочные колебания напряжения. Дело в том, что хотя средняя плотность свободных электронов в проводнике является величиной постоянной, число электронов в каждый данный момент по отдельным элементам объёма не является одинаковым, так как электроны находятся в состоянии теплового движения. По отдельным маленьким объёмам плотность свободных электронов испытывает небольшие беспорядочные колебания около среднего значения — так называемые флюктуации. В результате внутри проводника всё время самопроизвольно возникают разности потенциалов и циркулируют микроскопические выравнивающие токи. Естественно, что при достаточно большом усилении флюктуационные колебания напряжения на зажимах входного контура будут вызывать непрерывные изменения тока на выходе приёмника, которые в телефоне будут создавать впечатление шума.

Напряжение флюктуационных шумов на зажимах двухполюсника с активной составляющей сопротивления, равной  $r$ , может быть вычислено по формуле Нюквиста (Nyquist)

$$U_t = \sqrt{4kTr\Delta f};$$

здесь  $k$  — постоянная Больцмана, равная  $1,37 \cdot 10^{-23}$  джоулей/градус Кельвина,

$T$  — абсолютная температура в градусах Кельвина (К) и

$\Delta f$  — полоса частот, для которых ищется эквивалентное шумам действующее напряжение  $U_t$ .

Подставляя значение постоянной Больцмана, выражая  $r$  в килоомах,  $\Delta f$  — в килогерцах,  $U_t$  — в микровольтах и принимая для комнатной температуры  $T = 290^\circ \text{ К}$ , получим

$$U_t = \frac{1}{8} \sqrt{r_{\text{ком}} \Delta f_{\text{кГц}}} \text{ мкВ}.$$

Применяя эту формулу к сеточному колебательному контуру первой лампы приёмника, получим мощность шумов на входе приёмника

$$P_t = \frac{\Delta f_{\text{кГц}}}{64} 10^{-15} \text{ вт}.$$

Здесь  $\Delta f$  обозначает ширину полосы усилителя промежуточной частоты приёмника.

Ламповые шумы вызываются рядом флюктуаций внутри лампы, каковы, например, флюктуация эмиссионного тока (так называемый дробовой эффект), потока вторичных электронов, пространственного заряда лампы и т. д. В зависимости от конструкции и тщательности изготовления различные лампы имеют различный уровень шума. Обычно шум лампы характеризуют эквивалентным напряжением  $U_{\lambda}$ , подаваемым на сетку лампы. Средняя величина такого напряжения может быть принята равной  $0,5 \sqrt{\Delta f_{кГц}} \text{ мкв}$ .

Результирующее напряжение шумов может быть подсчитано по формуле

$$U_{ш} = \sqrt{U_{\lambda}^2 + U_{\lambda}^2} = \sqrt{\left(\frac{r_{ком}}{64} + 0,25\right) \Delta f_{кГц}} \text{ мкв},$$

а отсюда можно подсчитать и мощность шумов. При этих подсчётах сопротивление на клеммах входного контура должно быть взято с учётом сопротивления, вносимого антенной.

**П р и м е р.** Подсчитаем мощность шумов приёмника ПЦКУ, имеющего входное сопротивление порядка  $20 \text{ ком}$  и ширину полосы  $6 \text{ кГц}$ .

Напряжение шума будет

$$U_{ш} = \sqrt{\left(\frac{20}{64} + 0,25\right) 6} = 1,84 \text{ мкв}^1).$$

Мощность шумов

$$P_{ш} = \frac{U_{ш}^2}{r} = \frac{(1,84 \cdot 10^{-6})^2}{2 \cdot 10^4} = 1,68 \cdot 10^{-16} \text{ вт}.$$

Практически напряжение шумов на сетке лампы (не на входе приёмника) надо считать  $1,5—2 \text{ мкв}$  и мощность шумов  $1—2 \cdot 10^{-16} \text{ вт}$ .

Флюктуационные шумы определяют нижний предел мощности, который антенна должна отдавать приёмнику для обеспечения хорошего приёма. Так, по международным нормам (при амплитудной модуляции и манипуляции) для хорошего приёма телеграфии на ондулятор сигнал должен превышать помехи (по напряжению) на  $10—20 \text{ дб}$ , для хорошего приёма коммерческой телефонии — на  $25—35 \text{ дб}$  и т. д. Исходя из этих цифр, может быть подсчитана минимальная мощность сигнала, которую антенна должна подать на вход приёмника. Практически отдаваемая приёмнику мощность обычно значительно превышает минимально необходимую.

<sup>1)</sup> При более точном вычислении надо учитывать также и скаты частотной характеристики приёмника. Получающаяся при этом эквивалентная полоса будет несколько больше номинальной ширины полосы приёмника (для ПЦКУ, примерно, на  $30 \%$ ).

## 5. О распределении тока в симметричном приёмном проводе

Вопрос о распределении тока в приёмной антенне может быть исследован теми же путями, как и вопрос о распределении тока в передающем проводе. Именно для приближённого решения можно воспользоваться телеграфными уравнениями <sup>1)</sup>, для более точного — уравнениями Максвелла в эллиптических координатах или интегро-дифференциальными уравнениями <sup>2)</sup>. Разница по сравнению со случаем передачи будет заключаться в ином способе возбуждения антенны и, следовательно, в иных формах задания возбуждающего антенну электрического поля.

Нужно, однако, отметить, что все указанные пути в применении к приёмной антенне оказываются значительно более сложными, чем в применении к передающей.

Вот почему принцип взаимности, позволяющий весьма простым путём дать ответы на основные вопросы, интересующие радиоинженера, получил за последние годы такое широкое развитие, отодвинув на второй план изучение приёмных антенн указанными здесь методами.

Однако, непосредственное исследование приёмной антенны не потеряло своего значения. Во-первых, вопросы о распределении тока и заряда в приёмной антенне и о вторичном поле, создаваемом этим током, представляют большой принципиальный интерес. Во-вторых, изучение вопроса о распределении тока при приёме вскрывает такие детали этого распределения, которые требуют обязательного учёта их на практике: я имею в виду синфазную и противофазную составляющие тока. Вот почему ознакомление хотя бы с основными результатами непосредственного исследования приёмной антенны представляется весьма желательным.

Для наших целей достаточно будет воспользоваться методикой применения телеграфных уравнений, тем более, что строгое исследование подтверждает справедливость полученных таким путём выводов для большинства случаев практики.

Начнём с вопроса о распределённой вдоль приёмного провода электродвижущей силе, наводимой волной, падающей под углом  $\varphi$  к оси симметричного вибратора (рис. IV.5.1), лежащего в плоскости поляризации волны. Плоскость поляризации образуется направлениями вектора электрического поля и движения волны. В этом случае вектор электрического поля  $E$ , перпендикулярный направлению движения волны, образует с проводом угол  $\frac{\pi}{2} - \varphi$ ; следовательно, составляющая электрической напряжённости, параллельная проводу, будет

$$E \sin \varphi.$$

<sup>1)</sup> А. А. Пистолькорс. Приёмные антенны, Связьтехиздат, 1937, гл. I.

<sup>2)</sup> См. например, King and Harrison. Proc. IRE, v. 32, p. 35; Jan. (1944).

Это и будет электродвижущая сила, наводимая волной на единице длины провода.

Поместим начало координат в центре провода и ось  $oz$  направим по оси его. Из рис. IV. 5. 1 видно, что фаза электродвижущей силы,

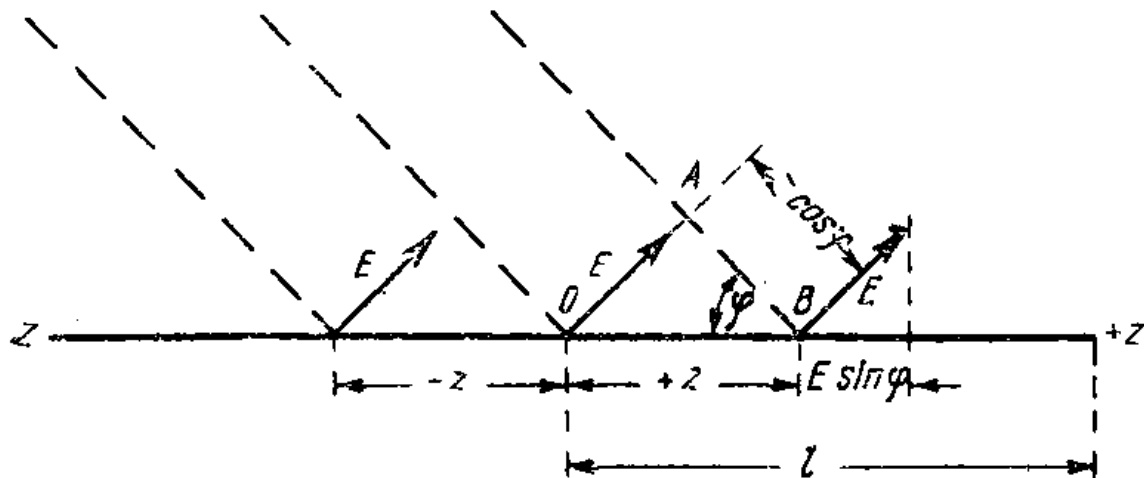


Рис. IV. 5. 1. Определение электродвижущей силы, наводимой в различных точках приёмного провода.

наводимой в различных элементах провода не одинакова, так как пути до них от передатчика не одинаковы. Если за начальную принять фазу электродвижущей силы в середине провода, то в правой половине в точке  $z$  мы будем иметь запоздание на угол  $mz \cos \varphi$ , в левой — в точке  $-z$  — опережение на тот же угол. Электродвижущие силы в этих точках могут быть выражены формулой

$$U_z = E \sin \varphi e^{jmz \cos \varphi}.$$

Перейдём теперь от антенны к эквивалентной линии, которую составим следующим образом. Оставляя правую половину провода на месте, повернём левую вокруг начала координат на  $180^\circ$  и расположим её параллельно правой (рис. IV.5.2). Тогда два эле-

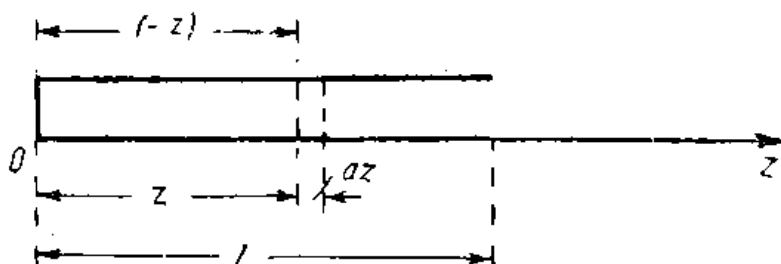


Рис. IV. 5. 2. Схема двухпроводной линии, эквивалентной приёмному симметричному проводу.

мента провода, соответствующие координатам  $z$  и  $-z$ , придутся один над другим и образуют один элемент линии. Рассмотрим, какие электродвижущие силы будут действовать в этом элементе. В нижнем проводе будет действовать электродвижущая сила

$$U_1 = E \sin \varphi e^{jmz \cos \varphi} = E \sin \varphi [\cos (mz \cos \varphi) + j \sin (mz \cos \varphi)].$$

Для верхнего провода мы должны подставить  $-\tilde{z}$  вместо  $\tilde{z}$  и переменить знак ввиду изменения направления координатной оси

$$U_2 = E \sin \varphi [-\cos(mz \cos \varphi) + j \sin(mz \cos \varphi)]. \quad (1)$$

Первые слагаемые действуют в элементе  $dz$  согласно (рис. IV.5.3) и создают противофазную электродвижущую силу

$$U_n = 2 E \sin \varphi \cos(mz \cos \varphi). \quad (2)$$

Вторые составляющие имеют одну и ту же фазу и амплитуду в обоих проводах и дают синфазную электродвижущую силу

$$U_c = E \sin \varphi \sin(mz \cos \varphi). \quad (3)$$

Противофазная электродвижущая сила создаёт в обоих проводах эквивалентной линии противоположные токи и некоторую разность потенциалов; эти величины будут зависеть от включённой в линию нагрузки (приёмника). Синфазная составляющая электродвижущей силы не будет создавать разности потенциалов между проводами линии. Токи в обоих проводах будут одинаковы по величине и одинаково направлены. Иначе говоря, оба провода эквивалентной линии будут работать как два параллельно включённых провода.

Если мы перейдём обратно от эквивалентной линии к соответствующей симметричной антенне, то придём к заключению, что противофазная волна создаёт в симметричных точках антенны токи одного направления, а синфазная (однофазная) — токи разных направлений. При этом указанные

две составляющие наводимой электродвижущей силы сдвинуты по фазе на  $90^\circ$ . На величину токов, создаваемых синфазной составляющей, будет влиять не упомянутая выше нагрузка, а сопротивление, включённое между началом эквивалентной линии и поверхностью нулевого потенциала. Так например, в случае подвешенного низко над землёй симметричного вибратора таким сопротивлением будет сопротивление фидерной линии по отношению к земле, при чём фидерная линия здесь рассматривается как система из двух параллельно соединённых проводов. Сопротивление такой системы определяется её длиной, ёмкостью по отношению к земле и способом соединения обоих проводов в приёмнике по отношению к земле. Правильно построенная антенна должна быть строго симметрична по отношению к земле: только в этом случае синфазная составляющая не даст тока в приёмнике, так как только в этом случае токи в обоих проводах

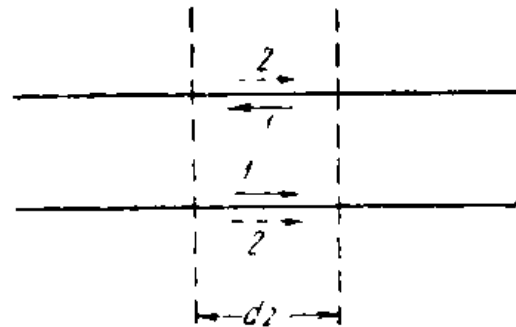


Рис. IV. 5. 3. Противофазная (1) и синфазная (2) электродвижущие силы в элементе  $dz$ .

и потенциалы, в частности у приёмника, при синфазном возбуждении будут одинаковыми.

Если нас интересует только ток в приёмнике [в середине провода, где  $z=0$  и  $\sin(mz \cos \varphi)=0$ ], мы можем ограничиться исследованием противофазных токов. Если же, однако, мы хотим знать распределение тока во всём проводе, мы должны также принять во внимание и синфазные токи. Лишь при прямо падающей волне, когда  $\varphi=90^\circ$  и  $U_\xi=0$ , синфазные токи в приёмном проводе отсутствуют.

Рассмотрим на примере этого простейшего случая, как проводится исследование приёмной антенны помощью телеграфных уравнений. При этом для простоты будем полагать приёмный провод лишённым потерь. Уравнение для напряжения в эквивалентной линии напишется тогда так:

$$-\frac{\partial U}{\partial z} = IZ - 2 E \sin \varphi \cos(mz \cos \varphi). \quad (4)$$

Здесь  $Z=R+j\omega L$ , где  $R$  и  $L$  погонные сопротивления и самоиндукция линии. Подставляя  $\varphi=90^\circ$ , получим

$$-\frac{\partial U}{\partial z} = IR - 2 E. \quad (5)$$

Уравнение для тока остаётся обычным

$$-\frac{\partial I}{\partial z} = UY; \quad Y=G+j\omega C. \quad (6)$$

Дифференцируя уравнение (5) и подставляя в него значение  $\frac{\partial I}{\partial z}$  из уравнения (6), получим

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \gamma^2 U = 0, \quad \text{где } \gamma = \sqrt{YZ}. \quad (7)$$

Это уравнение, как известно, имеет решение

$$U = A e^{\gamma z} + B e^{-\gamma z}, \quad (8)$$

откуда для тока получим

$$I = -\frac{1}{\rho} \left( A e^{\gamma z} - B e^{-\gamma z} - \frac{2 E}{\gamma} \right); \quad (9)$$

здесь  $\rho = \sqrt{\frac{Z}{Y}}$  — волновое сопротивление провода.

Рассмотрим теперь случай симметричного вибратора без нагрузки (замкнутого накоротко при  $z=0$ ) длиной  $2l$ . Так как  $U=0$  при  $z=0$ ,

$A=-B$  и так как  $I=0$  при  $z=l$ ,  $A = \frac{-jE}{m \cos ml}$ .

Отсюда

$$I = \frac{j 2 E}{\rho m \cos ml} (\cos mz - \cos ml). \quad (10)$$



Для построения кривой тока можно, следовательно, сформулировать такое правило: строим косинусоиду  $\cos mz$  (рис. IV.5.4), отсекаем часть её в промежутке от  $z=-l$  до  $z=l$  и концы полученного отрезка кривой соединяем прямой (уравнение которой будет  $y=\cos ml$ ). Эта прямая берётся за ось  $oz$  и полученный отрезок косинусоиды даёт кривую распределения тока.

Иначе говоря, кривая тока приёмного ненагруженного провода при прямо падающей волне представляет собой косинусоиду, поднятую или опущенную по отношению к оси абсцисс. На рис. IV.5.4 дан ряд таких кривых для разных длин проводов. Как видим, распределение тока в антенне одинаково при передаче и приёме лишь при работе на нечётных гармониках ( $2l = \frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}, 5\frac{\lambda}{2}$  и т. д.). В остальных случаях кривые тока сильно различаются.

Зная распределение тока в приёмном проводе и его величину, можно вычислить создаваемое им вторичное поле и, сложив с полем падающей волны, найти результирующее поле в пространстве, окружающем вибратор. В данном случае при отсутствии нагрузки весь эффект, производимый вибратором, будет сводиться к искажению первоначального поля без расходования его энергии.

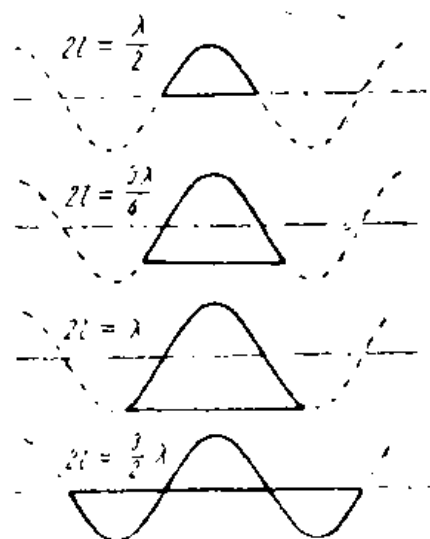


Рис. IV. 5. 4. Построение кривых тока в ненагруженном приёмном проводе, возбуждаемом прямо падающей волной.

## Глава V

### АНТЕННЫ ДЛИННЫХ ВОЛН

#### 1. Краткая характеристика канала связи на длинных волнах

Изучение длинноволновых антенн мы начнём с того, что напомним вкратце особенности распространения длинных волн. Эти сведения позволят нам уяснить специфические условия работы длинноволновых передающих и приёмных антенн и правильно сформулировать требования, которые должны быть к ним предъявлены.

К диапазону длинных относятся волны длиннее 3000 м. Для этих волн в большинстве случаев землю можно рассматривать как сравнительно хороший проводник. Распространение длинных волн происходит при непосредственном участии земли, на которую силовые линии электрического поля опираются своими концами, при чём картина поля близка к той, которую мы имели бы при идеальной проводимости земли. Конечная проводимость земли сказывается в том, что помимо вертикальной появляется ещё и горизонтальная составляющая электрического поля, амплитуда которой  $E_v$  обычно не превышает нескольких процентов амплитуды вертикальной составляющей  $E_z$  и может быть подсчитана по известной формуле

$$\operatorname{tg}\theta = \left| \frac{E_v}{E_z} \right| = \sqrt{\frac{\omega\epsilon_0}{\sigma}},$$

где  $\theta$ —угол наклона фронта волны,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость воздуха и  $\sigma$ —удельная проводимость почвы.

Вертикальная и горизонтальная составляющие поля сдвинуты по фазе на  $45^\circ$ , поэтому электрическое поле оказывается поляризованным по очень вытянутому эллипсу, ось которого образует угол  $\theta$  с вертикалью. В большинстве случаев практики электрическое поле длинных волн можно считать вертикальным.

Поле длинноволновых радиостанций в месте приёма, по сравнению с волнами других диапазонов, отличается значительной устойчивостью; лишь в часы перед закатом и восходом солнца в пункте приёма наблюдается ослабление поля. Устойчивость приёма является положительным свойством длинных волн. Неудобством их является слабое затухание земной волны вблизи передатчика, вследствие чего помехи приёмной станции от собственных передатчиков на этих волнах сказываются особенно сильно.

Положительные свойства длинных волн в отношении устойчивости приёма в большинстве случаев, однако, не могут быть полностью использованы ввиду наличия в этом диапазоне сильных атмосферных помех.

Интенсивность атмосферных помех на длинных волнах определяется в первую очередь широтой места приёма. Чем севернее расположен пункт приёма, тем слабее становятся помехи. Это обстоятельство приходится учитывать на практике, пример чему мы видим на выборе места для приёмных центров длинноволновой радиотелефонной линии связи Нью-Йорк—Лондон (на волнах порядка 5000 м).

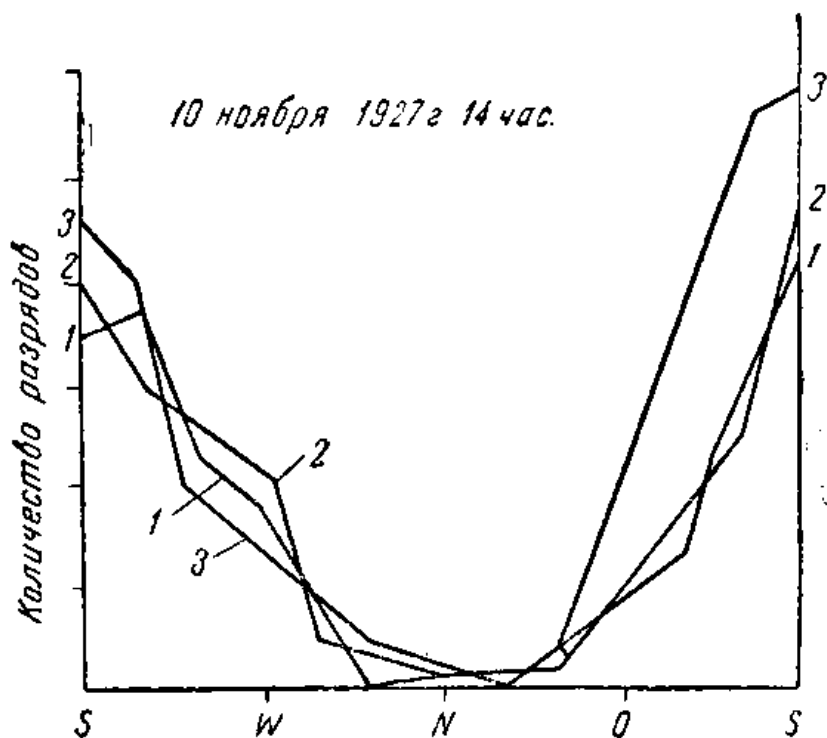


Рис. V. 1. 1. Кривые направленного действия атмосферных разрядов на волне 10 000 м для Москвы.

Для ослабления действия разрядов приёмный центр в Англии был вынесен в местечко Кюпар в Шотландии, приблизительно на 600 км севернее Лондона, а приёмный центр на американской стороне—в Хултон, отстоящий от Нью-Йорка на 900 км к северо-западу. Выбор указанных пунктов вместо Лондона и Нью-Йорка дал выигрыш в смысле ослабления помех в первом случае порядка 6,4 дб и во втором—порядка 10 дб, что соответствует увеличению мощности передатчика в 4,5 и 10 раз.

Что касается абсолютной интенсивности разрядов на длинных волнах, то подробные данные о ней приводятся в курсе распространения радиоволн<sup>1)</sup>. Нам достаточно указать, что средний уровень атмосферных помех летом на волне 10 000 м при ширине полосы приёмника 200 гц эквивалентен для средних широт напряжённости поля

<sup>1)</sup> А. Н. Щукин. Распространение радиоволн. Связьиздат, 1940, стр. 388.

порядка 60 мкв/м. Максимальный уровень в этих же условиях достигает 250 мкв/м. Такие высокие уровни практически приводят к прекращению связи летом на длинных волнах.

Как уже указывалось, помехи на всех волнах, в том числе и на длинных, имеют направленный характер. На рис. V.1.1 приведены кривые интенсивности помех при приёме с разных направлений, полученные П. Н. Куксенко для Москвы на волне 10 000 м для трёх последовательных наблюдений. На рис. V.1.2 дана роза помех для

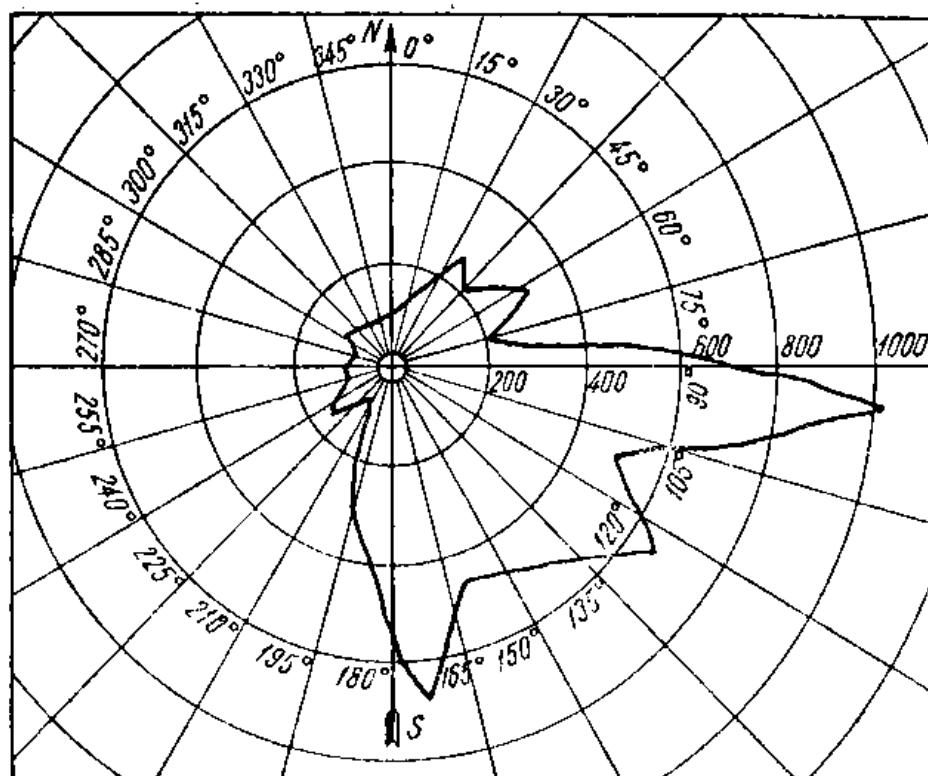


Рис. V. 1. 2. Роза атмосферных помех на длинных волнах для Кюпара (Англия).

Кюпара (Англия) на волне 5000 м. В обоих случаях наблюдаются направления с довольно резко выраженными максимумами и минимумами помех. Направления эти соответствуют карте рис. IV. 3. 1. Следует указать, что роза помех рис. V. 1. 2 даёт средние значения напряжённости поля помех, полученные из многочисленных наблюдений. Сравнение же единичных наблюдений позволяет убедиться в том, что направления прихода помех перемещаются, как в течение суток, так и в течение года в соответствии с тем, что было сказано в предыдущей главе.

## 2. Общие сведения об антеннах длинных волн

Из сказанного выше следует, что задачей длинноволновой передающей антенны является создание такого электромагнитного поля, электрические силовые линии которого были бы перпендикулярны земле. Рассмотрим, какие типы антенн способны выполнить эту задачу.

Простейшим и наиболее естественным типом антенны для создания указанного поля является вертикальный заземлённый вибратор, нагруженный или ненагруженный на верхнем конце. Этот вибратор в плоскости земли будет иметь ненаправленное излучение, а в вертикальной плоскости излучение его будет уменьшаться по мере приближения к вертикали, вдоль которой оно равно нулю. Вертикальный проводник является единственным практически применяемым ненаправленным излучателем на длинных волнах и, как таковой, он может быть использован в сложных направленных антеннах, состоящих из нескольких ненаправленных элементов. Не следует, однако, думать, что он является единственным типом антенны, дающим необходимое поле. Принципиально поле такого же типа может быть получено от лежащей в плоскости земли круглой магнитной антенны. Частным случаем такой антенны могла бы быть кольцевая диффракционная (щелевая) антенна. Однако, в области длинных волн подобные антенны не практичны.

Следующим за вертикальным проводом типом антенны для длинных волн является вертикальная рамка, эквивалентная горизонтальному магнитному вибратору, который в плоскости земли обладает уже направленными свойствами: его характеристикой является восьмёрка с максимумами, совпадающими с плоскостью рамки. По сравнению с вертикальным проводом рамка при той же высоте обладает меньшим сопротивлением излучения, а следовательно, и более низким кпд. Вот почему её рациональнее использовать в качестве приёмной антенны.

Применение горизонтальных проводов при идеальной проводимости земли на длинных волнах не имеет смысла. В самом деле при небольшой (относительно длины волны) высоте подвеса горизонтальный провод излучает очень мало энергии, так как его поле нейтрализуется полем зеркального изображения, расположенного под землёй. При этом даже и то слабое излучение, которое имеет место, направлено преимущественно вверх, давая нуль вдоль земли.

При конечной проводимости земли горизонтальный провод может быть использован и для передачи и для приёма. Вертикальная составляющая электрического поля создаётся в этом случае за счёт вертикальных составляющих токов в земле (см. разд. 10, гл. III). Изолированный на концах горизонтальный провод будет иметь характеристику направленности, близкую к характеристике рамки. Ввиду больших потерь в земле и, как следствие, низкого кпд антенны применение горизонтальных проводов имеет смысл только в области приёмных антенн.

Таким образом, рациональной передающей антенной для длинных волн является лишь антенна, состоящая из одного или нескольких вертикальных проводов. Постараемся теперь выяснить те основные задачи, которые пришлось решать в своём развитии технике передающих длинноволновых антенн.

Характерной особенностью всех длинноволновых антенн является их малая высота по сравнению с длиной волны. Наиболее вы-

сокие мачты, применяемые для этих антенн, достигают высоты 200—250 м. При такой высоте мачт длина вертикального провода в диапазоне 3000—20000 м составляет от 0,083 до 0,012 длины волны. Провод столь малой длины естественно обладает весьма малой излучательной способностью. Предполагая ток в нём одинаковым по длине, мы можем подсчитать его сопротивление излучения по формуле Рюденберга (III. 4. 7). Учитывая, что излучение происходит лишь в верхнем полупространстве, найдём  $R_{\Sigma} = 1600 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2$ . Мы получим величину этого сопротивления от 11 до 0,23 ом. Следует иметь в виду, что наиболее высокие мачты сооружались на магистральных линиях связи, а эти линии работают на очень длинных волнах: от 8000 м и выше. Для более коротких волн применялись и менее высокие мачты. Таким образом, практически сопротивление излучения простой длинноволновой антенны, состоящей из вертикального провода с горизонтальной частью, измеряется омами или ещё чаще долями ома.

В связи с чрезвычайно низким сопротивлением излучения перед строителями длинноволновых антенн возникали две задачи, за успешное разрешение которых им приходилось бороться. Первой такой задачей являлось устранение перенапряжений в антенне. При малом  $R_{\Sigma}$  для излучения даже небольшой мощности ток в антенне должен достигать большой силы. Так, чтобы излучить 10 квт при сопротивлении излучения в 1 ом, мы должны иметь

$$I_A = \sqrt{\frac{P_{\Sigma}}{R_{\Sigma}}} = 100 \text{ а.}$$

Чтобы при столь больших токах в антенне не возникло перенапряжений, необходимо было снабжать вертикальный провод горизонтальной частью, имеющей достаточную ёмкость по отношению к земле.

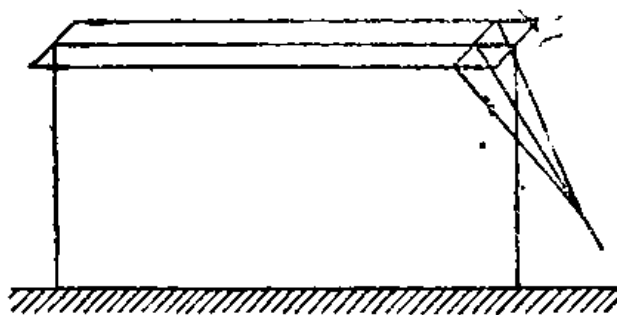


Рис. V. 2. 1. Г-образная антенна.

Практика выработала три основных типа антенн, различающихся устройством горизонтальной части:

1. Г-образная антенна (рис. V.2.1); она состоит из горизонтального полотна, на одном конце которого имеется вертикальное или наклонное снижение, идущее к передатчику.

2. Т-образная антенна (рис. V.2.2), отличающаяся от Г-образной тем, что снижение устроено по середине полотна.

3. Зонтичная антенна, подвешиваемая на одной мачте (рис. V.2.3). Вертикальный провод идёт вдоль этой мачты; в верхней своей части он присоединён к радиально расходящимся наклонным лучам, образующим для вертикального провода ёмкостную нагрузку.

Обозначая ёмкость горизонтальной части или зонтика через  $C$ ,

мы в первом приближении можем считать, что эта ёмкость заряжается током  $I_A$  и получаемое на антенне напряжение  $U_A$  будет равно

$$U_A = I_A X_c = \frac{I_A}{\omega C}.$$

Чтобы снизить напряжение  $U_A$  до допустимой величины, приходится увеличивать ёмкость и тем больше, чем ниже частота

$$C = \frac{I_A}{\omega U_A}.$$

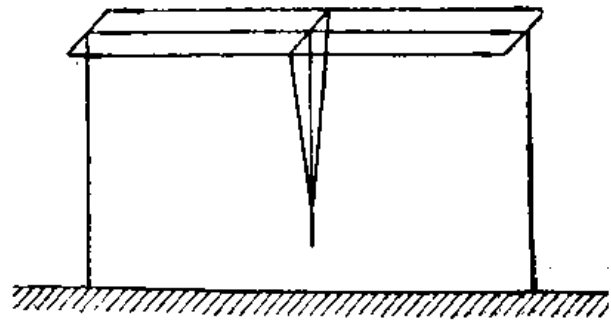


Рис. V. 2. 2. Т-образная антенна.

Так, принимая за предельное значение  $U_A = 100$  кВ, мы для тока  $I_A = 100$  а и частоты 30 кГц ( $\lambda = 10\,000$  м) получим

$$C = \frac{100}{2\pi \cdot 3 \cdot 10^4 \cdot 10^5} \approx 5000 \text{ мкмкф.}$$

Чтобы при большой высоте подвеса получить ёмкость полотна, измеряемую тысячами и десятками тысяч микромикрофард, надо придавать горизонтальной части значительную площадь.

В этом отношении весьма характерный пример представляет собой одна из последних мощных длинноволновых антенн, выстроенная фирмой Телефункен в Пало-Альто (Бразилия) для работы на волне порядка 13 000 м. Она состоит из двух расположенных навстречу и вытянутых в одну линию Г-образных антенн, подвешенных на 12 мачтах высотой по 250 м. Мачты образуют 2 ряда,

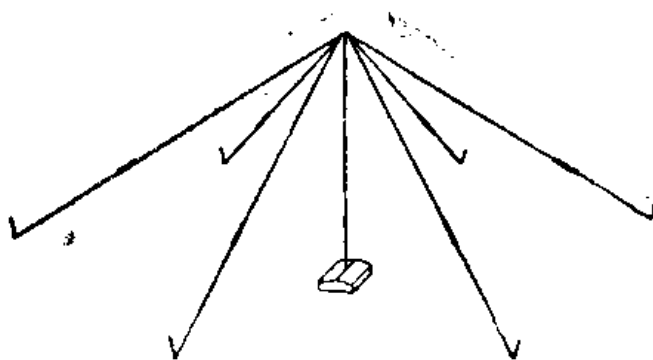


Рис. V. 2. 3. Зонтичная антенна.

отстоящих на полкилометра один от другого. Общая длина антенны 2,5 км, ширина полотна горизонтальной части 0,5 км. В качестве генератора были взяты две машины высокой частоты по 200 кВт, рассчитанные на параллельную или раздельную работу на всю сеть или на её половину.

Второй задачей, которую приходится решать в связи с низким значением сопротивления излучения, является задача получения удовлетворительного коэффициента полезного действия антенны. Для этой цели необходимо снизить сопротивление потерь до величины порядка десятых и даже сотых долей ома. Основным источником потерь длинноволновой, как и всякой несимметричной, антенны являются токи в земле. Поэтому для повышения КПД в первую

очередь приходится обращать внимание на устройство заземления. Если вначале в качестве заземления применялись вертикально зарытые железные трубы и медные листы, то в дальнейшем стали зарывать в землю значительное количество проволоки, изобретая всё новые и новые системы, призванные понизить потери на токи в земле. Последние по времени постройки длинноволновые антенны обычно снабжались так называемым секционированным заземлением, пример которого дан на рис. V.2.4. Элементом такого заземления обычно является так называемая звёздочка — два провода длиной 5—10 м, уложенные в земле на глубине около полметра.

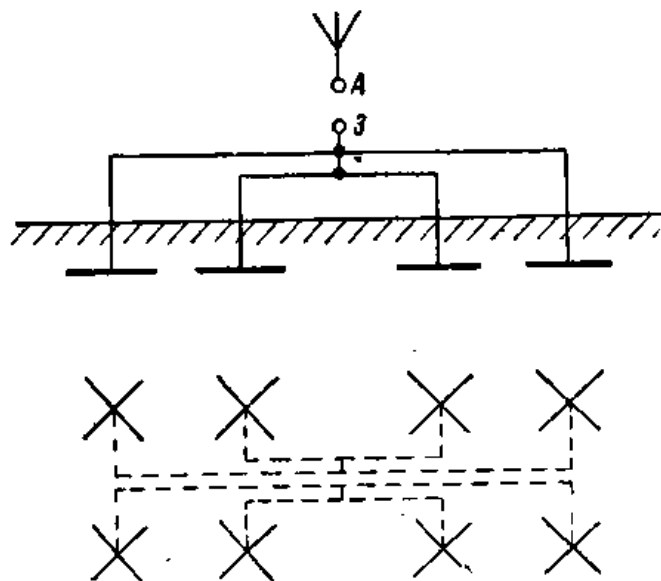


Рис. V. 2. 4. Схема и план секционированного заземления.

Назначение этих звёздочек или секций состоит в том, чтобы собирать ток, возникающий в данном участке земной поверхности. Собранный ток отводится к передатчику помощью специальных проводов, поднятых на высоту нескольких метров над землёй. Этот подъём необходим для того, чтобы ослабить магнитное поле отводимого тока в земле, так как оно вызывает потери на токи Фуко. Для того, чтобы при присоединении к клемме «земля» все подводящие ток провода имели одинаковый потенциал, их включают иногда через дополнительные катушки самоиндукции, повышающие потенциал в каждом отдельном собирательном проводе до нужной величины (рис. V.2.5). Несмотря на все принимаемые меры

снизить сопротивление потерь в заземлении ниже 0,5 ом на практике не удаётся. При наличии дополнительных потерь в катушке и в других элементах схемы настройки КПД длинноволновой антенны

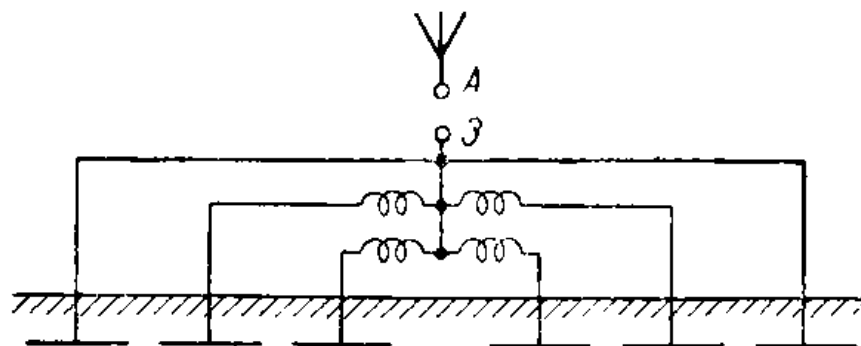


Рис. V. 2. 5. Секционированное заземление с выравнивающими катушками.

снизить сопротивление потерь в заземлении ниже 0,5 ом на практике не удаётся. При наличии дополнительных потерь в катушке и в других элементах схемы настройки КПД длинноволновой антенны



лежит обычно в пределах от 30% для более коротких волн до 10% и даже ниже при более длинных волнах.

Вместо заземления на некоторых длинноволновых станциях применялся противовес, представляющий собой систему проводов, поднятую на высоту 3—6 м над землёй, покрывающую площадь, достаточно большую для того, чтобы перехватить основную массу силовых линий, исходящих из антенны, не допустив их до земли. Очень часто противовес представляет собой систему из параллельных проводов, расстояние между которыми в 2—3 раза превышает высоту подвеса.

Опыт показал, что в смысле снижения потерь противовес уступает хорошему заземлению. Объясняется это повидимому недоста-

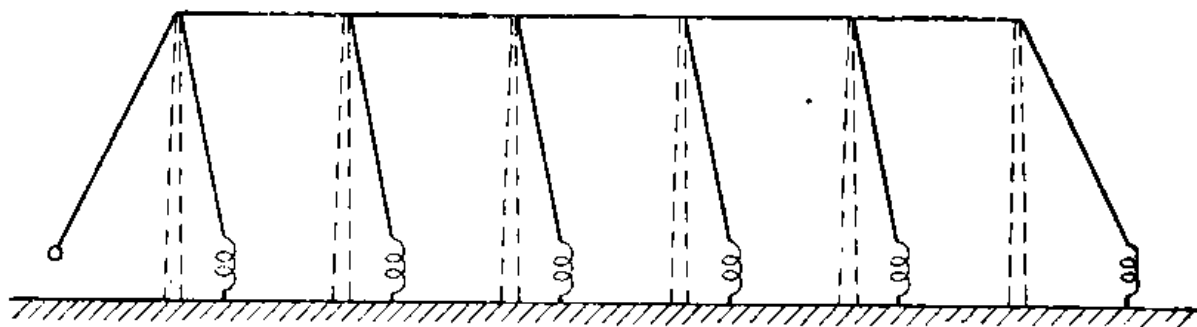


Рис. V. 2. 6. Схема антенны Александерсена. Пунктиром показаны опоры.

точностью экранировки, даваемой противовесом, вследствие чего возникают дополнительные потери в земле на токи Фуко.

Из сказанного видно, что передающая антенна для очень длинных волн представляет собой громоздкое и дорогостоящее сооружение, преследующее цели избежать перенапряжений при заданной мощности и насколько возможно снизить потери от токов в земле. При этом обе задачи решаются такой антенной не вполне удовлетворительно. Именно даже лучшие длинноволновые антенны способны выдержать без перенапряжений мощность излучения всего лишь 20—30 *квт* при коэффициенте полезного действия порядка 10—15%.

Низкое значение активного сопротивления на клеммах влечёт за собой ещё один недостаток длинноволновой антенны — её слишком острую резонансную кривую, препятствующую получению удовлетворительной частотной характеристики выходного каскада. Для того, чтобы сделать кривую более тупой, необходимо увеличить затухание антенны, что при данном её сопротивлении может быть достигнуто лишь увеличением ёмкости. Однако, практически осуществимые ёмкости не позволяют значительно расширить полосу пропускания антенны и препятствуют увеличению скорости телеграфной передачи выше определённого, вообще говоря, низкого предела (порядка 100 слов в минуту при передаче двумя боковыми частотами).

Указанные недостатки обычных длинноволновых антенн побу-

дили радиоинженеров искать других, более радикальных путей к разрешению отмеченных выше задач. Такое радикальное решение было найдено в виде антенны с несколькими снижениями, предложенной американским радиоинженером Александерсеном и впервые построенной в 1920 г. Схема этой антенны изображена на рис. V. 2. 6. Она состоит из длинной горизонтальной части с несколькими равномерно распределёнными снижениями. Крайнее снижение соединяется с передатчиком, остальные заземляются через катушки, подбираемые так, чтобы получить распределение тока, показанное на рис. V. 2. 7, при котором антенна как бы разбивается на ряд прилегающих друг к другу Т-образных и Г-образных антенн. Оформлена антенна Александерсена в виде ряда из 6 свободно

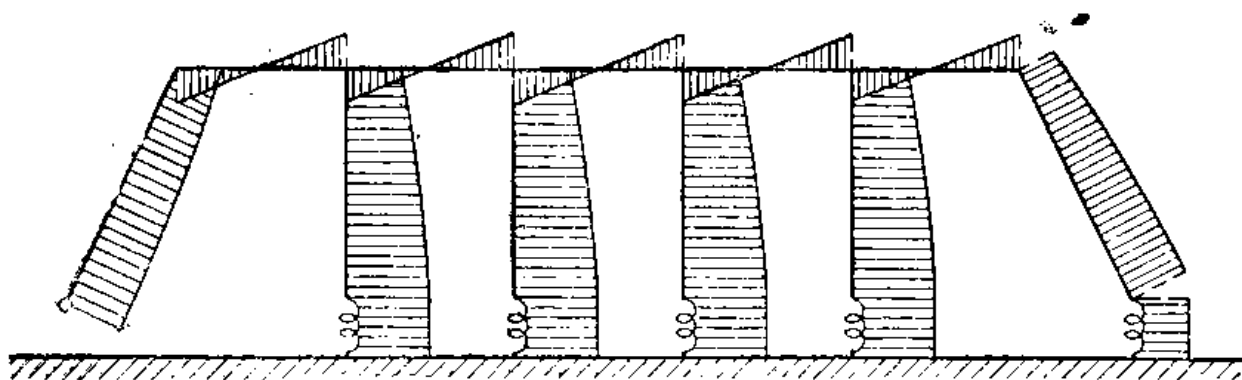


Рис. V. 2. 7. Схема распределения тока в антенне Александерсена.

стоящих опор, высотой 120 м (рис. V. 2. 8), к верхним консолям которых и подвешена горизонтальная сеть, состоящая из 12 канатиков по 6 с каждой стороны (через 3 м). Расстояние между опорами 375 м. Станция, снабжённая двумя антеннами описанного типа, работает и до сих пор, осуществляя в зимнее время телеграфную связь с Европой на волнах 15 930 и 16 500 м (18,8 и 18,2 кгц).

Идея антенны Александерсена состоит в том, чтобы путём применения нескольких снижений повысить сопротивление излучения антенны и тем устранить основную причину всех неудобств, присущих длинноволновой антенне. Дело в том, что в системе из нескольких вибраторов сопротивление излучения каждого вибратора является суммой сопротивления излучения от собственного тока и сопротивлений, вносимых другими вибраторами. При близком (по сравнению с волной) расположении последних вносимые сопротивления положительны и мало отличаются от собственного. Таким образом, сопротивление излучения в антенне Александерсена возрастает по двум причинам: во-первых, потому, что сопротивление излучения каждого снижения под влиянием соседних оказывается больше, чем взятого отдельно; во-вторых, полное сопротивление излучения равно сумме сопротивлений излучения всех вибраторов. Это основное свойство антенны Александерсена позволило значительно снизить её высоту по сравнению с другими типами длинноволновых антенн, уменьшить размеры горизонталь-

ной части и при всём том несколько повысить коэффициент полезного действия. На такой длинной волне, как 16 500 м, он доходит до 15%. Для окончательной характеристики описываемой антенны следует ещё отметить, что при достаточной длине она может дать и направленное излучение. Однако, существующая длина её (1,87 км) при работе на указанных очень длинных волнах делает направленный эффект совершенно незаметным.

Антенна Александерсена явилась значительным шагом вперёд в развитии техники длинноволновых антенн, однако, вслед за ней развитие этой техники прекратилось, так как на смену длинным

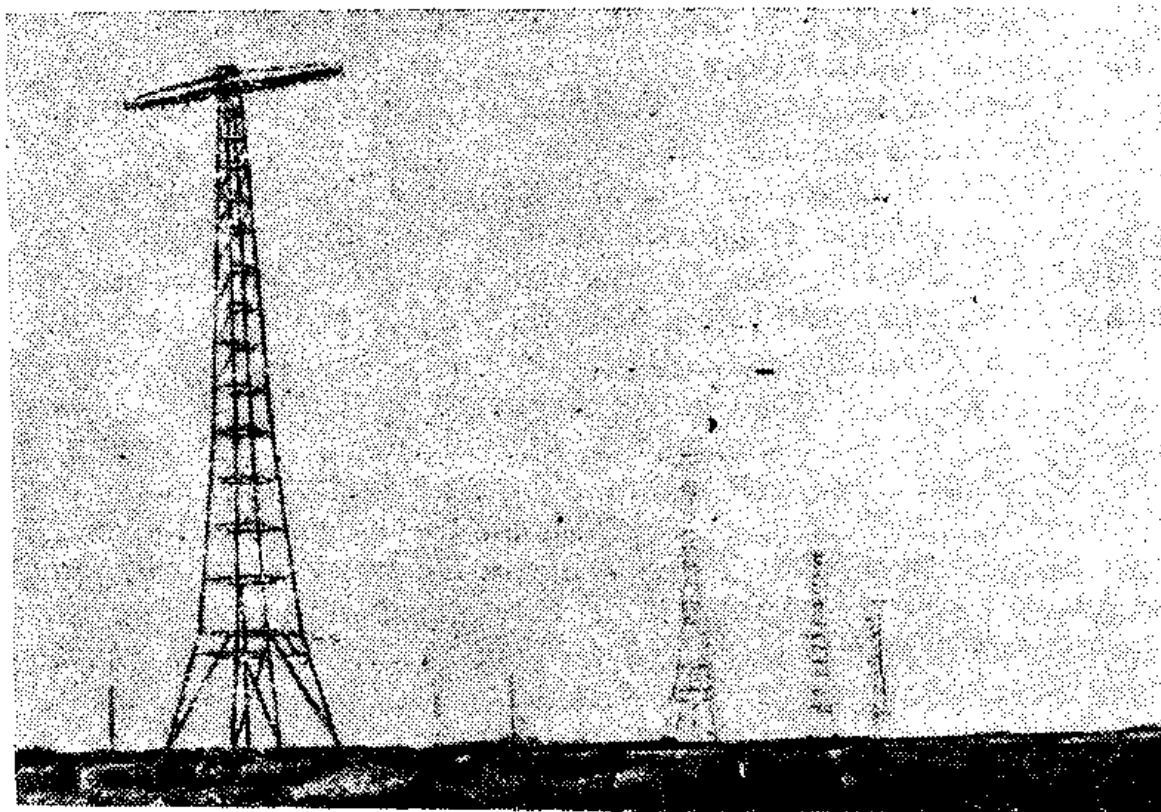


Рис. V. 2. 8. Внешний вид антенны Александерсена.

стали появляться короткие волны. Идея антенны Александерсена нашла себе в дальнейшем применение в области радиовещания (см. следующую главу).

Необходимо также отметить применение этой антенны на упомянутой выше длинноволновой радиотелефонной линии связи между Англией и США, открытой в 1927 г. и работающей до сих пор. Там перед антенной была поставлена весьма сложная задача: на волне порядка 5000 м обеспечить полосу пропускания в 2200 гц. Эта задача была успешно решена на американской стороне путём применения антенны Александерсена со снижениями, настроенными на различные частоты в пределах полосы пропускания.

В настоящее время длинные волны в радиосвязи имеют вспомогательное значение. Они играют, однако, видную роль в воп-

рбсах связи с подводными лодками и в радионавигации на очень большие расстояния.

Не останавливаясь на проектировании сложных длинноволновых антенн мы рассмотрим в следующем разделе основные элементы расчёта простейших антенн этого диапазона. Содержание указанного раздела одновременно послужит введением к расчёту антенн длинноволновой части радиовещательного диапазона, имеющих много общего с изучаемыми здесь.

### 3. Основные моменты расчёта длинноволновой передающей антенны

Электрический расчёт антенны может преследовать 2 цели: или а) по заданным показателям антенны определить её схему и размеры или б) по схеме и размерам антенны определить или уточнить её радиотехнические показатели (поверочный расчёт).

В отношении длинноволновых антенн мы ограничимся изложением методов расчёта только со второй точки зрения (поверочного расчёта). Показатели, которыми характеризуется работа антенны, были перечислены нами ещё в первой главе. Этот перечень остаётся в силе и для длинноволновых антенн за исключением величин, характеризующих направленные свойства антенны. Ввиду малой высоты и малых по сравнению с волной линейных размеров все длинноволновые антенны можно считать ненаправленными в горизонтальной плоскости, а в вертикальной — имеющими характеристику вибратора Герца:  $F(\theta) = \sin \theta$ . Поэтому отпадают такие показатели, как характеристика направленности антенны и её коэффициент направленного действия. Остаются в силе и подлежат рассмотрению следующие показатели:

- 1) реактивное сопротивление на клеммах,
- 2) активное сопротивление,
- 3) КПД,
- 4) предельная мощность излучения,
- 5) частотная характеристика.

Из предыдущего видно, что правильный выбор этих величин является для длинноволновой антенны жизненно важным вопросом.

Переходя к изложению методики расчёта, разработанной в основном М. В. Шулейкиным, заметим, что принципиально этот расчёт весьма прост; малые по сравнению с волной размеры антенны позволяют считать электрическое поле антенны потенциальным и оперировать понятием напряжения в антенне. Изучение методов расчёта мы будем проводить в порядке приведённого выше перечня показателей. Однако, до того, как приступить к расчёту реактивного сопротивления, нам необходимо познакомиться с методикой расчёта ёмкости антенны и волновых сопротивлений отдельных её элементов.

## Расчёт ёмкости и волнового сопротивления

Напомним, что волновое сопротивление  $\rho$  бесконечно длинного проводника, параллельного земле, связано с его погонной ёмкостью  $C_{\frac{см}{см}}$  следующим соотношением

$$\rho = \frac{30}{C_{\frac{см}{см}}} \quad (1)$$

Расчёт ёмкости антенны имеет в основном вспомогательное значение: он должен дать величины погонной ёмкости отдельных элементов антенны. Лишь при очень малых размерах антенны по сравнению с волной, когда мы отказываемся от трактовки антенны как цепи с распределёнными постоянными, её ёмкость может быть непосредственно использована для расчёта реактивного сопротивления на клеммах.

Расчёт ёмкости как длинноволновых, так и других антенн производится в настоящее время по способу Хоу (Howe), дающему погрешность в среднем порядка пяти процентов.

Представим себе цилиндрический проводник длиной  $l$ , заряженный до потенциала  $U$ . Ёмкость этого проводника  $C$  есть отношение его заряда  $Q$  к потенциалу  $U$

$$C = \frac{Q}{U} \quad (2)$$

При этом потенциал в различных точках проводника имеет одинаковое значение, что же касается поверхностной плотности заряда, то она распределена по поверхности проводника неравномерно: она больше там, где кривизна поверхности больше и, в частности, она резко возрастает на концах провода. Если диаметр проводника не меняется по длине, то в остальной его части (исключая районы концов) поверхностная плотность заряда меняется мало. Это последнее обстоятельство и положено Хоу в основу своего метода: он считает плотность зарядов постоянной во всех точках поверхности провода; задаваясь произвольным значением этой плотности, он находит потенциал, который естественно теперь получается неодинаковым по длине провода. Усредняя значение потенциала и пользуясь ф-лой (2), Хоу находит ёмкость антенны.

При определении потенциала какой-либо части антенны метод Хоу учитывает также влияние других частей антенны и земли. Таким образом, потенциал каждой части антенны (например снижения) складывается из потенциала от собственного заряда и из потенциалов, наводимых зарядами других частей антенны (горизонтального полотна) и земли или, иначе говоря, зеркального изображения антенны.

а) Рассмотрим теперь, как определяется потенциал длинного

круглого провода от собственного заряда. Для вычисления мы можем воспользоваться выражением (III. 9. 9) для скалярного потенциала, опуская множитель  $e^{-jmr}$ , так как задача электростатическая

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_0^l \frac{q}{R} dz. \quad (3)$$

Для строгого решения задачи необходимо было бы решить интегральное уравнение, в котором  $q$  — неизвестная функция  $z$ ,  $\varphi = \text{const}$ ,  $R$  — расстояние от влияющей точки до рассматриваемой. Здесь, наоборот, мы полагаем  $q = \text{const}$  и вычисляем  $\varphi$ .

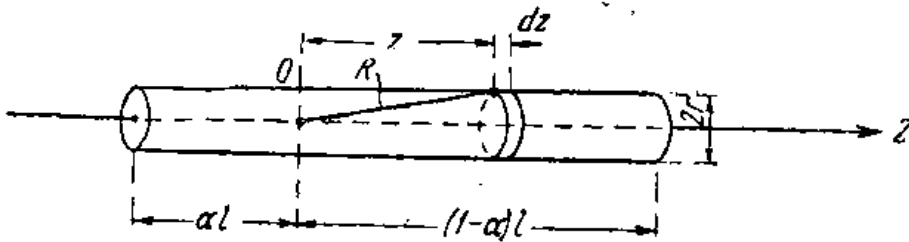


Рис. V. 3. 1. К расчёту ёмкости уединённого провода.

Для этого возьмём какую-либо точку  $O$  на оси провода (рис. V. 3. 1), отстоящую от левого его конца на расстояние  $\alpha l$  и от правого на  $(1-\alpha)l$ .

Возьмём элемент провода длиной  $dz$  на расстоянии  $z$  от точки  $O$  и определим потенциал, создаваемый в ней зарядом этого элемента. Расстояние от поверхности элемента (на которой находится заряд) до точки  $O$  равно

$$R = \sqrt{z^2 + r^2},$$

где  $r$  — радиус провода. Заряд на элементе  $dz$  равен  $qdz$  ( $q$  — заряд на единицу длины). Поэтому элементарный потенциал в точке  $O$  будет

$$dU = \frac{qdz}{4\pi\epsilon R} = \frac{q}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{dz}{\sqrt{r^2 + z^2}}. \quad (4)$$

Чтобы найти потенциал в точке  $O$ , надо полученное выражение проинтегрировать по  $z$  по длине провода, т. е. от  $0$  до  $\alpha l$  и от  $0$  до  $(1-\alpha)l$ .

$$\begin{aligned} U_\alpha &= \frac{q}{4\pi\epsilon} \left[ \int_0^{\alpha l} \frac{dz}{\sqrt{r^2 + z^2}} + \int_0^{(1-\alpha)l} \frac{dz}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right] = \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon} \left[ \text{Arsh} \frac{\alpha l}{r} + \text{Arsh} \frac{(1-\alpha)l}{r} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Заметим, что  $\text{Arsh } \frac{al}{r}$  может быть выражен через натуральный логарифм следующим образом

$$\text{Arsh } \frac{al}{r} = \ln \left[ \frac{al}{r} + \sqrt{\left(\frac{al}{r}\right)^2 + 1} \right]. \quad (6)$$

Обычно радиус провода весьма мал по сравнению с его длиной, так что  $\frac{al}{r} \gg 1$  и  $\text{Arsh } \frac{al}{r} \approx \ln \frac{2al}{r}$ . Поэтому

$$U_\alpha = \frac{q}{4\pi\epsilon} \left[ \ln \frac{2al}{r} + \ln \frac{2(1-\alpha)l}{r} \right] = \frac{q}{2\pi\epsilon} \left[ \ln \frac{l}{r} + \ln 2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \ln \alpha(1-\alpha) \right]. \quad (7)$$

Мы нашли, таким образом, выражение для потенциала в любой точке провода, положение которой определяется параметром  $\alpha$ . Этот потенциал меняется вдоль провода (при изменении  $\alpha$ ) по закону, изображённому графически на рис. V. 3. 2. Чтобы найти среднее значение потенциала (принимаемое нами за истинный потенциал провода  $U$ ), надо проинтегрировать по  $\alpha$  выражение (7) и результат разделить на значение  $\alpha = 1$ , соответствующее полной длине провода.

Выполнив эти операции,

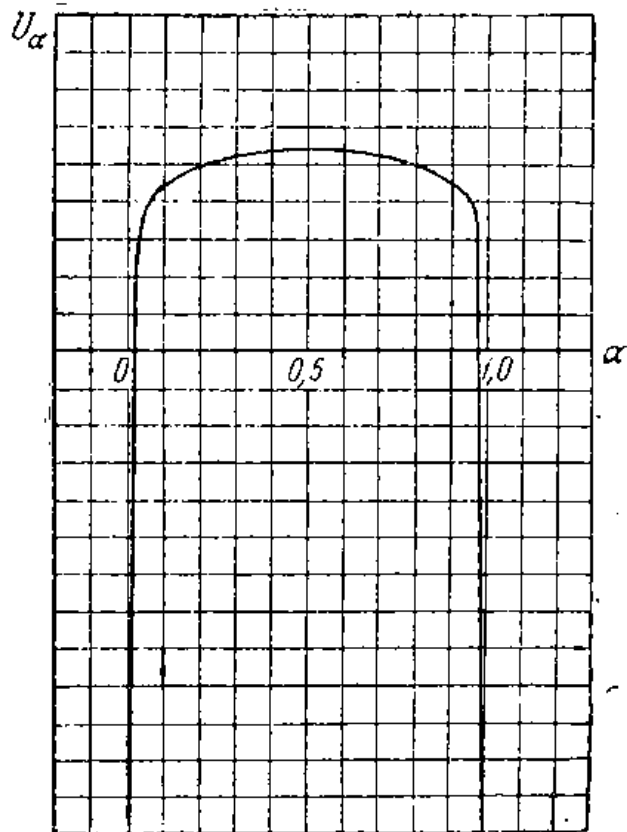


Рис. V. 3. 2. К определению среднего потенциала провода

$$U = \frac{q}{2\pi\epsilon} \left[ \ln \frac{l}{r} + \ln 2 + \frac{1}{2} \int_0^1 \ln \alpha(1-\alpha) d\alpha \right] = \frac{q}{2\pi\epsilon} \left( \ln \frac{l}{r} + \ln 2 - 1 \right) = \\ = \frac{q}{4\pi\epsilon} 2 \left( \ln \frac{l}{r} - 0,307 \right). \quad (8)$$

Зная потенциал провода, мы без труда найдём его ёмкость, пользуясь выражением (2)

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{ql}{U} = \frac{4\pi\epsilon l}{2 \ln \left( \frac{l}{r} - 0,307 \right)} \phi = \frac{100 l}{2 \ln \left( \frac{l}{r} - 0,307 \right)} \text{ см.} \quad (9)$$

Длина  $l$  должна быть взята в метрах, поскольку  $\epsilon$  измеряется в  $\frac{\text{фарадах}}{\text{метр}}$ . Для погонной ёмкости получим

$$C_{\text{см}} = \frac{1}{2 \ln \left( \frac{l}{r} - 0,307 \right)}. \quad (9a)$$

б) Рассмотрим теперь, как, пользуясь методом Хоу, вычислить ёмкость системы из двух параллельных проводов, отстоящих друг от друга на расстояние  $d$  (рис. V.3.3).

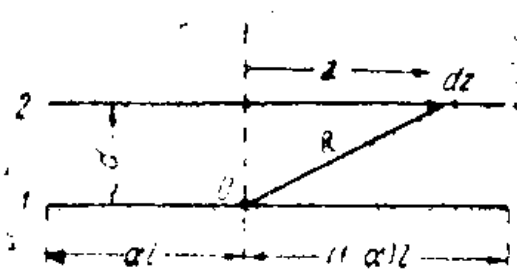


Рис. V. 3. 3. К определению ёмкости системы из двух параллельных проводов

В этом случае к потенциалу провода 1, вычисленному по выражению (8), добавляется потенциал, наводимый зарядом провода 2. Чтобы найти этот добавочный потенциал  $U_{12}$ , возьмём опять точку 0 на проводе 1, отстоящую на расстояниях  $\alpha l$  и  $(1-\alpha)l$  от концов провода. Потенциал, наводимый в ней зарядом элемента  $dz$  провода 2, определится аналогично предыдущему

$$dU_{12z} = \frac{qdz}{R} = \frac{qdz}{r \sqrt{d^2 + z^2}}. \quad (10)$$

Так как разница по сравнению с выражением (4) заключается лишь в замене постоянной  $r$  на постоянную  $d$ , мы сразу можем написать следующие 3 выражения, заменив в ф-лах (5) и (7)  $r$  на  $d$ :

$$U_{12z} = \frac{q}{4\pi\epsilon} \left[ \text{Arsh} \frac{\alpha l}{d} + \text{Arsh} \frac{(1-\alpha)l}{d} \right],$$

$$U_{12z} = \frac{q}{4\pi\epsilon} \left[ \ln \frac{2\alpha l}{d} + \ln \frac{2(1-\alpha)l}{d} \right]; \quad \frac{l}{d} \gg 1$$

$$U_{12} = \frac{q}{4\pi\epsilon} \cdot 2 \left( \ln \frac{l}{d} - 0,307 \right). \quad (11)$$

Полный потенциал провода 1 будет равен

$$U = U_{11} + U_{12} = \frac{q}{4\pi\epsilon} (A + B),$$

где  $A = 2 \left( \ln \frac{l}{r} - 0,307 \right)$ ,  $B = 2 \left( \ln \frac{l}{d} - 0,307 \right)$ .

Такой же потенциал будет иметь и провод 2. Заряд электричества на обоих проводах будет  $2ql$  и, следовательно, ёмкость системы

$$C = \frac{2ql}{U_{11} + U_{12}} = \frac{2l \cdot 4\pi\epsilon}{A + B} \phi = \frac{200l}{A + B} \text{ см.}$$



в) В качестве примера применим полученные формулы для расчёта волнового сопротивления четырёхпроводной линии, изображённой на рис. V. 3. 4. Подсчитаем потенциал провода 1

$$U_1 = U_{11} + U_{12} + U_{13} + U_{14}.$$

По ф-ле (8)

$$U_{11} = \frac{q}{4\pi\epsilon} 2 \left( \ln \frac{l}{r} - 0,307 \right).$$

Здесь  $r$  — радиус провода,  $l$  — длина линии, при чём мы полагаем  $\frac{l}{d} \gg 1$ .

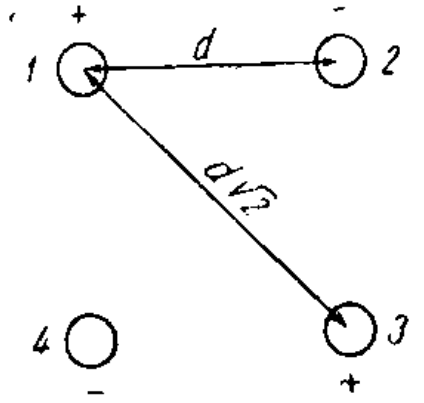


Рис. V. 3. 4. Сечение четырёхпроводной фидерной линии (к определению ее погонной ёмкости).

Рис. V. 3. 5. Система из нескольких параллельных проводов.

По ф-ле (11):

$$U_{12} = U_{13} = -\frac{q}{4\pi\epsilon} 2 \left( \ln \frac{l}{d} - 0,307 \right),$$

$$U_{13} = \frac{q}{4\pi\epsilon} 2 \left( \ln \frac{l}{d\sqrt{2}} - 0,307 \right).$$

Складывая, получим

$$U_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon} 2 \left( \ln \frac{l}{r} + \ln \frac{l}{d\sqrt{2}} - 2 \ln \frac{l}{d} \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon} 2 \ln \frac{d}{r\sqrt{2}}.$$

Разность потенциалов между проводами 1 и 2 будет в 2 раза больше потенциала провода 1, погонный заряд на проводах 1 и 3 будет  $2q$ ; поэтому погонная ёмкость линии

$$C = \frac{4\pi\epsilon}{2 \ln \frac{d}{r\sqrt{2}}} \frac{\phi}{\text{м}} = \frac{1}{2 \ln \frac{d}{r\sqrt{2}}} \frac{\text{см}}{\text{см}} \quad (12)$$

и волновое сопротивление

$$\rho = \frac{30}{C_{\frac{\text{см}}{\text{см}}}} = 60 \ln \frac{d}{r\sqrt{2}} = 138 \lg \frac{d}{r\sqrt{2}}. \quad (12a)$$

Эта формула была нами приведена в разд. 2 гл. II без вывода.

г) Переходим теперь к случаю многопроводной системы, изображённой на рис. V. 3. 5. Здесь  $n$  одинаковых параллельных

Проводов радиуса  $r$  и длины  $l$  находятся на расстоянии  $d$  друг от друга. Вычисляя потенциал каждого из проводов только что описанным способом, мы получим различные значения этого потенциала в зависимости от места провода в системе. За потенциал всей системы мы принимаем среднее значение потенциалов отдельных проводов. Не проделывая промежуточных вычислений, приводим окончательный результат

$$U_{cp} = \frac{nq}{2\pi\epsilon} \left( \ln \frac{d}{r} + \frac{1}{n} \ln \frac{d}{r} - D \right), \quad (13)$$

где  $D = \frac{1}{n^2} \sum_{m=1}^n \ln (m-1)! (n-m)! + 0,307$  и даётся в таблице.

$n=2$	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$D=0$	0,46	0,62	0,76	0,89	1,00	1,11	1,21	1,29	1,37	1,44

Заметим, что  $nq$  есть погонный заряд системы проводов. Погонная ёмкость  $c_{\epsilon}$  будет

$$C_{\frac{cm}{cm}} = \frac{1}{2 \left( \ln \frac{l}{d} + \frac{1}{n} \ln \frac{d}{r} - D \right)}.$$

Эта ёмкость будет тем больше, чем больше ширина полотна  $nd$ . Увеличение числа проводов выше некоторого предела почти не увеличивает ёмкости системы.

д) В действительных условиях провода антенны находятся вблизи поверхности земли, которая влияет на величину ёмкости.

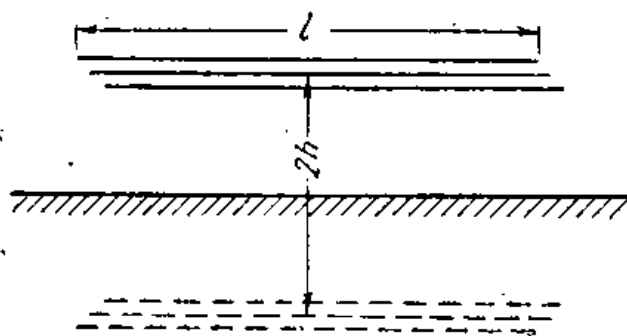


Рис. V. 3. 6. К расчёту ёмкости проводов над землёй.

Для учёта этого влияния пользуются уже известным нам методом зеркальных изображений. Если над землёй на высоте  $h$  подвешена система горизонтальных проводов длиной  $l$ , то земля может быть заменена параллельной такой же системой проводов с отрицательным зарядом, отстоящей от проводов на отрезок  $2h$  (рис. V. 3. 6).

Так как расстояние между проводами обычно мало по сравнению с высотой подвеса,  $n$  проводов в зеркальном изображении можно заменить одним на расстоянии  $2h$  с погонным зарядом, равным погонному заряду всех  $n$  проводов. Потенциал, наводимый таким

проводом, может быть рассчитан по ф-ле (11), если высота подвеса невелика.

На практике обычно считают весь заряд зеркального изображения сосредоточенным в его середине. Тогда наводимый изображением потенциал может быть вычислен по ф-ле

$$U_{-11} = -\frac{nql}{4\pi\epsilon R}, \quad (14)$$

где  $R$  — расстояние от зеркального изображения до той части антенны, потенциал которой ищется. Так, когда мы вычисляем потенциал, наводимый зеркальным изображением горизонтального полотна антенны на её горизонтальную часть,  $R = 2h$  (рис. V. 3. 6). При вычислении потенциала, наводимого тем же зеркальным изображением на вертикальное снижение Г-образной антенны,

$$R = \sqrt{\left(\frac{b}{2}\right)^2 + \left(\frac{3h}{2}\right)^2},$$

где  $b$  и  $h$  — длина горизонтальной и вертикальной части антенны (рис. V. 3. 7). При расчёте ёмкости антенны обычно вычисляют отдельно потенциал от заряда изображения горизонтальной и отдельно от вертикальной части.

Так как зеркальное изображение несёт заряд противоположного знака, оно уменьшает потенциал антенны и несколько увеличивает ёмкость.

е) Поясним сказанное на примере. Пусть требуется найти волновое сопротивление системы из 4 горизонтальных проводов длиной 100 м, подвешенных над землёй на высоте 20 м. Диаметр проводов 4 мм, расстояние между ними 1 м.

Вычисляем по ф-ле (13) потенциал системы от собственного заряда

$$U_{11} = \frac{2 \cdot 4 q}{4\pi\epsilon} \left( \ln \frac{100}{1} + \frac{1}{4} \ln \frac{1000}{2} - 0,62 \right) = \frac{4 q}{4\pi\epsilon} \cdot 11,1.$$

Потенциал от зеркального изображения  $U_{-11}$  будет

$$U_{-11} = -\frac{4 q \cdot 100}{4\pi\epsilon \cdot 40} = -\frac{4 q}{4\pi\epsilon} \cdot 2,5.$$

Результирующий потенциал системы будет

$$U = U_{11} + U_{-11} = \frac{4 q}{4\pi\epsilon} (11,1 - 2,5) = \frac{4 q}{4\pi\epsilon} \cdot 8,6.$$

Погодная ёмкость системы будет

$$C_2 = \frac{4 q}{U} = \frac{4\pi\epsilon}{8,6} = 4\pi\epsilon \cdot 0,116 \frac{\phi}{M} = 0,116 \frac{cM}{cM}$$

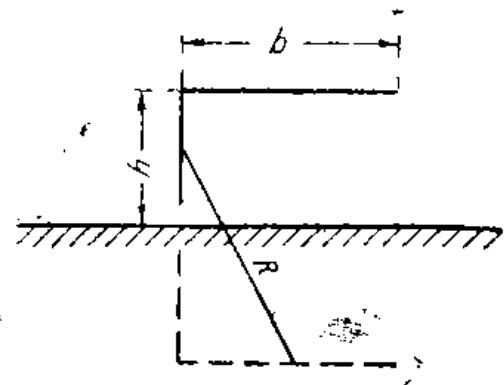


Рис. V. 3. 7. К учёту влияния земли на ёмкость антенны.

и волновое сопротивление её относительно земли

$$\rho = \frac{30}{\frac{c_{\text{см}}}{\text{см}}} = \frac{30}{0,116} = 258 \text{ ом.}$$

ж) Переходим к учёту влияния на ёмкость различных частей

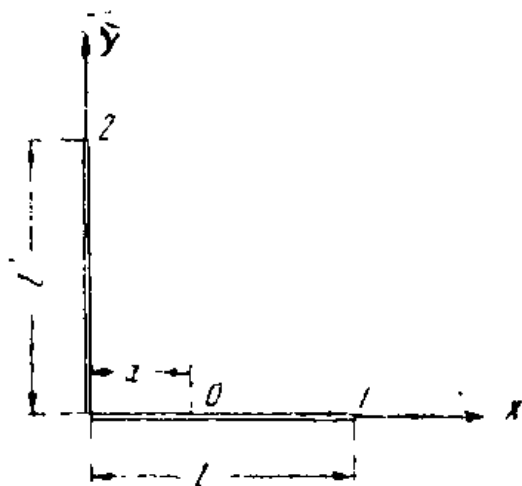


Рис. V. 3. 8. К определению потенциала, наводимого перпендикулярным проводом.

антенны, расположенных под некоторым углом друг к другу. Рассмотрим сначала 2 перпендикулярных провода (рис. V. 3. 8) Обозначим через  $l$  длину провода, потенциал которого ищется. и через  $l'$  — длину влияющего провода. Радиусы обоих проводов принимаем одинаковыми и равными  $r$ . Построим систему координат так, как показано на рисунке. В точке  $O$  первого провода, отстоящей от места соединения проводов на расстояние  $x$ , потенциал, наводимый вторым (влияющим) проводом, будет

$$U_{12x} = \frac{q}{4\pi\epsilon} \int_0^{l'} \frac{dy}{\sqrt{x^2 + y^2}} = \frac{q}{4\pi\epsilon} \text{ Arsh } \frac{l'}{x}.$$

Ищем средний потенциал, наводимый вторым проводом на первый

$$\begin{aligned} U_{12} &= \frac{1}{l} \int_r^l U_{12} dx = \frac{q}{4\pi\epsilon l} \int_r^l \text{ Arsh } \frac{l'}{x} dx = \frac{q}{4\pi\epsilon l} \left[ x \text{ Arsh } \frac{l'}{x} + \right. \\ &+ l' \text{ Arsh } \frac{x}{l'} \left. \right]_r^l = \frac{q}{4\pi\epsilon l} \left( l \text{ Arsh } \frac{l'}{l} - r \text{ Arsh } \frac{l'}{r} + \right. \\ &+ l' \text{ Arsh } \frac{l}{l'} - l' \text{ Arsh } \frac{r}{l'} \left. \right). \end{aligned}$$

Вторым и четвёртым членом этого выражения для случая длинных проводов (когда  $l \gg r$  и  $l' \gg r$ ) можно пренебречь по сравнению с остальными. Тогда

$$U_{12} = \frac{q}{4\pi\epsilon} \left( \text{ Arsh } \frac{1}{m} + \frac{1}{m} \text{ Arsh } m \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon} D(m), \quad (15)$$

где  $m = \frac{l}{l'}$ . Таким образом, наводимый потенциал является функцией отношения длин обоих проводов. Зависимость  $D$  от этого отношения дана в таблице и показана на рис. V.3.9.

Таблица значений функции  $D(m)$

$m = \frac{l}{r}$	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	6,0
$D(m)$	3,31	2,62	2,23	1,96	1,75	1,42	1,20	0,94	0,77	0,58

Если вместо влияющего провода мы возьмём систему из  $n$  параллельных проводов, то с достаточной для практики точностью можем принять

$$U_{12} = \frac{ng}{4\pi\epsilon} D(m). \quad (15a)$$

Аналогичным образом вычисляется потенциал, наводимый проводом, расположенным под углом  $\gamma$ , отличным от прямого. Он является функцией отношения длин проводов и угла  $\gamma$  и может быть представлен в виде

$$U_{12} = \frac{q}{4\pi\epsilon} G(m, \gamma). \quad (16)$$

Графики функции  $G(m, \gamma)$  даны на рис. V.3.10. Указанным способом производятся вычисления при определении потенциалов, наводимых друг на друга лучами зонтичной сети.

Формула (16) может служить также для расчёта ёмкости проводов, расходящихся веером, однако, практика расчётов показала, что в этом случае ёмкость будет такая же, как у системы из тех же проводов, расположенных параллельно на расстоянии  $0,37 d$ , где  $d$  — расстояние между концами расходящихся проводов.

Заметим ещё, что для случая одинаковых проводов и угла  $\gamma = 180^\circ$  функция  $G(m, \gamma)$  имеет величину 1,38. Это замечание позволяет нам уточнить величину потенциала, наводимого на вертикальный провод его зеркальным изображением. Мы будем иметь теперь вместо (14)

$$U_{-11} = -\frac{q}{4\pi\epsilon} \cdot 1,38. \quad (17)$$

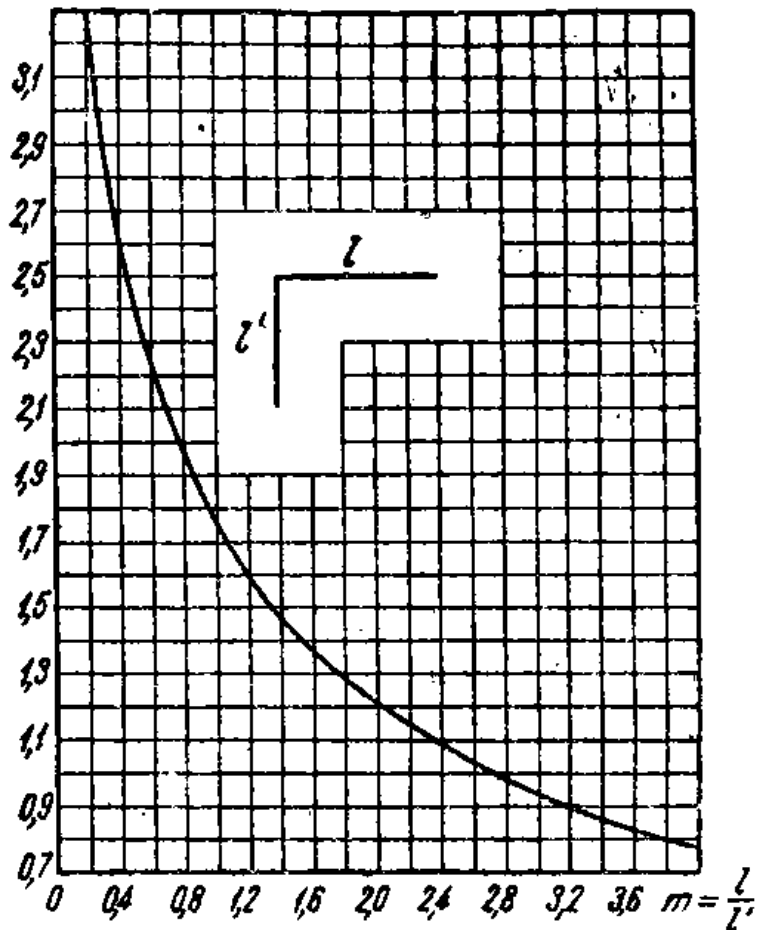


Рис. V. 3. 9. График функции  $D(m)$ .

и) Покажем теперь на численном примере, как пользоваться полученными формулами и графиками для расчёта ёмкости антенны. Обычно при таком расчёте антенну разбивают на 2 или более частей, отличающихся своим устройством или положением в пространстве.

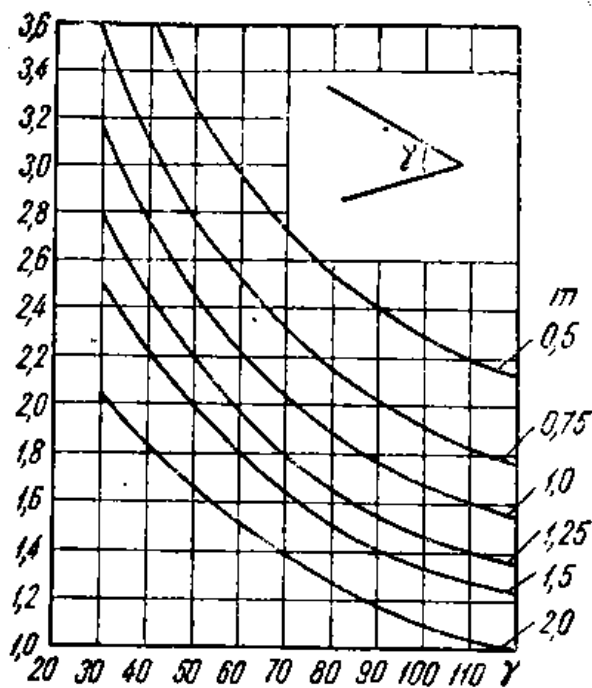


Рис. V. 3. 10. Графики функции  $G(m, \gamma)$ .

Так T-образная антенна распадается на горизонтальную часть и снижение. Если последнее выполнено по длине различным способом (рис. V. 3. 11), то антенна может быть разбита на 3 отдельные части: горизонтальное полотно, верхнюю и нижнюю части снижения. Если в пределах каждой однородной части антенны поверхностная плотность электричества при расчёте принимается одинаковой, то мы не можем заранее утверждать, что эта плотность будет одной и той же в разных частях антенны. Наоборот, следует ожидать, что она будет различной, возрастая там, где поверхность проводников на единицу длины будет меньше (часть A снижения на рис. V. 3. 11). Соотношение между плотностями зарядов в различных элементах антенны нам заранее неизвестно. Однако, оно может быть в первом приближении определено, исходя из требования, чтобы потенциал этих элементов был бы одинаков (так как заряженная антенна должна иметь потенциал, одинаковый во всех своих частях). Как это делается, покажем на примере.

Пусть требуется рассчитать ёмкость T-образной антенны, горизонтальная часть которой длиной 150 м, составлена из шести проводов диаметром 5 мм с расстоянием между ними 1,5 м. Высота подвеса 130 м. Вертикальная часть представляет собою жгут диаметром 25 мм и длиной 125 м.

Будем искать сперва потенциал горизонтальной части. Он складывается из:

- 1) потенциала  $U_{11}$  от собственного заряда,
- 2) потенциала  $U_{12}$ , наводимого снижением,
- 3) потенциала  $U_{-11}$ , наводимого собственным зеркальным изображением,

отличающихся своим устройством или положением в пространстве. Так T-образная антенна распадается на горизонтальную часть и снижение. Если последнее выполнено по длине различным способом (рис. V. 3. 11), то антенна может быть разбита на 3 отдельные части: горизонтальное полотно, верхнюю и нижнюю части снижения. Если в пределах каждой однородной части антенны поверхностная плотность электричества при расчёте принимается одинаковой, то мы не можем заранее утверждать, что эта плотность будет одной и той же в разных частях антенны. Наоборот, следует ожидать, что она будет различной, возрастая там, где

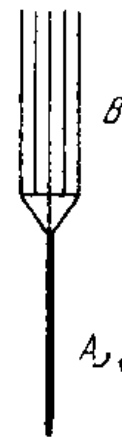


Рис. V. 3. 11. Пример снижения, составленного из двух различно устроенных частей. В части A поверхностная плотность электричества должна быть больше, чем в части B.

4) Потенциала  $U_{-12}$ , наводимого изображением вертикальной части.

При дальнейших расчётах мы через  $q$  будем обозначать погонный заряд горизонтальной части и через  $qx$  погонный заряд снижения.

1. Потенциал от собственного заряда горизонтальной части вычисляем по ф-ле (13)

$$U_{11} = \frac{q}{4\pi\epsilon} \cdot 2 \left( \ln \frac{l}{d} + \frac{1}{n} \ln \frac{d}{r} - D \right) = \\ = \frac{q}{4\pi\epsilon} \cdot 2 \left( \ln \frac{150}{1,5} + \frac{1}{6} \ln \frac{1500}{2,5} - 0,89 \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon} \cdot 9,54.$$

2. Потенциал от заряда вертикальной части наводится одинаковый на правую и левую половины горизонтального полотна. Отношение  $m = \frac{l}{r}$  равно  $\frac{75}{125} = 0,6$ . Поэтому

$$U_{12} = \frac{qx}{4\pi\epsilon} D(0,6) = \frac{q}{4\pi\epsilon} \cdot 2,23x.$$

3. Потенциал от собственного зеркального изображения вычисляем по ф-ле (14)

$$U_{-11} = -\frac{q}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{150}{2 \cdot 130} = -\frac{q}{4\pi\epsilon} \cdot 0,58.$$

4. Потенциал от зеркального изображения вертикальной части вычисляется аналогично

$$U_{-12} = -\frac{qx}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{125}{130 + 65} = -\frac{q}{4\pi\epsilon} \cdot 0,64x.$$

Результирующий потенциал горизонтальной части  $U_z$  будет

$$U_z = U_{11} + U_{12} + U_{-11} + U_{-12} = \frac{q}{4\pi\epsilon} (9,54 + 2,23x - 0,58 - 0,64x) = \\ = \frac{q}{4\pi\epsilon} (8,96 + 1,59x).$$

Аналогичным образом проводится расчёт и для вертикальной части.

1. Потенциал от собственного заряда найдём по ф-ле (8)

$$U_{11} = \frac{qa}{4\pi\epsilon} 2 \left( \ln \frac{l}{r} - 0,307 \right) = \frac{qa}{4\pi\epsilon} 2 \left( \ln \frac{125}{0,0125} - 0,307 \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon} 18,28x.$$

2. Потенциал, наводимый горизонтальной частью, складывается из двух одинаковых потенциалов, наводимых правой и левой половинами; теперь  $m = \frac{125}{75} = 1,67$

$$\frac{1}{2} U_{12} = \frac{q}{4\pi\epsilon} D(m) = \frac{q}{4\pi\epsilon} D(1,67) = \frac{q}{4\pi\epsilon} \cdot 1,30.$$

Следовательно,  $U_{12} = \frac{q}{4\pi\epsilon} \cdot 2,60$ .

3. Потенциал от собственного изображения вычислим по ф-ле (17)

$$U_{-11} = -\frac{q}{4\pi\epsilon} 1,38\alpha.$$

4. Потенциал от изображения горизонтальной части

$$U_{-12} = -\frac{q}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{150}{195} = -\frac{q}{4\pi\epsilon} 0,77.$$

Результирующий потенциал снижения

$$U_a = \frac{q}{4\pi\epsilon} (18,28\alpha + 2,60 - 1,38\alpha - 0,77) = \frac{q}{4\pi\epsilon} (16,90\alpha + 1,83).$$

Неизвестную величину  $\alpha$  (отношение погонных зарядов снижения и горизонтальной части) определим из условия, чтобы потенциалы горизонтальной и вертикальной частей были равны

$$U_z = U_a \text{ или } 8,96 + 1,59\alpha = 16,90\alpha + 1,83. \quad (18)$$

Решая это уравнение относительно  $\alpha$ , находим

$$\alpha = 0,465$$

и

$$U_z = U_a = \frac{q}{4\pi\epsilon} 9,7 = U.$$

Ёмкость антенны  $C_A = \frac{Q_z + Q_a}{U}$ , где  $Q_z$  и  $Q_a$  — заряды горизонтальной и вертикальной части.

$$C_A = \frac{q(150 + \alpha 125)}{U} = 4\pi\epsilon \cdot 21,5 \phi = 2150 \text{ см.}$$

Найдём теперь волновое сопротивление горизонтальной  $\rho$  и вертикальной части  $\rho_a$ .

Погонная ёмкость горизонтального полотна

$$C_z = \frac{q}{U} = \frac{4\pi\epsilon}{9,7} \cdot \frac{\phi}{\text{м}} = \frac{1}{9,7} \frac{\text{см}}{\text{см}}.$$

Волновое сопротивление

$$\rho_z = \frac{30}{C_{\frac{\text{см}}{\text{см}}}} = 30 \cdot 9,7 = 291 \text{ ом.}$$

Для снижения  $C_a = \frac{q}{U}$  и  $\rho_a = \frac{\rho_z}{\alpha} = 625 \text{ ом.}$

Эти две величины ( $\rho$  и  $\rho_a$ ) играют важную роль в расчёте длинноволновой антенны.



## Расчёт реактивного сопротивления

О реактивном сопротивлении ненагруженного заземлённого провода, соответствующего антенне без горизонтальной части, мы уже говорили в разд. 10 гл. III.

При наличии у антенны горизонтального полотна мы можем рассматривать последнее в первом приближении как некоторую реактивную нагрузку на вертикальный провод и проводить расчёт методом, описанным в разд. 2 гл. II, относящимся к случаю реактивной нагрузки линий.

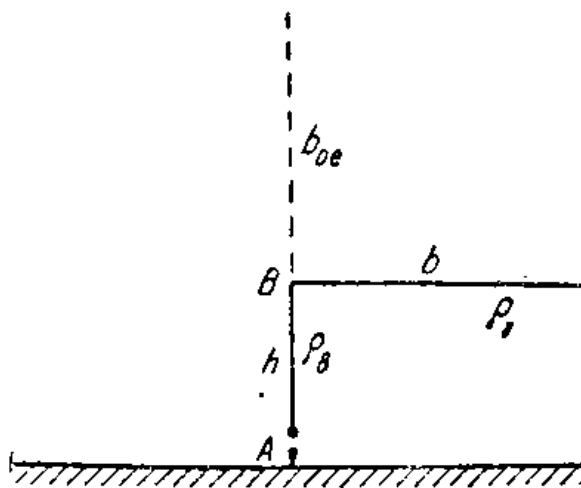


Рис. V. 3. 12. К расчёту реактивного сопротивления Г-образной антенны.

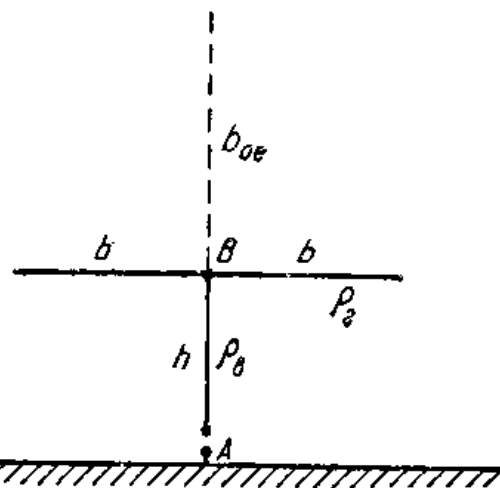


Рис. V. 3. 13. К расчёту реактивного сопротивления Т-образной антенны.

Пусть, например, мы имеем Г-образную антенну (рис. V. 3. 12). Её горизонтальная часть имеет длину  $b$  и волновое сопротивление  $\rho_h$ , а вертикальная—волновое сопротивление  $\rho_v$  и длину  $h$ . Сопротивление (в точке  $B$ ), которое представляет собою горизонтальная часть, определим как сопротивление холостой системы проводов над землёй

$$jX_B = -j\rho_h \operatorname{ctg} mb.$$

Заменим горизонтальную часть эквивалентным (по сопротивлению) удлинением вертикальной части  $b_{oe}$ . Тогда

$$\rho_v \operatorname{ctg} mb_{oe} = \rho_h \operatorname{ctg} mb$$

и

$$\operatorname{ctg} mb_{oe} = \frac{\rho_h}{\rho_v} \operatorname{ctg} mb, \quad (19)$$

откуда найдём  $mb_{oe}$ .

Реактивное сопротивление на клеммах антенны будет

$$X_A = -\rho_v \operatorname{ctg} (mh + mb_{oe}). \quad (20)$$

Если антенна Т-образная с горизонтальной частью длиной  $2b$  (рис. V. 3.13), сопротивление эквивалентного отрезка должно рав-

няться сопротивлению двух параллельно включённых ветвей, длиной  $b$  каждая. Поэтому для Т-образной антенны

$$\operatorname{ctg} mb_{\alpha} = \frac{\rho_z}{2\rho_a} \operatorname{ctg} mb. \quad (21)$$

У длинноволновых антенн реактивное сопротивление  $X_A$  имеет обычно ёмкостный характер ввиду малых по сравнению с волной размеров антенны.

Включаемая для настройки катушка самоиндукции может быть рассчитана по формуле

$$L_A = \frac{X_A \lambda_m}{1880} \text{ мкГн.} \quad (22)$$

Точность, получаемая при расчёте описанным способом, невелика; в гл. III мы уже указывали на погрешности, которые даёт применение теории длинных линий к расчёту антенн. Несколько исправить эти погрешности можно, увеличив входящую в формулы пространственную частоту  $m$  на 4—5%.

### Расчёт собственной волны

Собственной волной  $\lambda_0$  антенны мы называем наиболее длинную волну, при которой реактивное сопротивление антенны обращается в нуль. Для её определения можно воспользоваться следующими соотношениями, получаемыми из выражения (20)

$$\operatorname{ctg} (m_0 h + m_0 b_{\alpha}) = 0; \quad m_0 h + m_0 b_{\alpha} = \frac{\pi}{2}; \quad \operatorname{ctg} mb_{\alpha} = \operatorname{tg} m_0 h. \quad (23)$$

Равенство (19) даёт следующее уравнение, в котором неизвестным является  $m_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$

$$\operatorname{tg} m_0 h = -\frac{\rho_z}{\rho_a} \operatorname{ctg} m_0 b. \quad (24a)$$

Аналогично для Т-образной антенны

$$\operatorname{tg} m_0 h = \frac{\rho_z}{2\rho_a} \operatorname{ctg} m_0 b. \quad (24b)$$

Это уравнение решается графически и даёт приближённое значение собственной волны  $\lambda'_0$ ; для получения более точного результата найденное значение надо умножить на 1,05; этот множитель учитывает эффект, аналогичный «укорочению» симметричного вибратора при настройке.

Для ориентировочного суждения о длине собственной волны антенны пользуются таблицей волновых коэффициентов. Под волновым коэффициентом (см. III. 2) понимают число  $k$ , на которое надо умно-

жить длину пути тока в антенне  $l$ , чтобы получить собственную волну

$$\lambda_0 = \kappa l. \quad (25)$$

Величина  $l$  представляет собою длину вертикальной части антенны  $h$  плюс длина пути по горизонтальной до изолятора:  $l = h + b$ , если под  $b$  понимать длину всей горизонтальной части для Г-образной антенны, половину этой длины для Т-образной и длину одного луча для зонтичной антенны.

Таблица волновых коэффициентов

Тип антенны	Волновой коэффициент
Г-образная . . . . .	4,2—5
Г-образная с развитой горизонтальной частью . . . . .	5—6
Т-образная . . . . .	4,5—6
Т-образная с развитой горизонтальной частью . . . . .	6—8
Зонтичная антенна . . . . .	6—10

Пользуясь этой таблицей можно сузить пределы вычислений при решении ур-ния (24).

### Расчёт активного сопротивления и КПД

Сопротивление излучения длинноволновых антенн обычно подсчитывается по формуле Рюденберга

$$R_z = 1600 \left( \frac{h_e}{\lambda} \right)^2. \quad (26)$$

Действующая высота, как известно, определяется распределением тока в вертикальной части антенны. Пользуясь понятием

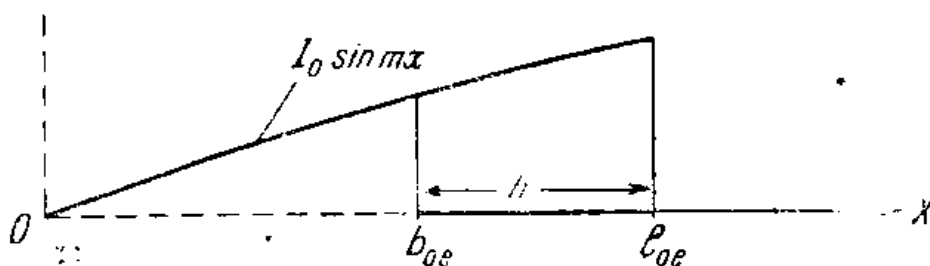


Рис. V. 3. 14. К расчёту действующей высоты.

эквивалентного удлинения  $b_{oe}$  и помещая начало координат в его конец (рис. V.3.14), мы получим на снижении отрезок синусоиды тока, определяемый аргументом  $mb_{oe}$  вверху антенны и

аргументом  $ml_{\alpha} = m(h + b_{\alpha})$  внизу. Таким образом, площадь тока

$$S = I_0 \int_{b_{\alpha}}^{l_{\alpha}} \sin mx \, dx, \text{ где } I_0 \text{ — амплитуда синусоиды.}$$

Эта площадь должна быть равна произведению действующей высоты  $h_e$  на ток у основания  $I_A = I_0 \sin ml_{\alpha}$ . Выполняя интегрирование, находим

$$h_e = \frac{\cos mb_{\alpha} - \cos ml_{\alpha}}{m \sin ml_{\alpha}}. \quad (27)$$

Эта формула может быть преобразована в следующую, в некоторых случаях более удобную для вычислений

$$h_e = \frac{2 \sin m \left( l_{\alpha} - \frac{h}{2} \right) \sin \frac{mh}{2}}{m \sin ml_{\alpha}}. \quad (28)$$

При очень длинных волнах, дающих значения аргументов меньше  $30^{\circ}$ , можно синусы заменить их аргументами, что после преобразования даёт следующую простую формулу

$$h_e \approx h \left( 1 - \frac{h}{2l_{\alpha}} \right). \quad (29)$$

Не останавливаясь на сопротивлении излучения антенн с несколькими снижениями, о чём мы будем говорить в следующей главе, перейдём теперь к вопросу о сопротивлении потерь. Основными потерями на длинных волнах являются потери в земле, значительно меньшую роль играют потери на нагрев проводов, изоляторов и пр. Из опыта было установлено, что сопротивление потерь растёт вместе с увеличением волны. М. В. Шулейкиным для расчёта этого сопротивления была предложена следующая эмпирическая формула

$$R_n = A \frac{\lambda}{\lambda_0} \text{ ом}, \quad (30)$$

где  $\lambda_0$  — собственная волна,

$A$  — некоторый коэффициент, зависящий от качества заземления.

Вот его примерные значения:

$A = 0,5 \text{ ом} - 1 \text{ ом}$ : очень хорошее заземление,

$A = 1 - 2 \text{ ом}$ : хорошее заземление, противовес,

$A = 2 - 4 \text{ ом}$ : удовлетворительное заземление,

$A = 4 - 7 \text{ ом}$ : плохое заземление.

Понятно, что расчёт по формуле Шулейкина даёт очень приближённый результат и имеет ориентировочный характер. На более подробном расчёте потерь в длинноволновых антеннах мы не останавливаемся ввиду малой актуальности этого вопроса.

Величина КПД для длинноволновых антенн, как уже указывалось, очень низка.

В связи с этим необходимо обратить внимание на повышение кпд выходной цепи передатчика. Этот кпд определяется в первую очередь качеством удлинительной катушки, включаемой в антенну для настройки.

Обозначим активные сопротивления катушки и антенны соответственно через  $r_L$  и  $r_A$ , их добротности (отношения реактивного сопротивления к активному) через  $Q_L$  и  $Q_A$ .

$$\text{Кпд выхода } \eta_s = \frac{r_A}{r_L + r_A}.$$

Разделив числитель и знаменатель на  $x_A$  и учитывая, что при настройке в резонанс  $x_L = x_A$ , найдём

$$\eta_s = \frac{\frac{1}{Q_A}}{\frac{1}{Q_L} + \frac{1}{Q_A}} = \frac{1}{1 + \frac{Q_A}{Q_L}}. \quad (31)$$

Отсюда видно, что при данном  $Q$  антенны (а при длинных волнах оно получается очень высоким) кпд выхода лимитируется наибольшим возможным значением добротности катушек антенной цепи.

#### Расчёт напряжения и максимальной мощности в антенне

Небольшие по сравнению с волной размеры длинноволновых антенн позволяют нам считать поле в районе антенны потенциальным и пользоваться понятием напряжения в антенне, понимая под этим разность потенциалов между точками антенны и землёй. Рассмотрим, как распределяется напряжение по антенне и как подсчитать наибольшее его значение. Заменяя горизонтальную часть антенны эквивалентным удлинением  $b_\alpha$  её вертикальной части, мы можем рассчитать напряжение вдоль снижения по формуле

$$U_x = U_0 \cos(mb_\alpha + mx). \quad (32)$$

Здесь начало координат расположено в конце вертикальной части (точка  $B$  рис. V. 3. 15),  $U_0$  — напряжение в пучности, т. е. на конце вспомогательного отрезка  $b_\alpha$ .  $U_0$  может быть вычислено, если известен ток у основания антенны  $I_A$ . Если задана мощность в антенне  $P_A$  и известно активное сопротивление на её клеммах  $r_A = r_\Sigma + r_n$ , ток у основания, очевидно, равен

$$I_A = \sqrt{\frac{P_A}{r_A}}. \quad (33)$$

С другой стороны, этот ток

$$I_A = I_0 \sin(mb_\alpha + mh) = I_0 \sin ml_\alpha.$$

Пользуясь равенством  $U_0 = I_0 \rho_0$  и подставляя соответствующее значение  $U_0$  в выражение (32), найдём напряжение вверху снижения ( $x=0$ )

$$U_B = I_A \rho_0 \frac{\cos mb_{\alpha}}{\sin ml_{\alpha}}. \quad (34)$$

Максимальное напряжение  $U_A$  будет на конце горизонтальной части в точке A (рис. V.3.15). Так как

$$U_B = U_A \cos mb,$$

то

$$U_A = I_A \rho_0 \frac{\cos mb_{\alpha}}{\cos mb \sin ml_{\alpha}}$$

Амплитуда напряжения будет

$$U_{Am} = \frac{I_A \sqrt{2} \rho_0 \cos mb_{\alpha}}{\sin ml_{\alpha} \cos mb}. \quad (35)$$

При телефонной передаче это напряжение будет зависеть ещё от коэффициента модуляции  $k$ . Если  $I_A$  есть действующее значение тока несущей частоты (при отсутствии модуляции), то

$$U_{Am} = \frac{I_A \rho_0' (1+k) \sqrt{2} \cos mb_{\alpha}}{\sin ml_{\alpha} \cos mb}. \quad (35a)$$

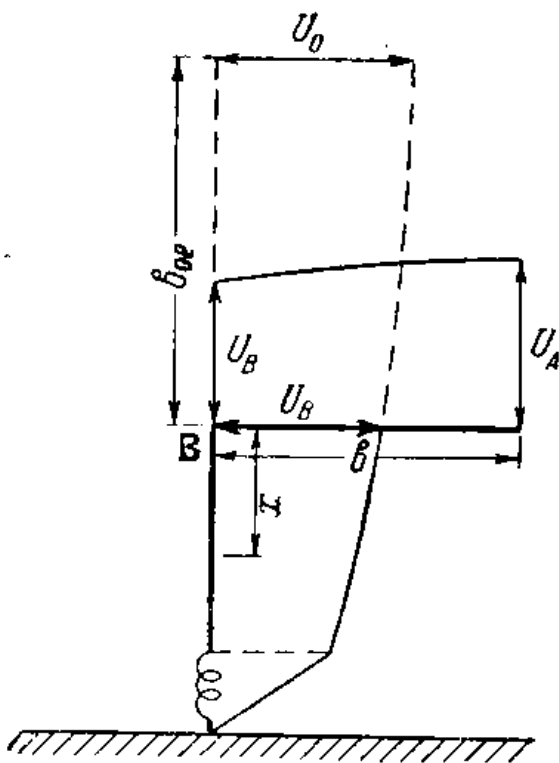


Рис. V. 3. 15. К расчёту напряжения в антенне.

Это выражение справедливо для всех типов длинноволновых антенн.

Рассматривая полученное выражение, мы можем констатировать, что для снижения напряжения в антенне необходимо:

1) уменьшать ток при заданной мощности; о мерах для этого уже говорилось;

2) уменьшать  $\rho_0$ , т. е. увеличивать погонную ёмкость снижения;

3) увеличивать эквивалентное удлинение  $b_{\alpha}$ , так как с его уве-

личением дробь  $\frac{\cos mb_{\alpha}}{\sin ml_{\alpha}}$  уменьшается. Формулы (19) и (21) показывают, что для этого нужно умень-

шать отношение  $\frac{\rho_2}{\rho_0}$ , т. е. делать погонную ёмкость у горизонтальной части значительно больше, чем у вертикальной.

Выражение (35) позволяет определить максимальную мощность, которая может быть подана в антенну, так как напряжение в сети не

должно превышать напряжения, на которое рассчитаны применяемые в антенне изоляторы. Для антенн малой мощности применяются обычно гирлянды из седлообразных изоляторов, выдерживающие на длинных волнах напряжения до 50 кВ. На мощных станциях для подвески антенны применяются изоляторы типа Буллерса, представляющие собой фарфоровые стержни длиной до 2 м, снабжённые металлической арматурой для уменьшения опасности возникновения короны на концах антенны. Предельным напряжением для этих изоляторов практически является напряжение короны, вычисляемое по ф-ле (III. 6. 2) и составляющее для длинных волн величину порядка 150 кВ.

Для других типов изоляторов подводимая к антенне мощность ограничивается также их электрической крепостью.

Практикой мощного радиостроительства и специальными исследованиями установлено, что для фарфоровых изоляторов могут быть допущены напряжения в 1,5 кВ на 1 см длины тела изолятора при длинных волнах и 1 кВ на 1 см длины при средних волнах.

При определении электрической крепости изолятора данной длины необходимо брать пиковые значения напряжения при 100% модуляции (в 2,82 больше эффективных).

### О расчёте частотной характеристики антенной цепи

Понятие о частотной характеристике антенной цепи и требования, к ней предъявляемые, изложены в гл. I. Они остаются в силе и для длинноволновой антенны. Частотная характеристика, естественно, зависит от схемы соединения антенны с выходным контуром передатчика. Одним из соображений, которыми приходится руководствоваться при выборе этой схемы, является необходимость получения частотной кривой, симметричной относительно несущей частоты. Обычно антенна соединяется с генератором по схеме рис. V.3.16, в которой для получения симметричной характеристики антенная цепь должна быть настроена в резонанс с помощью катушки  $L_A$ . Согласно определению частотная характеристика есть кривая, дающая зависимость между током в антенне  $I_A$  и напряжением  $U$ , приложенным

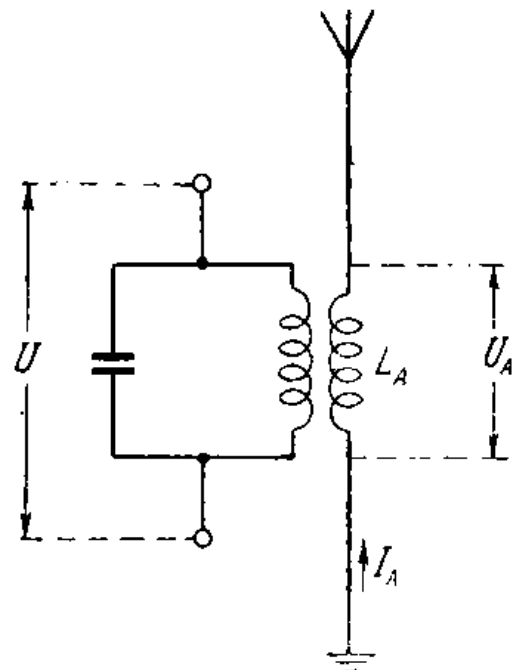


Рис. V. 3. 16. Схема соединения антенны с выходным контуром генератора.

к выходному колебательному контуру передатчика, в пределах узкой полосы частот в районе несущей.

Заметим предварительно, что при изучении частотной характеристики вместо напряжения  $U$  может быть взята пропорциональная ему электродвижущая сила в антенне  $U_A$ .

Отношение  $\frac{U_A}{U}$  при хорошей катушке колебательного контура (обладающей высоким  $Q$ ) практически не зависит от частоты.

Таким образом, частотная кривая антенны даёт зависимость отношения  $\frac{I_A}{U_A}$  от частоты; иначе говоря, это есть её резонансная кривая.

Для построения такой кривой надо знать закон изменения сопротивления антенной цепи  $Z_0$ . При наличии удлинительной катушки это сопротивление равно

$$Z_0 = j\omega L - j\rho \operatorname{ctg} ml + r_A; \quad (36)$$

здесь под  $\rho$  мы будем понимать волновое сопротивление вертикальной части  $\rho_s$ , а под  $l$  эквивалентную длину  $l_e$ , опуская индексы для удобства записи. Будем считать, что в интересующих нас узких пределах частот активное сопротивление практически не меняется. Таким образом, изменение антенного тока будет зависеть от реактивного сопротивления

$$X_0(\omega) = \omega L - \rho \operatorname{ctg} ml,$$

дающего для несущей частоты  $\omega_0$  равенство

$$X_0(\omega_0) = \omega_0 L - \rho \operatorname{ctg} m_0 l = 0 \quad (37)$$

$$\left( m_0 = \frac{\omega_0}{c} \right).$$

Закон изменения реактивного сопротивления в зависимости от частоты может быть выражен с помощью ряда Тейлора

$$X(\omega) = f_1(\eta) = f_1(1) + \Delta\eta \frac{df_1(\eta)}{d\eta} + \Delta^2\eta \frac{d^2f_1(\eta)}{d\eta^2} + \dots,$$

$$\text{где } \eta = \frac{\omega}{\omega_0} \text{ и } \Delta\eta = \frac{\Omega}{\omega_0},$$

если через  $\Omega$  обозначить приращение угловой частоты

$$\Omega = \omega - \omega_0. \quad (38)$$

Замечая, что  $X(\omega_0) = f_1(1) = 0$  и отбрасывая члены ряда выше второго (ввиду узости исследуемой полосы частот), мы получим для реактивного сопротивления вблизи резонансной частоты

$$X_0(\omega) = \Omega \frac{d}{d\omega} X(\omega_0) = \Omega L + \rho \frac{l}{c} \frac{\Omega}{\sin^2 m_0 l} =$$

$$= \frac{\Omega}{\omega_0} \left( \operatorname{ctg} m_0 l + \frac{m_0 l}{\sin^2 m_0 l} \right) = \frac{\Omega}{\omega_0} \frac{\rho}{2} \frac{\sin 2m_0 l + 2m_0 l}{\sin^2 m_0 l}. \quad (39)$$



При этих преобразованиях было учтено равенство (37); эквивалентную длину мы считали в пределах исследования от частоты независимой (что не совсем верно).

Мы видим, что приращение реактивного сопротивления при расстройке пропорционально относительному приращению частоты, волновому сопротивлению снижения и функции

$$f(m_0 l) = \frac{\sin 2 m_0 l + 2 m_0 l}{2 \sin^2 m_0 l}$$

изображённой графически на рис. V.3.17. Как видим, для улучшения частотной характеристики (уменьшения приращения  $X$ ) надо увеличивать ёмкость как снижения, так и горизонтальной части (последнее увеличивает  $l_x$ ).

Обычно за полосу пропускания частот для колебательного контура берут полосу, крайние частоты которой дают ток в  $0,707 = \frac{1}{\sqrt{2}}$  меньший резонансного. Это значит, что для крайних частот реактивное сопротивление должно быть равно активному <sup>1)</sup>. Поэтому ширину полосы пропускания  $2F$  можем определить из условия:

$$X(\omega) = \frac{F}{f_0} \frac{\rho}{2} \frac{\sin 2 m_0 l + 2 m_0 l}{\sin^2 m_0 l} = r_A,$$

откуда

$$2F = \frac{f_0}{\rho} \frac{4 r_A \sin^2 m_0 l}{\sin 2 m_0 l + 2 m_0 l} = f_0 \frac{2 r_A}{\rho f(m_0 l)} \quad (41)$$

<sup>1)</sup> В самом деле  $I_{рез} = \frac{U_A}{r_A}$ ;  $I = \frac{U_A}{\sqrt{r_A^2 + x_A^2}}$ ;  $\frac{I}{I_{рез}} = \frac{r_A}{\sqrt{r_A^2 + x_A^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x_A^2}{r_A^2}}}$ . Чтобы получилось ослабление в  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  раз, должно быть  $\frac{x_A}{r_A} = 1$ .

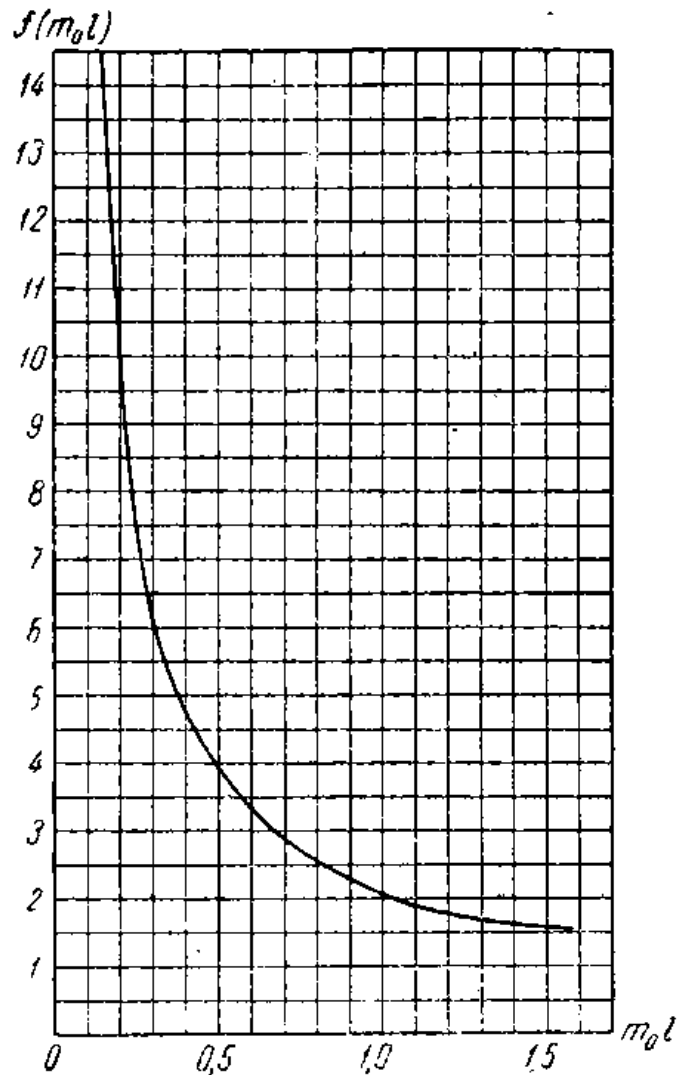


Рис. V. 3. 17. К расчёту частотной характеристики. Кривая функции

$$f(m_0 l) = \frac{\sin 2 m_0 l + 2 m_0 l}{2 \sin^2 m_0 l}$$

Эта полоса для длинноволновых антенн получается весьма узкой, в первую очередь вследствие малых значений активного сопротивления антенны  $r_A$ .

#### 4. Приёмные антенны длинных волн

В разделе 2 этой главы были указаны три основные типа антенн, применение которых возможно на длинных волнах. Все эти типы применяются для приёма длинных волн. Таким образом, мы имеем следующие основные разновидности приёмных длинноволновых антенн:

- 1) вертикальный провод с горизонтальной частью или без неё—так называемая открытая антенна,
- 2) вертикальная рамка и
- 3) длинный горизонтальный провод над землёй (антенна Бевереджа).

По условиям приёма длинных волн, особенно ввиду наличия сильных атмосферных помех на этих волнах, применение направленных антенн здесь крайне желательно. Вот почему большую роль в приёме длинных волн играет рамка, одна или в комбинации с открытой антенной, несмотря на всю ограниченность её направленных свойств. Дело в том, что более совершенные направленные антенны, составляемые из элементов, разнесённых на расстояния порядка четверти, полволны и т. д., для диапазона длинных волн дают очень большие расстояния, делающие антенну сложной и дорогой. Вот почему системы из разнесённых открытых антенн или рамок, если и применялись, то чрезвычайно редко. Более удобной и дешёвой направленной длинноволновой антенной является антенна Бевереджа.

Рассмотрим подробнее различные типы длинноволновых антенн.

#### Открытая антенна

Открытая антенна выполняется обычно в виде вертикального или наклонного провода или же в виде Г-образной антенны. В последнем случае горизонтальная часть делается не из нескольких, а из одного провода: перенапряжений здесь бояться не приходится.

Поскольку вектор электрического поля в месте приёма вертикален, принимающей является вертикальная часть; горизонтальная часть служит лишь для увеличения действующей высоты.

Высота такой антенны берётся обычно не менее 15 м, длина горизонтальной части—50 м и больше. Антенна выполняется, как правило, из трёхмиллиметрового бронзового или стального канатика. В качестве изоляторов следует применять большие орешковые изоляторы типа ПХ по 3 изолятора последовательно.

Ввод антенны закрепляется около окна (на телефонном изоляторе), после чего провод пропускается в помещение через фарфоровую трубку. Ввод заземления делается на полметра—на метр ниже ввода антенны. На наружной стене здания у антенного ввода ставится грозовой разрядник, а внутри здания—грозовой переключатель для заземления антенны во время грозы.

Заземление может быть выполнено по правилам ОСТ-2574 для проволочных линий связи. Оно может представлять собой:

1) железный оцинкованный лист толщиной 2,5 мм (размером около  $1,5 \times 0,7 \text{ м}^2$ ), уложенный горизонтально в землю;

2) газовые или водопроводные трубы диаметром не менее 30 мм и длиной 2 м, зарытые вертикально. Заземление должно соприкасаться с грунтовыми водами. Если глубина их залегания превышает 4 м, заземления зарывают в ямах глубиной 2—2,5 м, наполненных коксом так, чтобы он окружал заземление со всех сторон не менее, чем на полметра.

Соединительный провод, идущий к приёмнику, должен прикрепляться к заземлению весьма тщательно и по возможности без пайки, которая в земле скоро разрушается.

Для расчёта антенны и входа приёмника необходимо знать:

- а) действующую высоту антенны,
- б) реактивное сопротивление и
- в) активное сопротивление.

Действующая высота рассчитывается по формулам, приведённым в предыдущем разделе этой главы. При этом эквивалентное удлинение вертикальной части может быть принято равным длине горизонтальной части ( $b_{\sigma} = b$ ).

Реактивное сопротивление может быть рассчитано по формуле

$$x_A = -\rho \operatorname{ctg} m(h + b), \quad (1)$$

где  $\rho$  имеет значение 500—600 ом. Антенна может рассматриваться также и как сосредоточенная ёмкость, величина которой вычисляется или по методу Хоу или приближённо из расчёта 5—6 см ёмкости на метр длины горизонтального или вертикального проводов.

Величина активного сопротивления почти целиком определяется сопротивлением заземления, т. е. потерями в земле. Описанное заземление имеет в диапазоне длинных волн сопротивление порядка 20—50 ом. Отсюда ясно, что КПД антенны низок (сопротивление излучения составляет доли ома); поэтому сопротивление проводов, из которых устроена антенна, роли не играет.

## Р а м к а

Рамка в качестве приёмной антенны находит себе широкое применение как на длинных, так и на средних волнах. На длинных волнах она обычно применяется в виде большой наружной рамки

или контурной антенны, подвешиваемой на мачте высотой до 75 м. Обычно она имеет треугольную форму. Для приёма определённого корреспондента такая рамка должна быть ориентирована на него при установке. В настоящее время контурные антенны в качестве самостоятельных антенн почти не употребляются, а используются как составная часть так называемого радиогониометра, к описанию которого мы сейчас перейдём. Предварительно заметим, что для правильной работы рамка должна в электрическом отношении представлять собой строго симметричную систему. Это значит, в частности, что выход приёмника должен быть также электрически симметричным, т. е. во время работы зажимы должны иметь одинаковые и противоположные по фазе потенциалы. Нарушение электрической симметрии приводит к тому, что рамка начинает принимать как антенна, в которой провода, образующие стороны рамки, соединены в параллель (однофазная волна тока — см. гл. IV). Этот антенный эффект рамки, с которым на практике приходится упорно бороться, естественно ведёт к искажению её диаграммы направленности. Напомним, что эта диаграмма определяется формулой

$$F(\varphi) = \cos \varphi, \quad (2)$$

при чём угол  $\varphi$  отсчитывается от плоскости рамки.

### Радиогониометр

Радиогониометр (рис. V.4.1) представляет собой систему из двух неподвижных рамок, расположенных взаимно перпендикулярно. В каждую рамку включена одна из небольших катушек I и II, расположенных также взаимно перпендикулярно. Внутри этих катушек вращается третья катушка, называемая искателем и соединённая с приёмником.

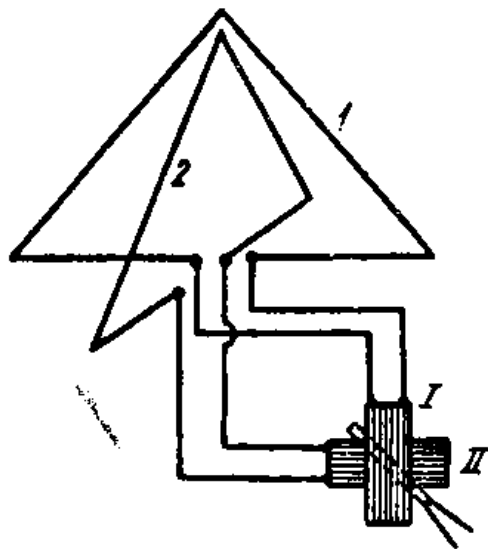


Рис. V. 4. 1. Радиогониометр.

Пусть направление на принимаемую станцию составляет угол  $\varphi$  с рамкой 1 (рис. V. 4. 2а). Тогда то же направление составит с рамкой 2 угол  $90^\circ - \varphi$ . Если через  $I_0$  обозначить ток, получающийся в каждой из рамок при совпадении направления волны с плоскостью

рамки, то в рассматриваемом случае токи в рамках будут иметь следующие значения:

$$\left. \begin{aligned} \text{в первой рамке } I_1 &= I_0 \cos \varphi, \\ \text{во второй рамке } I_2 &= I_0 \cos (90^\circ - \varphi) = I_0 \sin \varphi \end{aligned} \right\} (3)$$

Рассмотрим теперь, какая э с индуцируется в искателе. Обозначим через  $M$  коэффициент взаимной индукции между катушкой  $I$  (или  $II$ ) и искателем, когда он находится в плоскости катушки. Пусть искатель образует угол  $\psi$  с катушкой  $I$  (рис. V.4.2б); коэффициент взаимной индукции можно принять в первом прибли-

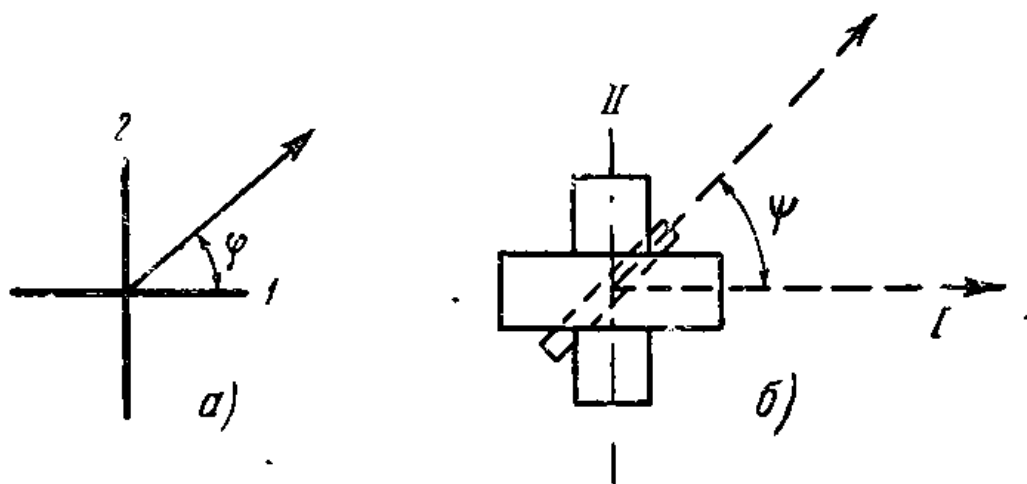


Рис. V. 4. 2. К расчёту характеристики направленности гониометра.

жении пропорциональным косинусу угла  $\psi$  и индуцируемая электродвижущая сила  $U_1$  будет иметь вид

$$U_1 = I_1 \omega M \cos \psi. \quad (4)$$

От катушки  $II$  в искателе наводится электродвижущая сила  $U_2$ , для которой можем написать

$$U_2 = I_2 \omega M \cos (90^\circ - \psi) = I_2 \omega M \sin \psi. \quad (4a)$$

Чтобы получить результирующую электродвижущую силу  $U$  в искателе, сложим обе найденные силы. Тогда получим

$$U = U_1 + U_2 = \omega M (I_1 \cos \psi + I_2 \sin \psi) = I_0 \omega M (\cos \varphi \cos \psi + \sin \varphi \sin \psi) = I_0 \omega M \cos (\varphi - \psi). \quad (5)$$

Характеристика направленности гониометра при неподвижном искателе ( $\psi = \text{const}$ ,  $\varphi$  — переменное) будет

$$F(\varphi) = \cos (\varphi - \psi), \quad (6)$$

т. е. она представляет собой ту же восьмёрку, что и у рамки, но направление максимума приёма определяется положением искателя. Именно, приём будет максимальным в том направлении, которое образует с рамкой  $I$  такой же угол  $\varphi$ , какой искатель образует с катушкой  $I$ , включённой в эту рамку. В этом случае  $\varphi - \psi = 0$  или

$$\varphi - \psi = \pi \text{ и } F(\varphi) = \pm 1.$$

Повернув искатель, мы, естественно, изменим направление максимального приёма и вся характеристика направленности займёт другое положение в пространстве. Таким образом, вращая искатель, мы добиваемся такого же эффекта, как если бы вращали большую наружную рамку. Благодаря этой возможности гониометр получил широкое распространение в антенных системах, используемых как для пеленгации, так и для профессионального приёма.

В последнем случае гониометр обычно применяется в соединении с открытой антенной для получения однонаправленного приёма.

### Однонаправленный приём помощью радиогониометра и открытой антенны

Антенна называется однонаправленной, когда минимум приёма её характеристики находится в направлении, противоположном направлению максимального приёма. Для получения такой характеристики к гониометру добавляют открытую антенну, располагаемую

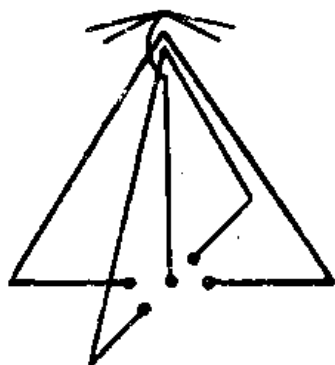


Рис. V. 4. 3. Антенная система для однонаправленного приёма.

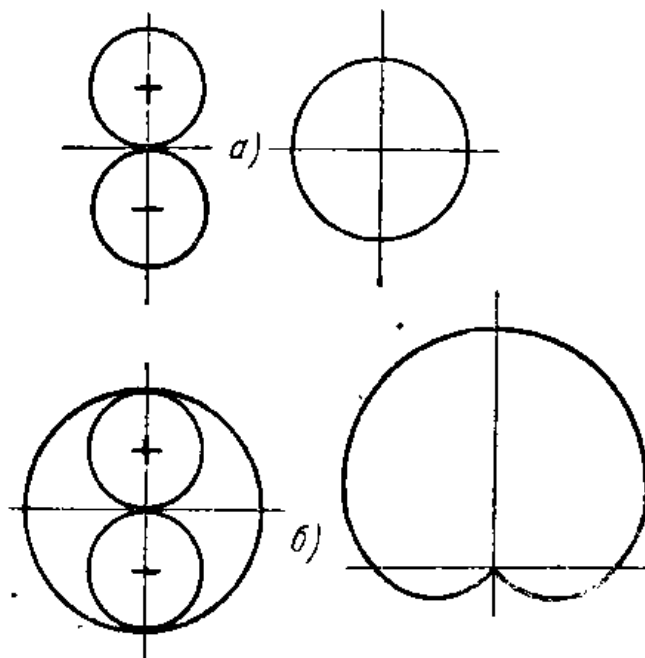


Рис. V. 4. 4. К выводу выражения для характеристики направленности системы из рамки и открытой антенны.

часто по линии пересечения рамок (рис. V. 4. 3), но электрически изолированную от последних. На вход приёмника подаются электродвижущие силы как от открытой антенны, так и от искателя гониометра. Эти электродвижущие силы складываются после соответствующей регулировки их фаз и амплитуд. Принцип этого сложения можно пояснить следующим образом. Рассмотрим отдельно характеристику направленности открытой антенны и рамки (рис. V. 4. 4a). Для первой характеристика направленности будет иметь вид окружности, для второй—вид восьмёрки, при чём верхняя и нижняя половины восьмёрки будут иметь разные знаки; это значит, что при переходе принимаемого сигнала через направление нулевого приёма фаза электродвижущей силы в рамке меняется на  $180^\circ$ .

Отрегулируем электродвижущую силу открытой антенны и гониометра так, чтобы для направления одного из максимумов гониометра электродвижущие силы совпадали и по амплитуде и по фазе (рис. V. 4. 4б). Тогда для этого направления они будут складываться, а для противоположного — вычитаться и в этом последнем случае вследствие равенства амплитуд результирующая электродвижущая сила будет равна нулю. Получающаяся характеристика направленности (рис. V. 4. 4б) носит название кардиоиды и определяется выражением

$$f(\varphi) = 1 + \cos \varphi = 2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}. \quad (7)$$

По сравнению с восьмёркой, даваемой рамкой, кардиоида имеет два преимущества. Первое: соответствующей регулировкой фаз и амплитуд складываемых эдс при кардиоиде можно получить гораздо более глубокий минимум (нуль) приёма, чем при рамке. Второе: кардиоида позволяет в более широких пределах вращать направление нулевого приёма без заметного ослабления приёма корреспондента.

В самом деле, приблизив нуль даже на  $90^\circ$  к направлению на

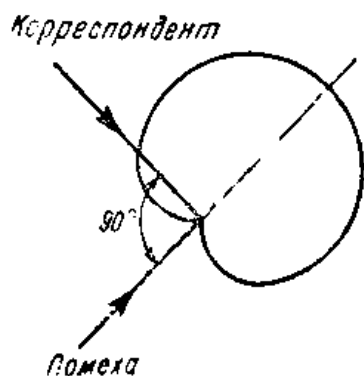


Рис. V. 4. 5. Пример ориентировки кардиоиды.

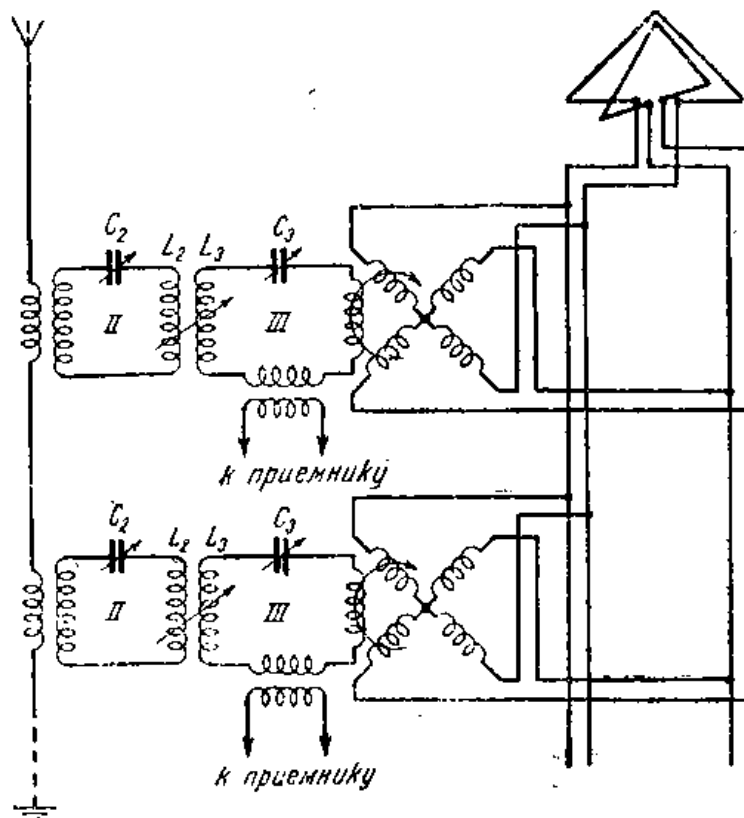


Рис. V. 4. 6. Схема многократного однонаправленного приёма.

корреспондента (рис. V. 4. 5), мы ослабим приём его сигналов всего лишь в два раза. Таким образом, практически мы можем вращать нулевое направление в пределах обоих задних квадрантов (от  $90^\circ$  до  $270^\circ$ ), не нарушая приёма корреспондента. Этой возможности рамка не даёт.

Схема для сложения электродвижущей силы антенны и гониометра приведена на рис. V. 4. 6. Схема эта составлена с учётом включения в антенну нескольких приёмников, как это обычно имеет место на практике. Для этой цели выходы рамок гониометров по-

даются на провода (шины), идущие вдоль ряда приёмников. К этим шинам присоединяются в параллель неподвижные гониометрические катушки приёмников. Таким образом, рамки гониометра здесь являются аperiодическими системами. Величина индуктивности неподвижных катушек зависит от числа включаемых в параллель приёмников; обычно результирующая индуктивность подбирается примерно равной индуктивности рамки.

Для включения нескольких приёмников в открытую антенну должна быть использована такая схема, при которой перестройка

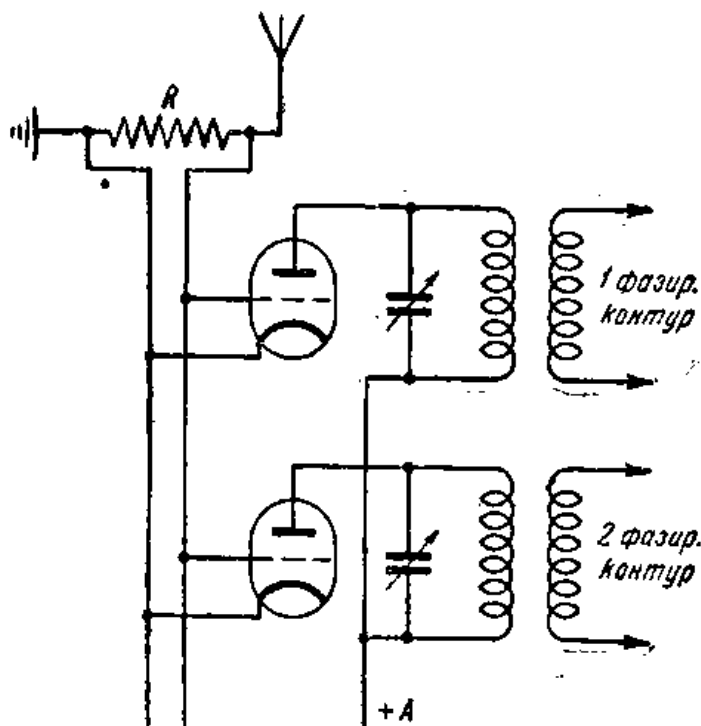


Рис. V. 4. 7. Аperiодическая схема включения нескольких приёмников в одну антенну.

системы одного из приёмников оказывала бы минимальное воздействие на работу других приёмников. Одна из таких схем изображена на рис. V. 4. 7. Чтобы сделать антенну аperiодической, в неё включают большое сопротивление, параллельно которому и приключаются сетки входных ламп приёмников. Настройка на желаемую станцию производится в цепи анода. Недостатком этой схемы, как показал опыт, являются большие напряжения, возникающие на сопротивлении от суммарного действия сигналов радиостанций, работающих на различных волнах, в частности, сигналов близ-

лежащих мощных радиостанций. Эти напряжения могут достигать значений, при которых лампа перегружается, что является причиной серьёзных помех и искажений приёма. Снижать величину сопротивления  $R$  для ослабления перенапряжений нельзя потому, что тогда ослабевает также и принимаемый сигнал. По этим соображениям схема с сопротивлением в цепи антенны в настоящее время применяется редко. На рис. V. 4. 6 приведена схема последовательного включения нескольких приёмников в антенну. Для ослабления взаимных влияний приёмников при настройке связь с антенной берётся возможно более слабой. Основными недостатками указанной схемы являются слабая сила приёма в каждом из приёмников и наличие некоторых взаимных влияний между ними. Поэтому применяются также системы, в которых каждый приёмник имеет отдельную небольшую открытую антенну. Антенна возбуждает контур  $II$ , связанный с контуром искателя  $III$ . Изменяя ёмкость конденсатора  $C_2$  и связь между катушками  $L_1$  и  $L_2$ , можно отрегу-



лизовать амплитуду и фазу поступающей из антенны электродвижущей силы так, как это нужно для сложения с электродвижущей силой рамки и получения кардиоиды.

Размеры рамок гониометра определяются диапазоном принимаемых волн. Опыт показывает, что наилучшее использование рамки получается в пределах от удвоенной до ушестерённой собственной волны рамки. Собственная волна рамки определяется её периметром (длиной образующего её провода)

$$\lambda_0 = kp, \quad (8)$$

где  $p$  — периметр рамки,

$k$  — волновой коэффициент, изменяющийся по опытным данным от 2,7 (для одновитковой рамки) до 3,4 (для рамки с большим числом витков).

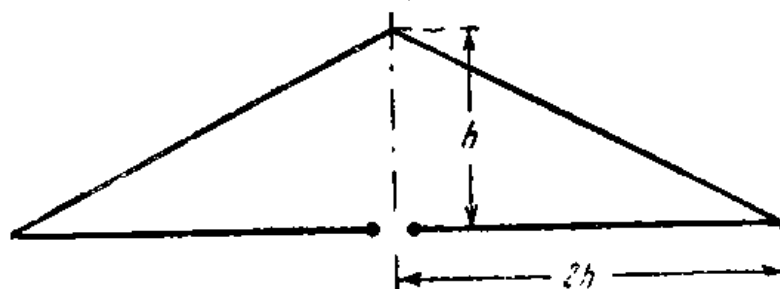


Рис. V. 4. 8. Нормальные размеры рамки гониометра.

Когда периметр определён, необходимо установить конфигурацию рамки. Обычно рамки выполняются в виде равнобедренного треугольника, у которого основание в 4 раза больше высоты (рис. V. 4. 8). Наибольшая высота берётся 75 м (для приёма волн от 5 до 20 тыс. м), для более коротких волн высота треугольника колеблется от 35 до 50 м. Нижний провод должен быть подвешен на высоте не менее 2 м над землёй (для ослабления потерь на токи в земле).

Для вычисления реактивной слагающей сопротивления обычно применяемой одновитковой рамки на длинных волнах достаточно знать её коэффициент самоиндукции. Последний может быть вычислен по формуле,

$$L = 0,2p \left( \ln \frac{2p}{r} - a_k \right).$$

Здесь  $L$  — коэффициент самоиндукции рамки в мкГн,

$p$  — периметр рамки в м,

$r$  — радиус провода в м,

$\ln$  — натуральный логарифм,

$a_k$  — величина, зависящая только от отношения  $\frac{p}{\sqrt{S}}$ ,

где  $S$  — площадь рамки.

Зависимость  $a_k$  от  $\frac{p}{\sqrt{S}}$  дана в виде кривых на рис. V. 4. 9.

Что касается активного сопротивления рамки, то, поскольку рамки в схеме гониометра не настраиваются, его величина большого значения не имеет. На длинных волнах она обычно не превышает нескольких ом.

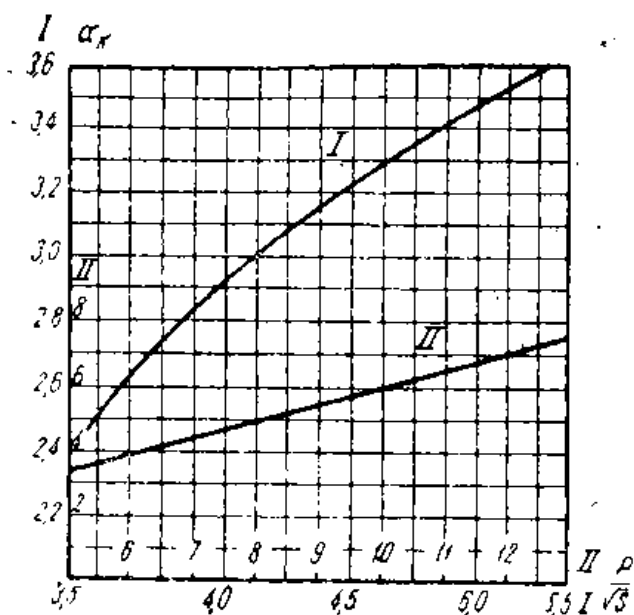


Рис. V. 4. 9. Кривые величины  $a_k$

приём на длинный провод, положенный на землю и кустарник, обнаружил, что такой провод при надлежащем заземлении одного из его концов обладает направленными свойствами, ослабляя приём атмосферных разрядов и улучшая приём европейских длинноволновых станций. Так зародилась антенна бегущей волны или антенна Бевереджа, принципиальная схема которой дана на рис. V. 4. 10.

Между концом провода, обращённым к корреспонденту, и землёй включено сопротивление, равное характеристическому сопротивлению провода. Провод должен быть подвешен над землёй на высоте нескольких метров и иметь длину порядка полволны и более.

Горизонтальный провод реагирует на горизонтальную слагающую электрического поля, которая будет тем больше, чем хуже проводимость почвы в месте приёма; при идеально проводящей земле приём будет отсутствовать.

Плохая проводимость почвы сильно влияет на параметры горизонтального провода: его погонное активное сопротивление и погонную ёмкость. Измерения показали, что погонное сопротивление возрастает в 10—15 раз, принимая величину 30—40 ом на 1 км на волнах от 25 до 10 тыс. м. Кроме того, при плохой проводимости обратные токи не концентрируются у поверхности земли, а захва-

Как правило, рамки находятся на некотором расстоянии от здания с приёмниками и соединяются с последними помощью фидерных линий. На длинных волнах эти линии имеют длину малую по сравнению с волной, поэтому их влиянием пренебрегают и считают, что сопротивление на клеммах линии (у приёмника) будет то же, что и на клеммах рамки.

#### Антенна Бевереджа

В 1918 г. Бевередж (Beverage) в Америке, исследуя

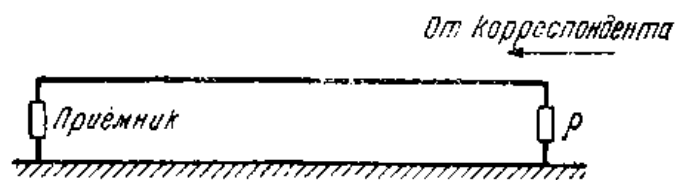


Рис. V. 4. 10. Принципиальная схема антенны Бевереджа.

тыгают более глубокий слой земли (рис. V. 4. 11). В результате на погонную ёмкость провода начинает влиять диэлектрическая проницаемость слоя земли между проводом и отдельными струйками обратных токов. Ёмкость эта заметно возрастает. Возрастает несколько и погонная индуктивность (вместе с увеличением расстояния между прямым и обратными токами). В результате произведение  $\sqrt{LC}$  возрастает, а обратно пропорциональная ему скорость распространения электромагнитных волн вдоль провода, как показывает опыт, уменьшается, падая до 0,7 — 0,8 скорости света.

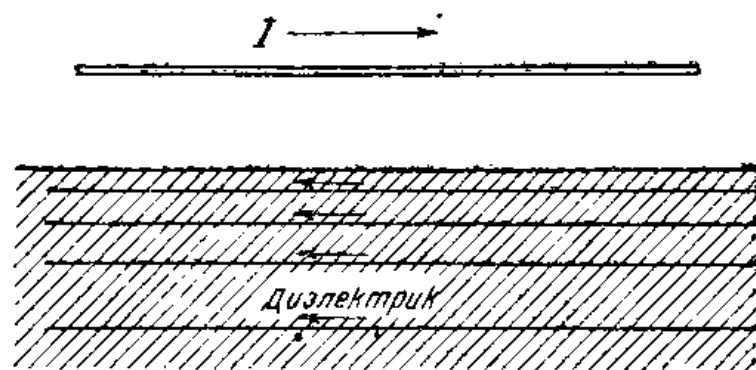


Рис. V. 4. 11. Прямой и обратные токи в антенне Бевереджа и в земле.

Характеристику направленности антенны Бевереджа найдём, пользуясь принципом взаимности. Включим вместо приёмника передатчик и найдём соответствующую кривую направленности. Заметим, что ток в проводе будет представлять собой бегущую волну, распространяющуюся со скоростью  $v = \frac{c}{\xi}$ , где  $c$  — скорость света и  $\xi$  (так называемый коэффициент укорочения волны)  $> 1$ . Разобьём провод на  $n$  элементов длиной  $d$ ; ток в каждом таком элементе будет сдвинут по фазе по сравнению с соседними на угол

$$\psi = 2\pi f \frac{d}{v} = \frac{\omega}{c} d = \xi m l, \quad (10)$$

Характеристику направленности антенны в плоскости земли найдём как произведение характеристики одного элемента  $F_0(\varphi)$  на характеристику системы из  $n$  ненаправленных излучателей  $F_n(\varphi)$ .

Как уже указывалось, низкий (по сравнению с волной) горизонтальный провод имеет характеристику направленности такую же, как и рамка

$$F_0(\varphi) = \cos \varphi. \quad (11)$$

Характеристику системы найдём, подставляя в выражение (III. 8. 15)  $\psi = \xi m d$ .

$$f_n(\varphi) = \frac{\sin \frac{n}{2} (m d \cos \varphi - \psi)}{\sin \frac{1}{2} (m d \cos \varphi - \psi)} = \frac{\sin \frac{n m d}{2} (\cos \varphi - \xi)}{\sin \frac{m d}{2} (\cos \varphi - \xi)} \quad (12)$$

или, беря  $d$  достаточно малым,

$$f_n(\varphi) = \frac{\sin \frac{n m d}{2} (\cos \varphi - \xi)}{\frac{m d}{2} (\cos \varphi - \xi)}. \quad (12a)$$

Характеристика направленности антенны Бевереджа будет иметь вид

$$f(\varphi) = \frac{\cos \varphi}{\cos \varphi - \xi} \sin \frac{ml}{2} (\cos \varphi - \xi), \quad (13)$$

так как  $nd = l$  (длине провода).

В частном случае, когда скорость распространения близка к скорости света  $\xi \approx 1$  и характеристика направленности (нормированная) будет

$$F(\varphi) = \frac{2}{ml} \frac{\cos \varphi}{\cos \varphi - 1} \sin \frac{ml}{2} (\cos \varphi - 1). \quad (14)$$

Она имеет максимум в направлении оси провода в сторону заземлённого конца ( $\varphi = 0$ ) и нуль или небольшой лепесток в противоположном направлении. На рис. V. 4. 12 и V. 4. 13 приведены

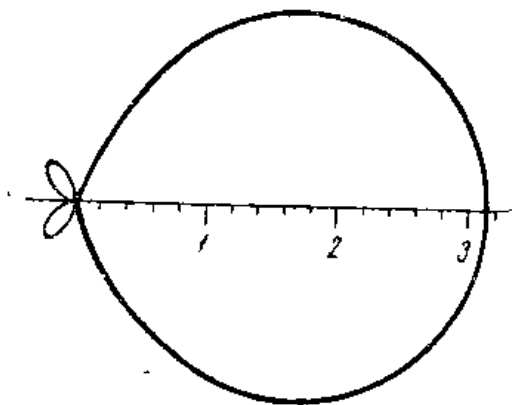


Рис. V. 4. 12. Характеристика направленности антенны Бевереджа длиной  $\lambda$  для  $\xi = 1$ .

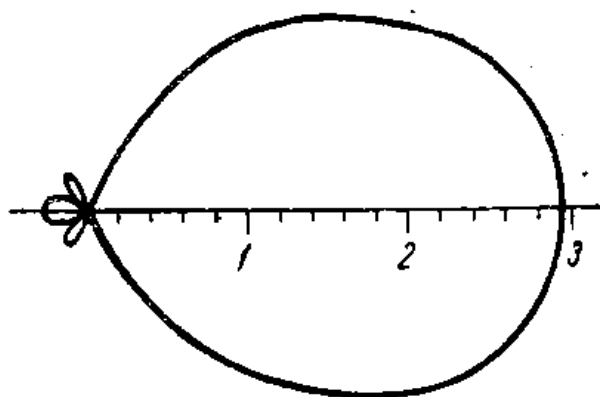


Рис. V. 4. 13. Характеристика направленности антенны Бевереджа длиной  $\lambda$  для  $\xi = 1,2$ .

характеристики направленности антенны Бевереджа длиной  $l = \lambda$  для  $\xi = 1$  и  $\xi = 1,2$ .

Практика внесла в первоначальную схему антенны Бевереджа ряд изменений и усложнений, важнейшие из которых показаны на рис. V. 4. 14. Антенна представляет собой двухпроводную линию, подвешенную на высоте 8 м над землёй, длиной от половины до целой принимаемой волны. На концах линии ставятся трансформаторы, одна из обмоток которых имеет среднюю точку. У конца линии, ближайшего к приёмнику, к средней точке приключена комбинация из активного и реактивных сопротивлений, позволяющая подгонять сопротивление  $Z_0$  под характеристическое сопротивление двухпроводной линии относительно земли. Теперь это сопротивле-

ние  $Z_c = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}$  уже не будет активным как вследствие

больших значений  $R$ , вызываемых потерями в земле, так и вследствие сравнительно низких частот. На противоположном конце

линии средняя точка соединена с землёй через первичную обмотку трансформатора *A*. Антенна даёт максимальный приём со стороны сопротивления  $Z_0$ . Приходящие с этого направления сигналы индуцируют в обоих проводах одинаковые и одинаково направленные токи (пунктирные стрелки), которые через первичную обмотку трансформатора *A* уходят в землю. При этом во вторичной обмотке трансформатора индуцируется электродвижущая сила и в линии появляется ток, показанный на рисунке сплошными стрелками. Наводимая этим током в обмотке *I* трансформатора *B* эдс подаётся на вход приёмника. Таким образом, в обмотку *I*, собственно говоря, передаётся сигнал, получаемый в первичной обмотке трансформатора

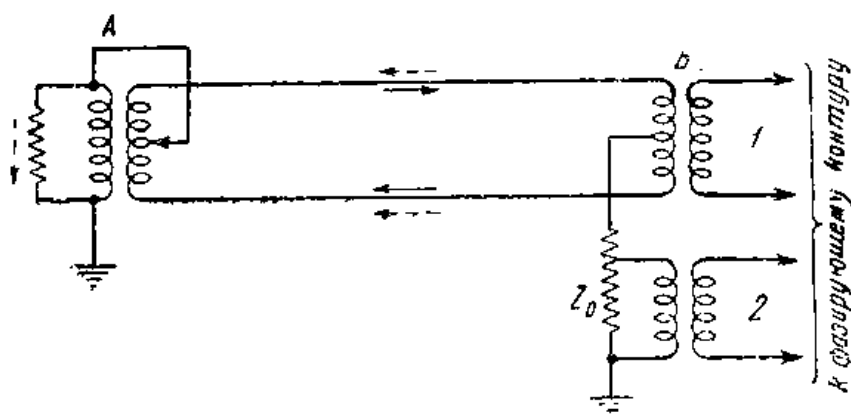


Рис. V. 4. 14. Схема практического выполнения антенны Бевереджа.

тора *A* на противоположном конце линии. Двухпроводная линия (рис. V. 4. 14) есть одновременно и приёмный провод и фидерная линия, соединяющая выход *A* антенны с приёмником. Вынос сопротивления  $Z_0$  к приёмнику вызывается необходимостью регулировать его при изменениях электрических параметров почвы в зависимости от атмосферных осадков. Кроме того, этот вынос позволяет получить глубокий нуль приёма в одном из двух задних квадрантов характеристики направленности. Для этого снимаемая с части сопротивления  $Z_0$  эдс после надлежащей регулировки её амплитуды и фазы складывается с электродвижущей силой, подаваемой на приёмник с обмотки *I*.

## Глава VI

### АНТЕННЫ ДЛЯ ВОЛН РАДИОВЕЩАТЕЛЬНОГО ДИАПАЗОНА

#### 1. Характеристика канала радиовещания с точки зрения требований, предъявляемых к антенным устройствам

Настоящая глава посвящена изучению радиовещательных антенн, используемых как на передающей, так и на приёмной стороне. Хотя в диапазоне средних волн (200 — 3000 м) работают не только радиовещательные станции, мы не будем рассматривать их антенн с одной стороны потому, что изучение антенн специального назначения не входит в задачи этой книги, а с другой — потому, что излагаемый ниже материал вполне достаточен для расчёта антенн, обычно применяемых для целей связи в диапазоне средних волн.

В этом разделе мы постараемся выяснить специфические условия работы радиовещательных антенн, вызываемые как особенностями распространения и приёма волн рассматриваемого диапазона, так и техническими требованиями, предъявляемыми к передаче и приёму радиовещания.

Основной задачей передающей радиостанции в данном случае является обслуживание радиовещанием некоторого определённого района, границы которого обычно совпадают с границами данной области или данного государственного образования. Обслуживаемый район начинается непосредственно от места расположения самой радиостанции и простирается, вообще говоря, на неодинаковое расстояние в различных направлениях. Мы имеем целый ряд случаев, когда политический и культурный центр области или страны расположен ближе к её границе, чем к географическому центру. Таково положение, например, в Казахской республике нашего Союза, столица которой Алма-Ата находится у её юго-восточной границы. Аналогичную картину мы имеем и в некоторых других государствах, как, например, в Болгарии и Австрии. Ясно, что в подобных случаях антенна радиостанции должна обладать определёнными направленными свойствами, позволяющими произвести надлежащее распределение энергии в пределах обслуживаемой площади.

Мощность и волна радиостанции должны выбираться такими, чтобы с учётом характеристики направленности; обеспечить на границах обслуживаемого района напряжённость электрического поля, позволяющую осуществить хороший приём радиовещания

[10 000  $\frac{\text{мкв}}{\text{м}}$  в больших городах, 4000  $\frac{\text{мкв}}{\text{м}}$  в средних городах и 1000  $\frac{\text{мкв}}{\text{м}}$  в сельской местности<sup>1)</sup>].

Как известно, в дневное время напряжённость поля радиовещательных станций определяется, главным образом, поверхностной волной, интенсивность которой зависит от расстояния, проводимости почвы и наличия препятствий на пути распространения. В тёмное время суток в месте приёма играют роль также отражённые от ионосферы пространственные волны, проявляющиеся на расстояниях от десятков до тысяч километров. Интенсивность этих волн значительна и почти не зависит от частоты. С увеличением расстояния, особенно на более коротких волнах, поверхностная волна вследствие поглощения сильно ослабевает и главная роль переходит к пространственным волнам.

Указанные особенности распространения волн вещательного диапазона обуславливают характерное для более коротких волн этого диапазона явление, известное под названием «ближнего замирания» («ближнего фединга»). Оно наблюдается в зоне, в которой напряжённости поля поверхностной и пространственной волн оказываются близкими по амплитуде. Дело в том, что фаза отражённой от ионосферы волны случайна и меняется вместе с изменениями электрического состояния ионосферы. Если обе волны складываются в фазе, мы имеем возрастание силы приёма. Если же они складываются с противоположными фазами, приём может падать практически до нуля (при равенстве амплитуд обеих волн). В результате на расстоянии порядка 50—100 км от радиовещательной станции на более коротких волнах в ночное время наблюдаются резкие колебания силы приёма; это и есть ближнее замирание. Увеличение мощности передатчика, очевидно, не может устранить замирания. Некоторый эффект в борьбе с замиранием даёт автоматическая регулировка громкости в приёмнике, но в случае падения напряжённости поля до нуля и она, естественно, не может принести пользы. Следует ещё отметить, что в пределах спектра частот радиовещательной станции фазы поверхностной и отражённой волны будут иметь разное значение для разных частот; поэтому искажение в различных частях спектра будет различным, а отдельные его частоты при сложении обеих волн могут уничтожаться вовсе. Это — так называемое селективное замирание, искажающее передаваемую программу. Ясно, что против него автоматическая регулировка громкости бессильна. Очевидно, что радикальной мерой борьбы с ближним замиранием является уничтожение или ослабление создающей его отражённой от ионосферы волны. А это значит, что к характеристике направленности антенны в вертикальной плоскости предъявляются вполне определённые

<sup>1)</sup> По рекомендациям МККР, см. Шукин «Распространение радиоволн» Связьиздат, 1940, стр. 394, табл. 28.

требования: сконцентрировать излучение вдоль поверхности земли и ослабить излучение под углом к горизонту.

Пренебрегая поглощением волн в ионосфере (что для вещательного диапазона ночью вполне допустимо), можно подсчитать напряжённость поля отражённой волны следующим образом (рис. VI.1.1). Пусть вертикальная полярная диаграмма антенны — определяется функцией —  $F(\varphi)$ , при чём угол  $\varphi$  отсчитывается от вертикали. Путь, проходимый отражённой волной, равен

$$2\sqrt{\left(\frac{r}{2}\right)^2 + H^2}, \quad (1)$$

где  $H$  — высота отражающего слоя. Поэтому напряжённость поля в месте приёма для падающей волны

$$E_{ВП} = \frac{50 \sqrt{6 DP_{\Sigma \text{ кВт}}}}{\sqrt{\left(\frac{r}{2}\right)^2 + H^2}} F(\varphi) \quad (2)$$

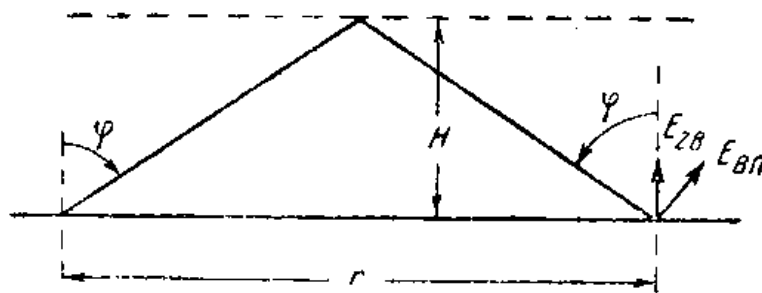


Рис. VI. 1. 1. К расчёту напряжённости поля отражённого луча.

вертикальная составляющая её  $E_{ЗВ}$  будет  $E_{ВП} \sin \varphi$ . Складываясь вместе с отражённой волной, она создаёт

$$E_B = 2E_{ЗВ} = \frac{100 \sqrt{6 DP_{\Sigma \text{ кВт}}}}{\sqrt{\left(\frac{r}{2}\right)^2 + H^2}} F(\varphi) \sin(\varphi). \quad (3)$$

Замечая, что

$$\sin \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2H}{r}\right)^2}} \quad \text{и} \quad r = 2H \operatorname{tg} \varphi,$$

мы можем выражение (3) преобразовать так

$$E_B = \frac{2 \cdot 100 \sqrt{6 DP_{\Sigma}}}{r} \sin^2 \varphi F(\varphi) = \frac{50 \sqrt{6 DP_{\Sigma \text{ кВт}}}}{H} \sin 2\varphi F(\varphi). \quad (4)$$

Пользуясь полученным выражением и зная вертикальную характеристику направленности, мы можем построить кривую напряжённости поля отражённой волны как функцию угла излучения



нии соответствующего этому углу расстояния  $r$  (при заданной высоте отражающего слоя  $H$ ).

На рис. VI. 1. 2 построены две такие кривые: 1) для антенны небольшой высоты:  $F_1(\varphi) = \sin \varphi$  и 2) для полуволновой вертикальной антенны над землёй

$$F_2(\varphi) = \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi}.$$

Высота слоя принята  $H=100$  км, мощность излучения в первом случае 1 квт, во втором 0,786 вт; при таком соотношении мощностей обе антенны создают одинаковую напряжённость поля вдоль земли. Для этой напряжённости поля построены кривые зависимости от расстояния для волн 200 и 300 м. Кривые построены по графику Международной комиссии по вопросам распространения радиоволн, воспроизводимому на рис. VI. 1. 3.

При низкой антенне пересечение кривых прямой и отражённой волны для  $\lambda = 300$  м происходит на расстоянии около 100 км; здесь мы имеем наиболее сильное замирание. Зону бесфедингового приёма определим из условия  $\frac{E_{отр}}{E_{пр}} \leq 0,1$ <sup>1)</sup>. Из рис. VI. 1. 2 видно, что эта зона простирается до 55 км от передатчика. Применение полуволновой антенны отодвигает границу этой зоны до

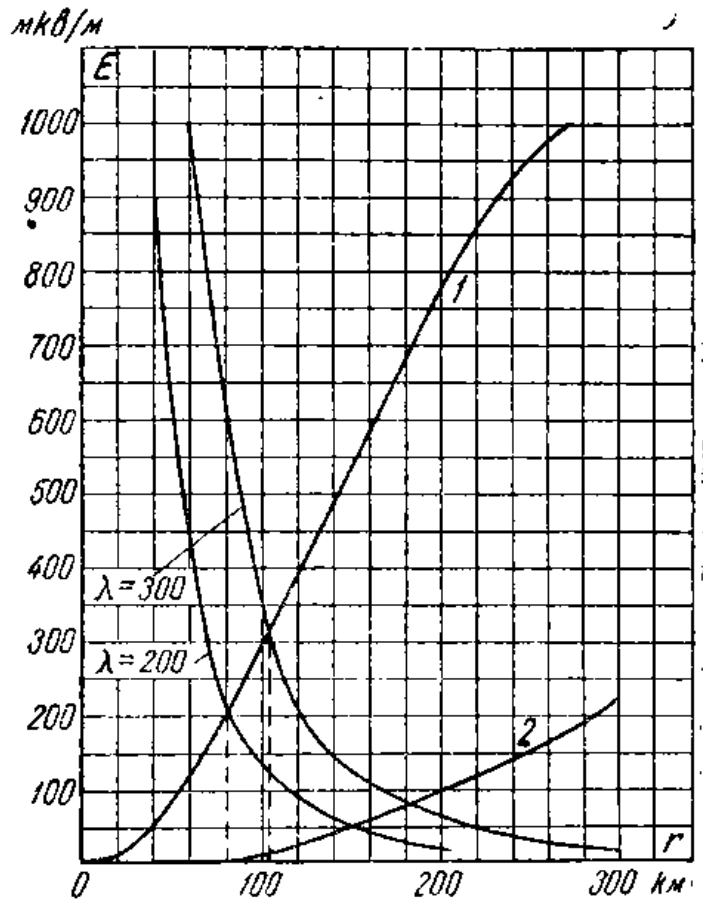


Рис. VI. 1. 2. Кривые напряжённости поля прямого и отражённого лучей для низкой (1) и полуволновой (2) антенны в зависимости от расстояния.

120 км и увеличивает расстояние наибольшего замирания до 180 км.

Аналогичные выводы могут быть сделаны и для волны 200 м. Выражение (4) позволяет нам также сделать заключение о желательных свойствах характеристики  $F(\varphi)$ . Если дальнюю границу зоны бесфедингового приёма принять на расстоянии 200 км, то полученные на разобранном выше примере границы проявления фединга будут соответствовать значениям угла  $\varphi$  от 13 до 45° на более коротких волнах и от 15 до 45° на более длинных. Задачей антенны и яв-

<sup>1)</sup> См. Шукин, Распространение радиоволн, стр. 279.

ляется подавление излучения в указанных секторах. Как видим, они оказываются различными для разных волн и разных предельных расстояний и будут зависеть от действующей высоты слоя  $E$ . Таким образом, требования к вертикальной характеристике направленности могут быть уточнены в каждом отдельном случае.

Другим важным моментом, определяющим устройство передающих и приёмных антенн, является плоскость поляризации

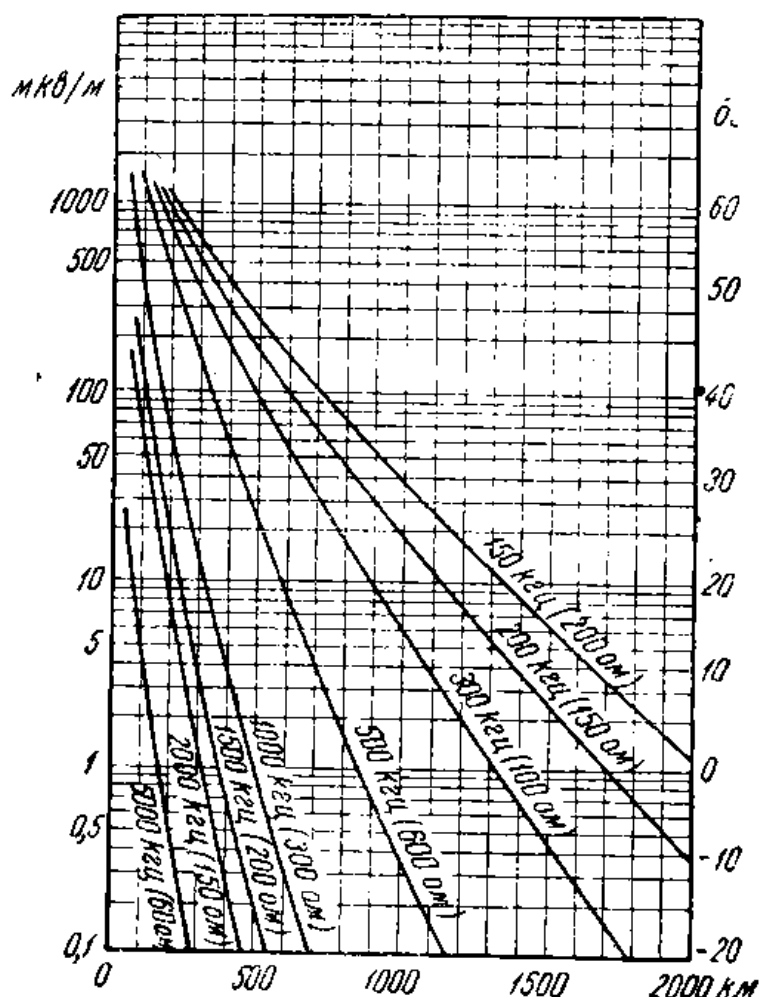


Рис. VI. 1. 3. Напряжённость поля поверхностной волны над сушей:  $\epsilon = 10^{-2} \frac{MO}{M} = 9 \cdot 10^7$  cgsе  
 $P_s = 1$  квт.

Пространственная волна может иметь плоскость поляризации, различную в зависимости от устройства передающей антенны и воздействия ионосферы. В частности, она может быть поляризованной горизонтально. В этом случае электрическое поле у земли в точке приёма слабо, так как падающая и отражённая волны складываются в противофазе. Поле быстро растёт с увеличением высоты. Магнитное поле, наоборот, у поверхности земли имеет максимум, так как его горизонтальные составляющие здесь складываются в фазе.

Следующим фактором, определяющим требования к приёмным антеннам, являются данные о внешних помехах. Атмосферные

излучаемых и принимаемых волн. Поскольку основную роль в радиовещательном диапазоне играют поверхностные волны, передающие антенны должны излучать вертикально поляризованные волны. Сказанное в предыдущей главе о трёх принципиально возможных типах антенн остаётся справедливым и для антенн рассматриваемого диапазона.

В месте приёма поверхностную волну с достаточной точностью можно считать поляризованной вертикально. Лишь на более коротких волнах, при плохой проводимости почвы, появляется небольшая горизонтальная составляющая электрического поля, создающая эллиптическую поляризацию.

помехи в радиовещательном диапазоне гораздо слабее, чем в длинноволновом. На первый план здесь выступают промышленные помехи, от которых особенно страдает приём радиовещания в городах. Применение направленных приёмных антенн в массовых установках затрудняется их сложностью и недостатком места для их размещения. Кроме того, они не могли бы дать реальных результатов в условиях чрезвычайно запутанной структуры поля, создаваемого местными помехами, меняющейся с течением времени и при переходе с волны на волну.

Несмотря на сложность положения требование выделения принимаемого сигнала на фоне помех с радиовещательной приёмной антенны отнюдь не снимается. Ниже мы укажем те пути, которыми современная техника пытается его выполнить.

Мы перечислили особенности радиовещательного диапазона в части условий распространения и приёма радиоволн. Остановимся теперь на требованиях к антеннам, предъявляемых техническими особенностями радиовещательного канала. Первой такой особенностью является необходимость обеспечить неискажённое прохождение через антенну довольно широкого спектра частот, присущего радиовещанию. По существующим нормам передающая радиовещательная антенна должна пропускать без искажения полосу в 6—8 *кГц* по звуковой частоте или в 12—16 *кГц* по высокой. Выполнить это требование, естественно, труднее всего на самых длинных волнах диапазона, где ширина полосы пропускания будет составлять значительный процент от несущей частоты.

Другой особенностью техники радиовещания является наличие радиовещательных станций большой мощности, порядка сотен и даже тысяч киловатт. Для излучения таких мощностей, естественно, приходится строить совершенно особые типы антенн.

Отметим, наконец, ещё одно техническое требование, предъявляемое часто к передающим радиовещательным антеннам. Это—назначение антенне, кроме постоянной рабочей волны, также и дополнительного диапазона волн для различного рода вспомогательных передач. Выполнение этого требования подчас значительно осложняет как проектирование передающей радиовещательной антенны, так и условия её работы.

## 2. Проволочная радиовещательная передающая антенна

В этом разделе мы рассмотрим наиболее простой тип радиовещательной передающей антенны — проволочную антенну для передатчиков средней мощности (до 150 *квт*). Эта антенна обычно представляет собой уже известную нам Т-образную антенну, приспособленную к требованиям, предъявляемым радиовещательным антеннам. Устройство такой антенны было нами описано ещё в первой главе. Постараемся теперь выяснить, в чём сходство и различие проволочной радиовещательной антенны (Т-образной, Г-образной или зонтичной) с длинноволновой антенной такой же схемы

Основное различие между параметрами аналогичных антенн двух указанных диапазонов заключается в ширине полосы пропускания антенны. Значительная ширина подлежащего передаче спектра частот требует от радиовещательной антенны значительно более тупой резонансной кривой, чем резонансная кривая длинноволновой антенны, а следовательно, значительно большего затухания. Единственным радикальным средством для этого является увеличение активного сопротивления антенны в полезной его части, т. е. сопротивления излучения. Если в длинноволновых антеннах оно равнялось долям и единицам ом, то в радиовещательных оно измеряется десятками ом. Для получения такой величины  $R_z$  антенна должна иметь достаточную высоту по сравнению с волной, что на средних волнах значительно легче осуществить, чем на длинных. Тем не менее для длинноволновой части радиовещательного диапазона (1000 — 2000 м) приходится брать высоту мачт порядка 150 м. Для более коротких волн мачты, естественно, берутся ниже.

Следствием увеличения относительной длины антенны является изменение характера её реактивного сопротивления, которое переходит в область индуктивных значений и потому требует иных методов настройки.

Большое активное сопротивление позволяет повысить излучаемую антенной мощность без опасности возникновения перенапряжений. По этой же причине горизонтальная часть антенны может быть гораздо менее развита (иметь гораздо меньшую ёмкость), чем у длинноволновой антенны, рассчитанной на ту же мощность.

В результате для одной и той же мощности в антенне мы имеем на средних волнах гораздо более простую и лёгкую конструкцию радиосети, чем на длинных.

Существенно отметить также, что благодаря значительному увеличению сопротивления излучения КПД радиовещательной антенны значительно выше, чем у длинноволновой, составляя в среднем 70—85%.

Общими для антенн обоих диапазонов являются схема и принципы выполнения антенны в целом и её отдельных элементов (горизонтальная часть, снижение, заземление, мачты, способы подъёма сети и т. д.).

Исходя из приведённых общих соображений, рассмотрим теперь особенности расчёта радиовещательной антенны.

Заметим предварительно, что в инженерной практике расчёт радиовещательной антенны проводится обычно теми же методами, что и расчёт длинноволновых антенн. Однако, в данном случае, когда ввиду сравнимых с волной размеров антенны поле утрачивает потенциальный характер, эти методы становятся уже приближёнными и дают значительно большие погрешности.

Так, например, вычисляя по погонной ёмкости волновое сопротивление горизонтальной части и определяя затем сопротивление этой части между точкой присоединения снижения и землёй, мы игнорируем два очень важных обстоятельства.

1. Теория длинных линий, которой мы при этом пользуемся, предполагает, что расстояние между проводником (горизонтальная часть) и землёй мало по сравнению с волной. Здесь это условие не выполняется, поэтому поле должно иметь значительно более сложный характер (вместо потенциального поля появляется поле излучения).

2. Эта же теория предполагает, что длина линии больше расстояния между образующими её проводниками; здесь же длина горизонтальной части обычно не превышает высоты её подвеса.

В результате само понятие сопротивления горизонтальной части по отношению к земле приобретает весьма условный характер.

Тем не менее за отсутствием других более строгих разработанных методов расчёт радиовещательной антенны проводится в значительной своей части помощью теории длинных линий. Реактивное сопротивление вычисляется по ф-ле (III. 2. 19)

$$\begin{aligned} X_A &= -\rho_e \operatorname{ctg}(mh + mb_\alpha) = \\ &= -\rho_e \operatorname{ctg} ml_\alpha. \end{aligned} \quad (1)$$

При эквивалентной длине  $l_\alpha$ , превышающей четверть волны, это сопротивление будет индуктивным. Ему будет соответствовать такое распределение тока, при котором пучность будет находиться на вертикальной части антенны (рис. VI. 2. 1). В этом случае антенна, как говорят, работает на волне, короче собственной. Когда рабочая волна длиннее собственной (как это обычно имеет место в длинноволновых антеннах), синусоида тока на снижении не достигает пучности (рис. VI.2.2). Для нейтрализации индуктивного сопротивления антенны включается конденсатор. Однако, очень часто для связи с генератором в антенну включается небольшая катушка самоиндукции порядка 50—100 мкгн. Конденсатор, таким образом, должен нейтрализовать индуктивность и антенны и катушки. Практически конденсатор выполняется в виде блока конденсаторов постоянной ёмкости, рассчитанного на определённое напряжение и ток; точная настройка производится подбором числа витков в катушке связи.

Сопротивление излучения радиовещательной антенны при небольшой высоте ( $h < \frac{\lambda}{6}$ ) обычно вычисляют по формуле Рюденберга

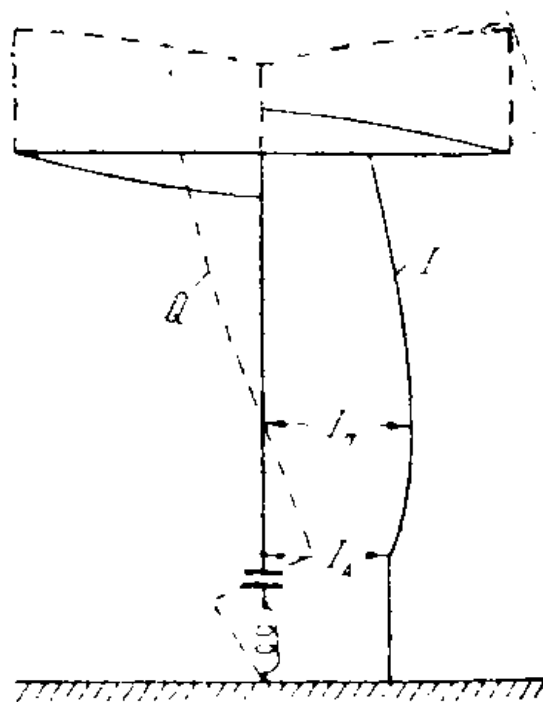


Рис. VI. 2. 1. Распределение тока и заряда в антенне при работе на волне короче собственной.

с действующей высотой (как и на длинных волнах). При большей высоте необходимо для расчёта  $R_z$  применять формулу Ван-дер-Поля (III. 4. 14), пользуясь графиками Конторовича (рис. III. 4. 2).

Сопротивление потерь ещё в большей степени, чем на длинных волнах определяется потерями в земле. Вопросами расчёта этих потерь и рационального устройства заземления радиовещательных антенн много занимался Г. Браун <sup>1)</sup>, получивший очень ценные результаты. В разд. 10 гл.

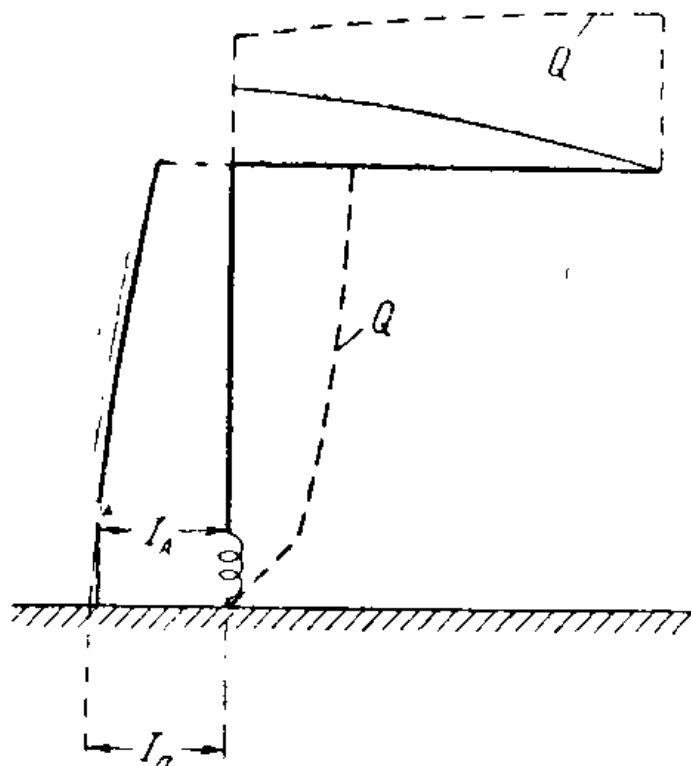


Рис. VI. 2. 2. Распределение тока и заряда в антенне при работе на волне длиннее собственной.

III мы уже приводили найденное им выражение (6) для зонального тока в земле в случае идеальной проводимости последней. Допуская, что при конечной, но хорошей проводимости земли распределение зонального тока по её поверхности будет тем же, можно вычислить потери на той или иной площади, если задаться определённым значением проводимости земли  $\sigma$ . При конечной проводимости ток уже не будет течь по поверхности земли, а распределится в некотором слое почвы; глубину этого слоя обычно принимают равной так называемой глубине погружения

волны, т. е. такой глубине  $S$ , на протяжении которой напряжённость поля уменьшается в  $e$  раз. Она вычисляется по формуле, известной из теории скинэффекта:

$$S = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu \sigma f}} \text{ метров;} \quad (2)$$

здесь  $f$  — частота в  $гц$ ,

$\mu$  — магнитная проницаемость земли в  $\frac{гн}{м}$ ,

$\sigma$  — удельная проводимость земли в  $\frac{мо}{м}$ .

<sup>1)</sup> Сборник «Антенные устройства», Связьиздат, 1939.

Если считать, что ток течёт в слое толщиной  $S$ , то мощность расходуемая в кольцевой зоне радиуса  $x$  и толщины  $dx$ , будет

$$dP_x = |I_x|^2 \frac{dx}{2\pi\sigma x S} \quad (3)$$

Здесь  $I_x$  — зональный ток на расстоянии  $x$  от антенны. Переходя к току у основания антенны  $I_A$  и полагая  $dP_x = I_A^2 dR_x$ , найдём, что активное сопротивление этой зоны, отнесённое к току  $I_A$ , будет

$$dR_x = \left| \frac{I_x}{I_A} \right|^2 \frac{dx}{2\pi\sigma x S} \quad (4)$$

Зная закон изменения зонального тока  $I_x$  в зависимости от расстояния для данной антенны, мы можем вычислить и построить кривую мощности, расходуемой в земле или соответствующего сопротивления как функцию радиуса зоны. На рис. VI. 2. 3 для примера приведены соответствующие кривые, вычисленные для полуволнового вертикального вибратора для длин волн в 200 и 300 м, и для удельной проводимости земли  $\sigma = 10^{-2} \frac{\text{МО}}{\text{М}}$ . Эти кривые показывают, что наибольшие потери в земле имеют место на расстоянии около  $0,35 \lambda$  от основания антенны. Следовательно, заземление для антенны этого типа должно быть хорошим в этом районе и во всяком случае иметь радиус, превышающий указанное расстояние.

Вычисляя площадь, ограниченную указанными кривыми и осью абсцисс, мы можем определить мощность потерь в земле в пределах зоны того или другого радиуса (непосредственное интегрирование здесь затруднительно).

Приведённая схема расчёта имеет в виду вертикальный вибратор без горизонтальной части или с настолько малой горизонтальной частью, что наводимыми ею токами в земле можно пренебречь. При развитой горизонтальной части необходимо принять во внимание и эти токи. Они также могут быть вычислены методом, аналогичным описанному.

Знание характера распределения потерь в земле вокруг данной антенны даёт нам возможность правильно спроектировать заземление. Браун задался целью показать, что рационально построенное

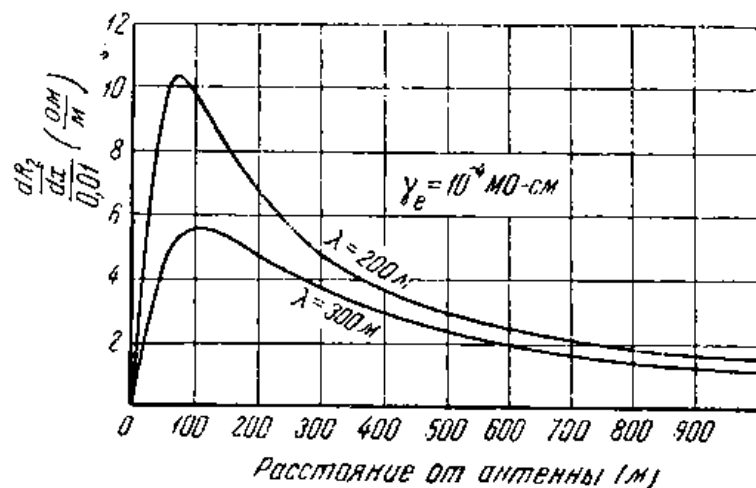


Рис. VI. 2. 3. Распределение потерь в земле вблизи полуволновой антенны.

заземление позволяет получить высокий кпд и при низкой антенне. Иначе говоря, основываясь на выражении для кпд антенны

$$\eta = \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_n}.$$

он имел в виду показать, что в деле повышения кпд равноценный эффект может быть получен как за счёт повышения  $R_{\Sigma}$  при высоком  $R_n$ , так и за счёт снижения  $R_n$  при низком  $R_{\Sigma}$ .

С этой целью им был поставлен ряд опытов, в которых заземление выполнялось в виде радиально расходящихся проводов диаметром 3,26 мм, закрытых на глубину 0,15 м. В опытах менялись число и длина проводов.

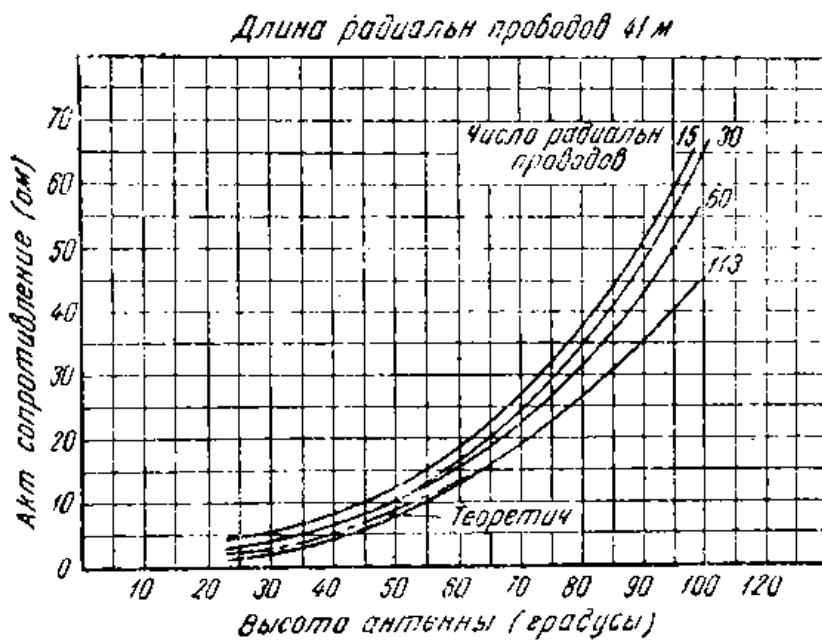


Рис. VI. 2. 4. Экспериментальные и теоретическая (пунктирная) кривые активного сопротивления антенны как функция её высоты и числа проводов заземления.

представляют собой кривые измеренного активного сопротивления в зависимости от электрической длины антенны  $ml$  для разного числа проводов в заземлении — от 15 до 113. Длина проводов была во всех случаях одинаковой и равнялась  $0,412 \lambda$  (41 м). Пунктирная кривая представляет собой вычисленную кривую сопротивления излучения антенны, отнесённого к току у основания.

Как видим увеличение числа проводов заметно снижает сопротивление потерь, а следовательно, и вообще активное сопротивление антенны. При этом повышается и кпд антенны, который легко может быть вычислен как отношение величины расчётного сопротивления к измеренному.

В то же время приведённые кривые показывают, что заземление с числом проводов 113 даёт уже результаты, близкие к предельно

метром 3,26 мм, закрытых на глубину 0,15 м. В опытах менялись число и длина проводов. Приводим некоторые из полученных Брауном результатов. На рис. VI. 2. 4 по оси абсцисс отложена электрическая длина антенны (вертикального вибратора) в градусах, по оси ординат — активное сопротивление антенны в омах. На рисунке показаны 4 сплошные кривые и 1 пунктирная. Первые



хорошим. Следовательно, дальнейшее увеличение числа проводов в заземлении не имеет смысла.

На рис. VI. 2. 5 по оси абсцисс отложена та же электрическая длина  $ml$ , а по оси ординат напряжённость электрического поля на расстоянии 1 мили от антенны при мощности в последней один киловатт. Три кривые соответствуют трём различным длинам про-

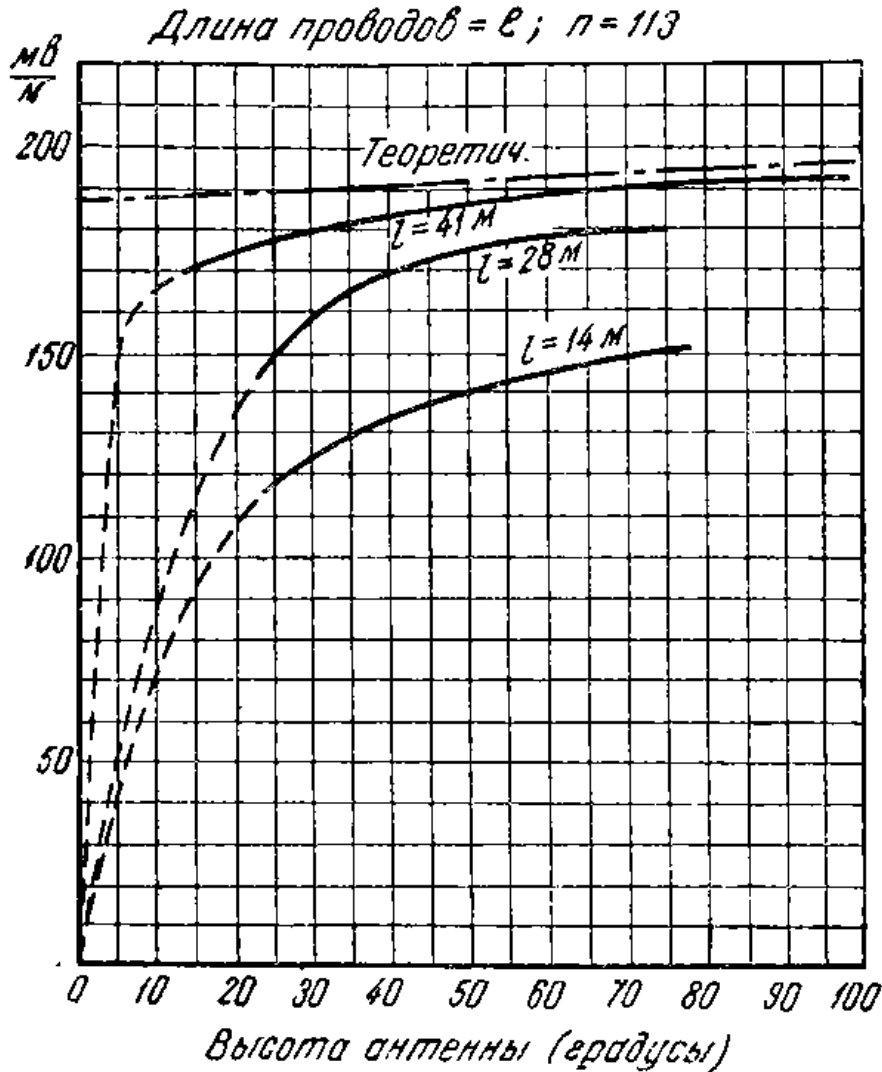


Рис. VI. 2. 5. Кривые напряжённости поля, создаваемого антенной при различной длине проводов заземления.

водов заземления при общем числе их 113. Как видим, увеличение длины заметно улучшает КПД антенны, особенно при небольшой её высоте.

Опыты Брауна позволяют дать вполне определённые рекомендации для заземлений радиовещательных антенн. Нормальным типом такого заземления следует считать систему радиально расходящихся проводов диаметром 3 мм, закопанных на глубину порядка 0,2 — 0,5 м. Число проводов не свыше 120, длина их — порядка полволны. При наличии развитой горизонтальной части в местах наибольших потерь желательно уложить также и поперечные провода, соединив их с радиальными.

Заземление указанного типа снижает потери в земле до предельно низкой величины, не оказывающей заметного влияния на КПД антенн.

Переходим теперь к вопросу о перенапряжениях, играющему в технике радиовещательных антенн большую роль. Опасность перенапряжений здесь особенно реальна ввиду тенденции увеличивать мощность радиовещательных станций до нескольких сотен киловатт. Законный интерес поэтому представляет вопрос, какую предельную мощность может вместить простая проволочная антенна рассматриваемого здесь типа.

Для суждения об этой мощности нам, строго говоря, нужно вычислить наибольшую напряжённость поля у проводов антенны как функцию мощности и сопоставить её со значением критической напряжённости поля короны. На практике, однако, мы сталкиваемся при этом со следующими затруднениями. Во-первых, величина критической напряжённости поля для радиовещательного диапазона нам точно неизвестна. Во-вторых, расчёт напряжённости поля у проводника не может быть выполнен точно, поскольку он основан на знании распределения тока и заряда (III. 2. 5), вычисляемых приближёнными методами теории длинных линий.

Поэтому практически для радиовещательных антенн проводится расчёт наибольшего напряжения по той же ф-ле (V. 3. 35), что и для антенн длинноволновых, но величина критического напряжения берётся меньше, а именно: порядка 100 кВ для диапазона 1000—2000 м, 70 кВ для диапазона 500—1000 м и 50 кВ для более коротких волн.

Понятно, что подобные расчёты не могут претендовать на точность и являются ориентировочными.

Следующий важный показатель — частотная характеристика радиовещательной антенны — рассчитывается несколько иначе, чем для длинноволновых антенн. Дело в том, что теперь в цепь антенны включаются для настройки и связи с генератором и катушка самоиндукции  $L$  и конденсатор  $C$ . Полное сопротивление антенной цепи будет, следовательно,

$$Z_A = j\omega L + \frac{1}{j\omega C} - j\rho \operatorname{ctg} m l + r_A. \quad (5)$$

Здесь  $l$ , как и в гл. V, обозначает эквивалентную длину антенны  $l_a$  с учётом горизонтальной части,  $\rho$  — волновое сопротивление снижения. Для несущей частоты передачи (резонансной частоты антенной цепи)  $\omega_0$  справедливо равенство

$$X(\omega_0) = \omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C} - \rho \operatorname{ctg} m_0 l = 0, \quad (6)$$

где  $X(\omega)$  есть реактивное сопротивление антенной цепи для частоты  $\omega$ .

Вводя обозначение  $\frac{\omega}{\omega_0} = \eta$ , представим, как и ранее, это реактивное сопротивление в виде ряда Тэйлора

$$X(\omega) = f(\eta) = f(1) + \Delta\eta \frac{df(\eta)}{d\eta} + \dots;$$

члены, следующие за вторым, мы отбрасываем (ввиду малости расстройки). Замечая, что  $f(1) = 0$  и, обозначая  $\Delta\eta$  через  $\frac{\Omega}{\omega_0}$ , можем написать, переходя от производной по  $\eta$  к производной по  $\omega$

$$X(\omega) = \Omega \left| \frac{d}{d\omega} X(\omega) \right|_{\omega=\omega_0} = \Omega \left( L + \frac{1}{\omega_0^2 C} + \rho \frac{l}{c} \frac{1}{\sin^2 m_0 l} \right).$$

Из условия резонанса (6) следует, что

$$\frac{1}{\omega_0^2 C} = L - \frac{\rho}{\omega_0} \operatorname{ctg} m_0 l.$$

$$\begin{aligned} \text{Поэтому } X(\omega) &= \Omega \left[ 2L + \rho \left( \frac{l}{c} \frac{1}{\sin^2 m_0 l} - \frac{1}{\omega_0} \operatorname{ctg} m_0 l \right) \right] = \\ &= 2\Omega \left( L + \frac{\rho}{4\omega_0} \frac{2m_0 l - \sin 2m_0 l}{\sin^2 m_0 l} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

Величину  $\frac{\rho}{4} \frac{2m_0 l - \sin 2m_0 l}{\omega_0 \sin^2 m_0 l}$  при небольших значениях  $m_0 l$

иногда называют действующей самоиндукцией антенны и обозначают её буквой  $L_e$  для удобства вычисления на рис. VI. 2. 6 приведён график функции

$$f(ml) = \frac{2ml - \sin 2ml}{\sin^2 ml}$$

в зависимости от электрической длины  $ml$ .

Учитывая сказанное, мы можем написать

$$Z_A = R_A + j2\Omega(L + L_e) \quad (8)$$

и определить полосу пропускания из условия равенства активной и реактивной частей сопротивления

$$\Omega_{\max} = \frac{R}{2(L + L_e)}. \quad (9)$$

Следует заметить, что ввиду большого активного сопротивления получить достаточную полосу пропускания для радиовещательной антенны обычно не представляет трудностей. Исключение составляет лишь наиболее длинная часть рассматриваемого диапазона (1500—2000 м), в которой простая антенна может и не дать желаемого эффекта.

Антенны разбираемого здесь типа получили у нас широкое распространение ввиду сравнительной их простоты и дешевизны (при условии применения деревянных мачт). Этому способствовало в

значительной степени то обстоятельство, что большое число наших радиовещательных станций работает на волнах длиннее 800 м. На этих волнах не так сказываются присущие данной антенне недостатки, которые в основном сводятся к следующему. Как уже указывалось, для подъёма радиосети применяются стальные тросы, которые во время работы станции находятся в электромагнитном поле антенны. В этих тросах, имеющих соединение с землёй, наводятся токи, которые в отдельных случаях могут достигать значитель-

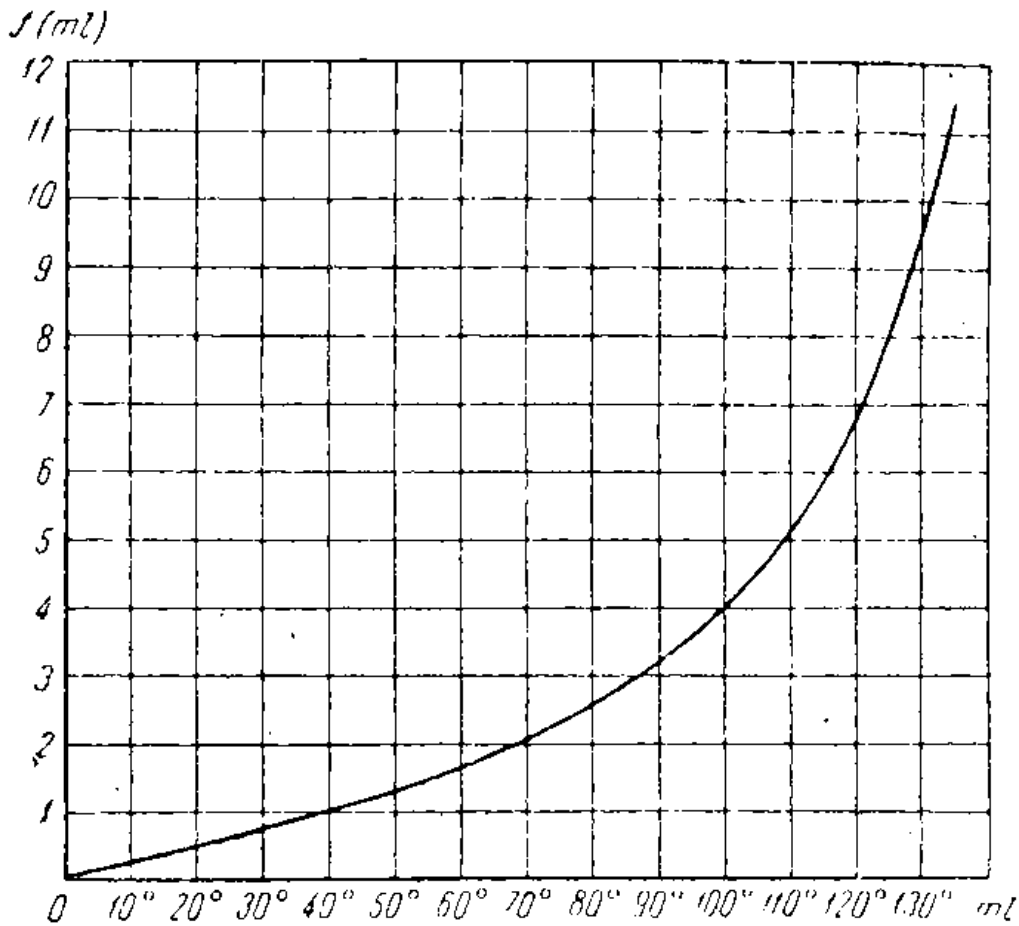


Рис. VI. 2. 6. К расчёту частотной характеристики антенны.

График функции  $f(ml) = \frac{2ml - \sin 2ml}{\sin^2 ml}$ .

ной величины. Подобным же образом, хотя и в меньшей степени, наводятся токи в отдельных секциях оттяжек, а также и на металлической крыше здания радиостанции, располагаемого обычно под антенной. Указанные паразитные токи являются причиной добавочных потерь энергии, заметно снижающих КПД антенны. Но что ещё важнее, паразитные токи принимают участие в излучении энергии и своим полем искажают поле антенны и её направленные свойства как в плоскости земли, так и под углом к горизонту. Вот почему там, где предъявляются жёсткие требования к направленности, применение проволочных антенн, подвешенных на мачтах, недопустимо. Это, в частности, относится к антифединговым антеннам, преследующим цель устранения ближнего замирания, к которым

предъявляются вполне определённые требования в отношении вертикальной характеристики направленности.

Таким образом, невозможность получить свободную от искажений характеристику направленности и пониженный КПД являются основными недостатками описываемых антенн. Следует также иметь в виду недолговечность обычно применяемых с этими антеннами деревянных мачт, срок службы которых составляет в среднем 15—20 лет. Что касается стальных мачт, то они при большой стоимости одновременно являются дополнительными источниками паразитного излучения.

### 3. Антифединговые антенны

В Западной Европе и Америке радиовещание ведётся в основном на волнах от 200 до 500 м. На этих волнах явления ближнего замирания в ночное время сказываются особенно сильно. Вот почему именно там — в США и в Германии — в начале 30-х годов зародилась мысль о создании специальных типов передающих антенн для борьбы с ближним федингом. Как уже указывалось, от антифединговой антенны требуется подавление излучения под высокими углами к горизонту ( $55—85^\circ$ ) и концентрация его в плоскости земли

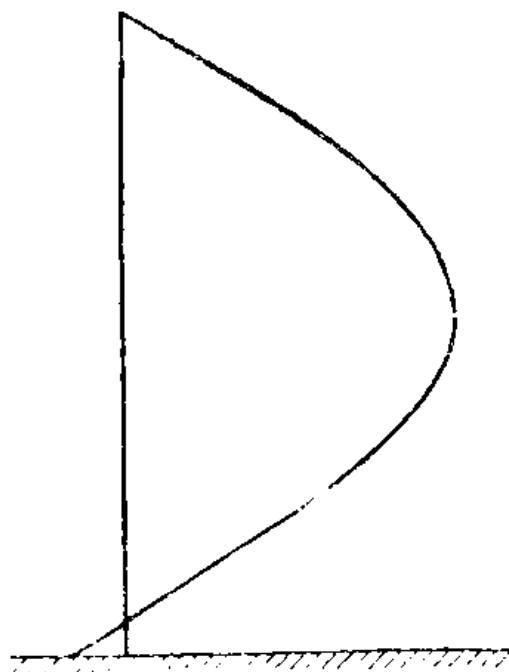


Рис. VI. 3. 1. Распределение тока в заземлённом вибраторе с электрической длиной  $190^\circ$ .

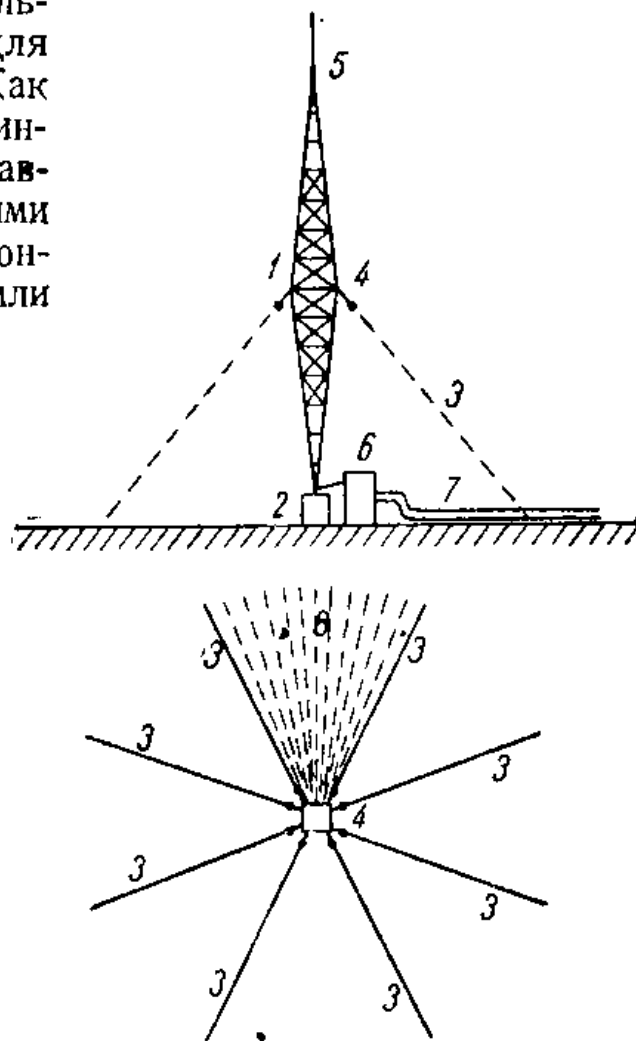


Рис. VI. 3. 2. Основные элементы мачты-антенны с переменным сечением.

с целью усиления поверхностной (земной) волны. Естественным путём для получения таких направленных свойств является применение

ние достаточно высоких по сравнению с волной антенн, выполненных в виде вертикального вибратора. Рассматривая характеристики направленности симметричного вибратора (рис. III. 3. 4) мы видим, что наиболее подходящей длиной для антифедингового ви-

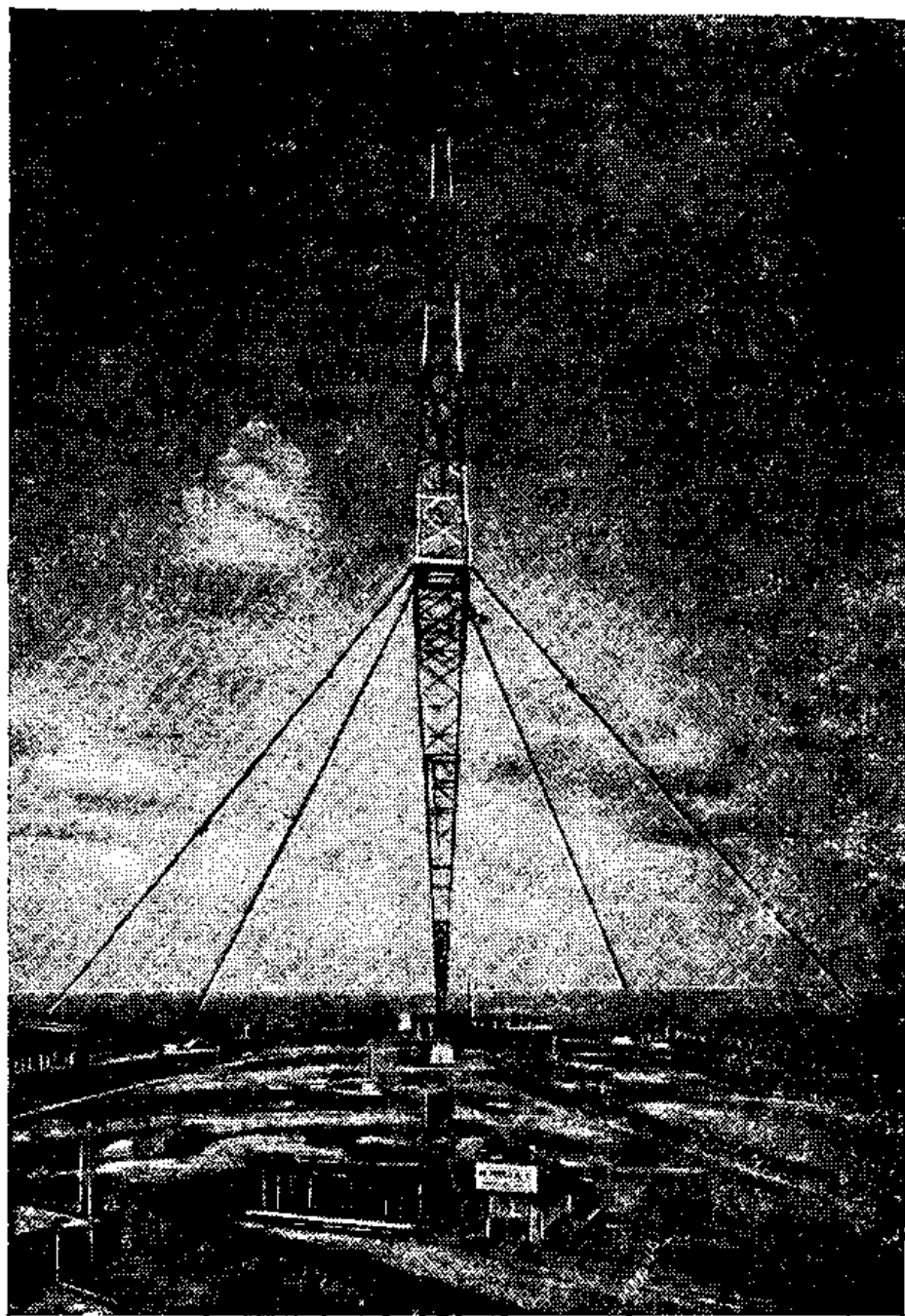


Рис. VI. 3. 3. Внешний вид мачты антенны.

братора будет длина от полуволны до  $\frac{5}{8} \lambda$ ; в первом случае мы имеем характеристику, достаточно прижатую к экваториальной плоскости (к земле), лишённую лепестков; во втором — концентрация в плоскости земли ещё больше, но зато появляется лепесток под углом, близким к оси вибратора — к вертикали. Более подробные теоретические и опытные исследования позволили установить в

качестве наивыгоднейшей длины антифединговой антенны электрическую длину в  $190^\circ$  (т. е. немногим больше полволны). Соответствующее распределение тока показано на рис. VI. 3. 1. Указанную длину антенны для волн в диапазоне 200—300 м осуществить не представляет затруднений. Первоначальные антифединговые антенны выполнялись в виде вертикального провода с небольшой горизонтальной частью или без неё, подвешенного между двумя мачтами.

Однако, недостатки подобной формы выполнения антенн, на которые мы уже указывали, заставили искать других, более совершенных, способов осуществления идеи антифединговой антенны. Вопрос этот решался по-разному в Америке и в Европе. В США решение было найдено в виде металлической мачты-антенны, поддерживаемой оттяжками или в виде свободно стоящей башни-антенны. Возможность обойтись вместо двух мачт одной, правда, более высокой и поставленной на изолятор, с экономической точки зрения только приветствовалась. Вот почему в период с 1931 по 1935 г. мы имеем эпоху увлечения подобными мачтами - антеннами, получившими широкое распространение не только в Америке, но и в Западной Европе.

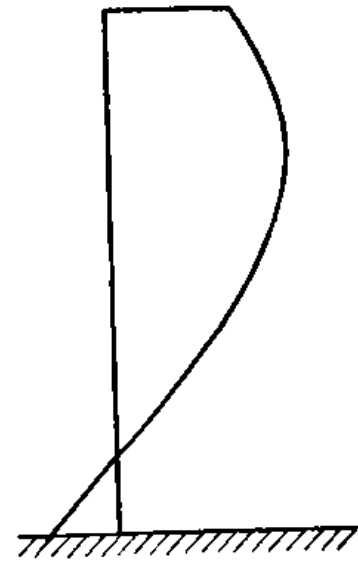


Рис. VI. 3. 4. Распределение тока в антифединговой антенне Телефункен.

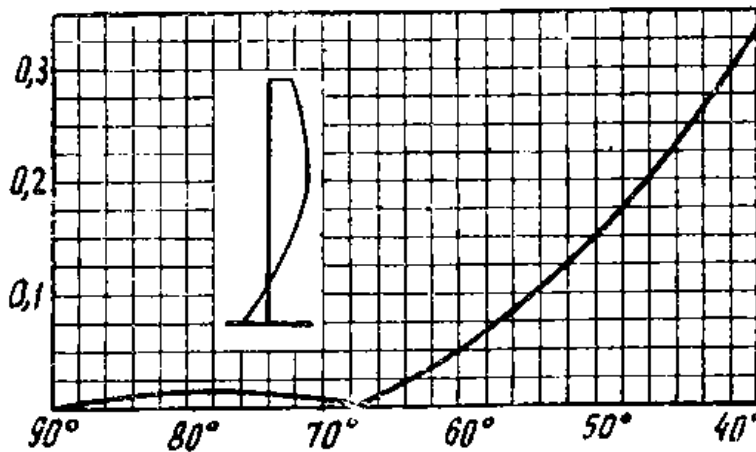


Рис. VI. 3. 5. Характеристика направленности антифединговой антенны Телефункен (под высокими углами к горизонту).

тяжек здесь сведено к минимуму - к одному ярусу. Мачта имеет обычно 8 оттяжек, расположенных, как показано на рисунке. Наверху мачта снабжается стеньгой 5, которая может выдвигаться и вдвигаться для регулировки электрической длины антенны; заранее рассчитать эту длину представлялось затруднительным ввиду неодинаковости сечения антенны по длине.

На рис. VI. 3. 2 представлены основные элементы мачты - антенны. Стальное тело мачты 1 с расширяющимся к середине сечением покоится на изоляторе 2 и поддерживается оттяжками 3, отделёнными от мачты изоляторами 4. Как видим число ярусов от-

Для того, чтобы устранить возникновение паразитных токов на крыше здания передатчика, последнее ставилось в стороне; выход передатчика соединялся с мачтой-антенной посредством двухпроводного или коаксиального фидера 7 с заземлённой оболочкой. Для согласования антенны с фидером необходим переходный контур 6 у основания антенны. Заземление 8 (показанное на рисунке лишь частично) выполняется обычно в виде системы радиально расходящихся проводов. Типичный внешний вид такой антенны показан на рис. VI.3.3.

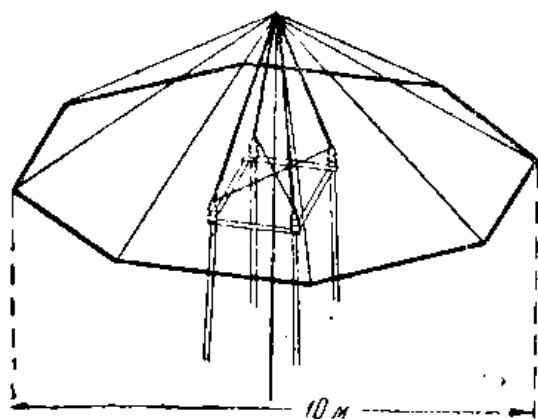


Рис. VI. 3. 6. Конструкция зонтика (ёмкостной шляпки) наверху антифедигновой антенны Телефункен.

Антенны-мачты описанного типа достигали подчас значительной высоты; самая высокая такая антенна была установлена в Будапеште и имела в высоту 314 м. Однако, столь высокие антенны представляют собой очень дорогое и сложное сооружение. В то же время, как показал опыт, радикального избавления от ближнего замирания антенны-мачты не дают; почему, — об этом мы скажем несколько дальше.

Стремясь сэкономить высоту антенны, германская фирма Телефункен разработала другой тип антифедигновой антенны, установленный впервые в Бреславле в 1933 году для работы на волне 325 м. Путём расчёта (ф-ла III. 3. 23) нетрудно показать, что характеристика направленности вертикального провода с распределением тока, подобным изображённому на рис. VI. 3. 4, при соответствующем подборе его длины и сдвига синусоиды тока обладает свойствами, желательными с точки зрения борьбы с ближним замиранием (рис. VI. 3.5). Чтобы ток на конце провода был отличен от нуля, там должна существовать некоторая ёмкость; требуется, однако, чтобы токи, текущие по образующим её проводникам, не влияли на поле излучения вертикального провода. В качестве такой ёмкости был взят зонтик небольшого сравнительно диаметра (10 м), составленный из латунных трубок (рис. VI. 3. 6). Внешний вид антифедигновой антенны фирмы Телефункен показан на рис. VI. 3. 7. Свободно стоящая опора делается из дерева. Наверху на изоляторах крепится зонтик; от его центра внутри башни спускается вертикальный провод, соединяемый через переходный контур с фидером, идущим к передатчику.

В Бреславльской антенне высота башни 138,5 м. Узел тока находится на высоте 19 м над землёй, пучность — на высоте 100 м. Таким образом, действие ёмкости зонтика (ёмкостной шляпки) эквивалентно увеличению высоты вертикального провода почти на 40 м.



Испытание этой антенны на практике дало положительные результаты. Так, Бреславльская антенна позволила увеличить ра-

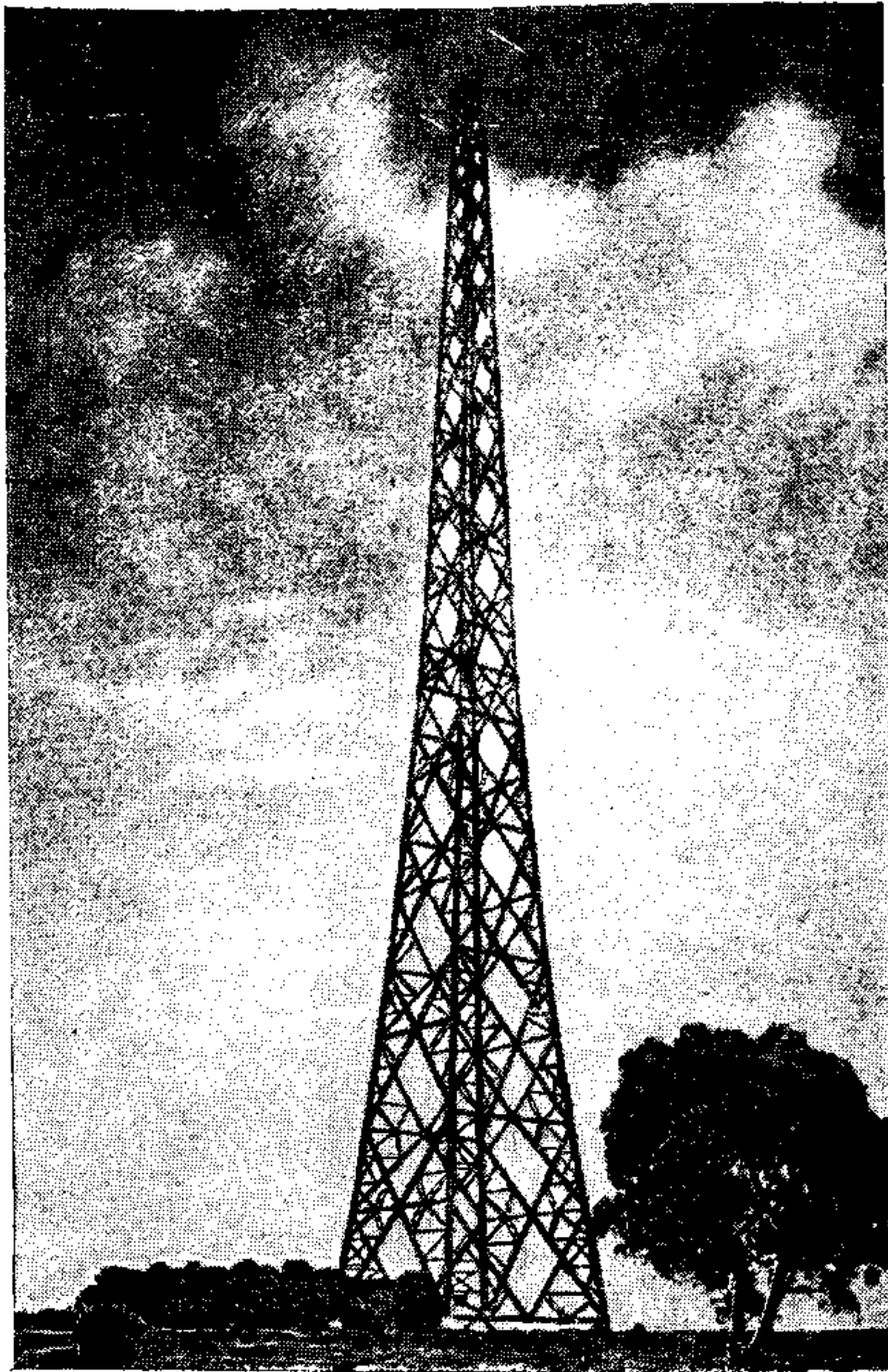


Рис. VI. 3. 7. Внешний вид антифединговой антенны Телефонкен.

диус бесфедингового приёма, примерно, на 40%. При этом высота башни составляла около 0,4 рабочей волны ( $mh = 150^\circ$ ).

После появления описанной антенны и на американских антифединговых мачтах-антеннах стали применяться зонты, позволившие снизить высоту антенн. Дальнейший шаг на пути регулирова-

ния распределения тока в антифединговой антенне был сделан Браун<sup>1)</sup>, предложившим между зонтиком и телом мачты включать катушку самоиндукции (рис. VI. 3. 8<sup>1)</sup>). Эта катушка, уменьшая ёмкостное сопротивление зонта, создаёт нагрузку, соответствующую значительно большему эквивалентному удлинению антенны.

Другим вариантом этой же идеи является антенна, изображённая на рис. VI. 3. 9: свободно стоящая башня разделена изоляторами

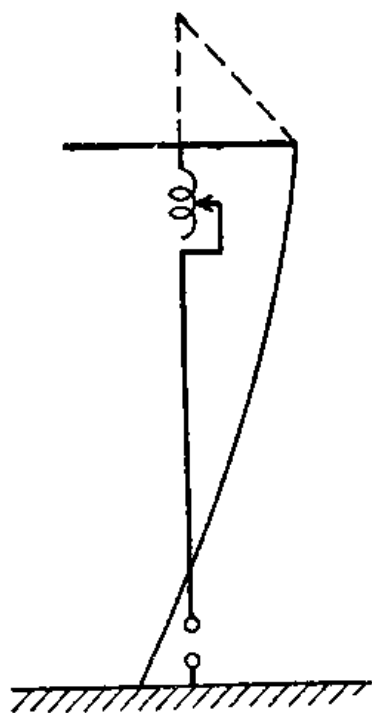


Рис. VI. 3. 8. Антифединговая антенна с ёмкостной шляпкой и индуктивностью под ней (схема Брауна).

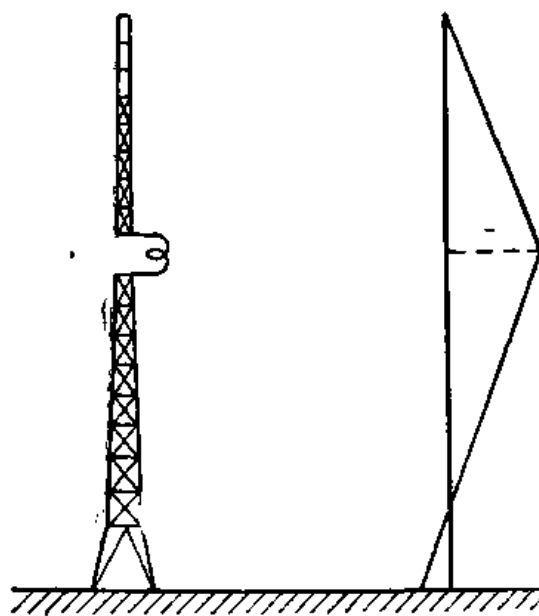


Рис. VI. 3. 9. Башня-антенна из двух изолированных частей, соединённых через катушку самоиндукции. Справа показано распределение тока.

на две части; между ними включена катушка самоиндукции. Принципиально эта схема мало отличается от предыдущей; лишь ёмкость зонта заменена здесь ёмкостью верхнего отрезка башни.

Остановимся теперь кратко на электрических свойствах рассмотренных антифединговых антенн и постараемся оценить полученные с их помощью результаты.

Начнём с вопроса о реактивном сопротивлении. Наиболее просто оно подсчитывается для антенны типа Телефункен; необходимо лишь заменить зонт эквивалентным удлинением  $b_{\alpha}$ . Для определения этого удлинения надо знать ёмкость зонта (III. 2. 18); она может быть подсчитана по формуле

$$C = 0,354 d \text{ мкккф}, \quad (1)$$

где  $d$  — диаметр в см.

<sup>1)</sup> Brown and Leitch. Proc. IRE, v. 25, pp. 583—311; May (1937).

Гораздо сложнее обстоит вопрос с расчётом реактивного сопротивления антенн-мачт и свободно стоящих башен. Здесь усложнение происходит за счёт большого по сравнению с проводом сечения вибратора и притом изменяющегося по его длине и из-за наличия изолятора у основания. Ёмкость изолятора оказывается включённой параллельно сопротивлению антенны, шунтирует его и особенно резко сказывается на тех волнах, при которых сопротивление антенны велико. Особенно сильно эта ёмкость должна проявлять себя в свободно стоящих башнях, так как там несколько изоляторов оказываются включёнными в параллель вместе с собственным сопротивлением башни.

По указанным причинам реактивное сопротивление антенн-мачт и башен плохо поддается расчёту. Для суждения о его величине необходимо использовать опытные данные. На рис. VI. 3. 10 приведены кривые реактивного сопротивления, составленные по данным измерений, проведённых на пяти установленных антеннах-мачтах. По оси абсцисс отложена высота антенны (геометрическая), выраженная в долях волны, по оси ординат — сопротивление в логарифмическом масштабе <sup>1)</sup>. Как видим, первый резонанс, соответствующий собственной волне, наступает при длине мачты порядка  $0,23 \lambda$ , как и у симметричного вибратора; второй резонанс, вследствие влияния ёмкости изолятора оказывается сдвинутым сильнее ( $0,45 \lambda$  вместо  $0,5 \lambda$ ). Максимальные значения, которых достигает реактивное сопротивление <sup>2)</sup>, невелики — порядка  $160 \text{ ом}$ . Это указывает на малую величину эквивалентного волнового сопротивления антенны, что соответствует её большой погонной ёмкости.

Значительно большее отклонение от кривых реактивного сопротивления линейного вибратора показывают соответствующие кривые, составленные на основании данных измерений трёх свободно

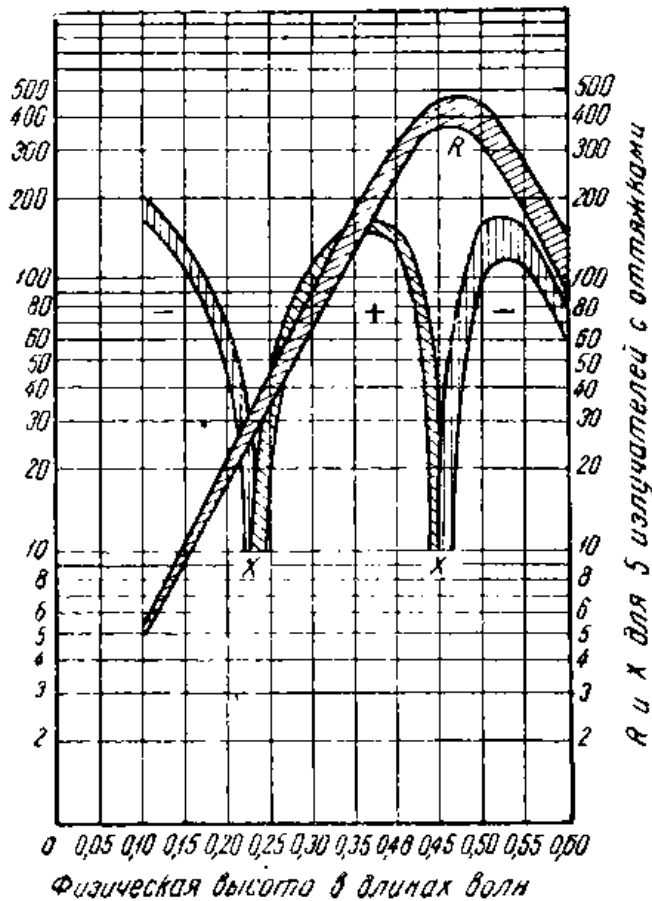


Рис. VI. 3. 10. Экспериментальные значения активного и реактивного сопротивления на клеммах — средние для пяти мачт-антенн с оттяжками.

<sup>1)</sup> Кривые эти полезно сравнить с кривыми рис. II. 3. 6.

<sup>2)</sup> См. гл. II, разд. 3, стр. 47 и 49.

стоящих башен и изображённые на рис. VI. 3. 11. Помимо влияния ёмкости изоляторов здесь сказывается и значительное увеличение сечения у основания башни, особенно влияющее на ход кривой вблизи второго резонанса, который оказывается сильно сдвинутым влево.

Активное сопротивление рассматриваемых здесь антенн, определяемое в основном сопротивлением излучения, также зависит от

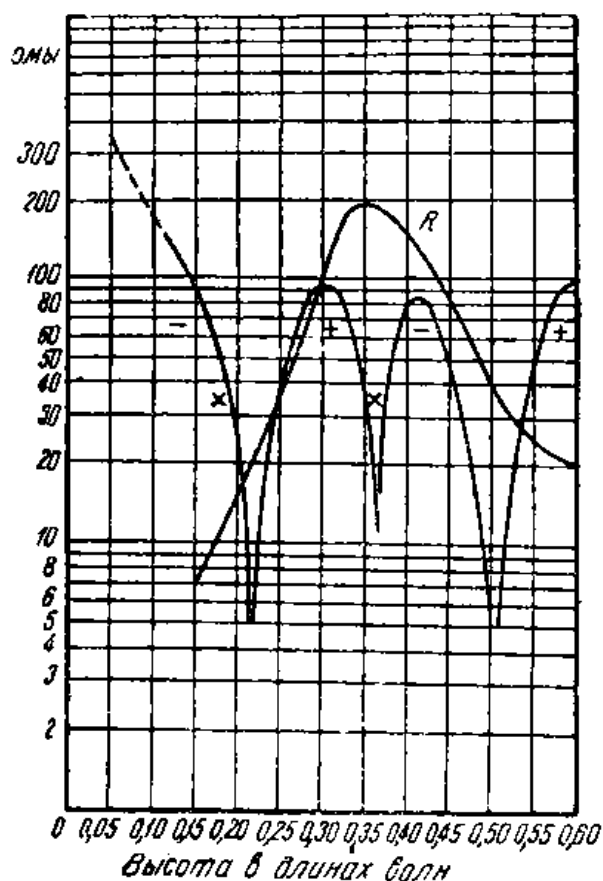


Рис. VI. 3. 11. Среднее активное и реактивное сопротивление для трёх свободно стоящих башен-антенн.

0,25  $\lambda$  (при работе на собственной волне)  $R_z \approx 36$ , что соответствует сопротивлению линейного вибратора. Это обстоятельство указывает на распределение тока, близкое к синусоидальному и на слабое шунтирующее действие изоляторов основания ввиду малого сопротивления антенны.

Сопротивление излучения антенны Телефонкен может быть подсчитано по формуле Ван-дер-Поля (III. 4. 14).

Сопротивление на клеммах антенн-мачт на оттяжках с постоянным сечением довольно хорошо поддаётся расчёту по ф-лам (III. 4. 7) и (III. 4. 24) и (III. 4. 25) для симметричного вибратора с учётом сказанного на стр. 178—179.

Переходя к вопросу о потерях, заметим, что устройство заземления из достаточного числа радиальных проводов по типу, уже рассмотренному в предыдущем разделе, позволяет свести потери в земле к ничтожной величине.

указанных выше двух факторов. Значительное и притом неодинаковое по длине сечение вибратора создаёт в нём распределение тока, подчас сильно отличающееся от синусоидального; поэтому и сопротивление излучения должно отличаться от  $R_z$  линейного вибратора. Кроме того, малое волновое сопротивление должно снижать пиковые значения сопротивления в районе второго резонанса (пучности напряжения), где в первом приближении  $R_A = \frac{e^2}{R_z}$  ( $R_z$  относится к току в пучности). Наконец, шунтирующая антенну ёмкость изоляторов ведёт к дальнейшему снижению пиковых значений активного сопротивления и сдвигает их влево. Всё сказанное наглядно подтверждается кривыми активного сопротивления, приведёнными на тех же рис. VI. 3. 10 и VI. 3. 11. Характерно, что при высоте антенны

Опыт показал, что при наличии опорного изолятора в земле, вблизи основания антенны, возникают большие диэлектрические потери, особенно при работе на волнах, близких ко второй резонансной, когда напряжение на изоляторе велико. Устранить эти потери можно, подложив под изолятор сплошной проводящий экран, соединённый с заземлением. Размеры экрана должны быть достаточно большими (радиус не менее 3 м); он должен быть из материала, хорошо проводящего и защищённого от коррозии.

Осуществление указанных мероприятий позволяет практически пренебрегать потерями в земле. Кпд антифединговых антенн рассмотренных типов представляет поэтому величину порядка 0,9.

Переходя теперь к вопросу о направленных свойствах антифединговых антенн в вертикальной плоскости, отметим, что они целиком определяются кривой распределения тока вдоль вибратора. Проще всего в этом отношении обстоит дело с антифединговой антенной Телефункен, в которой вибратором является тонкий провод; распределение тока в нём поэтому близко к синусоидальному и совпадает с тем, которое мы принимаем для нагруженного вибратора (гл. III разд. 2). Поэтому и вертикальная характеристика этой антенны близка к расчётной, а даваемый ею эффект совпадает с ожидаемым.

В антеннах-мачтах или антеннах башенного типа кривая тока сильно уклоняется от синусоидальной, особенно при более коротких волнах, когда основание антенны оказывается в районе пучности напряжения. Это отклонение объясняется не только неодинаковостью сечения антенны по длине, но и его относительно большими поперечными размерами по сравнению с проводом.

Вместе с ростом сечения растёт и погонная ёмкость вибратора; волновое сопротивление вследствие этого падает, а показатель затухания  $\beta$  увеличивается. Вот почему при больших сечениях в вибраторе кривая тока далека от стоячей волны и приближается к изображённой на рис. II. 4. 2. На рис. VI. 3. 12 показана кривая тока, снятая экспериментально вдоль мачты длиной 122 м с сечением  $2 \times 2$  м на волне 218 м. Образно (но не совсем точно) выражаясь, в вибраторе, кроме стоячей волны, появляется также заметная бегущая волна, несущая энергию, необходимую для излучения. В резуль-

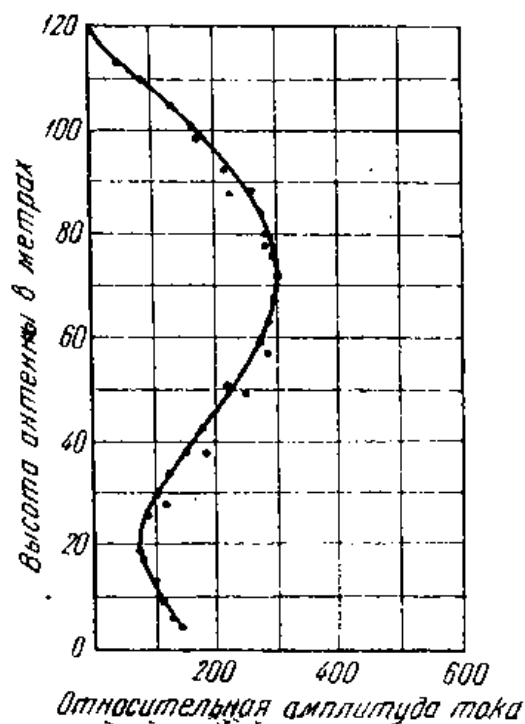


Рис. VI. 3. 12. Экспериментально снятая кривая распределения тока вдоль антенны-мачты (с одинаковым поперечным сечением).

тате вертикальная характеристика не совпадает с рассчитанной для синусоидального распределения тока, притом в худшую для антифединговых антенн сторону: побочный лепесток оказывается размытым и захватывает углы, под которыми излучение должно быть подавлено. Этим и объясняются мало удовлетворительные результаты в деле устранения фединга, которые были получены от применения ряда антенн-мачт с большим поперечным сечением и особенно антенн-башен.

Следует прямо признать, что антенны-башни и антенны-мачты в их первоначальном виде оказались довольно несовершенными антифединговыми антеннами.

Теперь уже ясно, что для получения наилучших результатов необходимо брать антенну-мачту с возможно малым и при том одинаковым по длине сечением. Следствием этого является увеличение числа ярусов оттяжек. Для экономии высоты полезно снабжать эту мачту наверху зонтом или стеньгой. Эквивалентная электрическая длина антенны-мачты должна быть порядка  $190^\circ$ .

Указанный тип антифединговой антенны представляется более совершенным, нежели антенна Телефункен, которая, несмотря на свои положительные качества, обладает и серьёзными недостатками. К числу их относится не только непрактичность деревянной башни, требующей тщательного ухода и недолговечной, но и малое сопротивление излучения антенны: наличие на проводе токов противоположного направления уменьшает его действующую высоту. В результате КПД таких антенн снижается до величин порядка 0,8. Ввиду малого  $R_z$  и большого  $r$  эта антенна работает при высоких напряжениях и не может применяться для очень больших мощностей.

Заметим попутно, что с аналогичным затруднением в ещё большей степени приходится сталкиваться при попытках дальнейшей концентрации излучения вдоль земли при ограниченной высоте антенны. В разд. 3 гл. III было указано, что при этом неизбежно наличие на вибраторе участков с токами противоположного направления, снижающих его сопротивление излучения.

Антифединговые антенны при тщательном их выполнении и надлежащей регулировке позволяют значительно отодвинуть границу бесфедингового приёма. Одновременно, вследствие концентрации энергии, они дают и увеличение напряжённости поля в районе действия передатчика.

На рис. VI. 3. 13 приведены результаты автоматической записи напряжённости поля в различных пунктах в районе радиовещательной станции до и после регулировки распределения тока в антифединговой антенне. Как видим, расстояние бесфедингового приёма после регулировки выросло, примерно, вдвое: с 50 до 100 км.

В заключение этого раздела остановимся на одном принципиально новом способе устройства антифединговых антенн. В антеннах, описанных до сих пор, мы стремились получить важную нам вертикальную характеристику направленности путём подбора соот-

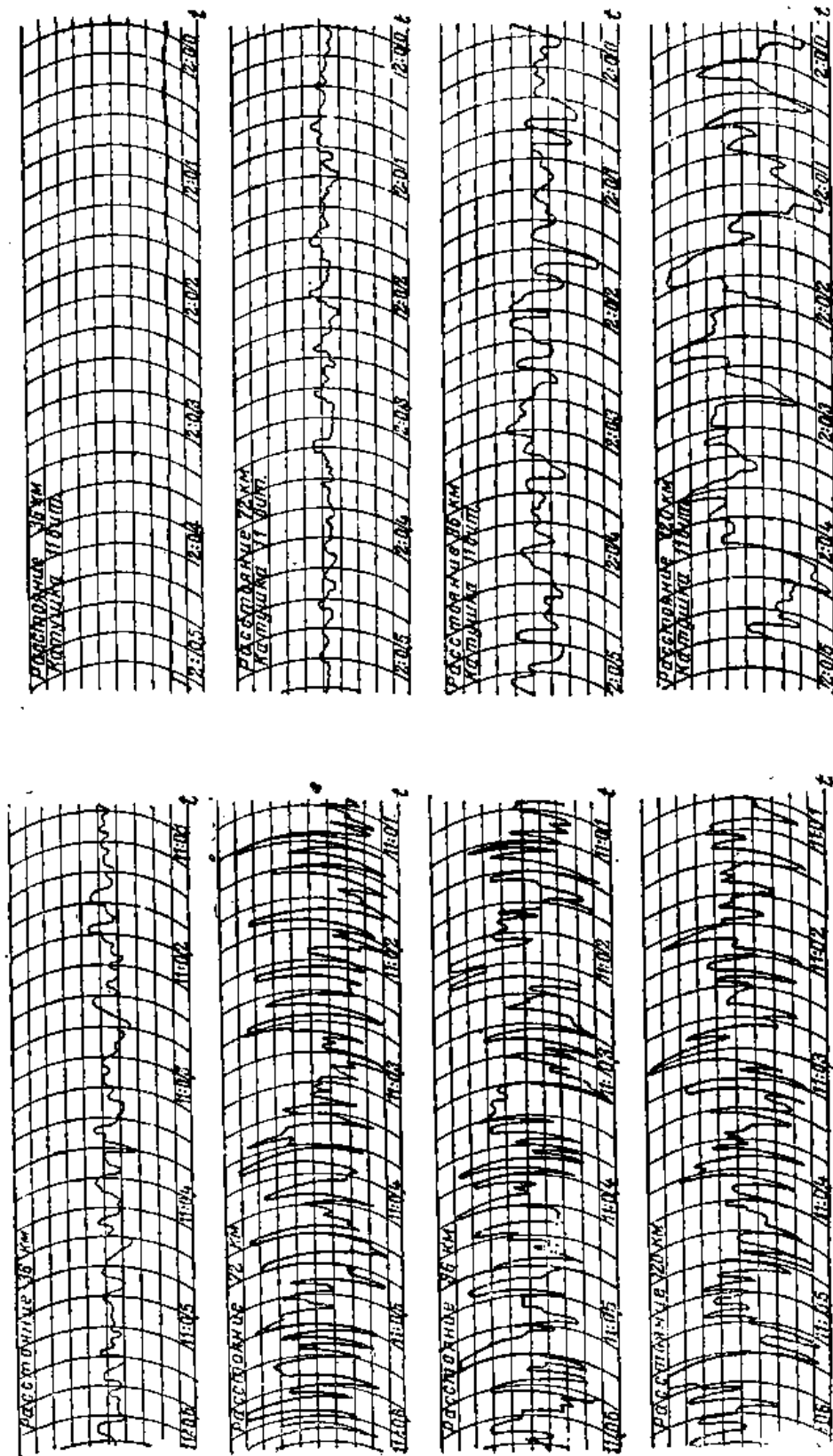


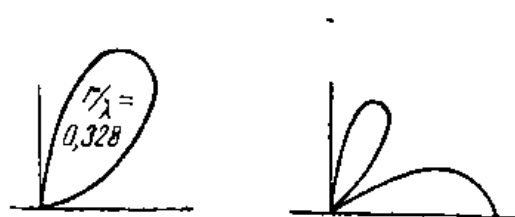
Рис. VI. 3. 13. Автоматическая запись напряжённости поля в пунктах, отстоящих на 36, 72, 96 и 120 км от радиостанции до и после регулировки распределения тока в антифидинговой антенне.

ветствующих линейных размеров (высоты) антенны и путём регулирования распределения линейного тока вдоль антенны. Однако, управлять вертикальной характеристикой можно и иначе, перейдя от роста высоты антенны к росту занимаемой ею площади и к надлежащему распределению токов в системе невысоких излучателей, устанавливаемых в пределах этой площади. Простейшими антеннами подобного рода являются системы из синфазных излучателей, устанавливаемых по вершинам правильного многоугольника.

Теория даёт для таких антенн, составленных из большого числа ненаправленных излучателей, следующее выражение для вертикальной характеристики направленности



$$F_p(\theta) = J_0(m\rho \sin \theta). \quad (2)$$



Здесь  $J_0(x)$  — бесселева функция нулевого порядка,  
 $\rho$  — радиус описанного круга,  
 $\theta$  — угол, отсчитываемый от вертикали.



Такие антенны называются иногда цилиндрическими. Так как составляющие их излучатели не являются ненаправленными в вертикальной плоскости, выражение (2) должно быть умножено на характеристику одиночного излучателя  $F_0(\theta)$ ; при небольших размерах последнего

$$F_0(\theta) = \sin \theta.$$

Рис. VI. 3. 14. Вертикальные характеристики направленности для цилиндрических антенн разных радиусов.

Как видим, распределение излучения в вертикальной плоскости зависит от радиуса антенны. Для цилиндрической антенны из невысоких излучателей на рис. VI. 3. 14 приведён ряд характеристик направленности при различных радиусах  $\rho$ . С увеличением радиуса в характеристике появляются всё новые и новые лепестки.

Устраивая несколько concentрических цилиндрических антенн различных радиусов и подбирая токи в них, можно для определённой волны с большой точностью воспроизвести заданную наперёд вертикальную характеристику направленности.

Примером подобной антенны является антенна американской станции КДКА, построенная в 1937 г. Она состоит из центрального вертикального излучателя высотой в  $3/4$  волны и восьми окружающих его низких излучателей, расположенных по кругу диаметром около длины волны. Характеристика центральной антенны (рис. III. 3. 4) имеет луч, направленный вдоль земли, и более сильный



луч, направленный под углом к горизонту. Окружающие её вибраторы вдоль земли энергии не излучают, а под углом к горизонту создают такое же поле, как и центральная антенна; питая их в противофазе с ней, можно подавить излучение последней под высокими углами к горизонту, сохранив излучение вдоль земли в виде довольно узкого луча.

Недостатками цилиндрических антенн являются сложность их устройства и регулировки и пригодность лишь для одной определённой волны.

#### 4. Антенны-мачты с заземлённым основанием

Изолятор у основания антенны-мачты оказывается нежелательным по многим причинам. Прежде всего он дорог сам по себе, так как к нему предъявляются требования не только большой механической прочности, но и малых потерь энергии на высокой частоте. Затем следует иметь в виду, что заземлённая мачта позволяет без всяких дросселей и высокочастотных фильтров проложить вдоль неё проводку сигнального освещения. Наконец, такая мачта не требует специальных грозовых предохранителей. По указанным соображениям за последнее время получают всё большее распространение антенны-мачты с заземлённым основанием.

Первая антенна такого рода была построена Моррисоном в 1937 г.<sup>1)</sup> Схема её изображена на рис. VI. 4. 1. Она представляет собой стальную антенну-мачту 1 высотой 122 м и с поперечным сечением  $2 \times 2$  м. На высоте 23 м от земли к ней присоединён провод 2 диаметром 3,26 мм, другой конец которого оттянут на расстояние 24,5 м от мачты. При таком включении провода на втором его конце получается на частоте 550 и 1450 кГц активная слагающая сопротивления порядка 70 ом, т. е. той же величины, что и волновое сопротивление коаксиального фидера 4. Кроме активной, проводимость имеет и индуктивную составляющую, которая компенсируется конденсатором 3. Таким образом, весьма просто создаются условия, необходимые для согласования фидера с антенной, т. е. для получения в нём бегущей волны.

При определении поля излучения такой антенны следует иметь в виду, что оно будет создаваться не только током мачты, но и током наклонного провода. Этот провод и мачта в нижней своей части имеют большие, но противоположно направленные токи, в значи-

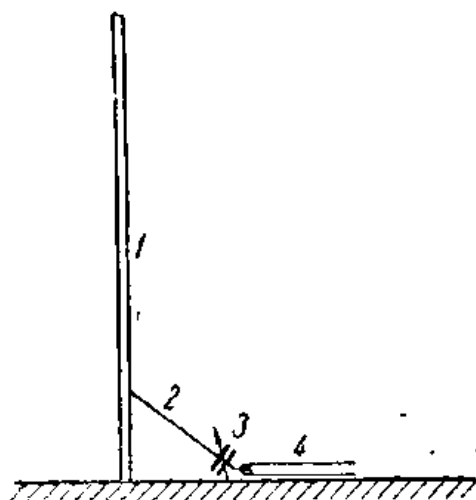


Рис. VI. 4. 1. Схема заземлённой антенны-мачты Моррисона.

<sup>1)</sup> Сборник «Антенные устройства», Связьиздат, 1939.

тельной мере компенсирующие друг друга. Нескомпенсированный ток мачты в первом приближении представляет собой продолжение нормальной затухающей синусоиды, изображённой на рис. VI.3.12. Таким образом, по своему внешнему действию антенна мало отличается от изолированной антенны-мачты такой же длины, что и подтверждается результатами измерений напряжённости поля.

Другая идея лежит в основе заземлённых антенн-мачт, предложенных Г. З. Айзенбергом и применяемых в Советском Союзе под названием антенн-мачт верхнего питания<sup>1)</sup>. Представим себе, что у нас имеется зонтичная антенна (рис. VI. 4. 2), состоящая из вертикального заземлённого стержня 1 и зонта или шляпки 2, изоли-

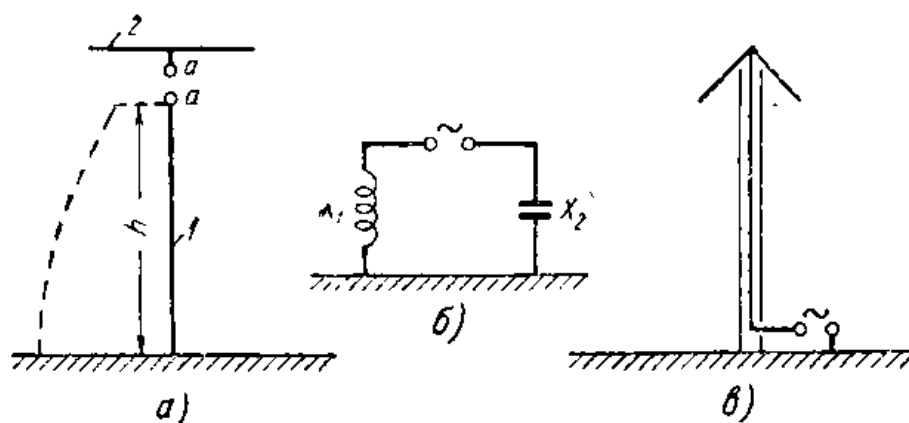


Рис. VI. 4. 2. Антенна верхнего питания: а) принципиальная схема, б) эквивалентная схема для расчёта, в) выполнение.

рованных друг от друга, и пусть электродвижущая сила приложена к зажимам *aa*. Положим для определённости, что длина стержня меньше четверти волны. Тогда сопротивление антенны на клеммах *aa* может быть в первом приближении подсчитано, исходя из схемы рис. VI. 4. 2б, на котором через  $X_1$  обозначено индуктивное сопротивление заземлённого стержня, а через  $X_2$  — ёмкостное сопротивление зонта по отношению к земле. Реактивное сопротивление антенны  $X_A$  будет

$$X_A = X_1 - X_2.$$

$X_1$  вычисляется по формуле:  $X_1 = \rho \operatorname{tg} mh$ , где  $\rho$  — волновое сопротивление стержня,  $h$  — его высота. Ёмкость зонта может быть определена по методу Хоу или вычислена по ф-ле (VI. 3. 1)<sup>2)</sup>.

Ввиду того, что стержень заземлён, на нём установится сину-

<sup>1)</sup> Г. З. Айзенберг. Применение двухпроводных несимметричных линий в качестве средневолновых и длинноволновых антенн (докторская диссертация), гл. II, Москва, 1944.

<sup>2)</sup> Приведённый метод расчёта является приближённым, так как не учитывает взаимного влияния тела мачты и проводов зонта на распределение тока. Это влияние может быть учтено помощью теории связанных линий, изложенной в разд. 5 гл. II, как это сделал Айзенберг.

соида тока с пучностью у земли. Такое распределение тока не сообщает антенне антифединговых свойств, но оно является выгодным при небольших  $h$ , так как даёт действующую высоту, близкую к геометрической.

Питание антенны между шляпкой и стержнем Айзенберг предложил осуществить с помощью фидера. Для этого стержень (мачта) делается полым и внутри него прокладывается коаксиальный фидер (рис. VI. 4. 2 в), центральный провод которого присоединяется к шляпке, а наружная оболочка — к телу стержня.

Практически фидер выполняется из проводов, располагаемых по окружности внутреннего и внешнего цилиндрических проводников коаксиального фидера, как это показано на рис. VI. 4. 3; здесь 4 внутренних провода соединяются в параллель и 8 наружных, заменяющих экран, также.

Фидер выходит из тела мачты и идёт к передатчику прямо или через переходный контур; последний необходим при работе станции на фиксированной волне. Фидер без переходного устройства при значительной его длине затрудняет получение хорошей частотной характеристики. Из выражения (II. 2. 21) нетрудно усмотреть, что при большом  $l$  ( $l_{\alpha}$ ) небольшое изменение частоты вызывает резкое приращение реактивного сопротивления, а это делает резонансную кривую антенной цепи очень острой. Для получения надлежащей частотной характеристики поэтому при длинном несогласованном фидере приходится применять корректирующие контуры между фидером и передатчиком.

Корректирующий контур представляет собой четырёхполосник, дополняющий электрическую длину фидера, нагруженного антенной, до нечётного числа четвертей волны.

Для иллюстрации сказанного приведём данные антенны-мачты верхнего питания, установленной на одной радиостанции. Мачта имеет длину 120 м и сечение  $1,8 \times 1,8$  м. Число ярусов оттяжек 5, по 4 оттяжки в ярусе. Части оттяжек верхнего яруса, прилегающие к мачте, использованы в качестве проводов зонтика. Длина их 42 м; у нижних концов они соединены между собой горизонтальным проводником (медный канатик диаметром 7,5 мм). Антенна соединяется с передатчиком помощью фидера без переходных устройств. Длина фидера вне антенны—100 м. Наружный экран образован 8 проводами диаметром 3 мм, расположенными по окружности диаметра 320 мм. Внутренний проводник составлен из четырёх медных проводов диаметром 3 мм, расположенных по вершинам квадрата со стороной 72 мм. Волновое сопротивление фидера 160 ом.

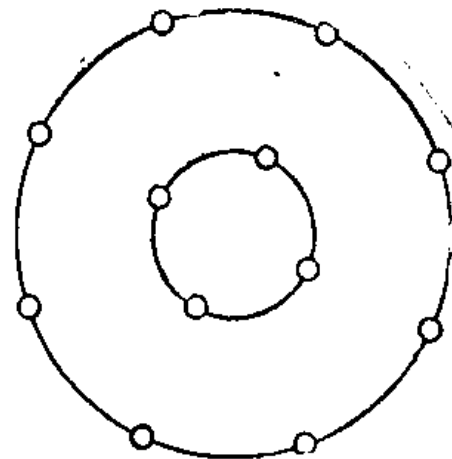


Рис. VI. 4. 3. Сечение фидера, выполненного из проводов.

Измерения, проведённые на ряде станций с антеннами верхнего питания, показали, что КПД подобных антенн (вместе с настраиваемыми и корректирующими контурами) колеблется в пределах от 0,7 до 0,8 и вообще выше КПД проволочных антенн.

По сравнению с последними преимуществом антенн верхнего питания является наличие всего одной мачты и отсутствие тросов, поднимающих антенну, благодаря чему исключается возможность появления паразитных токов, искажающих поле излучения и вносящих добавочные потери. Этому же способствует вынос передатчика из-под антенны, вызывающий, однако, необходимость применения переходных и корректирующих контуров, которые отсутствуют у проволочных антенн.

Основным преимуществом рассматриваемых здесь антенн по сравнению с остальными антеннами-мачтами является отсутствие изолятора у основания и связанные с этим преимущества в отношении упрощения заземления, устройства сигнального освещения и грозовой защиты.

## 5. Антенны мощных радиовещательных станций

Вместе с ростом техники радиовещания растёт и стремление охватить вещанием из определённого центра, например столицы государства, всё большую и большую площадь. Большие возможности в этом отношении дало применение для целей радиовещания коротких волн, позволившее осуществлять уверенный приём радиовещательной станции на расстояниях в несколько тысяч километров. Однако, на расстояниях до тысячи километров роль коротковолнового вещания снижается, ввиду наличия в этой области для коротких волн зон молчания, в которых приём практически отсутствует. По указанной причине для охвата более близких районов приходится строить станции большой мощности, работающие на волнах радиовещательного диапазона. При этом для получения большей напряжённости поля на далёких расстояниях необходимо брать более длинные волны (длиннее 1500 м), которые при распространении вдоль поверхности земли меньше затухают. Что касается мощности, то сейчас мы имеем возможность строить радиовещательные станции с мощностью до 2000 квт.

Совершенно очевидно, что на подобных радиостанциях должны применяться специальные типы антенн, которые, кроме общих, должны удовлетворять следующим специфическим требованиям:

1. Антенна должна обеспечить излучение большой мощности без опасности перенапряжений.

2. Несмотря на большую длину волны антенна должна обеспечить частотную характеристику, необходимую для качественного радиовещания.

3. Антенна должна удовлетворять определённым требованиям в отношении направленности излучения; в частном случае она может быть и ненаправленной.

Как уже указывалось, для выполнения первых двух требований существует только один технически правильный путь — увеличение сопротивления излучения антенны. При большом  $R_{\Sigma}$  токи в антенне даже при большой мощности излучения невелики, а вместе с ними невелики и напряжения. Одновременно большое активное сопротивление увеличивает затухание антенны и расширяет полосу пропускаемых ею частот.

Большая длина волны, на которой приходится работать мощной радиовещательной станции, не позволяет получить необходимую величину сопротивления излучения путём одного лишь увеличения высоты антенны. Приходится применять сложные антенны, составленные из нескольких излучателей, между которыми и распределяется излучаемая радиостанцией мощность.

Необходимо отметить, что применение нескольких излучателей, расположенных на соответствующих расстояниях друг от друга, ведёт не только к уменьшению приходящейся на долю каждого мощности излучения, но и к увеличению сопротивления каждого из входящих в систему излучателей. Рассмотрим для примера 2 одинаковых синфазных провода, несущих каждый ток  $I$  и расположенных настолько близко друг от друга, что их можно считать работающими в параллель. Пусть сопротивление излучения провода данной длины равно  $R_{\Sigma}$ ; тогда, рассматривая оба излучателя как один проводник с током  $2I$ , мы можем для излучаемой мощности  $P_{\Sigma}$  написать

$$P_{\Sigma} = (2I)^2 R_{\Sigma} = 4I^2 R_{\Sigma}.$$

Следовательно, на долю каждого провода приходится мощность

$$P_{\Sigma 1} = 2I^2 R_{\Sigma},$$

откуда можно заключить, что его сопротивление излучения под влиянием соседнего провода возросло вдвое. Иначе говоря, при близком взаимном расположении проводов активное сопротивление, вносимое одним проводом в другой, равно  $R_{\Sigma}$ . Однако, располагать отдельные излучатели очень близко нельзя, так как при таком расположении ёмкость каждого из них уменьшается, а это вызывает увеличение напряжения в антенне при том же токе в проводе.

Основные принципы расчёта системы, составленной из отдельных излучателей, изложены в разд. 9 гл. III. Там же проведено вычисление взаимного сопротивления для излучателей в виде полуволновых вибраторов. При высоте антенн до 200 м и при длинах волн порядка 1500—2000 м отдельные излучатели в первом приближении могут рассматриваться как вибраторы Герца. Полезно поэтому рассмотреть вопрос о взаимном сопротивлении для случая вибраторов Герца.

Из теории вибратора Герца известно следующее выражение для

параллельной vibratorу составляющей электрического поля  $E_z$  на расстоянии  $x$  в экваториальной плоскости (рис. VI. 5. 1)

$$\dot{E}_z = -30 \dot{I}_1 m^2 l \left[ \frac{1}{m^2 x^2} - j \left( \frac{1}{m^3 x^3} - \frac{1}{mx} \right) \right] e^{-jmx}; \quad (1)$$

здесь  $\dot{I}_1$  — ток в vibratorе и  $l$  — его длина.

Предположим теперь, что на расстоянии  $x$  находится второй vibrator, параллельный первому.

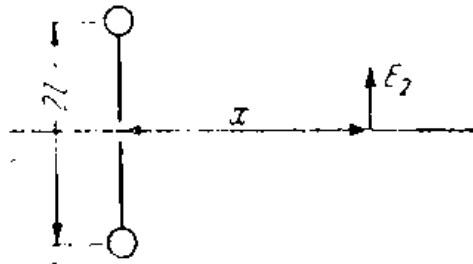


Рис. VI. 5. 1. К расчёту взаимного сопротивления двух vibratorов Герца.

При достаточном расстоянии  $x$  и небольшой длине vibratorа 2 мы можем считать напряжённость поля одинаковой по длине vibratorа и равной  $E_z$ , а эдс, наводимую в vibratorе 2, равной  $E_z l$ , если длина vibratorа 2 также равна  $l$ . Для нейтрализации этой эдс от генератора второго vibratorа требуется эдс  $U_2 = -l E_z$ ; если ток второго vibratorа равен  $I_2$ , этой

эдс соответствует следующее сопротивление, вносимое первым vibratorом во второй

$$Z_{\text{вн}12} = -\frac{l \dot{E}_z}{I_2} = 30 \frac{\dot{I}_1}{I_2} m^2 l^2 \left[ \frac{1}{m^2 x^2} - j \left( \frac{1}{m^3 x^3} - \frac{1}{mx} \right) \right] e^{-jmx}. \quad (2)$$

В соответствии со сказанным в начале разд. 9 гл. III мы получим взаимное сопротивление vibratorов 1 и 2, при условии равенства токов  $I_1$  и  $I_2$  по амплитуде и фазе. Таким образом,

$$Z_{12} = r_{12} + j x_{12} = 30 m^2 l^2 \left[ \frac{1}{m^2 x^2} - j \left( \frac{1}{m^3 x^3} - \frac{1}{mx} \right) \right] e^{-jmx} \quad (3)$$

или, разделяя вещественную и мнимую части:

$$\begin{aligned} r_{12} &= 30 m^2 l^2 \left[ \frac{\cos mx}{m^2 x^2} - \frac{\sin mx}{m^3 x^3} (1 - m^2 x^2) \right], \\ x_{12} &= -30 m^2 l^2 \left[ \frac{\sin mx}{m^2 x^2} + \frac{\cos mx}{m^3 x^3} (1 - m^2 x^2) \right] \end{aligned} \quad (4)$$

Замечая, что  $20 m^2 l^2$  есть не что иное, как сопротивление излучения уединённого vibratorа длиной  $l$ , можем написать:

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{3}{2} R_{\Sigma 0} \left[ \frac{\cos mx}{m^2 x^2} - \frac{\sin mx}{m^3 x^3} (1 - m^2 x^2) \right], \\ x_{12} &= -\frac{3}{2} R_{\Sigma 0} \left[ \frac{\sin mx}{m^2 x^2} + \frac{\cos mx}{m^3 x^3} (1 - m^2 x^2) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

В таком виде формулы будут справедливы как для симметричных, так и для заземлённых vibratorов. С их помощью можно рассчитать

полные сопротивления вибраторов, образующих сложную антенну.

Пусть например, антенна состоит из 4 вибраторов с действующей высотой каждого в 0,1 волны, расставленных по вершинам квадрата со стороной 0,1  $\lambda$  (рис. VI. 5. 2) и питаемых синфазно. Сопротивление излучения отдельного взятого вибратора будет

$$r_{11} = R_{\Sigma 0} = 1600 \left( \frac{h_e}{\lambda} \right)^2 = 1600 \cdot (0,1)^2 = 16 \text{ ом.}$$

Активное сопротивление, вносимое двумя ближайшими вибраторами, будет

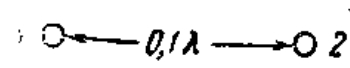
$$r_{12} + r_{13} = 2r_{12} = 3 \cdot 16 \left[ \frac{\cos 36^\circ}{(0,2\pi)^2} - \frac{\sin 36^\circ}{(0,2\pi)^3} (1 - 0,04\pi^2) \right] = 28,8 \text{ ом.}$$

Вибратор, расположенный по диагонали, внесёт сопротивление

$$r_{14} = \frac{3}{2} \cdot 16 \left[ \frac{\cos 51^\circ}{2(0,2\pi)^2} - \frac{\sin 51^\circ}{2\sqrt{2}(0,2\pi)^3} (1 - 0,08\pi^2) \right] = 13,6 \text{ ом.}$$

Таким образом, полное сопротивление излучения одного вибратора будет

$$R_{\Sigma} = 16 + 28,8 + 13,6 = 58,4 \text{ ом,}$$



а сопротивление излучения всей антенны

$$R_{\Sigma A} = 4 R_{\Sigma} = 4 \cdot 58,4 = 233,6 \text{ ом.}$$

При токе у основания вибратора в 100 а мощность, излучаемая всей антенной, будет

$$P_{\Sigma} = I^2 R_{\Sigma A} = 100^2 \cdot 233,6 \text{ вт} = 2336 \text{ вт.}$$



Рис. VI. 5. 2. План расположения вибраторов сложной антенны.

Аналогичным образом можно подсчитать вносимые реактивные сопротивления

$$x_{12} + x_{13} = 2x_{12} = -3 \cdot 16 \left[ \frac{\sin 36^\circ}{(0,2\pi)^3} + \frac{\cos 36^\circ}{(0,2\pi)^2} (1 - 0,04\pi^2) \right] = -163 \text{ ом}$$

и

$$x_{14} = -\frac{3}{2} \cdot 16 \left[ \frac{\sin 51^\circ}{2(0,2\pi)^3} + \frac{\cos 51^\circ}{2\sqrt{2}(0,2\pi)^2} (1 - 0,08\pi^2) \right] = -27,7 \text{ ом.}$$

Полное вносимое реактивное сопротивление  $X_{вн}$  будет

$$X_{вн} = x_{12} + x_{13} + x_{14} = -190,7 \text{ ом.}$$

Это ёмкостное сопротивление будет добавляться к собственному реактивному сопротивлению вибратора и, увеличивая его, повышать напряжение в антенне при заданном токе. Допустим, например, что волновое сопротивление вибратора  $\rho = 200 \text{ ом}$ , а его электрическая длина больше действующей высоты и равна  $45^\circ$ .

Тогда реактивное сопротивление на клеммах вибратора

$$x_{11} = -\rho \operatorname{ctg} ml = -\rho \operatorname{ctg} 45^\circ = -200 \text{ ом.}$$

При токе в 100 а напряжение у основания отдельно стоящего вибратора было бы

$$U_A = I \sqrt{x_{11}^2 + r_{11}^2} \approx 20 \text{ кв.}$$

Напряжение на верхнем конце  $U_B$  было бы порядка

$$U_B = \frac{U_A}{\cos ml} = \frac{20}{\cos 45^\circ} \approx 28,2 \text{ кв.}$$

Действие соседних вибраторов увеличивает реактивное сопротивление у основания до

$$|X_A| = 200 + 190,7 \approx 390 \text{ ом,}$$

повышая соответственно максимальное напряжение до

$$\frac{28,2 \cdot 390}{200} \approx 55 \text{ кв,}$$

т. е. почти вдвое.

Все найденные величины напряжения являются действующими.

Для получения амплитудных значений надо умножить их на  $\sqrt{2}$ , а при наличии модуляции на  $1+k$ , где  $k$  — коэффициент модуляции.

Приведённый здесь расчёт, конечно, является ориентировочным.

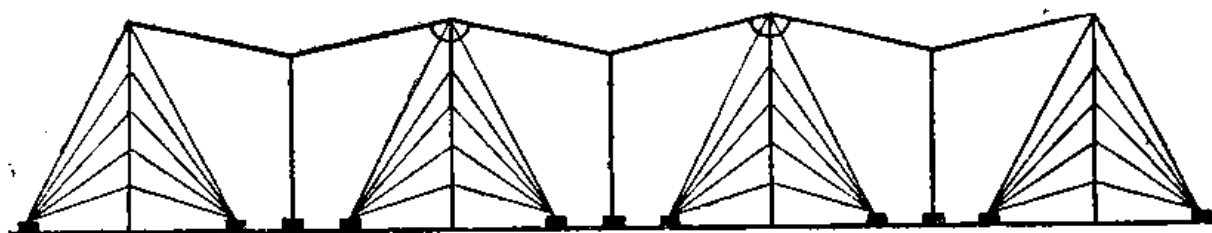


Рис. VI. 5. 3. Антенна 500-киловаттной станции;

При желании его уточнить необходимо, пользуясь методом наводимых электродвижущих сил и учитывая синусоидальное распределение тока, вычислить более точно взаимные сопротивления<sup>1)</sup> и определить реактивное сопротивление вибратора, пользуясь указаниями разделов (III. 2, III. 5, V. 3 и VI. 3).

Первая сложная радиовещательная антенна была построена в 1933 г. в Советском Союзе для 500-киловаттной станции. Внешний вид этой антенны изображён на рис. VI. 5. 3. По своей схеме она является антенной Александерсена, упомянутой в предыдущей главе. Антенна подвешена на четырёх двухсотметровых мачтах и имеет три снижения: центральное введено в здание передатчика, а боковые спускаются к павильонам для настройки. Распределение тока в антенне показано на рис. VI. 5. 4. Как видим, настройка антенны должна производиться так, чтобы по распределению тока она была эквивалентна трём поставленным рядом Т-образным антеннам. Управление настройкой осуществляется из

<sup>1)</sup> Вывод соответствующих формул см. в статье Конторовича в журнале «Техника радио и слабого тока» № 5—6 за 1932 г.



главного здания, куда вынесены и термоамперметры, показывающие ток в каждом из снижений. Заземление устроено отдельное для каждого снижения.

Ввиду сравнительно большой (относительно волны) длины антенны она имеет характеристику направленности в виде эллипса, большая ось которого перпендикулярна линии вибраторов.

Другим вариантом антенны с тремя снижениями является антенна, изображённая в плане на рис. VI. 5. 5. Мачты 1 стоят в вершинах треугольника. Снижения 2 идут от середины горизонтальных полотен 3 к зданию 4, находящемуся в середине треугольника.

В настоящее время в качестве вибраторов сложных средневолновых антенн начинают применять свободно стоящие башни. При небольшой по сравнению с волной высоте их распределение тока мало отличается от синусоидального. Большая погонная ёмкость является в данном случае положительным фактором, так как снижает реактивное сопротивление, а следовательно, и напряжение в антенне и увеличивает затухание, что желательно с точки зрения частотной характеристики. Данные о входном сопротивлении таких

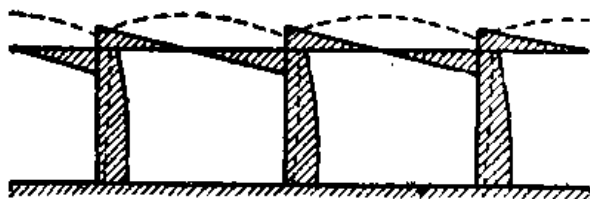


Рис. VI. 5. 4. Распределение тока и заряда на антенне 500-киловаттной станции.

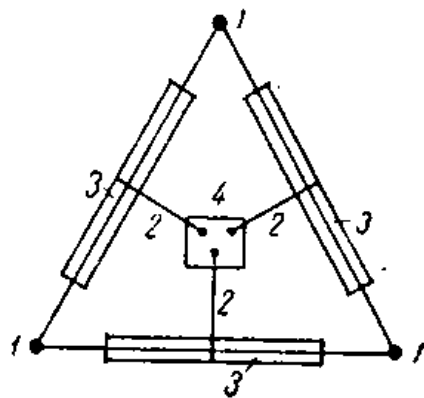


Рис. VI. 5. 5. План треугольной антенны с тремя снижениями.

вибраторов могут быть почерпнуты из кривых разд. 5 гл. III или из рис. VI. 3. 11 этой главы. Непосредственно под вибратором помещается переходный контур, обеспечивающий получение бегущей волны в фидере (обычно коаксиальном), соединяющем вибратор с передатчиком. Настройка переходного контура производится из центрального здания.

В случае, если антенна должна иметь направленное излучение, токи в отдельных вибраторах должны иметь соответствующие, вообще говоря различные, амплитуды и фазы. Тогда вносимые сопротивления уже не будут равны взаимным и должны быть подсчитаны по формулам разд. 9, гл. III.

Иногда антенна устраивается из двух одинаковых излучателей, из которых один является собственно антенной, а другой пассивным рефлектором, не получающим отдельного питания от генератора.

В этом случае уравнение для токов в рефлекторе напишется так (III. 9.):

$$\dot{I}_2 z_2 + \dot{I}_1 z_{12} = 0,$$

откуда

$$\dot{I}_2 = -\dot{I}_1 \frac{z_{12}}{z_2} = -\dot{I}_1 \frac{r_{12} + jx_{12}}{r_{22} + jx_{22} + jx_n}.$$

Здесь  $x_n$  — реактивное сопротивление органов настройки в

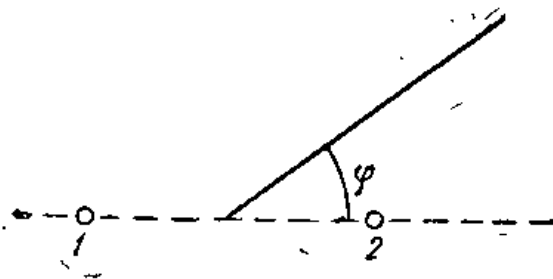


Рис. VI. 5. 6. К расчёту характеристики направленности вибратора при наличии пассивного рефлектора.

рефлекторе; регулируя это сопротивление, мы получаем возможность изменять амплитуду и фазу тока  $I_2$ , наводимого в рефлекторе. При этом регулировка будет различной в зависимости от того, стремимся ли мы к возможному ослаблению поля позади рефлектора или преследуем цель усилить излучение впереди антенны. Обычно строят ряд характеристик

направленности для различных  $x_n$  и выбирают наиболее подходящую. Пусть при данном значении  $x_n$  ток в рефлекторе может быть представлен в виде

$$\dot{I}_2 = a I_1 e^{-j\psi};$$

множитель  $a$  указывает отношение амплитуд, а  $\psi$  есть фаза, на которую второй ток отстаёт от первого. Определяя напряжённость поля для какого-нибудь направления, образующего угол  $\varphi$  с линией, соединяющей оба вибратора (рис. VI. 5. 6), мы должны будем складывать векторы напряжённости поля, пропорциональные токам  $I_1$  и  $I_2$ , учитывая, что из-за разности хода волн поле рефлектора запаздывает по фазе на угол  $md \cos \varphi$ . Поэтому характеристика направленности  $f(\varphi)$  будет пропорциональна сумме

$$I_1 + \dot{I}_2 e^{-jmd \cos \varphi} = I_1 [1 + a e^{-j(md \cos \varphi + \psi)}].$$

• Вычисляя модуль выражения в квадратных скобках, найдём

$$f(\varphi) = \sqrt{1 + 2a \cos(md \cos \varphi + \psi) + a^2}.$$

Характеристику направленности подобного рода удобно строить, пользуясь электромеханическими калькуляторами, упомянутыми в конце разд. 8, гл. III.

## 6. Приёмные антенны

Приёмные антенны, применяемые в радиовещательном диапазоне, можно разбить на два класса: антенны массовые и антенны профессиональные. Под первыми мы понимаем все те антенны, которые

обслуживают индивидуальных радиослушателей, под вторыми — антенны, используемые на профессиональных приёмных радиостанциях, в частности, антенны выделенных приёмных пунктов, обслуживающих городские радиотрансляционные сети.

Массовая антенна, находящаяся в городе, работает обычно в сложных и неблагоприятных условиях. С одной стороны, наличие проводов и железных крыш искажает электромагнитное поле принимаемой станции, увеличивая затухание, создавая экранированные пространства и нарушая вертикальную поляризацию волны. С другой стороны, массовая антенна обычно оказывается окружённой большим количеством источников всякого рода промышленных помех. Сюда относятся сварочные аппараты, рентгеновские установки, различные моторы, трамваи, троллейбусы и т. п. Даже обычные электрические выключатели и бытовые электроприборы в момент включения или выключения создают паразитные токи высокой частоты. Эти токи распространяются вдоль проводов электрической, телефонной и других сетей на значительное расстояние и, если приёмная антенна или часть её оказывается близкой к таким проводам, в ней наводятся паразитные электродвижущие силы.

Таким образом, условия работы массовой радиослушательской антенны характеризуются искажённым полем и высоким уровнем помех со случайным и меняющимся распределением их источников. Профессиональные приёмные антенны обычно выносятся за город и поэтому условия их работы значительно легче.

Типы антенн, применяемые в радиовещательном диапазоне, в основном те же, что и на длинных волнах: это — открытая антенна, рамка и иногда низкий горизонтальный провод. Поэтому нам достаточно рассмотреть лишь те особенности устройства приёмных антенн, которые характерны для радиовещательного диапазона. В первую очередь мы займёмся массовыми антеннами.

### Открытая антенна

Стандартной приёмной радиослушательской антенной является Г-образная однопроводная антенна высотой 15 м с длиной горизонтальной части около 30 м. В действительности, однако, любительские антенны имеют самые разнообразные размеры. Следует иметь в виду, что при определении высоты антенны играет роль не только длина снижения от горизонтальной части до приёмника, но и высота последнего над землёй. Пусть, например, приёмник находится в одном из верхних этажей дома и заземление осуществлено в виде пластины, зарытой в землю (рис. VI. 6. I). В этом случае провод, идущий от приёмника к заземлению, также по существу является частью снижения, а приёмник теперь оказывается включённым не у основания антенны, а в середине снижения. Действующая высота антенны должна определяться для места включения приёмника. За геометрическую высоту антенны должна быть принята высота подвеса  $h$  горизонтальной части над землёй.

В действительности в качестве заземления используются обычно трубы водопровода или центрального отопления; кроме того, возможна ёмкостная утечка тока в землю через корпус приёмника и провода осветительной сети, по которым подаётся питание. Однако, эти обстоятельства не меняют сути дела, а лишь усложняют форму проводника, по которому ток после приёмника поступает в землю. В частности, результатом этого усложнения являются значительные потери в заземлении, вернее в проводниках, идущих от приёмника до земли; измерения показали, что сопротивление городской любительской антенны даже в хороших установках представляет собой величину порядка 40—50 *ом*. Однако, устраивать лучшее заземление не имеет смысла.

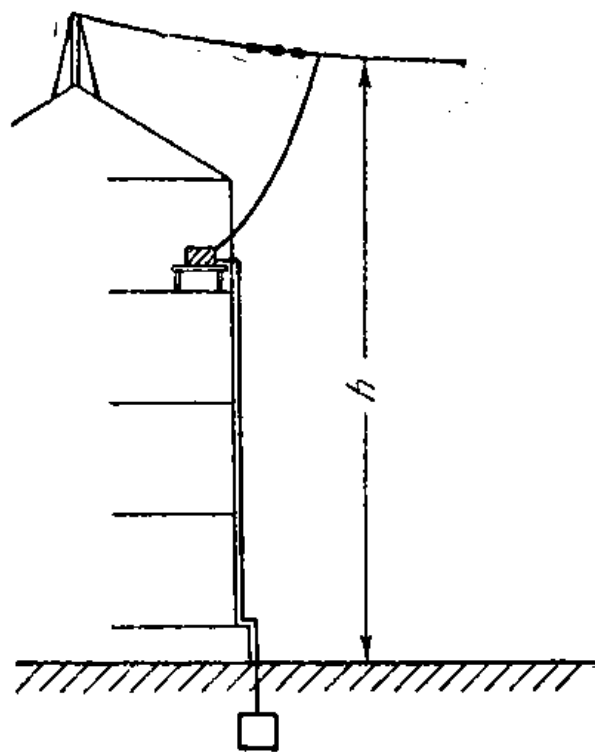


Рис. VI. 6.1. К расчёту действующей высоты приёмной антенны.

Плохое заземление означает низкий КПД антенны, а низкий КПД уменьшает мощность, которую антенна может отдать приёмнику. Мы уже указывали, что мощность принимаемых радиовещательных станций с точки зрения возможностей усиления приёмника является избыточной и поэтому требовать от приёмной антенны высокого КПД нет никакого смысла. Однако, мощность принимаемой радиостанции может оказаться недостаточной с точки зрения уровня окружающих помех; и вот тут-то к приёмной антенне могут быть предъявлены требования помочь приёмнику в деле выделения принимаемой передачи на фоне помех.

Характерной особенностью полей, создаваемых промышленными помехами, является то, что ввиду близости к источнику поле помехи обычно имеет характер не поля излучения, а поля индукции, быстро возрастающего при приближении к проводнику, по которому текут мешающие токи. Это обстоятельство явилось причиной ряда попыток защитить от помех путём экранировки ввода антенны, как наиболее поражаемую её часть. Для этого рекомендовалось применять специальный лёгкий высокочастотный коаксиальный кабель, экран которого должен был заземляться в возможно большем числе точек. Антенну предлагалось ставить над крышей в том предположении, что железная крыша является достаточно хорошим экраном по отношению к помехам, возникающим внутри дома. Таким образом, назначением кабеля являлось защитить принятую энергию от помех на пути от крыши до приёмника. Опыт, однако, показал, что этой задачи экранированный ввод выполнить не может. Для хорошего

защитного действия экран должен обладать хорошей проводимостью и должен быть хорошо заземлён. Этими свойствами экранированный ввод обладать не мог и в результате экран участвовал в приёме подобно тому, как участвовала бы поверхность металлической мачты в рассмотренной несколько ранее антенне верхнего питания.

Однако, идея отделить собственно антенну от подводящих проводов и защитить последние от помех не была оставлена и нашла своё воплощение в так называемой всеволновой антенне, в которой в антенну включается трансформатор, соединённый на выходе с двухпроводной фидерной линией, идущей к приёмнику. Эта антенна, охватывающая также и коротковолновый диапазон, нами рассматривается в следующей главе.

### Антишумовая антенна

В стремлении подавить промышленные помехи, возникающие в приёмной антенне, современная радиотехника идёт по пути уничтожения их помощью компенсации. Чтобы возможно было осуществить такую компенсацию, необходимо по существу иметь две антенны с разным отношением силы применяемого сигнала к уровню помех; только при этом условии мы, нейтрализуя помехи, не уничтожим вместе с ними и полезного сигнала.

В качестве дополнительной антенны может быть использована осветительная сеть<sup>1)</sup>, в которой по сравнению с основной антенной промышленные помехи резко преобладают над полезным сигналом. Эта сеть обычно используется для питания радиовещательных приёмников. Через статический экран в силовом трансформаторе приёмника помехи из сети отводятся на металлический корпус (шасси) приёмника, присоединяемый к заземлению. Ввиду несовершенства последнего и самоиндукции проводов, соединяющих корпус с заземлением, шасси оказывается под напряжением высокой частоты, поступающим из сети. Это напряжение сказывается при присоединении антенны и само по себе является мощным источником проникновения в приёмник промышленных помех.

Схема антишумовой антенны основана на использовании этого напряжения для компенсации помех в собственно антенне. Эта схема изображена на рис. VI. 6. 2 а. Она состоит из Г-образной антенны (длиной 2 м) и противовеса, представляющего собой провод, идущий параллельно снижению снизу до половины его высоты. К клеммам антенны и противовеса присоединяется первичная обмотка антенного трансформатора, обладающая большим коэффициентом самоиндукции; вторичная обмотка является индуктивностью колебательного контура сетки первой лампы приёмника. Клемма антенны соединена с шасси приёмника через осуществляющий балансировку подстроечный конденсатор, величина которого подбирается при первоначальной установке приёмника.

<sup>1)</sup> Landon and Reid. Proc. IRE, vol 27, p. 188; March (1939).

Принцип действия антишумовой антенны проще всего уяснить себе помощью схемы рис. VI. 6. 2 б, на которой показаны все ёмкости, входящие в схему антенны. Один конец антенной катушки соединён с землёй через ёмкость антенны, другой — через ёмкость противовеса. Кроме того, ещё две ёмкости образуют вместе с указанными мостик Уитстона: это — ёмкость соединённого с противовесом конца антенной катушки на корпус приёмника и такая же ёмкость другого (антенного) конца катушки вместе с параллельно включённым балансирующим конденсатором. Предположим сперва, что антенна свободна от помех. Тогда, чтобы мостик был сбалансирован, необходимо, чтобы последняя ёмкость была во столько раз больше предыдущей, во сколько ёмкость антенны больше ёмкости противо-

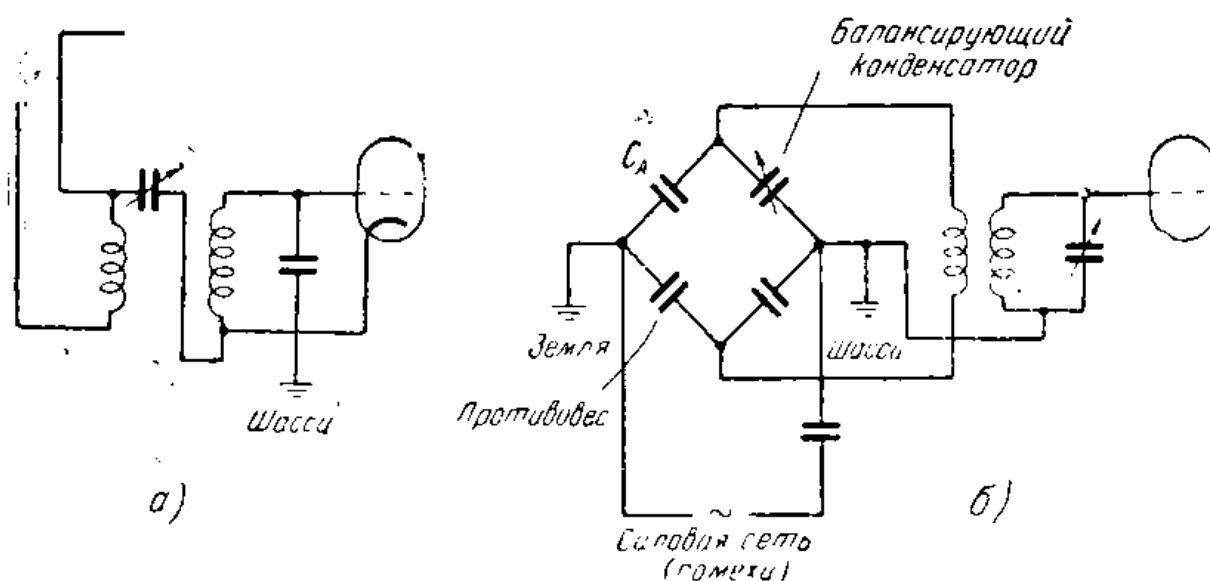


Рис. VI. 6. 2. Антишумовая антенна: а) схема антенны, б) схема эквивалентного моста Уитстона.

веса. При этом условии клеммы антенной катушки окажутся под одинаковым напряжением, создаваемым помехами, следовательно, помехи не вызовут в ней тока, который мог бы привести эдс в колебательном контуре.

Предположим теперь, что в антенне также наводится эдс от помех. Это может происходить в первую очередь за счёт ёмкости между антенной и осветительной сетью, которая может быть скомпенсирована соответствующим изменением ёмкости балансирующего конденсатора. Заметим, что равновесие мостика сохраняется достаточно хорошо при таких изменениях частоты, при которых антенну и противовес можно рассматривать как сосредоточенные ёмкости. При более коротких волнах, когда сопротивление антенны стремится к нулю, чтобы затем сделаться индуктивным, равновесие мостика нарушается. Данные описываемой антенны рассчитаны на обслуживание радиовещательного диапазона. Она может применяться как составная часть есволновой антенны, охватывающей также и короткие волны и описываемой в следующей главе. Практически балансирующий конденсатор и первичная обмотка включаются в схему приёмника и монтируются на его шасси.

## Профессиональные приёмные антенны радиовещательного диапазона

Основным типом профессиональной антенны, служащей для приёма радиовещания или вообще передач на средних волнах, является рамка. Малые рамки находят себе широкое применение на движущихся объектах, в частности на самолётах; они используются как для целей пеленгации, так и для приёма радиотелефона. Большие рамки или контурные антенны, обычно в соединении с вертикальным проводом, применяются на неподвижных установках; к ним относятся и антенны выделенных приёмных пунктов радиотрансляционной сети.

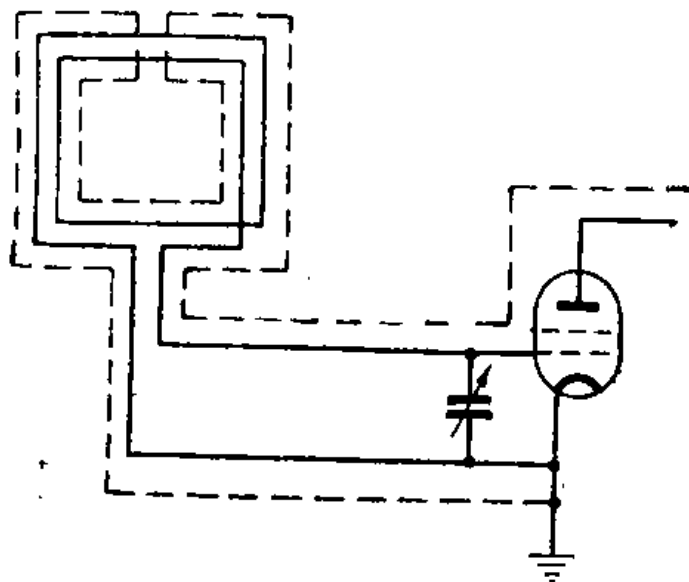


Рис. VI. 6. 3. Рамка во входной ступени приёмника.

Малые рамки отличаются от контурных антенн по способу включения в приёмник. Как известно, действующая высота рамки пропорциональна площади рамки и числу витков. В малых рамках эта высота невелика. В виду малости наводимой в рамке эдс принятая энергия должна быть использована наилучшим образом; поэтому малая рамка включается обычно как катушка самоиндукции входного колебательного контура приёмника (рис. VI. 6. 3). Тогда, если наводимая в ней эдс —  $U_p$  и добротность рамки —  $Q_p$ , мы получим на клеммах конденсатора при настройке в резонанс напряжение

$$U_c = Q_p U_p.$$

Для получения достаточного напряжения на сетке лампы необходимо, следовательно, чтобы рамка обладала высокой добротностью. Это достигается применением специального провода (литцендрат), выбором надлежащего шага и типа намотки, а также применением высококачественного изоляционного материала для каркаса рамки.

Как уже указывалось, характеристика направленности рамки представляет собой восьмёрку, максимумы которой лежат в плоскости рамки, а направление нулевого приёма перпендикулярно этой плоскости. Для того, чтобы приёмная рамка действительно обладала такими направленными свойствами, она должна быть свободна от антенного эффекта. Под этим названием мы понимаем нарушение электрической симметрии в рамке, при котором на сетку лампы подаётся не только разность эдс наводимых в правой и левой

половинах рамки, но и часть самих этих эдс. На рис. VI. 6. 4 показаны эдс  $E_1$  и  $E_2$ , наводимые в вертикальных сторонах 1, 2 некоторой рамки и сдвинутые по фазе на небольшой угол, определяемый горизонтальными размерами рамки и углом падения волны. Благодаря этому сдвигу фаз разность эдс  $E_1$  и  $E_2$  отлична от нуля и даёт малую по сравнению с ними величину  $E_p$  — эдс рамки. При нарушении симметрии рамки на сетку лампы, кроме эдс  $E_p$ , подаётся частично и одна из эдс  $E_1$  или  $E_2$ , что искажает характеристику направленности (при небольшой несимметрии вместо нуля приёма получается минимум). Схема включения рамки, изображённая на рис. VI. 6. 3, является несимметричной, так как одна клемма рамки оказывается присоединённой к земле. Если не принять специальных мер, эта схема будет давать антенный эффект. Для устранения последнего рамка заключается в хорошо проводящий заземлённый экран, разрезанный в верхней средней части рамки. Чтобы уяснить себе принцип действия экрана, заметим, что при симметричном включении используются лишь противофазные токи рамки (или токи прямой последовательности), показанные на рис. VI. 6. 4 сплошными стрелками. При нарушении симметрии напряжение на выходе начинает зависеть и от синфазных составляющих тока (или составляющих нулевой последовательности), показанных там же пунктирными стрелками. Разрезанный экран не может скомпенсировать действие кругового

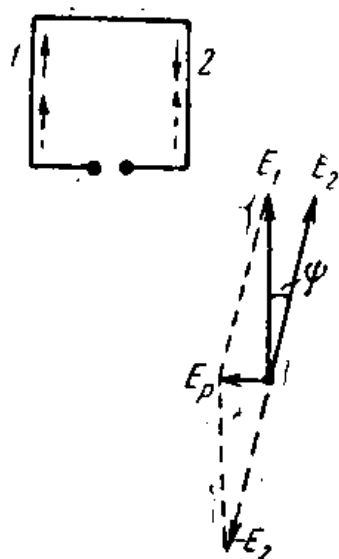


Рис. VI. 6. 4. Электродвижущие силы, наводимые в приёмной рамке.

противофазного тока, но зато он полностью экранирует рамку от синфазных составляющих электрического поля: создаваемые ими синфазные токи текут по его поверхности.

За последние годы в практику начали входить небольшие приёмные рамки с магнитными сердечниками, по внешнему виду очень похожие на большие катушки самоиндукции. Сердечник обычно представляет собой тот или иной ферромагнитный материал, сильно измельчённый и затем спрессованный с добавкой какого-либо порошкообразного непроводника. Этим добиваются уменьшения объёмной проводимости сердечника, определяющей собой потери энергии в нём, быстро растущие с частотой. Одновременно, однако, уменьшается и магнитная проницаемость материала сердечника: начальная проницаемость, с которой приходится иметь дело при слабых магнитных полях, возбуждаемых радиоволнами, всего в несколько раз (даже не десятков раз) больше проницаемости воздуха.

Применение магнитного сердечника имеет двойной смысл. С одной стороны, он увеличивает действующую высоту рамки, которую в первом приближении можно считать пропорциональной площади рамки и магнитной проницаемости сердечника. Это обстоятельство



позволяет в несколько раз сократить площадь рамки и тем уменьшить её размеры. С другой стороны, применение сердечника позволяет повысить добротность рамки, так как для получения заданного коэффициента самоиндукции при наличии сердечника требуется меньше провода, что вызовет уменьшение потерь в обмотке. Более высокая добротность позволяет при заданном напряжении на сетке ещё больше снизить эдс рамки  $U_p$ , т. е. ещё уменьшить её размеры (действующую высоту). Следует ожидать, что с появлением новых ферромагнитных материалов, пригодных для работы на высокой частоте и обладающих более высокой проницаемостью, приёмные рамки с магнитными сердечниками получат широкое распространение.

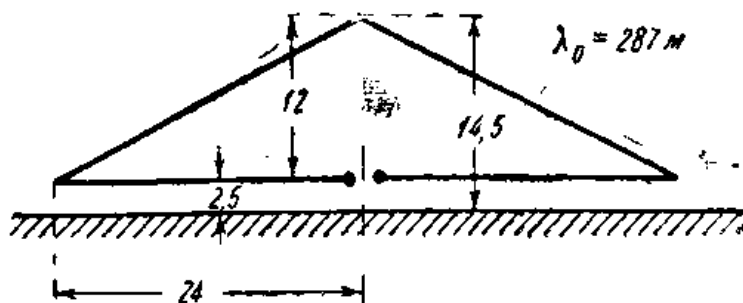


Рис. VI. 6. 5. Большой радиогониометр для выделенных приёмных пунктов.

Большие рамки или контурные антенны отличаются от соответствующих антенн длинноволнового диапазона лишь своими размерами. Министерством связи для выделенных приёмных пунктов разработаны два радиогониометра для подвеса всего на 15-метровой мачте. Основные размеры этих гониометров показаны на рис. VI. 6. 5 и VI. 6. 6.

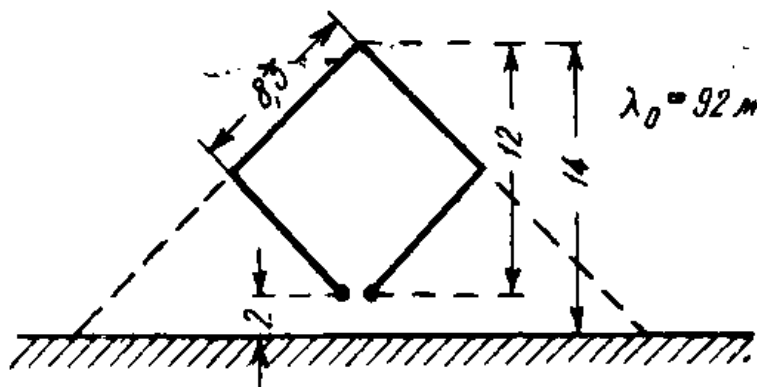


Рис. VI. 6. 6. Малый радиогониометр для выделенных приёмных пунктов.

Кривые их активного сопротивления даны на рис. VI. 6. 7. Для устранения антенного эффекта в рассматриваемом случае необходимо соблюдать строгую симметрию в устройстве рамок и фидерных линий, соединяющих рамки с приёмниками. Стоящее на входе приёмника радиогониометрическое устройство также должно быть выполнено электрически симметричным.

Значительное осложнение в работу рамок на более коротких волнах вносят фидерные линии, длина которых может составить заметную часть длины волны. Из гл. II мы знаем, что линия, нагруженная индуктивностью (каковой является рамка), может иметь в зависимости от длины любое реактивное сопротивление на клеммах. Между тем входные катушки приёмника (радиогониометра) рассчитаны на определённое индуктивное сопротивление. Несогласованность сопротивлений антенны и приёмника может повлечь за

собой провал в усилении входной ступени в некоторых частях диапазона волн.

Помочь делу в этом случае можно, приключив параллельно неподвижным катушкам гониометра переменные симметричные конденсаторы и подстраиваясь ими; для того, чтобы не нарушалась регулировка гониометра, конденсаторы должны быть идентичными и иметь общую ось. Обычно, однако, увеличение числа настроек в приёмнике является нежелательным. Если мы хотим сохранить антенну апериодической, то для устранения вредного влияния длинных фидерных линий следует применять переходные трансформаторы с

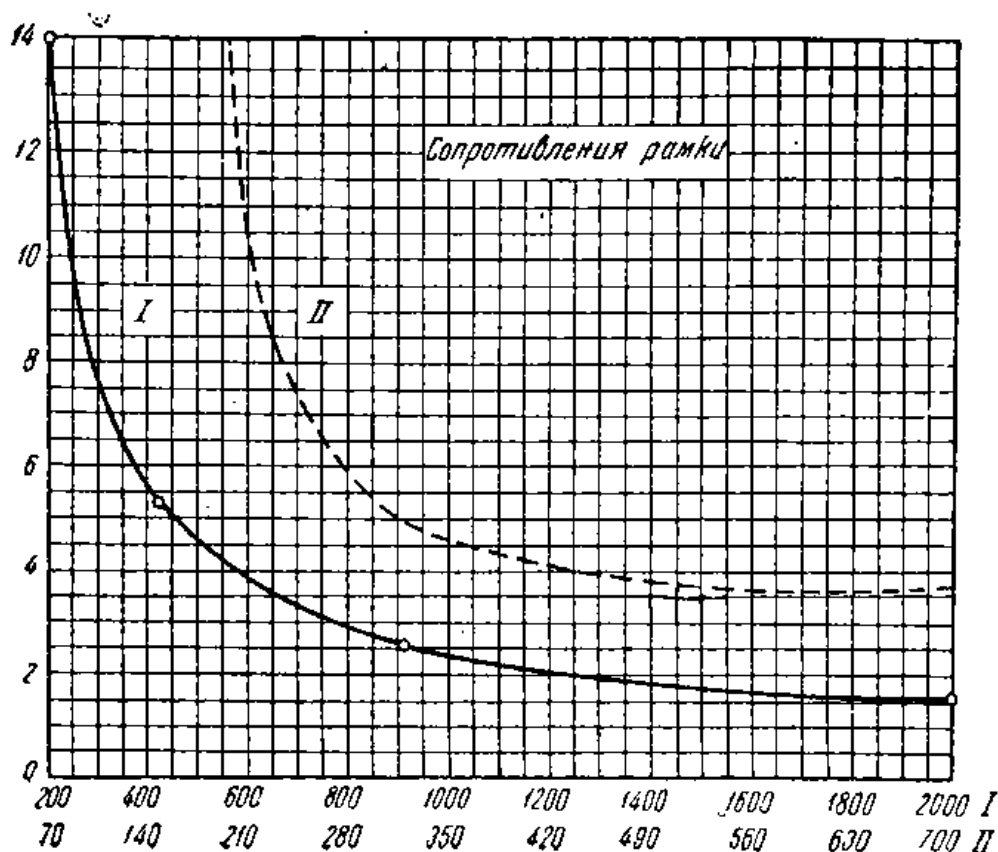


Рис. VI. 6. 7. Кривые зависимости активного сопротивления рамок большого (I) и малого (II) радиогониометров от длины волны.

рамки на линию и с линии на катушку гониометра. Трансформаторы эти должны быть построены так, чтобы в пределах заданного диапазона волн обеспечить возможно лучшее согласование антенны с линией и линии с приёмником.

Устойчивой работе радиогониометров на средних волнах сильно мешает так называемый «ночной эффект».

Ночью со стороны принимаемой станции приходит, кроме земной, также отражённая от ионосферы пространственная волна, падающая наклонно к горизонту и обладающая постоянно меняющимися амплитудой, фазой и плоскостью поляризации.

Как мы уже указывали, рамка не принимает лишь в одном направлении — в направлении своей оси (перпендикулярно своей плоскости). Когда ось рамки совпадает с направлением прихода земной волны, пространственная наводит в ней эдс. Вращая

рамку и добиваясь минимума, оператор тем самым находит такое положение рамки, при котором эдс прямой и отражённой волн наилучшим образом компенсируются. В результате он получает ложное и при том меняющееся направление на передатчик. Наличием пространственной волны объясняется и неустойчивость нуля кардиоиды, наблюдаемая на однонаправленных системах в ночное время.

Для устранения ночного эффекта в радиопеленгаторах применяется антенна Эдкока (Adcock), в которой каждая из рамок радиогониометра заменена парой симметричных или несимметричных вертикальных противофазных вибраторов.

Как известно, характеристика направленности противофазной пары обеспечивает подавление приёма для всех лучей, лежащих в плоскости, перпендикулярной линии, соединяющей центры вибраторов. Следовательно, ориентируя эту плоскость в направлении на передатчик, мы сможем подавить приём не только земного, но и лежащего в той же вертикальной плоскости пространственного луча. При неподвижных вибраторах вращение указанной плоскости осуществляется помощью гониометрических катушек. На рис. VI.6.8 изображена антенна Эдкока, составленная из симметричных вибраторов. Последние соединены с катушками гониометра двухпроводными фидерами (на рисунке спускающимися от середины вибраторов).

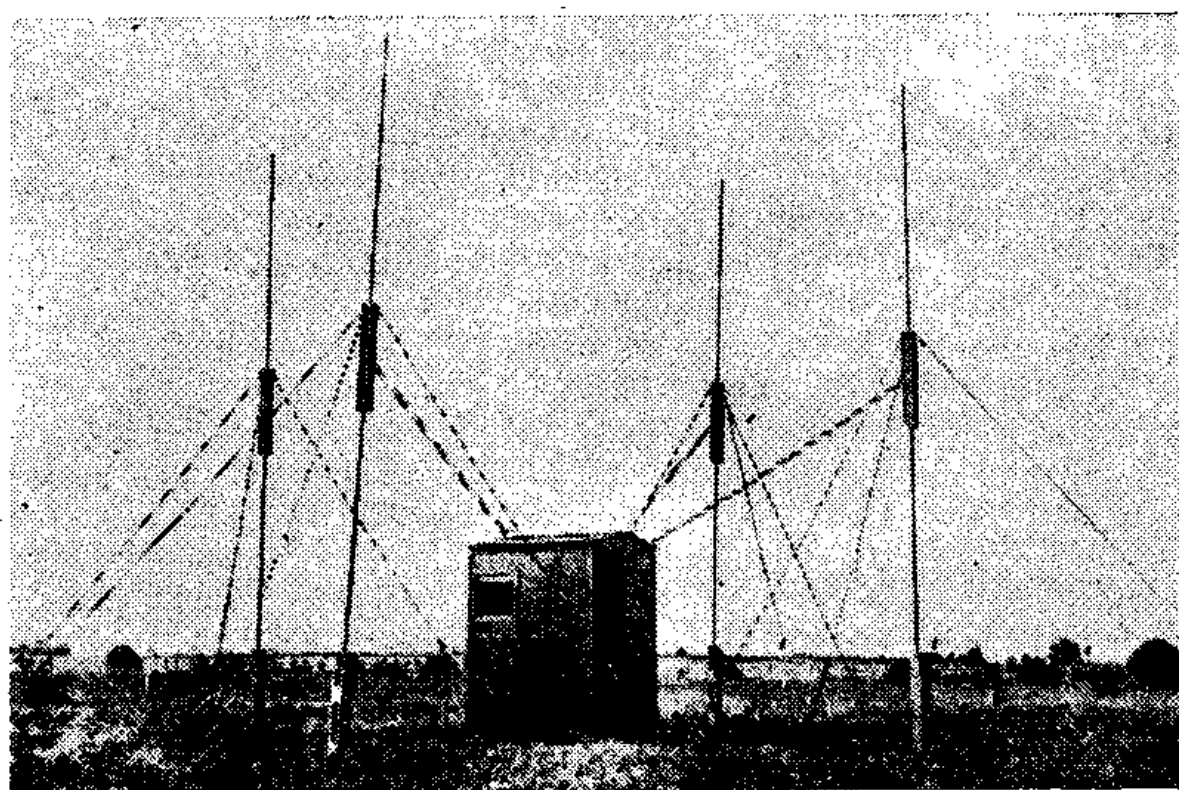


Рис. VI.6.8. Антенна Эдкока.

В заключение следует отметить, что в качестве профессиональных приёмных антенн радиовещательного диапазона могут быть применены также и антенны Бевереджа.

## Глава VII

### АНТЕННЫ КОРОТКИХ ВОЛН

#### 1. Особенности связи на коротких волнах и предъявляемые к антеннам требования

К диапазону коротких относятся волны от 10 до 200 м<sup>1)</sup>. Наибольший интерес представляют волны от 15 до 60 м, на которых осуществляется магистральная коротковолновая связь. Эта связь развилась за последние 20 лет и сейчас занимает исключительно важное место среди различных видов связи. Короткие волны обеспечивают сейчас не только быстродействующую телеграфную связь между пунктами, удалёнными на тысячи километров, но также и радиотелефонную и фототелеграфную связь и радиовещание на больших расстояниях.

Выполняя стоящие перед ней ответственные задачи, коротковолновая связь за короткий период прошла большой путь технического развития, в котором приняли участие передовые радиотехнические круги всего мира. Важным значением коротких волн объясняется необычайное обилие типов передающей и приёмной радиоаппаратуры, разработанных для этих волн. Разнообразие типов наблюдается и среди коротковолновых антенн. Оно отражает непрерывную борьбу за улучшение коротковолновой связи, борьбу, в которой усовершенствование антенн играет далеко не последнюю роль. Обстановка, в которой протекала и протекает эта борьба, сложнее, чем на длинных и средних волнах.

С одной стороны, инженер получает в области коротковолновых антенн весьма широкие возможности в смысле направленного излучения: короткие волны позволяют легко осуществить антенны, размеры которых велики по сравнению с волной и которые поэтому при соответствующем устройстве будут обладать значительным направленным действием.

С другой стороны, условия распространения коротких волн и картина электромагнитного поля, создаваемого ими на приёмной стороне, значительно сложнее, чем у длинных и радиовещательных волн. Необходимость частой смены волн, борьба с замиранием, с явлением эхо и с другими неблагоприятными особенностями рас-

---

<sup>1)</sup> По рекомендациям МККР к коротким волнам относятся волны от 10 до 50 м и к промежуточным — волны от 50 до 200 м. По условиям распространения эти два диапазона могут быть объединены (см. Шукин. Распространение радиоволн, Связьиздат, 1940 г., гл. XXI, стр. 287).

пространения коротких волн — всё это накладывает на коротковолновую антенную технику характерный, свойственный ей одной, отпечаток. В настоящем разделе мы кратко перечислим основные особенности, характеризующие распространение и приём коротких волн с целью выяснить требования, предъявляемые к коротковолновым антеннам. Сформулированные таким путём требования мы дополним требованиями, выдвигаемыми техническими особенностями видов связи, применяемых на коротких волнах.

Основной особенностью связи на коротких волнах является необходимость частой смены волн. Для обеспечения непрерывной связи на какой-либо линии в течение суток, нужно, как правило, последовательно вести работу на трёх различных волнах: более короткой дневной, промежуточной и более длинной ночной. Этот суточный набор волн не остаётся неизменным в течение года. Летом волны для дальних связей, вообще говоря, укорачиваются: часто промежуточная волна становится ночной, дневная зимняя — промежуточной, а для дневной связи берётся новая более короткая волна. Но и этот годовой набор из 4 волн не остаётся неизменным в течение одиннадцатилетнего периода солнечной активности. В годы максимума солнечных пятен все рабочие волны укорачиваются, в годы минимума — удлиняются. При этом число волн на одной линии иногда приходится увеличивать до шести. Таким образом, в течение одиннадцатилетнего периода коротковолновая линия связи требует возможности вести работу на нескольких волнах, лежащих в упомянутых выше пределах 15—60 м, а то и более широких.

Мы будем называть настроенными те направленные антенны, которые обладают заданными направленными свойствами для одной определённой волны или для очень узкой полосы частот ( $\pm 5\%$ ), прилегающей к частоте, на которую антенна настроена. Не следует думать, что на прочие волны настроенная антенна вовсе не будет реагировать: так, например, включённый в неё приёмник будет работать, но направленные свойства антенны могут иметь нежелательный характер: антенна может выделять помехи и подавлять полезный сигнал.

В отличие от настроенной, мы будем называть диапазонной антенной такую антенну, направленные свойства которой в основных чертах остаются неизменными для широкого диапазона волн.

Необходимость частой смены волн заставляет оказывать предпочтение диапазонным направленным антеннам перед настроенными. Этим и объясняется значительный интерес к таким антеннам и быстрый рост их распространения, наметившиеся в последние десять—пятнадцать лет. Наоборот, первый период развития коротковолновой связи (до 1934 г.), когда ещё не было обнаружено влияние одиннадцатилетнего периода солнечной деятельности на распространение, характеризовался бурным развитием техники настроенных антенн.

Как известно, электромагнитное поле коротких волн в месте приёма образуется за счёт пространственных волн, пришедших

туда, испытыв по пути одно или несколько отражений от ионосферы земли. В пункте приёма мы имеем обычно несколько лучей, приходящих под разными углами к горизонту. Каждый луч соответствует группе волн, испытавших одинаковое число отражений от ионосферы. Этим объясняются различные углы падения лучей. Однако, сам по себе луч не является чем-то однородным; он представляет собой пучок траекторий, на которые он расщепляется отчасти под действием магнитного поля земли, отчасти под влиянием неоднородностей строения ионосферы. Пришедшие по этим траекториям колебания интерферируют (складываются), обладая различной поляризацией и сдвигом фаз, что, естественно, создаёт явление «замирания» луча: интенсивность его оказывается непостоянной. Таким образом, у каждого из отмеченных выше лучей меняется амплитуда, фаза, плоскость поляризации и в небольших пределах — угол падения. Все эти лучи, интерферируя, создают результирующую весьма непостоянную напряжённость поля в месте приёма. Такова в общих чертах картина электромагнитного поля, определяющего условия работы коротковолновой приёмной антенны.

Хотя уровень атмосферных помех на коротких волнах значительно ниже, чем на радиовещательных, однако, он становится весьма заметным в периоды провалов напряжённости поля, сопровождающих процесс замирания. Это обстоятельство делает неизбежным применение остронаправленных антенн, при чём в отношении направленных свойств остаётся в силе указанное в гл. IV требование свободы характеристики направленности от побочных лепестков; и на коротких волнах, направление прихода помех меняется. Как и на длинных волнах, коротковолновые атмосферные помехи в своём большинстве приходят из удалённых центров постоянной грозовой деятельности. Что касается ширины главного луча, то её рекомендуется брать порядка  $\pm 10\text{--}15^\circ$  в горизонтальной плоскости, так как при меньшей ширине возможно ослабление принимаемого сигнала; как показывает опыт, траектория распространения последнего может отклоняться от дуги большого круга на несколько градусов.

Кроме того, и передающая и приёмная антенны должны быть снабжены рефлекторами или характеристики их должны быть однонаправленными. Это требование вызывается необходимостью борьбы с обратным эхо, наблюдающимся на волнах короче 24 м. Под обратным эхо мы понимаем сигнал, приходящий в место приёма по более длинному пути вокруг земли (с направления, противоположного направлению на корреспондента).

Напомним, что кроме обратного существует и прямое эхо, наблюдаемое при посылке коротких импульсов (применяемых в фототелеграфии). Это эхо происходит за счёт разной длины пути отдельных лучей, приходящих в место приёма с разным числом отражений от ионосферы. Для уничтожения этого вида эхо необходимо было бы выделить один из нескольких падающих лучей, подавив остальные. Однако, выполнить это требование весьма затруднительно по двум

причинам. Первая причина заключается в том, что углы падений отдельных лучей очень мало отличаются друг от друга. Так например, измерения в Холмделле в США, произведённые на волне 3328 м, приходящей из Англии, показали для некоторого момента времени наличие четырёх лучей, падающих под углами 17,5; 20; 26 и 34° к горизонту. Ясно, что разделить столь близкие по направлению лучи может лишь очень сложная направленная антенна, обладающая большими размерами. Второй причиной является то обстоятельство, что углы падения лучей не остаются постоянными и изменяются в связи с изменениями в состоянии ионосферы на пути распространения. Таким образом, антенна должна иметь не только чрезвычайно острый максимум, но и обладать возможностью перемещать его в пространстве; при этом перемещение главного луча должно производиться от руки или автоматически, следуя за изменением угла падения принимаемого луча. На примере уникальной антенны типа «Мьюса» (MUSA), описываемой далее, мы увидим, что принципиально эта задача разрешима; однако, антенна и приёмная установка становятся при этом столь сложными, что применение их может быть оправдано лишь в исключительных, единичных случаях.

Из сказанного вытекают требования, которые нужно предъявить к вертикальной характеристике направленности коротковолновых антенн. На передающей стороне нет смысла чрезмерно сужать главный луч, так как нет гарантии, что при данном состоянии ионосферы этот луч после ряда отражений попадёт именно в район приёма или, что он не уйдёт оттуда при изменении состояния ионосферы. Поэтому для передающих антенн рекомендуется брать ширину главного максимума (между нулями) порядка  $\pm 15^\circ$  от его оси, которая должна быть направлена к горизонту под таким же углом (около  $15^\circ$ ). Подобные же требования могут быть предъявлены и к приёмной антенне. При указанных размерах и ориентировке главного максимума им будут охвачены наиболее низкие лучи, приходящие в место приёма с наименьшим числом отражений.

Таковы требования, которые могут быть сформулированы в отношении направленности коротковолновых антенн на основе учёта особенностей распространения коротких волн. В тесной связи с этими требованиями стоит и вопрос о том, какие провода предпочтительнее употреблять в качестве элементов направленных антенн: горизонтальные или вертикальные. В предыдущих главах мы решали этот вопрос, исходя из плоскости поляризации, которую имеют волны того или другого диапазона. Теперь подобный путь решения вопроса не может иметь места, так как на коротких волнах направление плоскости поляризации всё время меняется (что является причиной так называемого поляризационного замирания).

Нужно сказать, что на практике применяются антенны как из вертикальных, так и из горизонтальных проводов, однако, последнее предпочтительнее потому, что даваемая ими в вертикальной

плоскости характеристика направленности лучше соответствует поставленным выше требованиям, чем даваемая вертикальными проводами. Последние, как уже указывалось, имеют тенденцию прижимать излучение к земле. Правда, большие потери в земле на коротких волнах исправляют несколько направленную кривую, съедая её нижнюю часть, однако, это не мешает вертикальным приёмным антеннам гораздо сильнее, чем горизонтальным, принимать промышленные помехи, приходящие вдоль земли.

Нам остаётся рассмотреть вопрос о борьбе с замиранием. Нарисованная нами картина поля в месте приёма показывает, что замирание есть явление интерференционное, представляющее собой результат наложения большого числа волн, приходящих в рассматриваемое место со случайными фазами и случайными углами поляризации. Для борьбы с подобными явлениями наиболее пригодны методы, основанные на использовании законов теории вероятностей. К числу таких методов относится метод приёма на разнесённые антенны <sup>1)</sup>, при котором одна и та же передача принимается двумя или тремя приёмниками, работающими на общий выход. Антенны этих приёмников должны находиться на значительном расстоянии друг от друга (порядка 200—400 м), чтобы условия изменения напряжённости поля под действием замирания отличались возможно сильнее. Примерное расположение трёх разнесённых антенн показано на рис. VII. 1. 1. Две из них расположены по фронту волны, третья в глубину. Когда применяется сдвоенный, а не строенный приём, антенны лучше располагать в глубину.

Как уже указывалось, каждый из отдельных приходящих в место приёма лучей сам по себе не свободен от замирания. Поэтому выделение этих лучей с помощью сверхнаправленной антенны может ослабить замирание, но не может дать решающих результатов. Вот почему упомянутая антенна «Мьюса» вынуждена бороться с замиранием методом сдвоенного приёма. Антенна принимает два наиболее сильных луча, разделяет их и направляет по отдельным каналам к двум отдельным приёмникам, работающим на общий выход. При сложении на низкой частоте запаздывание, которым обладает передача, пришедшая по более длинному пути, корректируется помощью специальной электрической схемы.

Ознакомившись с требованиями, которые налагают на приёмные антенны особенности распространения коротких волн, перейдём к требованиям, предъявляемым различными видами передач. Располагая их в порядке возрастания занимаемой полосы частот, эти виды передач можно классифицировать следующим образом:

- 1) телеграфия (с записью на ондулятор и буквопечатающая),
- 2) коммерческая телефония,
- 3) фототелеграф,
- 4) радиовещание.

---

<sup>1)</sup> А. Н. Щукин. Распространение радиоволн. Связьиздат, 1940, стр. 342.



Заметим, прежде всего, что при тех высоких частотах, которые соответствуют коротким волнам, даже наиболее широкая полоса, необходимая для радиовещания, составляет лишь незначительную часть несущей частоты передатчика. Учитывая далее, что коротковолновые антенны имеют большие размеры по сравнению с волной и потому обладают большим сопротивлением излучения, а следовательно, и значительным затуханием, мы приходим к выводу, что необходимая полоса пропускания обеспечивается автоматически во всех коротковолновых антеннах.

Переходя к вопросу о перенапряжениях, заметим, что большое сопротивление излучения коротковолновых передающих антенн не страхует их от возможности появления факельного истечения при передаче больших мощностей ввиду низких значений критической напряжённости поля факела на этих волнах.

Между тем практика выдвигает требования постройки антенн на всё большую мощность, порядка 100 и более киловатт на несущей частоте. Ясно, что при проектировании подобных антенн должно быть обращено внимание на устранение опасности перенапряжения; в некоторых случаях эти соображения могут привести к созданию специальных конструкций антенн.

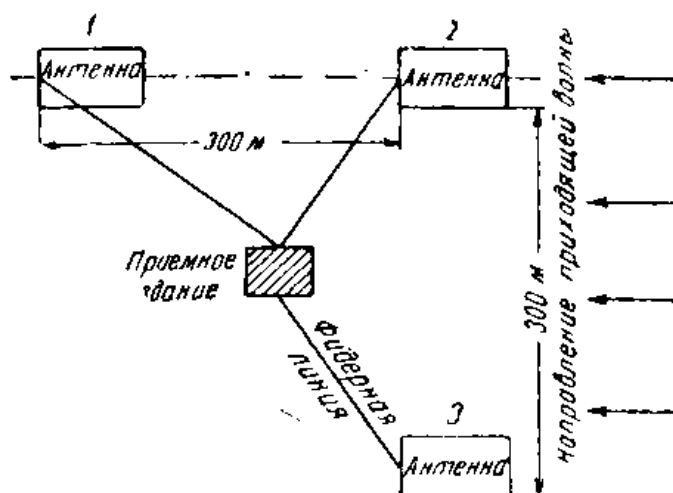


Рис. VII. 1. 1. Расположение разнесённых антенн.

## 2. Общие сведения о коротковолновых антеннах

Первые коротковолновые направленные антенны появились в 1926 г. В этом году начала свою работу трансокеанская радиотелеграфная линия связи между Англией и Канадой, построенная фирмой Маркони. Линия эта была оборудована настроенными антеннами типа Франклина, составленными из трёх этажей вертикальных полуволновых вибраторов. В 1927 г. была открыта первая в Советском Союзе коротковолновая линия связи Москва — Ташкент. Антенны её представляли собой системы из нескольких полуволновых вибраторов. Успех первых коротковолновых линий связи обратил на них внимание радиопромышленности в других европейских странах. Вскоре появляются направленные антенны французского инженера Ширекса (Chireix), за ними на сцену выходят направленные антенны немецкой фирмы «Телефункен». Позже других разрабатывают свои системы направленных антенн американцы.

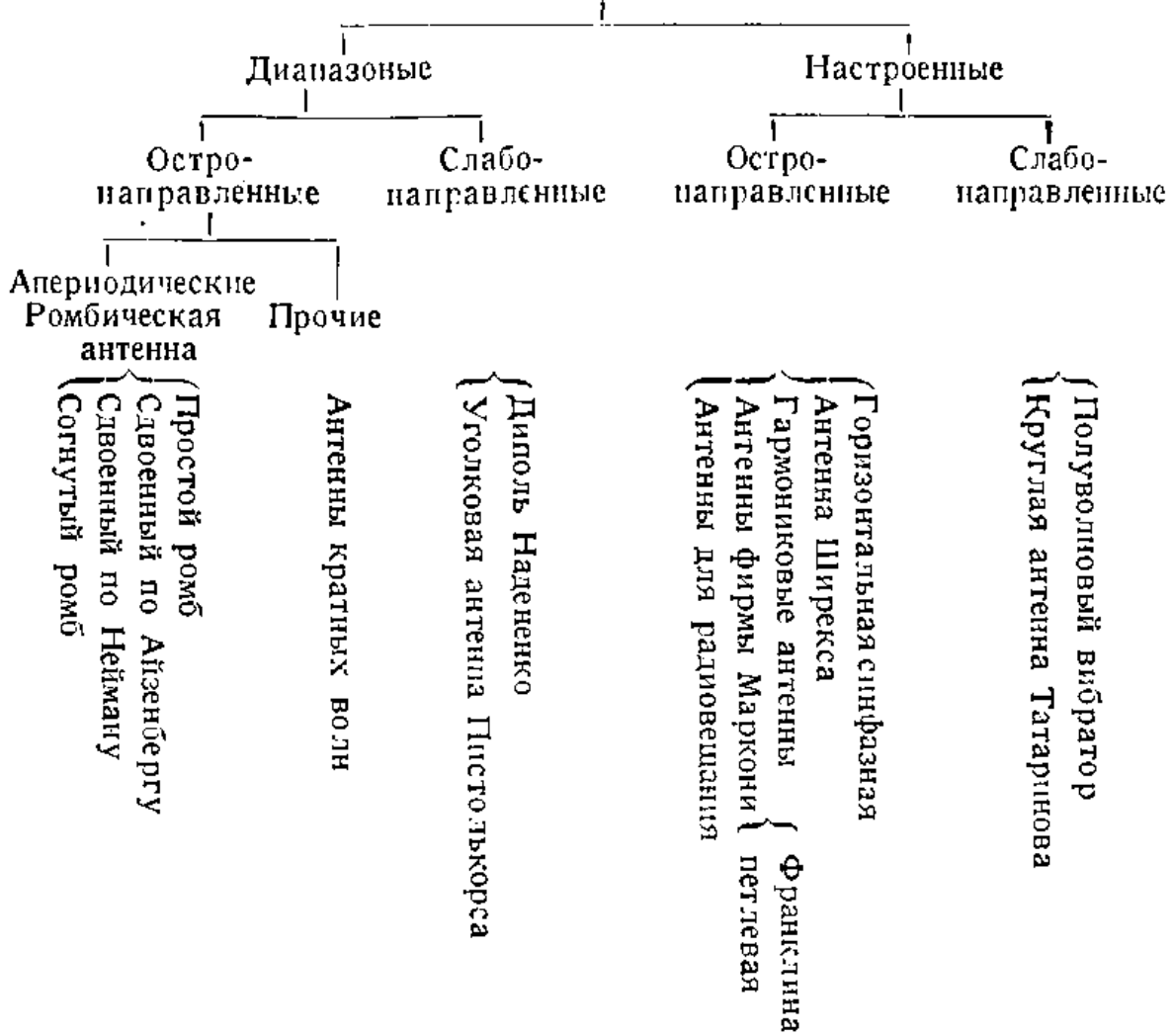
Это — так называемые гармониковые антенны, V-образная антенна и т. п. Для приёма коротких волн первоначально применялись антенны простейшего типа в виде вертикального или горизонтального провода, но затем всё чаще стали ставиться антенны того же типа, что и на передающей стороне. Крупный шаг вперёд был сделан в 1930 г. американской фирмой Радиокорпорейшен (RCA—Radio Corporation of America), применившей сдвоенный и строенный приём на разнесённые антенны специального приёмного типа, так называемые антенны бегущей волны. В отличие от предыдущих это—антенны диапазонные (обслуживающие диапазон волн), аперiodические; они отличаются тем, что их входное сопротивление активно и не зависит от частоты. Антенны бегущей волны пользуются широким распространением и до сих пор.

В 1934 г. инженером Брюс (Bruce) из телефонного концерна Бэлла в США была предложена другая аперiodическая антенна, названная им ромбической и получившая ввиду простоты своего устройства также значительное распространение. Предназначенная первоначально для приёма, она стала в дальнейшем находить себе применение и на передающих радиостанциях, несмотря на низкий коэффициент полезного действия. Такое использование её было тесно связано с кризисом, который переживали в 1934—35 гг. настроенные антенны в связи с выяснившейся зависимостью длин рабочих волн от одиннадцатилетнего периода солнечной деятельности. В дальнейшем ромбическая антенна подверглась некоторым усовершенствованиям и сейчас она в практике Советского Союза пользуется предпочтением перед антеннами других типов и на приёмной и на передающей стороне. С другой стороны, и настроенные передающие антенны получили некоторое дальнейшее развитие в связи с применением их для целей дальнего радиовещания. Вообще же можно считать, что наиболее рациональные типы передающих коротковолновых антенн уже выкристаллизовались. Во всяком случае за последние семь лет ничего существенно нового в этой области не появилось.

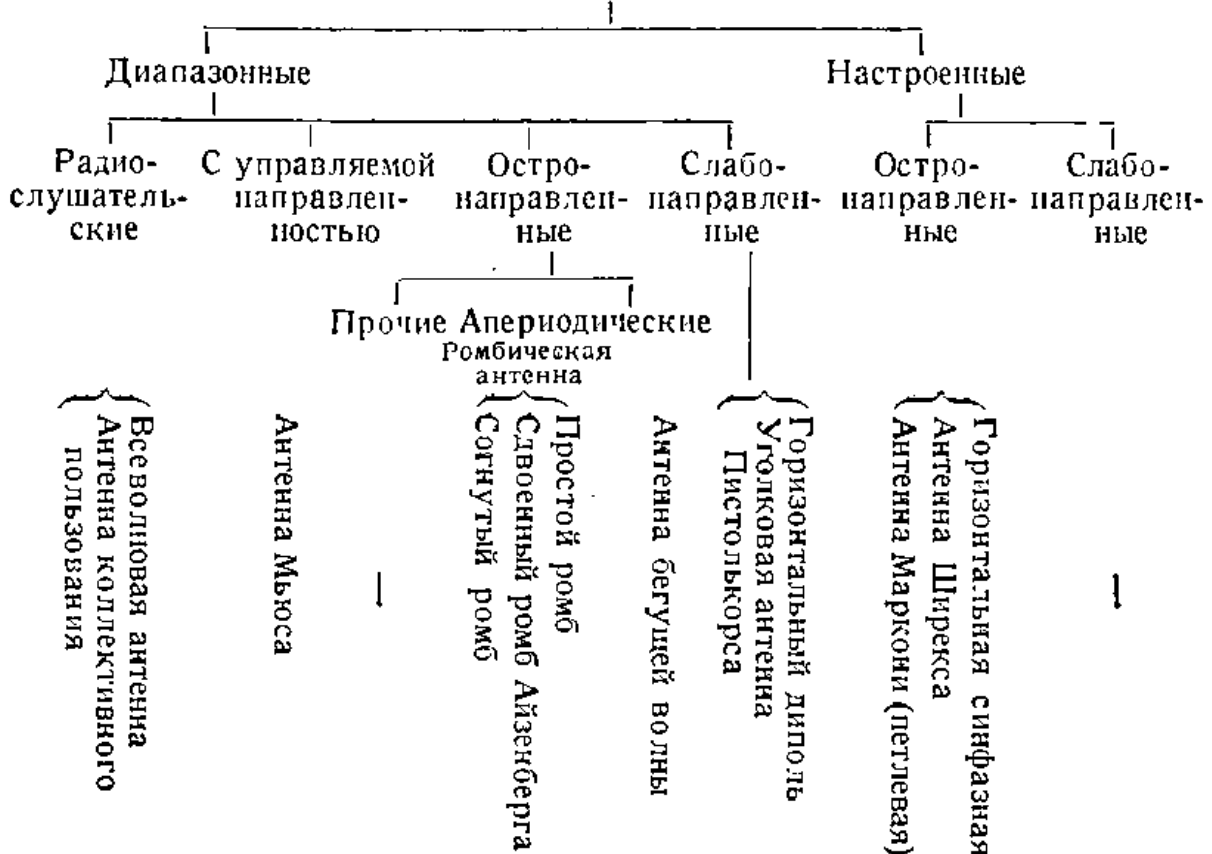
Техника приёмных коротковолновых антенн совершенствовалась последние годы в двух совершенно различных областях. Первой из них является область радиослушательского приёма, в которой появились такие специального типа антенные устройства, как всеволновая антенна и антенна коллективного пользования. С другой стороны, в 1936 г. упомянутый телефонный концерн Бэлла ввёл в эксплуатацию на телефонной линии связи между Нью-Йорком и Лондоном весьма сложную и совершенную направленную антенну типа «Мьюса», о которой мы уже говорили. За последние 7 лет в области приёмных коротковолновых антенн ничего принципиально нового также не появлялось.

Чтобы легче было ориентироваться во всём многообразии типов коротковолновых антенн, мы приведём здесь две схемы, посвящённые отдельно передающим и приёмным антеннам. Помимо упомя-

## ПЕРЕДАЮЩИЕ КОРОТКОВОЛНОВЫЕ АНТЕННЫ



## ПРИЁМНЫЕ КОРОТКОВОЛНОВЫЕ АНТЕННЫ



нутых выше, в них помещены также некоторые более простые антенны, используемые сейчас на практике.

Приведённых схем мы будем придерживаться при изучении коротковолновых антенн, к которому переходим.

### 3. Настроенные передающие антенны

Изучение настроенных антенн мы начнём с антенн простейшего типа, преследующих цели слабо направленного или даже ненаправленного излучения.

Одной из таких антенн является полуволновой горизонтальный вибратор, высота подвеса которого над землёй берётся обычно от

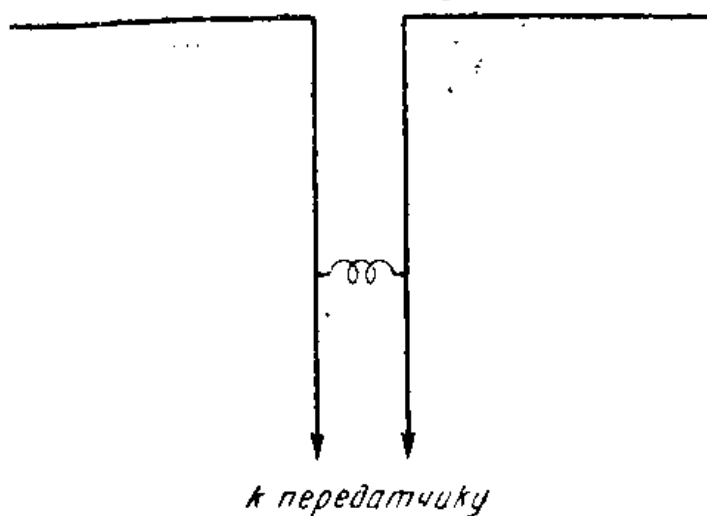


Рис. VII. 3. 1. Вариант схемы настройки симметричного вибратора на бегущую волну.

половины до целой длины волны. Характеристика направленности такого вибратора показана на рис. III. 3. 4. Из неё следует, что он должен быть расположен перпендикулярно направлению, в котором требуется создать наибольшую напряжённость поля.

При значительной длине фидерной линии от передатчика до вибратора желательно снизить потери энергии в ней, осуществляя питание в режиме бегущей волны. Для этого между антенной и линией должно быть поставлено переходное устройство, трансформирующее сопротивление на клеммах антенны в активное сопротивление, равное волновому сопротивлению фидера. Переходное устройство, в частности, может быть выполнено по схеме, описанной в разделе 8 гл. II путём включения соответственно подобранной катушки самоиндукции между проводами фидера в некотором его сечении (рис. VII. 3. 1).

Чаще, однако, для этой цели применяется схема, изображённая на рис. VII. 3. 2. Настроенный в резонанс вибратор можно уподобить настроенному колебательному контуру рис. VII. 3. 3. Как известно, изменяя число витков катушки самоиндукции между клеммами *aa*, мы можем в широких пределах регулировать величину активного сопротивления на указанных клеммах. Сказанное справедливо и для полуволнового вибратора.

Сопротивление между точками *aa* вибратора должно быть несколько больше волнового сопротивления собственно фидерной линии (участок *bc*); оно должно соответствовать конечному значению

переменного волнового сопротивления линии с расходящимися проводами. Переходные устройства подобного типа (с переменными параметрами) рассматриваются ниже в разд. 10.

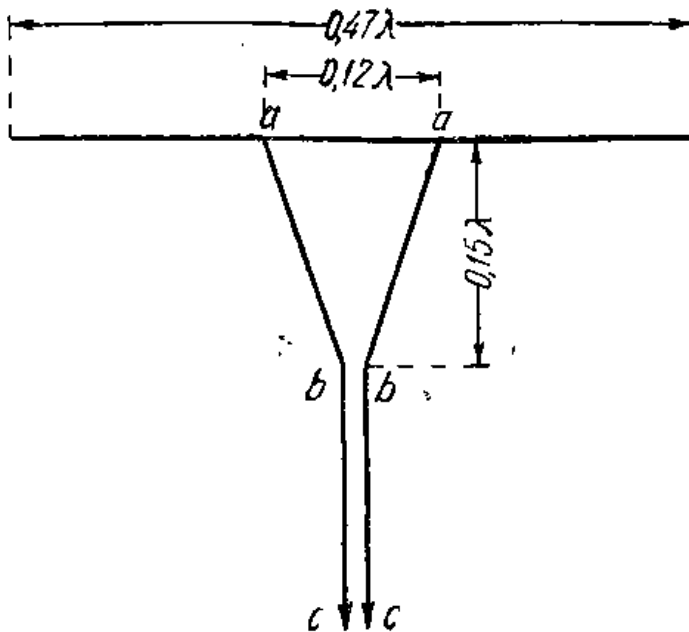


Рис. VII. 3. 2. Схема настройки полуволнового вибратора на бегущую волну.

Практически окончательное расстояние между точками *aa* регулируется опытным путём; на рис. VII. 3. 2 приведены ориентировочные размеры. Существенно, чтобы vibra-

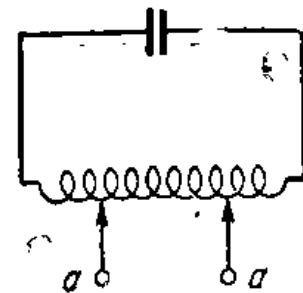


Рис. VII. 3. 3. Колебательный контур, аналогичный настроенному вибратору

тор был настроен в резонанс, для этого он должен быть несколько короче полволны.

При желании получить строго ненаправленное излучение в горизонтальной плоскости может быть использована круглая антенна, предложенная В. В. Татариновым<sup>1)</sup>. В принципе она представляет собой горизонтальный круговой провод, ток в котором всюду имеет одинаковую амплитуду и фазу. При небольшом диаметре круга характеристика направленности в вертикальной плоскости переходит в таковую магнитного вибратора (III. 7); при этом вектор электрического поля направлен по окружностям, коаксиальным с антенной.

При больших размерах круга напряжённость поля вычисляется по формуле

$$E = \frac{60 \pi I m \rho}{r} J_1(m \rho \sin \theta) e^{-j m r},$$

здесь  $I$  — сила тока,

$J_1(x)$  — бесселева функция первого порядка,

$\theta$  — угол с вертикалью,

$\rho$  — радиус антенны.

Сопротивление излучения антенны быстро растёт с увеличением радиуса кольца и может быть вычислено по формуле

$$R_z = 60 \pi^2 (2m \rho) [J_3(2m \rho) + I_3(2m \rho) + \dots],$$

<sup>1)</sup> «Телеграфия и телефония без проводов» № 10, 1929, стр. 299.

где  $J_3(x)$ ,  $J_5(x)$  — бesselевы функции соответствующих порядков.

Осуществить равенство амплитуды и фазы тока по длине провода можно только приближённо. На рис. VII. 3. 4 показана схема практического выполнения антенны. Окружность заменяется пра-

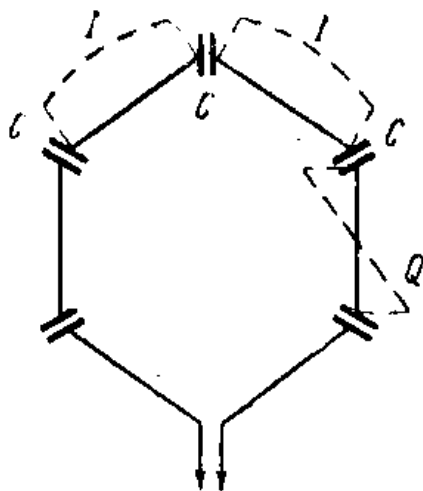


Рис. VII. 3. 4. Круглая антенна Татаринова.

вильным шестиугольником или многоугольником. По углам в провод включены конденсаторы  $C$ , ёмкость которых подобрана так, чтобы для данной волны в серединах сторон многоугольника приходились пучности тока и узлы заряда. На рисунке показано получающееся при этом распределение тока и заряда.

В вертикальной плоскости характеристика направленности определяется радиусом и высотой подвеса антенны и имеет один или несколько лепестков под разными углами к горизонту. Таким образом, пространственная характеристика направленности круглой антенны представляет собой конусообразное тело

вращения. Для устранения побочных конусов радиус антенны не должен превышать  $0,6 \lambda$ .

Антенна Татаринова, представляющая большой принципиальный интерес, на практике не получила широкого распространения, главным образом потому, что надобность в ненаправленном излучении на коротких волнах больших мощностей встречается крайне редко.

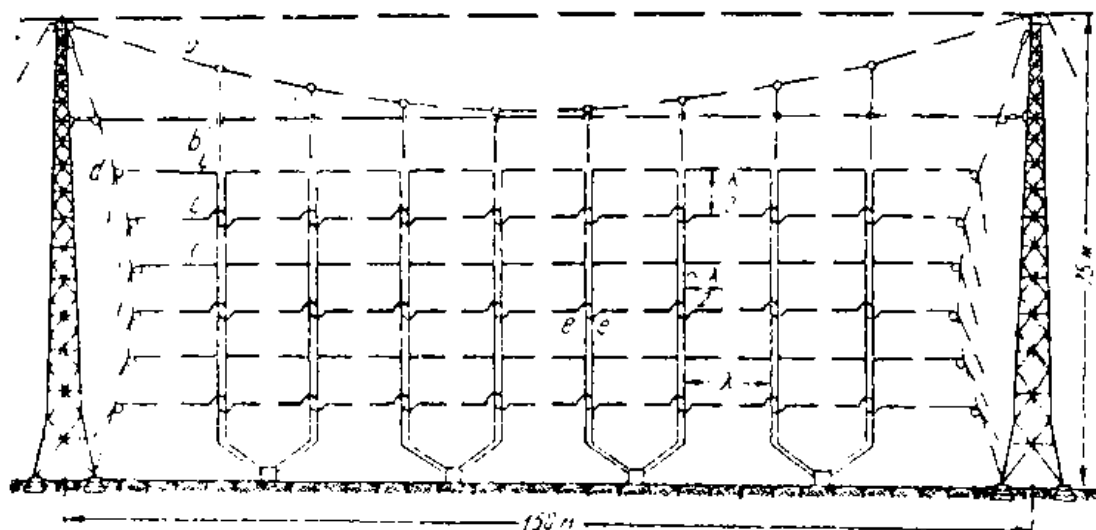


Рис. VII. 3. 5. Горизонтальная синфазная антенна.

Изучение остронаправленных настроенных антенн мы начнём с горизонтальной синфазной антенны, иначе называемой антенной Телефункен. Введённая в употребление указанной фирмой, она отличается от разработанной ранее В. В. Татариновым вертикаль-

ной синфазной антенны, главным образом, горизонтальным расположением вибраторов.

Общий вид антенны представлен на рис. I. 2. 4 и VII. 3. 5. Как видим, она состоит из горизонтальных полуволновых вибраторов, расположенных рядами в несколько этажей.

Расстояние между вибраторами в ряду и между этажами равно половине волны.

Антенна распадается на несколько вертикальных звеньев, называемых «ёлочками» или секциями (рис. VII. 3. 6). Каждая ёлочка содержит двухпроводную линию, идущую вверх до последнего этажа. Вдоль этой системы на расстоянии полуволны располагаются попарно вибраторы, соединяемые с линией так, чтобы обеспечить синфазное их возбуждение. Для этого через этаж концы вибраторов при присоединении к линии приходится перекрещивать. Отдельные ёлочки в свою очередь с помощью фидерных линий соединяются так, чтобы обеспечить синфазное питание всех ёлочек (рис. I. 2. 4 или VII. 3. 11). Для этого расстояния вдоль фидера между местами приключения ёлочек должны быть кратны полуволне и концы ёлочек, если нужно, должны быть перекрещены.

При синфазном возбуждении всех вибраторов описываемая антенна концентрирует излучение в направлении, перпендикулярном плоскости полотна антенны по обе стороны от него. Как явствует из сказанного в разделе 8 гл. III, эта концентрация будет тем сильнее, чем больше площадь антенны по сравнению с  $\lambda^2$ .

Чтобы направить излучение в одну сторону, горизонтальная синфазная антенна снабжается рефлектором, который представляет собой систему, совершенно одинаковую с собственно антенной. Рефлектор располагается параллельно антенне на расстоянии порядка четверти волны позади неё. Как уже указывалось, рефлектор может быть пассивным и активным. В первом случае он подвешивается на расстоянии  $0,2 \lambda$  и возбуждается исключительно за счёт электрической и магнитной связи с полотном антенны.

К клеммам рефлектора присоединяется в этом случае реактивное сопротивление, регулируя которое, мы изменяем фазу тока в рефлекторе так, чтобы, ослабляя излучение назад, усилить его впереди антенны. Ввиду того, что амплитуды токов в антенне и рефлекторе не равны, поле позади антенны не может быть сделано равным нулю.

Активный рефлектор получает дополнительное возбуждение от

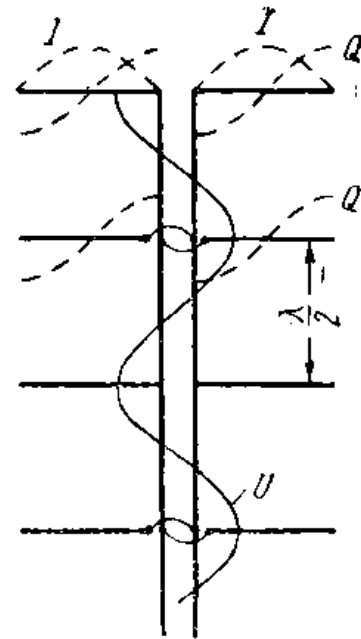


Рис. VII. 3. 6. Схема ёлочки — основного звена горизонтальной синфазной антенны.

генератора через сложный переходный контур, обслуживающий одновременно и антенну и рефлектор. В этом случае может быть достигнуто полное подавление излучения в заданном направлении позади антенны.

Переходный контур устраивается различно в зависимости от типа фидерной линии. В Советском Союзе применяются двухпроводные воздушные фидеры и рефлектор обычно берётся пассивным. Для настройки фидера на бегущую волну применяется параллельное включение реактанца (шлейфа), рассмотренное в разд. 8 гл. II. В Германии применялся коаксиальный кабель и активные рефлекторы, поэтому переходный контур там представлял собой довольно сложную систему связанных контуров.

Горизонтальные синфазные антенны в отношении своих размеров характеризуются: а) числом этажей и б) числом полуволновых вибраторов в одном этаже. Эти два числа пишутся в виде дроби, в числителе которой ставится первое число, а в знаменателе — второе. Так например, СГ 6/16 обозначает антенну без рефлектора в 6 этажей с числом вибраторов в каждом 16. Запись СГ 6/16 Р обозначает наличие у данной антенны рефлектора.

Горизонтальные синфазные антенны подвешиваются на свободностоящих металлических опорах или на мачтах с оттяжками высотой до 75 м и с пролётом до 150 м.

Для подвески антенны и рефлектора служат параллельные стальные тросы *a* (рис. VII. 3. 5), закрепляемые на опорах с достаточной стрелой провеса. К этим тросам крепится ряд спускающихся вниз тросов, которые далее соединяются через изоляторы с фидерами ёлочек, образующих антенну. Указанные вертикальные тросы пропускаются через направляющие втулки *b*, укрепленные на особом тросе, натянутом между опорами на некотором расстоянии под главным несущим (леерным) тросом. Чтобы избежать влияния на направленные свойства антенны, этот трос относится на расстояние в  $0,6 \lambda$  от верхнего ряда вибраторов и разбивается изоляторами. Вибраторы делаются из голого медного или чаще всего из биметаллического провода диаметром 4—6 мм. Длина каждого вибратора берётся на 3—5% короче половины волны. Для их растяжки в горизонтальном направлении служат боковые леера *c*, на которых на высоте каждого этажа укреплены блоки *d*.

Все вибраторы одного этажа механически соединяются между собой через изоляторы и образуют один провод; к концам этого провода присоединяются тросы, которые пропускаются через блоки *d* на леерах и служат для растягивания ряда. Нижние ряды вибраторов спускаются до расстояния полволны от земли. Внизу фидерные линии ёлочек вытягиваются с помощью тросов, соединённых с ними через изоляторы, перекинутых через блоки и снабжённых на концах контрвесами (грузами). При подвеске нескольких антенн очень часто располагают их рядом, используя одну опору на две соседние антенны.

Кроме подвеса на тросах, практикуется непосредственный подвес



вибраторов к реям, как показано на рис. VII. 3. 7. В этом случае вибраторы лучше делать из антенного канатика, как обладающего большей механической прочностью. При таком способе подвеса линия вибраторов из прямой превращается в цепную и имеет провес. Понятно, что этот способ удобен при небольших расстояниях между опорами.

Остановимся вкратце на основных моментах расчёта синфазной горизонтальной антенны. Её направленные свойства обычно иллюстрируются двумя кривыми: характеристикой направленности в горизонтальной плоскости (без учёта влияния земли) и характеристикой направленности в вертикальной плоскости (с учётом

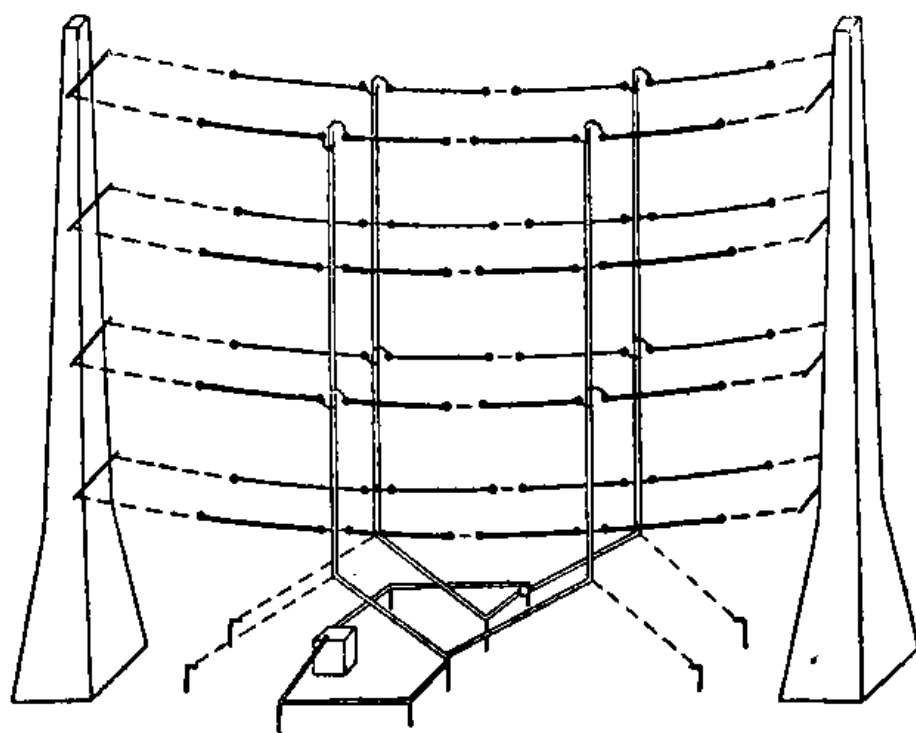


Рис. VII. 3. 7. Непосредственный подвес вибраторов к реям.

влияния земли). Первая характеристика не зависит от числа этажей  $q$ , вторая — от числа вибраторов в этаже  $p$ . Для горизонтальной плоскости мы будем иметь

$$F(\varphi) = F_0(\varphi) F_p(\varphi),$$

где  $F_0(\varphi)$  — характеристика направленности одного вибратора,  $F_p(\varphi)$  — характеристика направленности синфазной системы из  $p$  ненаправленных излучателей.

Пользуясь выражениями (III. 3. 16) и (III. 8. 24) и, подставляя  $d = \frac{\lambda}{2}$ , напишем без труда

$$F(\varphi) = \frac{1}{p} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right) \sin p\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi \sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}. \quad (1)$$

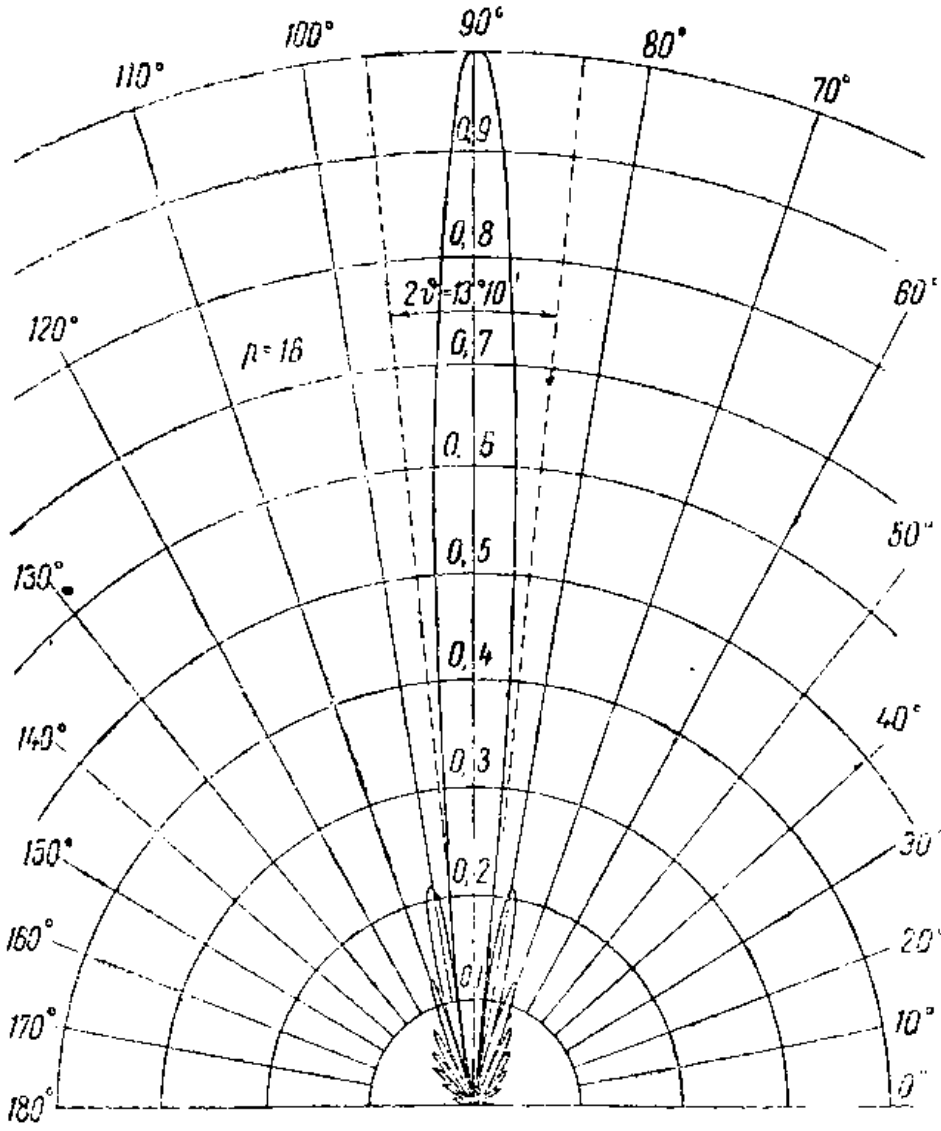
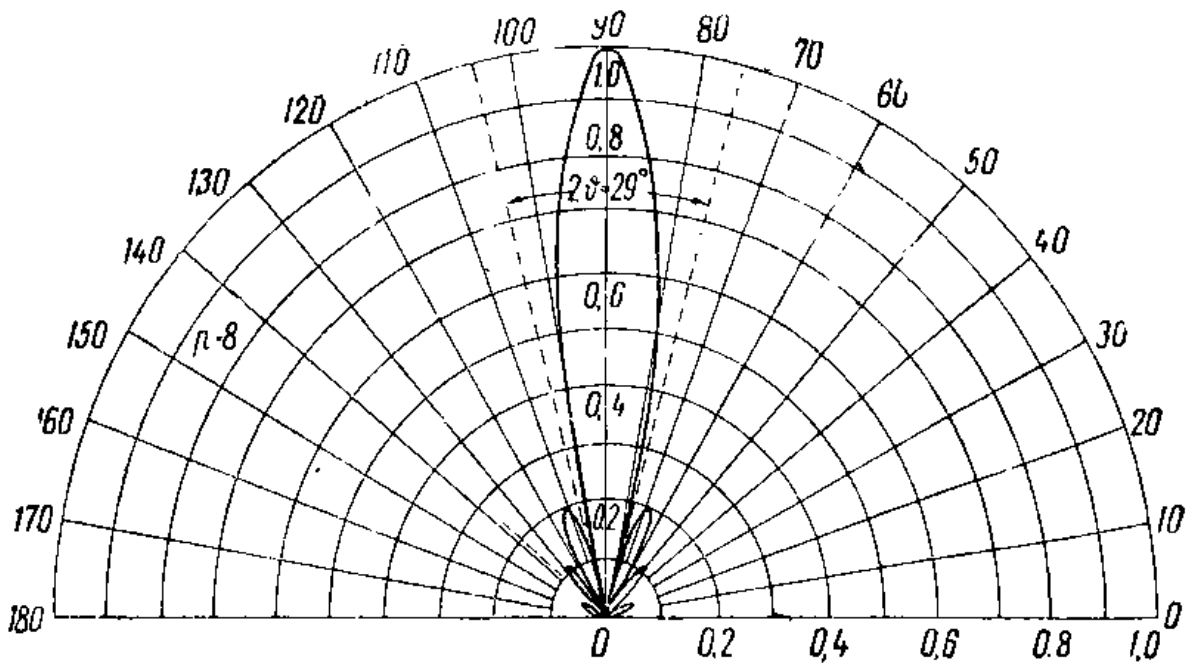


Рис. VII. 3. 8. Примеры горизонтальных характеристик направленности синфазных горизонтальных антенн.

На рис. VII. 3. 8 даны соответствующие кривые для антенны с рефлектором с разным числом вибраторов в этаже.

При расчёте вертикальной характеристики направленности земля принимается за идеальный проводник и заменяется зеркальным изображением антенны. Характеристика направленности может быть в таком случае представлена как произведение двух множителей:

1) характеристики направленности самой антенны (принимаемой за первичный излучатель) и

2) характеристики противофазной системы (вторичной), составленной из двух идентичных излучателей, разнесённых на расстояние  $2h_0$ , где  $h_0$  есть средняя высота подвеса антенны над землёй (рис. VII. 3. 9).

В вертикальной плоскости вибраторы антенны являются ненаправленными синфазными излучателями. Поэтому

$$F(\varphi) = \frac{\sin q \left( \frac{\pi}{2} \cos \varphi \right)}{q \sin \left( \frac{\pi}{2} \cos \varphi \right)} \sin (mh_0 \cos \varphi), \quad (2)$$

где угол  $\varphi$  отсчитывается от вертикали.

Для построения этой характеристики рекомендуется сперва определить направления нулевого излучения, полагая

$$\sin q \left( \frac{\pi}{2} \cos \varphi \right) = 0 \text{ и } \sin (mh_0 \cos \varphi) = 0.$$

После этого главный максимум строится по точкам. Для побочных лепестков за амплитуду можно принять значения характеристики, вычисленные для направления, среднего между двумя соседними нулями.

На рис. VII. 3. 10 дана кривая направленного действия в вертикальной плоскости для антенны в 6 этажей. Кривая построена в декартовых координатах, чтобы яснее были видны побочные максимумы. Как видим, главный максимум ориентирован под углом  $10^\circ$  к горизонту.

Сопротивление излучения описываемой антенны при расчёте относится обычно к току в пучности одного вибратора. При расчёте мы считаем токи во всех вибраторах одинаковыми, хотя в действительности это не так: амплитуда стоячих волн тока убывает по мере удаления от клемм антенны. Сопротивление излучения каждого вибратора складывается из собственного сопротивления (73,1 ом) и из сопротивлений, вносимых другими вибраторами. Нетрудно показать, что сопротивление излучения  $R_{из}$ , вносимое

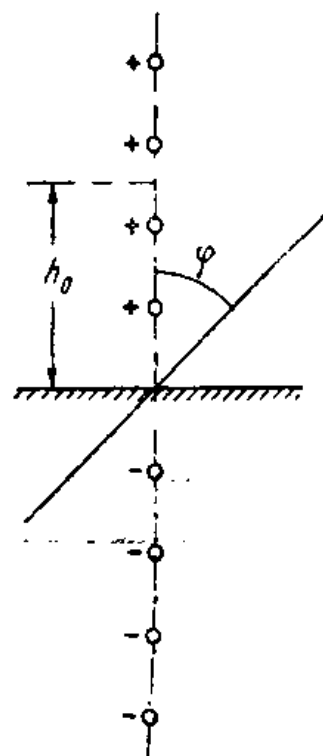


Рис. VII. 3. 9. К расчёту вертикальной характеристики направленности.

одним этажом антенны в другой, находящийся на расстоянии  $d$ , будет равно

$$R_{ik} = p R(l, 0) + 2(p-1) R\left(d, \frac{\lambda}{2}\right) + 2(p-2) R(l, \lambda) + \dots \\ \dots + 2 R\left(d, \frac{p-1}{2} \lambda\right)^1. \quad (3)$$

Полагая  $d = 0$ , получим сопротивление излучения этажа от собственных токов

$$R_{ii} = p R(0, 0) + 2(p-1) R\left(0, \frac{\lambda}{2}\right) + 2(p-2) R(0, \lambda) + \dots \\ \dots + 2 R\left(0, \frac{p-1}{2} \lambda\right). \quad (4)$$

Значения вносимых сопротивлений (в данном случае совпадающих со значениями взаимных сопротивлений) берутся из таблиц в конце книги. Пользуясь выражениями (3) и (4), нетрудно подсчитать полное сопротивление излучения для каждого из этажей в отдельности.

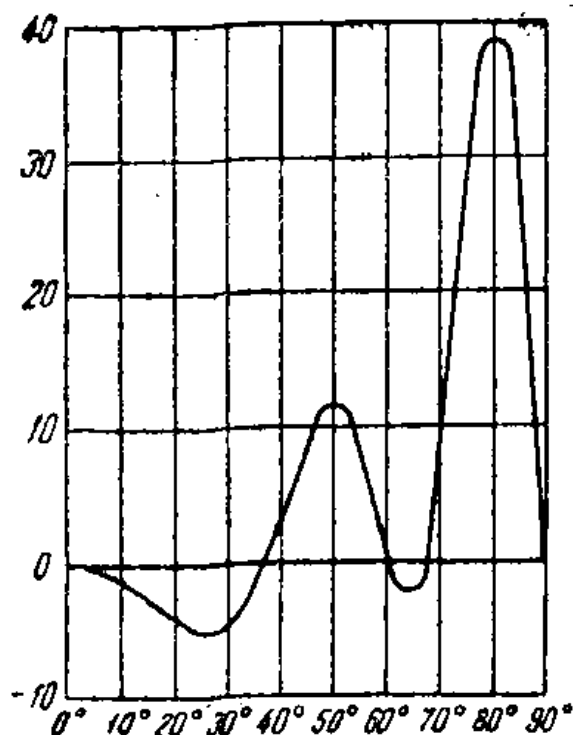


Рис. VII. 3. 10. Вертикальная характеристика направленности 6-этажной антенны; угол отсчитывается от вертикали.

При этом действие земли заменяется действием зеркального (противофазного) изображения, каждый этаж которого вносит своё сопротивление.

Сложив сопротивления этажей, получим сопротивление излучения всей антенны без рефлектора.

Для дальнейших расчётов нам надо знать взаимное сопротивление между антенной и рефлектором  $Z_{12} = R_{12} + j X_{12}$ , отнесённое к току в пучности вибратора. Это сопротивление может быть подсчитано по формулам, составленным из  $R(l, h)$  и  $X(d, h)$  аналогично выражению (3), как сопротивление, вносимое синфазным и одинаковым с антенной полотном, расположенным на месте рефлектора.

В активном рефлекторе ток опережает ток антенны на  $90^\circ$  и равен ему по амплитуде. Обозначая через  $R_{AR}$  и  $R_{RA}$  сопротивления, вносимые рефлектором в антенну и обратно, получим

$$R_{AR} = -X_{12} + j R_{12} \quad R_{RA} = X_{12} - j R_{12}$$

<sup>1)</sup> Смысл обозначений  $R(d, h)$  см. в разд. 9, гл. III.

откуда найдём значения активной составляющей:

$$R_{\Sigma A} = R_{\Sigma 11} - X_{\Sigma 12} \text{ для антенны и}$$

$$R_{\Sigma R} = R_{\Sigma 11} + X_{\Sigma 12} \text{ для рефлектора.}$$

Таким образом, сопротивление излучения антенны

$$R_{\Sigma} = R_{\Sigma A} + R_{\Sigma R} = 2R_{\Sigma 11},$$

т. е. при наличии активного рефлектора сопротивление излучения антенны удваивается.

Если нам задана мощность, излучаемая антенной  $P_{\Sigma}$ , то теперь мы можем подсчитать ток в пучности вибратора

$$I_p = \sqrt{\frac{P_{\Sigma}}{R_{\Sigma}}} = \sqrt{\frac{P_{\Sigma}}{2R_{\Sigma 11}}}$$

и, зная величину эквивалентного волнового сопротивления вибраторов антенны  $\rho_{00}$  (гл. III, разд. 2), найти разность потенциалов между концами двух вибраторов. Эта разность должна быть меньше критического напряжения факела для данной частоты.

Мощность, излучаемая антенной и рефлектором, неодинакова; в первом случае (антенны)

$$P_{\Sigma A} = 0,5 P_{\Sigma} \left(1 - \frac{X_{\Sigma 12}}{R_{\Sigma 11}}\right);$$

во втором

$$P_{\Sigma R} = 0,5 P_{\Sigma} \left(1 + \frac{X_{\Sigma 12}}{R_{\Sigma 11}}\right).$$

Практически на долю антенны приходится около 80% излучаемой мощности, на долю рефлектора около 20% ( $X_{\Sigma 12}$  оказывается отрицательным).

Переходя к случаю пассивного рефлектора, положим, что ток в нём в  $\beta$  раз больше тока в антенне и опережает его по фазе на угол  $\varphi$

$$I_p = \beta I_A e^{j\varphi}.$$

Тогда активное сопротивление, вносимое рефлектором, будет

$$R_{AR} = Re | \beta (R_{12} + jX_{12}) e^{j\varphi} | = \beta (R_{12} \cos \varphi - X_{12} \sin \varphi),$$

что даёт увеличение сопротивления излучения  $R_{\Sigma 11}$ , вычисленного для антенны без рефлектора на 60—70% в зависимости от регулировки рефлектора. Об определении величин  $\beta$  и  $\varphi$  мы скажем несколько дальше.

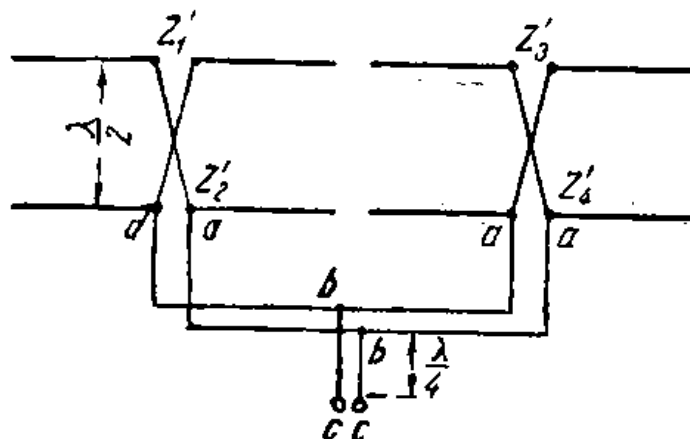
Покажем теперь, как подсчитать сопротивление на клеммах антенны (пренебрегая всеми потерями энергии, кроме излучения). Обозначим через  $Z_k$  сопротивление пары вибраторов, питаемых от одной ёлочки, отнесённое к току в пучности.

Оно складывается из собственного сопротивления и сопротивлений, вносимых всеми остальными вибраторами антенны и рефлектора.

Сопротивление этой пары вибраторов в пучности напряжения т. е. там, где они присоединяются к фидерной линии, будет

$$Z'_k = \frac{\rho^2}{Z_k}$$

Сопротивления всех вибраторов, питаемых фидером ёлочкой, ока-



зываются включёнными в параллель через полволны (рис. VII. 3. 11). Так как полуволновый отрезок линии не меняет величины сопротивления нагрузки, проводимость на клеммах *aa* ёлочки  $Y_I(a)$ , очевидно, будет равна

Рис. VII. 3. 11. К расчёту сопротивления на клеммах антенны.

$$Y_I(a) = \frac{1}{\rho^2} \sum_{k=1}^p Z_k,$$

где  $p$  — число этажей в ёлочке (в антенне). Если отрезки фидерных линий от клемм ёлочек (*aa*) до общих клемм *bb* будут кратны полуволне, то полная проводимость на этих клеммах будет равна сумме проводимостей отдельных ёлочек, или

$$Y_b = Y_I + Y_{II} + \dots = \frac{1}{\rho^2} \sum_{k=1}^{n/2} Z_k,$$

где  $n$  — полное число полуволновых вибраторов антенны.

На расстоянии четверти волны от клемм *bb* на клеммах антенны *cc* сопротивление  $Z_A$  будет:

$$Z_A = \rho^2 Y_b = \frac{\rho^2}{\rho^2} \sum_{k=1}^{(n/2)} Z_k;$$

здесь  $\rho$  — волновое сопротивление фидерной линии на участке *bc*.

Заметим, теперь, что сумма всех  $Z_k$  есть не что иное, как сумма комплексного сопротивления антенны  $R_{\Sigma 11} + jX_{\Sigma 11}$ <sup>1)</sup> и сопротивления, вносимого в антенну рефлектором  $Z_{AR} = \beta Z_{12} e^{j\varphi}$ .

В случае активного рефлектора надо подставить  $\beta = 1$ ,  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ .

В случае пассивного — величины  $\beta$  и  $\varphi$  надо предварительно определить.

Для этого рассмотрим сопротивление на клеммах рефлектора, который в отличие от антенны замыкается на реактивное сопротивле-

<sup>1)</sup> При укороченных вибраторах можно считать  $X_{\Sigma 11} = 0$ .

ние  $Z_0$ , включаемое между клеммами  $cc$  (рис. VII. 3. 11). Полное сопротивление цепи рефлектора, очевидно, будет складываться из:

- 1) реактанца нагрузки  $Z_0$ ,
- 2) сопротивления излучения от собственных токов  $\frac{\rho^2}{\rho^2_\alpha} R_{\Sigma 11}$ ,
- 3) сопротивления, вносимого антенной,

$$Z_{RA} = \frac{\rho^2}{\rho^2_\alpha} \frac{1}{\beta} Z_{12} e^{-j\varphi}.$$

Последнее сопротивление соответствует эдс, наводимой антенной в рефлекторе. Так как других эдс в рефлекторе нет, сумма всех сопротивлений должна быть равна нулю

$$Z_0 + \frac{\rho^2}{\rho^2_\alpha} \left( R_{\Sigma 11} + \frac{1}{\beta} Z_{12} e^{-j\varphi} \right) = 0.$$

Решая полученное уравнение, найдём обе величины:  $\beta$  и  $\varphi$ . Сопротивление на клеммах антенны  $bb$  будет равно

$$Z_{bb} = \frac{\rho_\alpha^2}{\sum_{k=1}^{n/2} Z_k} = \frac{\rho_\alpha}{R_{\Sigma 11} + \beta Z_{12} e^{j\varphi}}.$$

Зная это сопротивление, мы можем рассчитать переходное устройство по ф-лам (II. 3. 16), (II. 8. 16) и (II. 8. 2). За переходным устройством по направлению к генератору в фидерной линии установится бегущая волна. Если конструктивные данные линии и мощность в антенне известны, мы без труда найдём КПД линии и величину тока и напряжения у антенны и у генератора.

Горизонтальная синфазная антенна обладает очень хорошей характеристикой направленности: почти вся излучаемая энергия сосредоточена в главном луче; побочные лучи имеют значительно меньшую амплитуду и их немного. Это весьма ценное свойство горизонтальной синфазной антенны является её основным достоинством. Вторым положительным свойством её является высокий КПД, ввиду малости потерь и большого сопротивления излучения (порядка 2000—4000 ом) близкий к 95—100%.

Основным недостатком рассматриваемой антенны является то, что она настроена на одну волну и при переходе на другую рабочую волну, отличающуюся более чем на 5%, при большом числе вибраторов требует полной переделки. Другим недостатком антенны является сложность устройства и дороговизна её содержания. Она может быть рекомендована лишь на самых ответственных линиях связи, требующих высокого качества передачи и допускающих большие капитальные вложения.

Горизонтальная синфазная антенна является практически единственной настроенной антенной, применявшейся и применяемой у нас в Союзе. Познакомимся в общих чертах с различными типами настроенных передающих антенн, нашедших себе применение в

других странах. Эти антенны мы рассмотрим в хронологическом порядке.

Первой по времени своего появления была антенна Франклина (1926 г.), составленная из вертикальных элементов, устройство

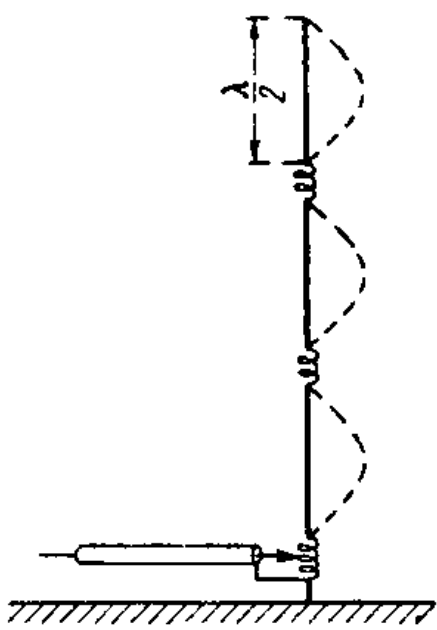


Рис. VII. 3. 12. Схема одного элемента антенны Франклина.

которых показано на рис. VII. 3. 12. Каждый элемент содержит три полуволновых вибратора, соединённых между собой через так называемые антирезонансные катушки. Назначение этих катушек — поглотить половину стоячей волны тока, обеспечив синфазное питание вибраторов. Для этой цели катушки берутся настолько большими, чтобы за счёт распределённой ёмкости на них устанавливалась стоячая полуволна тока.

Антенна Франклина состояла из двух секций по 16 вертикальных отстоящих на полволны проводов (элементов) в каждой и была снабжена пассивным рефлектором из трёх расположенных один над другим рядов, изолированных друг от друга полуволновых вибраторов.

Каждый элемент антенны возбуждался от коаксиального фидера. Два фидера от двух соседних элементов соединялись впараллель (рис. VII. 3. 13); при бегущей волне в фидерах сопротивление при

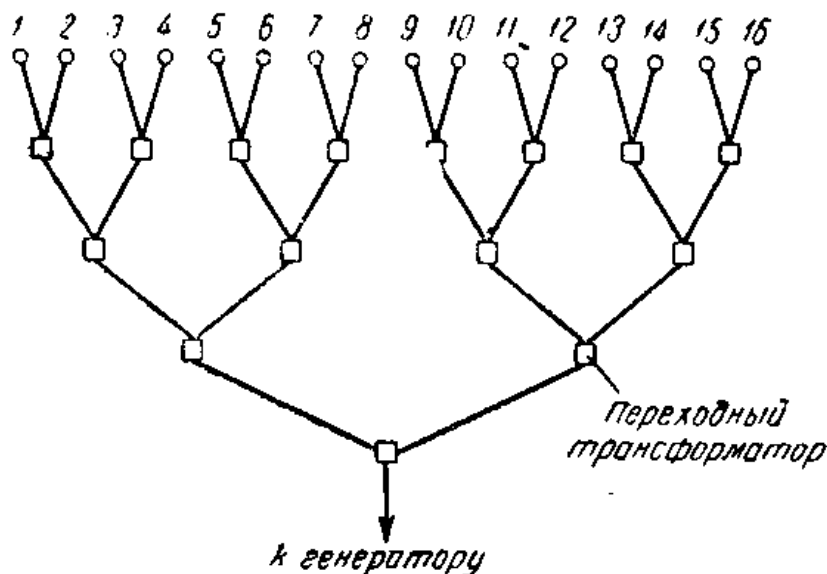


Рис. VII. 3. 13. Схема питания одной секции антенны Франклина.

таком их соединении оказывалось в два раза меньше волнового; чтобы трансформировать это сопротивление в волновое и тем обе-



спечить бегущую волну в следующем (по направлению к передатчику) отрезке фидера, необходимо было применять специальные переходные трансформаторы. Как видим, схема питания антенны отличается необычайной сложностью. При правильной регулировке питающей сети антенна даёт хорошую направленность как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскостях. При этом электрическое поле имеет вертикальную поляризацию.

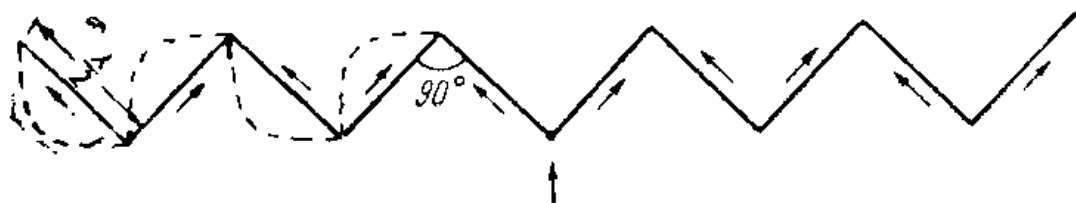


Рис. VII. 3. 14. Схема элемента антенны Ширекса.

Вслед за описанной английской направленной антенной появилась французская антенна системы инженера Ширекса (Chireix), применяемая и до сих пор французской компанией SFR (Société Française Radioélectrique). Элементом такой антенны является зигзагообразный провод, изображённый на рис. VII. 3. 14. Длина каждого прямолинейного отрезка равна половине длины волны и на нём устанавливается стоячая полуволна тока. В двух смежных вибраторах ток имеет противоположное направление. Перпендикулярно полотну антенны вибраторы с различными направлениями токов создадут два взаимно перпендикулярных вектора электрического поля  $E_1$  (рис. VII. 3. 15). Складываясь, эти векторы дадут результирующий вертикальный вектор.

Таким образом, поле в направлении главного луча (перпендикулярном плоскости полотна антенн) оказывается поляризованным вертикально. Стремление иметь вертикальную поляризацию характерно для первоначальных типов коротковолновых антенн. На рис. VII. 3. 16 показан внешний вид антенны Ширекса.

В 1930 г., уже после появления описанной выше горизонтальной антенны Телефункен, Американская Радиокорпорация (RCA) ввела в практику направленные антенны, составленные из длинных прямолинейных проводов: это так называемые гармонические (harmonic wire) антенны и V-образная антенна Картера<sup>1)</sup>. Пространственная характеристика очень длинного провода, вычисляемая по ф-лам (III. 8. 44) и (III. 8. 45), представляет собой ряд воронкообразных тел вращения (конусов излучения), общей осью которых

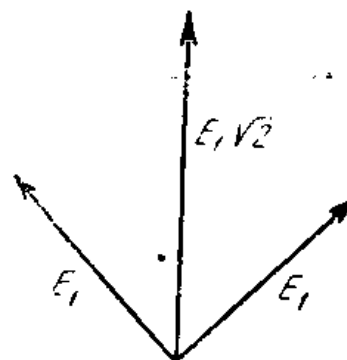


Рис. VII. 3. 15. Сложение векторов поля в направлении главного луча антенны Ширекса.

<sup>1)</sup> Carter, Hansell. Lindenblad. Proc. IRE, Oct. 1931, pp. 1773—1842.

является ось провода. При этом чем длиннее провод, тем на большее число конусов распадается характеристика; число это оказывается

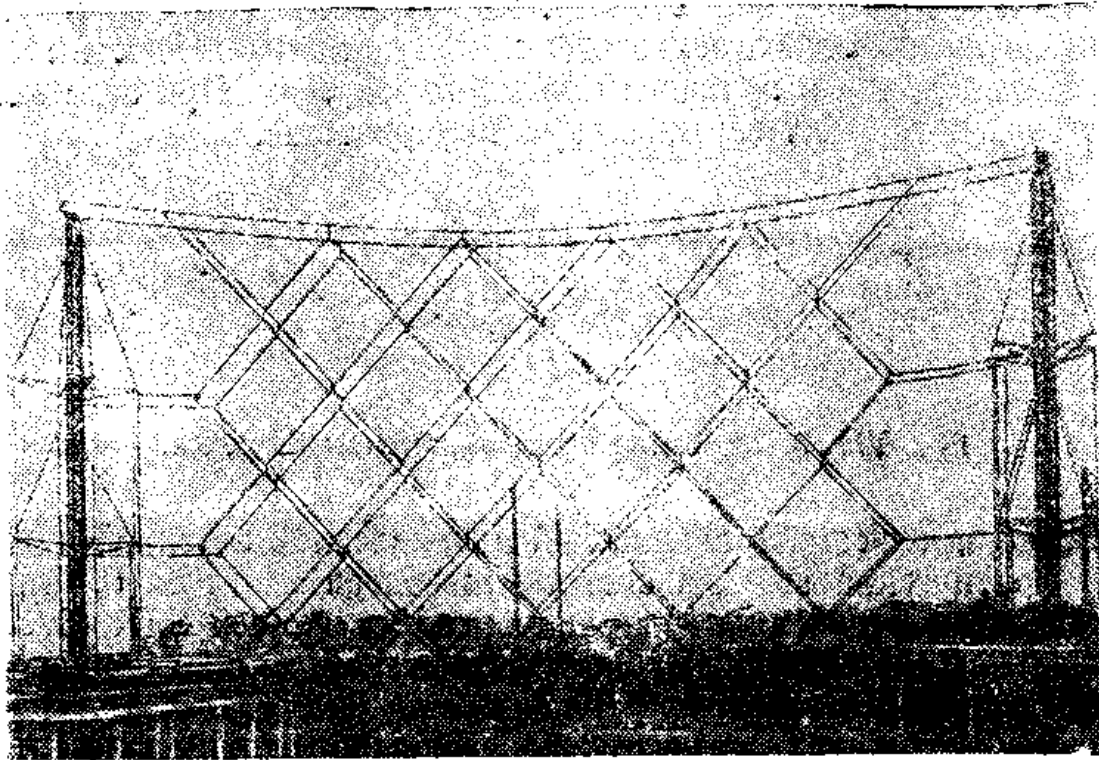


Рис. VII. 3. 16. Передающая антенна Ширекса.

равным номеру гармоники, т. е. числу полуволн, укладываемых на проводе.

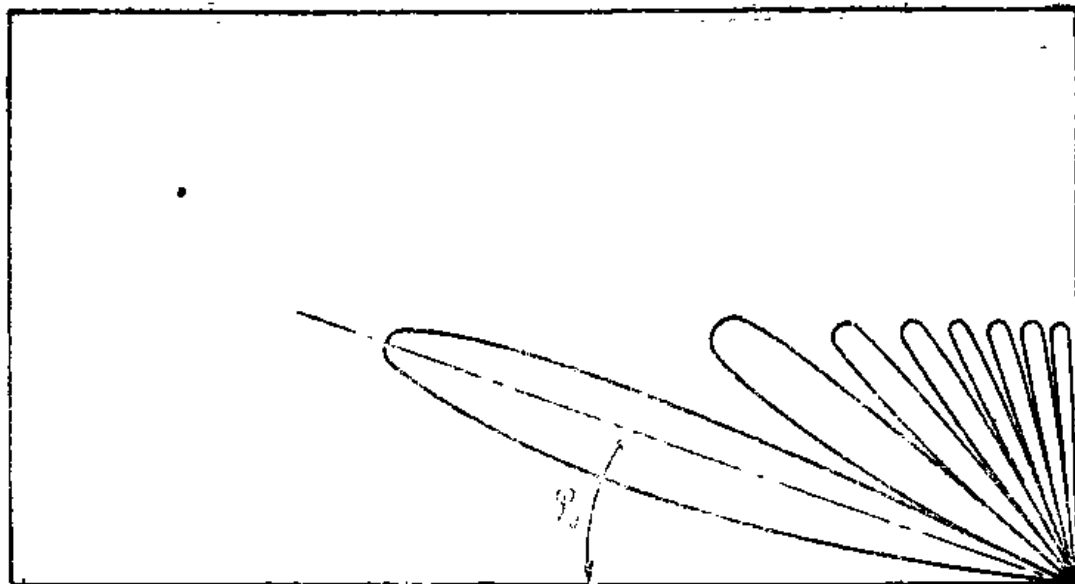


Рис. VII. 3. 17. Характеристика направленности длинного провода (16-я гармоника).

На рис. VII. 3. 17 показано сечение меридиональной плоскостью характеристики направленности провода длиной  $8\lambda$  (для одного квадранта).

Из упомянутых формул для характеристики направленности видно, что напряжённость поля растёт с уменьшением угла  $\varphi$ . И действительно, наибольшее количество излучаемой энергии оказывается сосредоточенным в двух конусах, ближайших к оси провода. С увеличением длины провода угол максимального излучения  $\varphi_0$  уменьшается. Для 16-й гармоники (рис. VII. 3.17) он равен  $17,5^\circ$ .

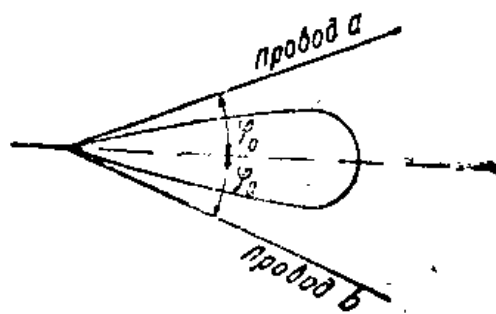


Рис. VII. 3. 18. Сложение излучения от двух длинных проводов;

Для использования направленных свойств длинных проводов можно расположить два провода под таким углом, чтобы направления наибольшего излучения у них совпадали, т. е. пришлись бы на биссектрисе угла, образуемого проводами (рис. VII. 3.18). Так получается V-образная антенна, составленная из двух проводов длиной  $8\lambda$ , образующих угол  $2\varphi_0 = 35^\circ$ . Для получения однонаправленного излучения параллельно антенне и позади неё располагается такой же V-образный активный рефлектор. Чтобы уменьшить взаимное влияние антенны и рефлектора, расстояние между ними берётся не  $\frac{\lambda}{4}$ , а  $2\frac{1}{4}\lambda$ . Ток в рефлекторе, как обычно, опережает ток антенны на  $90^\circ$ . Чтобы сконцентрировать излучение в вертикальной плоскости, две такие антенны располагаются одна над другой на расстоянии полволны и возбуждаются в фазе.

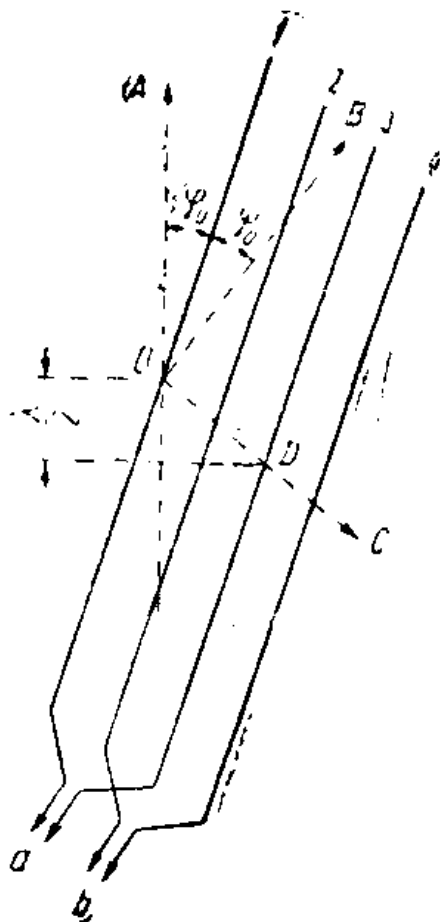


Рис. VII. 3. 19. Схема гармониковой антенны.

Другой тип антенны из длинных проводов — так называемая гармониковая антенна — изображён на рис. VII. 3. 19. Провод 1 в верхней полуплоскости рисунка имеет два направления максимального излучения:  $OA$  и  $OB$ . Ориентируем провод 1 так, чтобы одно из них, например  $OA$ , совпало с направлением на корреспондента. Для подавления излучения в направлении  $OB$  используется провод 3. Проведём перпендикулярно  $OB$  направление  $OC$  (из середины провода 1). Если взять провод 3, параллельный и противофазный проводу 1 и перемещать его так, чтобы середина его оставалась на линии  $OC$ , то мы всегда будем иметь в направ-

лении  $OB$  нуль излучения, так как противофазные провода дают нуль в направлении, перпендикулярном линии их расположения. Расстояние  $OD$  между центрами проводов 1 и 3 мы выберем, исходя из того соображения, чтобы в направлении  $OA$  эти провода были сдвинуты на полволны: тогда в указанном направлении их излучение будет складываться. Провода 1 и 3, расположенные описанным образом, и составляют собственно антенну, питаемую от генератора помощью линии  $a$ . Провода 2 и 4 представляют собою рефлектор, сдвинутый относительно антенны в направлении  $OA$  на четверть волны и питаемый с опережением на  $90^\circ$  с помощью линии  $b$ .

Гармониковая антенна выполняется в двух вариантах: горизонтальном (тип С), когда описанная система проводов подвешивается горизонтально на высоте полволны, и вертикальном (тип В), когда полотно антенны вертикально и провода наклонены к горизонту под углом  $5^\circ$ . При этом, если длина каждого провода равна  $8\lambda$  и угол максимального излучения  $\varphi_0 = 17,5^\circ$ , антенна имеет наибольшее излучение под углом  $17,5^\circ - 5^\circ = 12,5^\circ$  к горизонту <sup>1)</sup>.

Антенны из длинных проводов привлекают простотой своего устройства. Однако, по своим направленным свойствам они значительно уступают рассмотренным ранее антеннам. Дело в том, что указанное выше ослабление излучения в направлениях вторичных максимумов имеет место только в плоскости антенны. Вне этой плоскости, в окружающем антенну пространстве электромагнитное поле получается очень сложным, богатым побочными лучами; некоторые из них по своей интенсивности могут быть сравнимы с главным лучом. В результате на долю последнего приходится лишь небольшая часть излучаемой энергии (меньше половины); остальная часть расходуется напрасно на излучение в ненужных направлениях.

Все рассмотренные нами антенны, кроме антенны Франклина, вошли в практику радиосвязи соответствующих стран и применяются там до сих пор. Лишь антенна Франклина, сложная и неудобная в настройке, в новых установках фирмы Маркони не применяется. Вместо нее эта фирма разработала новый тип антенн небольшой высоты и имеющих наибольшие размеры не перпендикулярно, а вдоль направления главного излучения. Такое устройство удобно с точки зрения расположения на территории передающего радиоцентра нескольких антенн, обслуживающих смежные направления.

Основным элементом антенны Маркони <sup>2)</sup> является вертикальный шлейф (петля) длиной в четверть волны (рис. VII. 3. 20). Из разд. 5, гл. II известно, что сопротивление горизонтального шлейфа указанной длины равно нулю. Это положение будет справедливо и для вертикального шлейфа с той, однако, поправкой,

<sup>1)</sup> Другие антенны этого класса описаны в статье Ф. К. Савельева «Передающие антенны». «Техника связи» № 10 и 11, 1936.

<sup>2)</sup> A. W. Ladner. The Marconi Review, № 67, Sept., Dec. 1937.

Что оно относится к реактивному сопротивлению; вследствие излучения активное сопротивление шлейфа не будет равно нулю. Таким образом, включение шлейфа в провод эквивалентно включению активного сопротивления с той разницей, что фазы тока на выходе и входе шлейфа противоположны. Провод со включенными шлейфами можно рассматривать как провод с большим погонным сопротивлением и увеличенным затуханием, для которого можно подобрать сопротивление  $\rho$ , равное волновому, и замыкающее его конец на землю, тогда в отрезках провода между вибраторами установится бегущая волна, затухающая по мере приближения к сопротивлению  $\rho$ . Фаза её в местах включения вибраторов будет меняться на  $180^\circ$ . На рис. VII. 3. 20 стрелки у вибратора 3 пока-

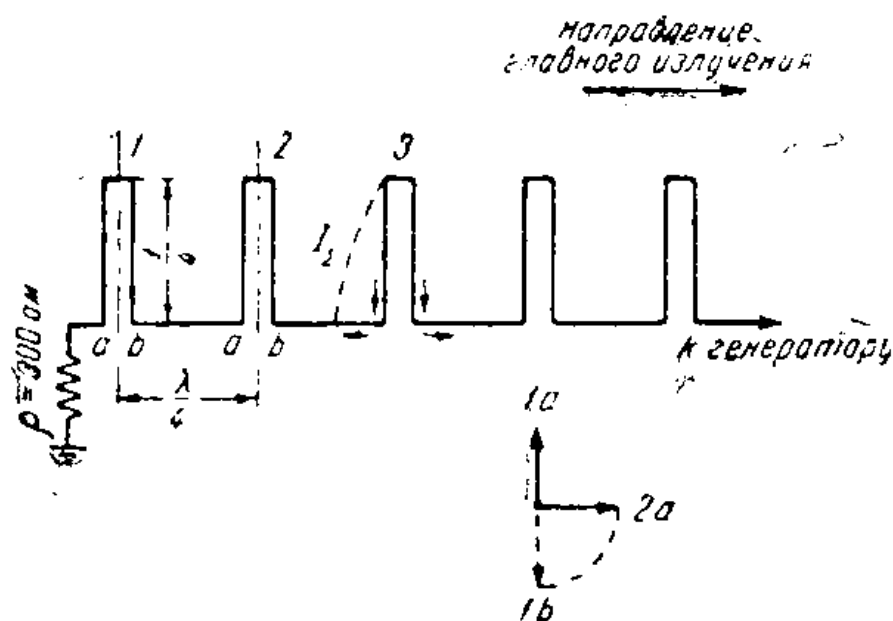


Рис. VII. 3. 20. Схема петлевой антенны Маркони. Векторная диаграмма относится к токам первого и второго петлевых вибраторов (шлейфов).

зывают мгновенное направление тока. Там же пунктиром показана кривая тока излучения  $I_z$ , представляющего собой однофазный (суммарный) ток обоих проводов вибратора. На рисунке приведена векторная диаграмма, в которой вектор  $1a$  обозначает ток в горизонтальном проводе у выхода из первого вибратора (в точке  $a$ ), вектор  $1b$  — ток у входа в него (в точке  $b$ ). На протяжении отрезка горизонтального провода, между первым и вторым вибратором, фаза тока меняется на  $90^\circ$  в сторону опережения.

Таким образом, ток у выхода из второго вибратора  $2a$  оказывается отстающим от тока  $1a$  на четверть периода. Такую же картину мы получим для любых двух вибраторов. В итоге оказывается, что токи в вибраторах убывают по амплитуде к концу провода (вследствие расхода энергии на излучение) и имеют опережение по фазе на  $90^\circ$  один относительно другого (если идти к концу провода). Системы, в которых сдвиг фаз соответствует расстоянию между вибраторами, обладают однонаправленным излучением.

Для вибраторов с одинаковым током это нетрудно проверить, подставляя в ф-лу (III. 8. 15)  $d = \frac{\lambda}{4}$  и  $\psi = \frac{\pi}{2}$ .

При этом оказывается, что максимум излучения направлен в сторону отставания по фазе, т. е. в данном случае в сторону передатчика.

Антенна Маркони обычно устраивается из двух или четырёх рядов, содержащих каждый от 8 до 16 петлевых вибраторов, чем достигается ещё большая концентрация излучения в горизонтальной плоскости (большая, нежели в вертикальной). Питание антенны осуществляется коаксиальным фидером.

Направленные свойства описанной антенны довольно хорошие, хотя и уступают направленным свойствам синфазной антенны. Вертикальная поляризация электрического поля и наличие сопротивления  $r$ , поглощающего часть энергии высокой частоты и снижающего кпд, являются недостатками антенны. Следует впрочем заметить, что ввиду значительного затухания до этого сопротивления доходит лишь небольшая доля энергии, подаваемой в антенну.

Особое место среди настроенных антенн занимают направленные антенны для коротковолнового радиовещания. С первых шагов такого радиовещания выяснилась нецелесообразность применения для него ненаправленных антенн. В самом деле, в одно и то же время приходится обслуживать вещанием несколько удалённых районов, различающихся не только по национальности населения (и в частности по языку радиослушателей), но и по местному времени. Отсюда следует, что одновременно надо передавать несколько программ, различных для разных направлений. При этом волны, на которых производится передача, должны быть взяты различными в зависимости от условий освещённости на пути их распространения.

Вот почему целесообразным оказывается применение направленных антенн, обслуживающих не определённое направление, а определённый сектор. Одновременно применение направленных антенн позволяет с наилучшим эффектом использовать мощность радиовещательного передатчика.

Наиболее важными величинами, определяющими устройство направленных антенн для радиовещания, являются:

- а) угол раствора сектора, обслуживаемого антенной,
- б) мощность радиовещательного передатчика,
- в) требования в отношении возможности перемещения направления главного излучения.

Угол раствора, разумеется, задаётся по-разному в каждом отдельном случае. Однако, практика показала, что этот угол в среднем может быть принят равным 30—40°. Так например, Британская Радиовещательная Корпорация (BBC) требует, чтобы радиовещательные антенны давали ослабление поля на 6 дБ при отклонении от направления наибольшего излучения на  $\pm 18^\circ$ <sup>1)</sup>. Лишь

<sup>1)</sup> Hayes and Mac Larty. IEE Journal, vol. 85, No 513, Sept. 1939, p. 321.

для небольшого числа антенн эти границы оказались необходимым расширить до  $\pm 34^\circ$ . Для коротковолнового радиовещательного центра под Москвой угол раствора обслуживаемого сектора установлен в  $30^\circ$ . При отклонении на  $\pm 15^\circ$  от оси луча поле не должно падать ниже 0,707 значения поля в направлении оси.

Что касается мощностей коротковолновых радиовещательных передатчиков, то они оказываются весьма значительными. Так передатчики BBC в Давентри имеют мощность 100 *квт* на несущей частоте, передатчики Московского радицентра — 150 *квт*<sup>1)</sup>. При модуляции пиковая мощность может достигать соответственно до 400 и 600 *квт*. На неё то и приходится ориентироваться при конструировании антенн, которые и при пиковом значении мощности должны быть свободны от опасности перенапряжения.

Что касается требований к перемещению главного максимума, то нередко по условиям эксплуатации бывает желательно менять направления наибольшего излучения на  $180^\circ$  или перемещать его на небольшой угол ( $5-10^\circ$ ) вправо и влево.

Основным затруднением, возникающим при проектировании коротковолновых радиовещательных антенн, является то обстоятельство, что требуемая слабая направленность обуславливает небольшие размеры антенн, а в связи с этим сопротивление излучения их оказывается низким по сравнению с сопротивлением остронаправленных антенн и подчас недостаточным для того, чтобы при заданной мощности обеспечить в антенне токи и напряжения, не являющиеся опасными.

Для передатчиков мощностью в 100 *квт*, установленных в Давентри, оказалось возможным применить горизонтальные синфазные антенны. Последние были выбраны после длительных испытаний, показавших их преимущества по сравнению с системами вертикальных проводов. Антенны, установленные в Давентри, как правило, состоят из четырёх этажей по 4 вибратора в каждом и снабжены пассивным рефлектором.

Длина вибратора взята  $0,45\lambda$ , высота первого этажа над землёй  $\lambda$  и  $2\lambda$ . Переворачивание главного луча достигается переключением антенны и рефлектора, смещение его — сдвигом фаз в двух половинах антенны.

Понятие о направленных свойствах этих антенн даёт следующая таблица.

Тип антенны	Высота нижнего этажа	Обслуживаемый сектор	Кнд
СГ-4/2-Р	$\lambda$	$68^\circ$	78
СГ-4/4-Р	$\lambda$	$36^\circ$	148
СГ-4/4-Р	$2\lambda$	$36^\circ$	185

Антенны Московского радиовещательного центра выполнены более оригинально. Они рассчитаны на работу со специальным пе-

<sup>1)</sup> А. Л. Минц и М. С. Нейман «Радиотехника» № 1 за 1937 г.

передатчиком, имеющим два канала усиления высокой частоты (блока), питающих независимо свои части антенны. Сложение мощностей этих каналов производится в пространстве.

За основу антенны взята система из двух полуволновых вибраторов, смещённых вдоль оси на  $3/4$  длины волны (рис. VII. 3. 21).

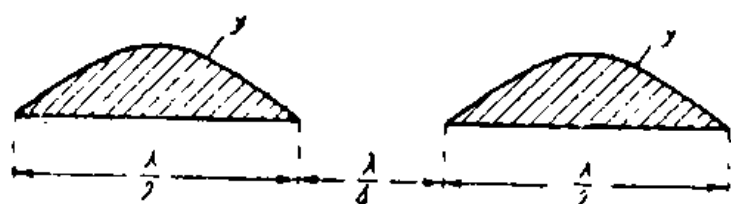


Рис. VII. 3. 21. Схема одного этапа коротковолновой радиовещательной антенны.

Эти два вибратора питаются отдельно от упомянутых каналов передатчика. При синфазном возбуждении они дают характеристику направленности, изображённую на рис. VII. 3. 22, при питании со сдвигом

фаз позволяют смещать главный луч на  $5-10^\circ$  при одновременном возрастании побочных лепестков. Характеристика рис. VII. 3. 22 обеспечивает выполнение поставленных условий ослабления напряжённости поля по краям для сектора в  $34^\circ$ . Для концентрации излучения в вертикальной плоскости антенны устраиваются из 2 или 4 пар таких вибраторов, расположенных одна над другой через полволны; на таком же расстоянии находится нижняя пара вибраторов от земли. Все антенны снабжены пассивными рефлекторами, отстоящими на  $0,2$  волны от антенны и имеющими то же устройство, что и антенна.

Так как пиковая мощность передатчика составляет  $600 \text{ кВт}$ , то на долю одного вибратора с рефлектором приходится  $75 \text{ кВт}$ . При столь большой мощности и при работе на очень коротких волнах во избежание перенапряжений необходимо принять меры к резкому увеличению погонной ёмкости вибраторов по сравнению с погонной ёмкостью обычного провода.

Вибраторы антенн Московского радиовещательного центра выполнены в виде алюминиевых цилиндров диаметром в  $1 \text{ м}$  с закруглёнными концами. Вибраторы разрезаны на две половины, разделённые в пучности тока изолятором для того, чтобы можно было осуществить питание двухпроводным фидером. Эти вибраторы жёстко крепятся к железным свободно стоящим опорам помощью изоляторов, расположенных в пучности тока и потому несущих небольшие напряжения<sup>1)</sup>.

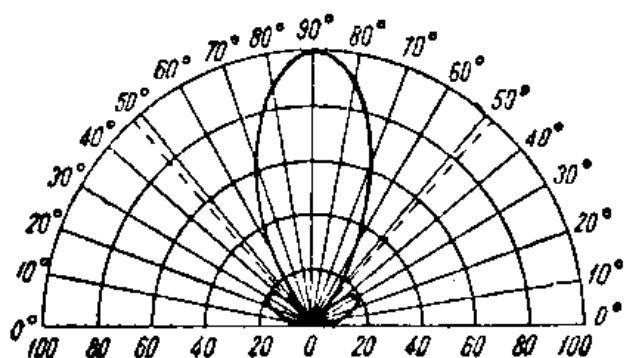


Рис. VII. 3. 22. Горизонтальная характеристика направленности коротковолновой радиовещательной антенны Московского радиоцентра.

<sup>1)</sup> Другой возможный вариант питания состоит в том, что вибраторы возбуждаются по схеме рис. VII. 3. 2, тогда вибраторы делаются сплошными, без разреза, и крепятся к мачте в пучности тока без изоляторов.



Схема синфазного питания четырёхэтажной антенны показана на рис. VII. 3. 23. Волновое сопротивление фидеров на участке 1 равно 200 Ом, на участках 2 и 3 равно 100 Ом. Благодаря такому подбору волновых сопротивлений в точках разветвления *a* не произойдёт изменения коэффициента бегущей волны. Фидеры выполнены из двух параллельных лент, заключённых в экран. На рис. VII. 3. 24 показан внешний вид антенн описываемого типа.

В заключение этого раздела остановимся на некоторых вопросах конструктивного оформления настроенных антенн. Не касаясь устройства мачт и башен, излагаемого в курсе «Антенных сооружений», заметим, что основными материалами, необходимыми для построения полотна антенны, являются стальной трос, провод для вибраторов и фидеров и изоляторы.

Диаметр троса и его данные определяются той механической нагрузкой, которую ему приходится нести в полотне антенны.

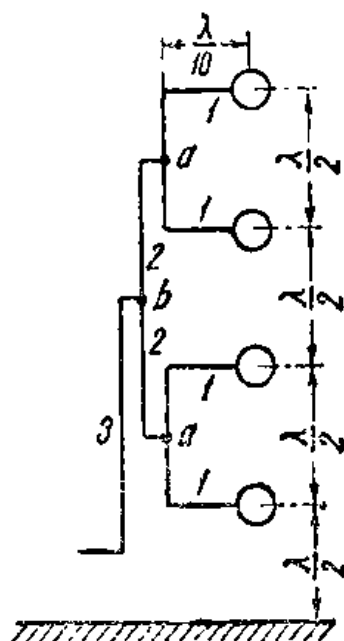


Рис. VII. 3. 23. Схема питания четырёхэтажной антенны.

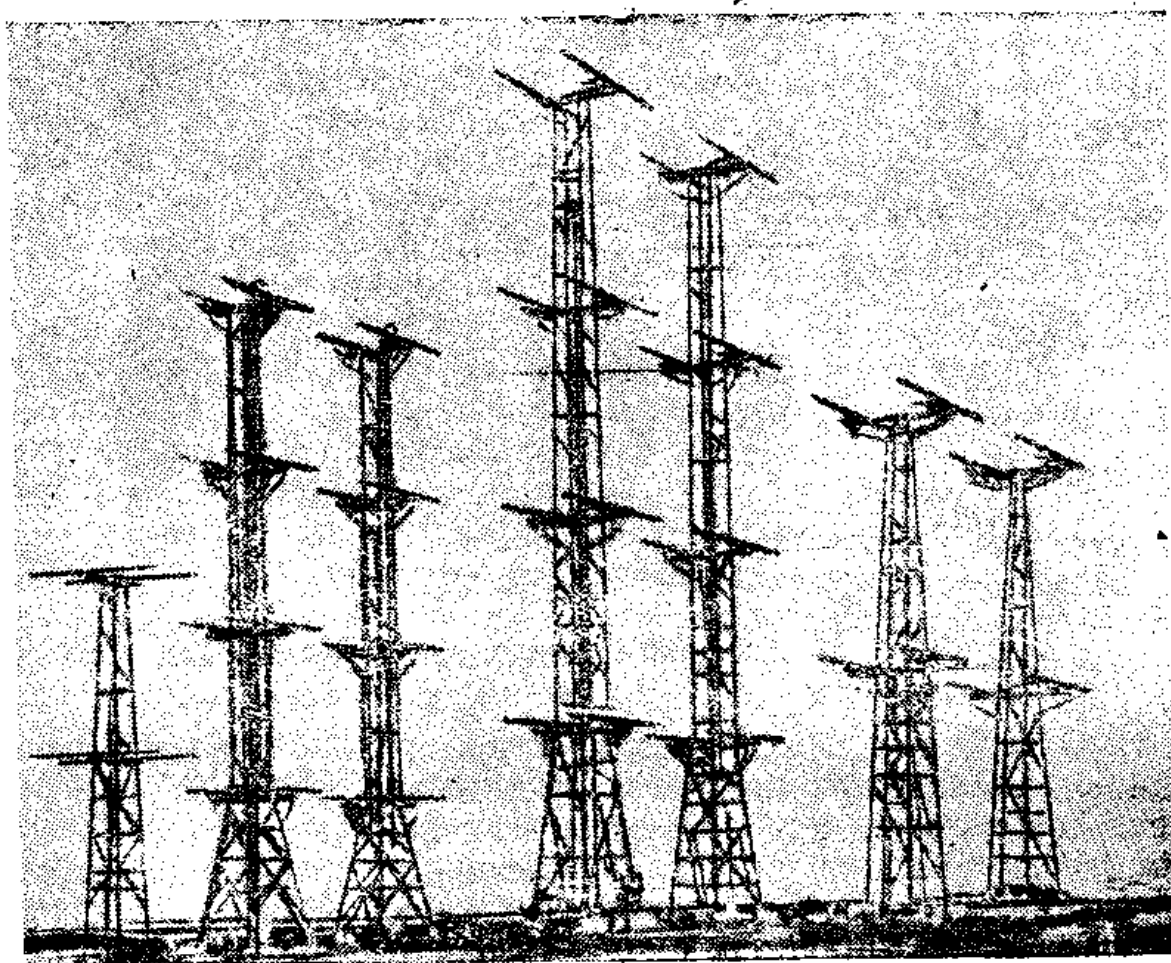


Рис. VII. 3. 24. Внешний вид антенн с цилиндрическими вибраторами.

Во избежание возникновения сильных паразитных токов, портящих характеристику направленности антенны, всюду, где это возможно по механическим соображениям, трос нужно разделять изоляторами на части длиной порядка четверти волны.

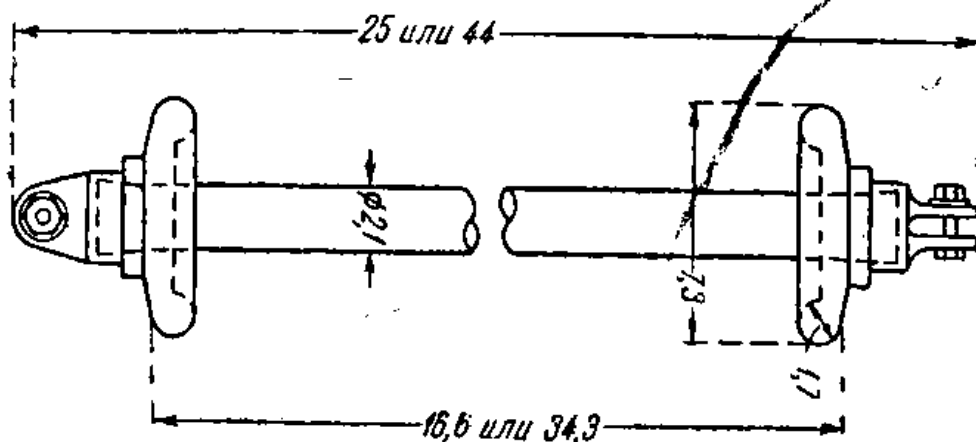


Рис. VII. 3. 25. Антенный изолятор Британской Радиовещательной Компании.

Провод предпочтительнее употреблять сплошной, так как антенный канатик на коротких волнах обладает большими потерями. Там, где от провода требуется большая механическая прочность, как например в гармониковых антеннах, рекомендуется применять стальной биметаллический провод<sup>1)</sup>.

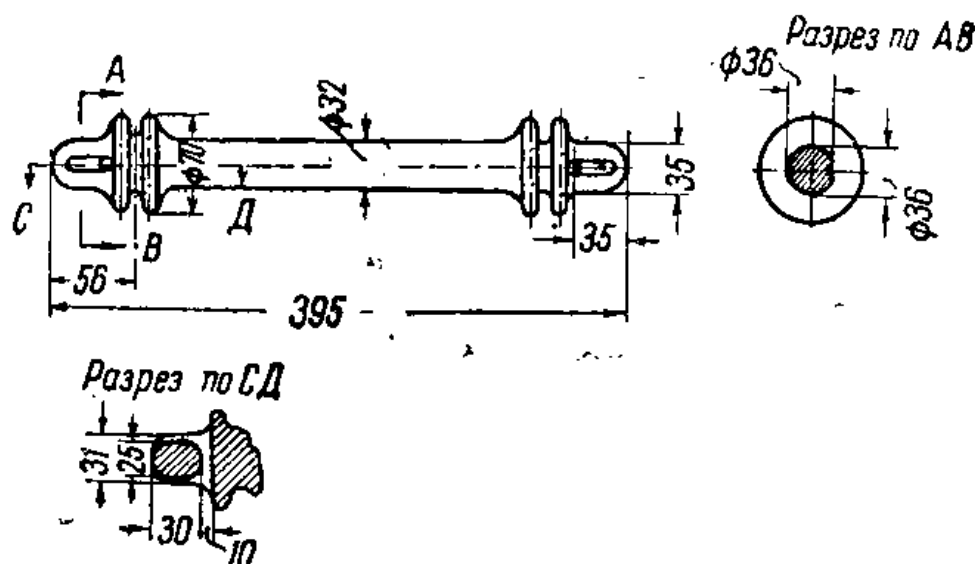


Рис. VII. 3. 26. Антенный изолятор, применяемый у нас.

Изоляторы для передающих коротковолновых антенн должны помимо механической прочности выдерживать заданное электрическое напряжение и обладать малыми диэлектрическими потерями, поэтому эти изоляторы выполняются из специального высококачественного фарфора или других керамических материалов, обладающих малым углом потерь (изолянтит, стеатит и др.).

<sup>1)</sup> Провод сб стальной сердцевинной и медной оболочкой.

Кроме того, изоляторы должны иметь металлическую арматуру, снижающую напряжённость поля у концов вибраторов и тем уменьшающую опасность возникновения явлений газового разряда; таковы, например, противокоронные кольца (рис. VII. 3. 25), которыми снабжены изоляторы описанных выше радиовещательных антенн в Давентри.

При всём том антенные изоляторы должны обладать малой ёмкостью. Так, изолятор рис. VII. 3. 25 обладает ёмкостью порядка 1 мкмкф, применяемый у нас изолятор рис. VII. 3. 26 ёмкостью около 1,5 мкмкф.

#### 4. Некоторые диапазонные антенны

Мы уже указывали, что диапазонные антенны стали приобретать всё большее значение после того, как выяснилась зависимость наиболее выгоднейших волн связи от одиннадцатилетнего периода солнечной деятельности. Начало развития коротковолновой магистральной связи (1927—1930 гг.) совпало с периодом максимума солнечных пятен, когда наиболее выгоднейшие волны связи смещаются в сторону более коротких волн. К 1934 г. выяснилось, что в связи с наступлением минимума солнечной деятельности все рабочие волны пришлось удлинить. Мало того, условия связи в период минимума оказались сложнее и требовали подчас увеличения числа рабочих волн до 5—6 в сутки и увеличения их длины до 60—70 м.

В этих условиях настроенные антенны оказались недостаточно гибкими; появилась настоятельная необходимость в такой антенне, которая позволила бы без переделок и сложных регулировок менять в достаточно широких пределах длину волн, применяемых для связи на данной линии.

Заметим, что кроме указанного, диапазонные антенны имеют и ряд дополнительных преимуществ. Применение таких антенн позволяет сократить общее их число на передающем центре, что помимо снижения стоимости сооружений упрощает задачу размещения антенн на территории радицентра, уменьшает их взаимные влияния и укорачивает фидерные линии.

Мы уже определили диапазонные антенны как такие, которые сохраняют заданные направленные свойства в пределах диапазона волн. Среди этих антенн необходимо выделить особый класс так называемых аperiodических антенн. К этому классу мы будем относить такие антенны, входное сопротивление которых активно и не меняется по величине в пределах диапазона волн. Понятно, что эти антенны обладают дополнительными преимуществами в смысле настройки выхода передатчика. Описание этих антенн мы выделим, посвятив настоящий раздел диапазонным антеннам, лишённым аperiodических свойств.

Остановимся сперва на антеннах со слабой направленностью. Простейшей и наиболее распространённой антенной этого рода является горизонтальный симметричный вибратор, часто называе-

мый диполем. Он подвешивается обычно на деревянных столбах на высоте 15—25 м над землёй и соединяется с передатчиком двухпроводной фидерной линией, включаемой в разрыв горизонтального провода. Длина вибратора берётся такой, чтобы главный максимум сохранял неизменную ориентировку — в экваториальной плоскости вибратора. Из рис. III. 3. 4 следует, что для этого полная длина вибратора  $2l$  не должна превышать  $5/4 \lambda$ ; этим определяется наиболее короткая волна диапазона, обслуживаемого вибратором. Для наиболее длинной волны предел накладывается не характеристикой направленности, которая при увеличении волны стремится к восьмёрке вибратора Герца, а недопустимым падением сопротивления излучения, имеющим место при длинах вибратора

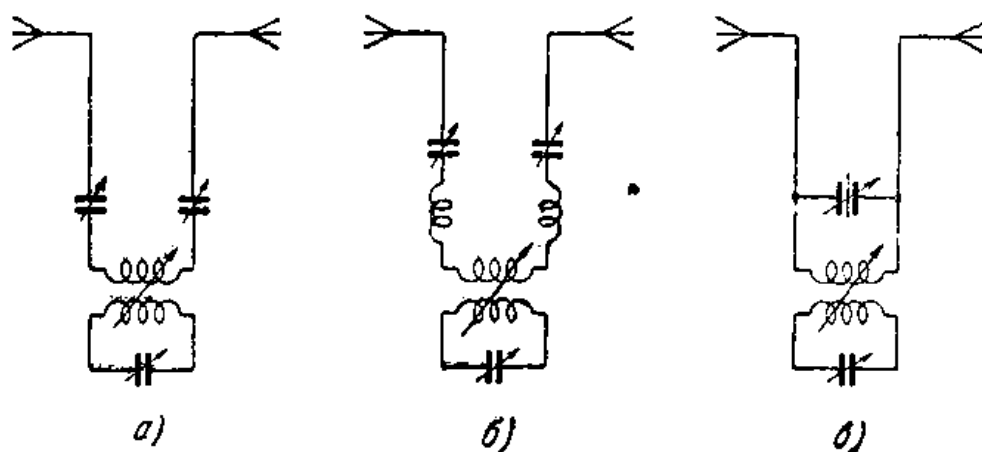


Рис. VII. 4. 1. Различные схемы настройки антенной цепи для симметричного вибратора с длинной фидерной линией.

меньших  $\lambda/4$  и вызывающим плохой коэффициент бегущей волны в фидере. Помимо опасности перенапряжения большое реактивное сопротивление антенны при малом активном требует от настраивающих контуров передатчика чрезвычайно большой добротности  $Q$ , в противном случае КПД антенной цепи падает. По указанным соображениям при длине вибратора в  $2l$  охватываемый им диапазон волн следует ограничить значениями  $1,6l$  и  $8l$ .

Описанное устройство вибратора вызывает затруднения при настройке выходной ступени передатчика. При большой длине фидерной линии, обычно встречающейся на практике, сопротивление на её клеммах у передатчика сильно зависит от частоты. Оно меняется по кривым, аналогичным изображённым на рис. II. 3. 6; при этом, чем длиннее линия, тем быстрее с изменением частоты следуют один за другим максимумы и минимумы активного и реактивного сопротивлений и тем чаще надо менять схему выходной цепи передатчика, чтобы обеспечить настройку антенны. Так, когда реактивное сопротивление на клеммах невелико, в линию необходимо включать последовательно ёмкости или индуктивности (рис. VII. 4. 1 а и б). При больших значениях этого сопротивления необходимо подключать параллельно линии переменный конденсатор (рис. VII. 4. 1 в). При очень больших амплитудах кривой сопро-

тивления может возникнуть необходимость в смене катушек связи.

С точки зрения упрощения настройки выхода было бы желательно сгладить кривую сопротивлений рис. II. 3. б, а это может быть достигнуто лишь приближением режима фидера к режиму бегущей волны; это значит, что коэффициент бегущей волны в фидере должен быть сделан по возможности более близким к единице.

Для достижения указанной цели С. И. Надененко<sup>1)</sup> предложил применять симметричный вибратор большого диаметра, составленный из проводов, расположенных по поверхности круглого цилиндра

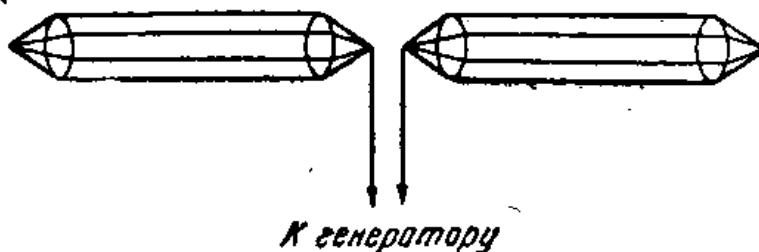


Рис. VII. 4. 2. Диполь Надененко.

(рис. VII. 4. 2). Эквивалентное волновое сопротивление такого вибратора при диаметре в 1 м будет порядка 300 ом, т. е. значительно ниже  $\rho_0$  одиночного провода (1000 ом). Поэтому кривые реактивного и активного сопротивления на клеммах вибратора значительно сгладятся; вслед за ними сгладятся и кривые сопротивлений на клеммах фидерной линии. На рис. VII. 4. 3 приведена кривая коэф-

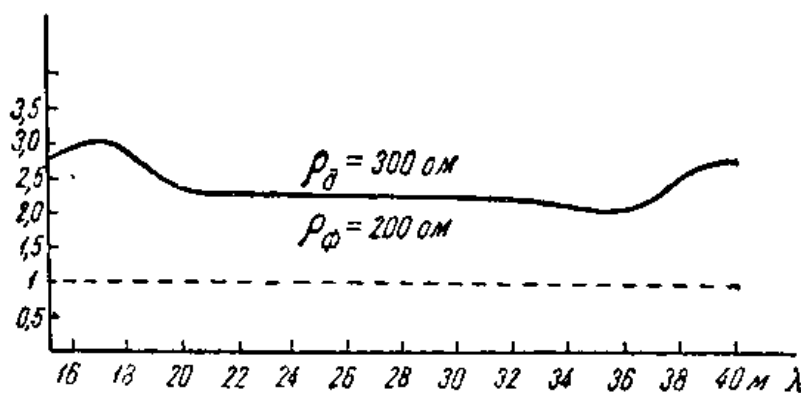


Рис. VII. 4. 3. Кривая коэффициента бегущей волны  $k$  для диполя Надененко.

фициента бегущей волны  $k$  в четырёхпроводном переменноточном фидере (рис. II. 1. 1 в) с волновым сопротивлением 200 ом в зависимости от длины волны в пределах диапазона волн, обслуживаемого этим вибратором ( $4l > \lambda > 1,56l$ ). Как видим, величина  $k$  не превышает трёх и колеблется в сравнительно небольших пределах, что

позволяет значительно упростить схему настройки антенной цепи на выходе передатчика. Четырёхпроводный фидер может быть заменён двухпроводным при условии соединения его с антенной через отрезок экспоненциальной линии (см. разд. 10) с волновым сопротивлением, изменяющимся от 300 до 600 ом. Эскиз такой линии приведён на рис. VII. 4. 4.

Ту же цель, что и диполь Надененко преследуют конусообразные вибраторы (рис. VII. 4. 5), в которых постепенное изменение

<sup>1)</sup> «Электросвязь» № 3 за 1938 г.

диаметра одновременно служит целям согласования антенны с фидером.

В тех случаях, когда требуется иметь характеристику, близкую к ненаправленной, может быть применена уголковая антенна Пистолькорса

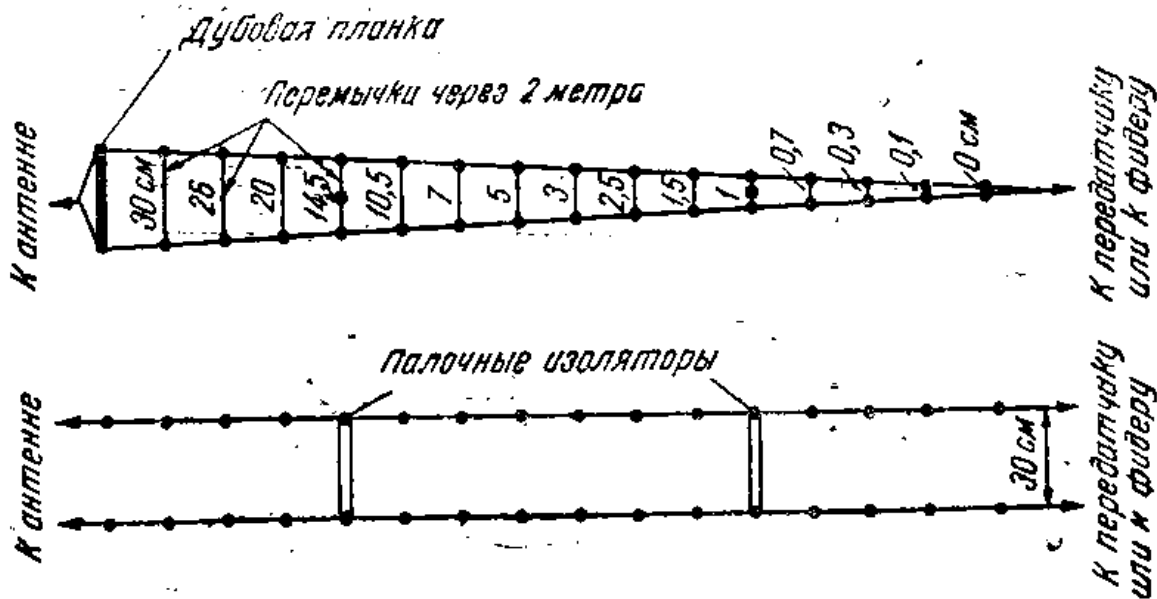


Рис. VII. 4. 4. Эскиз экспоненциальной линии к диполю Надененко.

Пистолькорса, план которой дан на рис. VII. 4. 6. Она представляет собой два взаимно перпендикулярных горизонтальных провода, подвешенных на высоте 10—15 м над землей.

При указанном на рисунке способе питания характеристика направ-

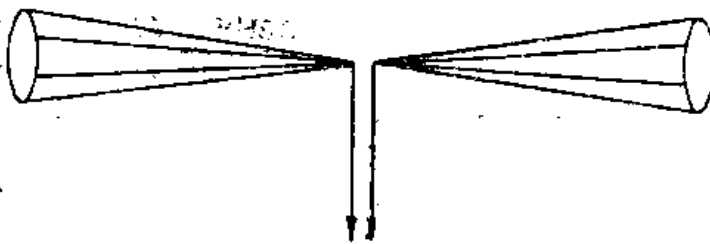


Рис. VII. 4. 5. Конусообразный симметричный вибратор

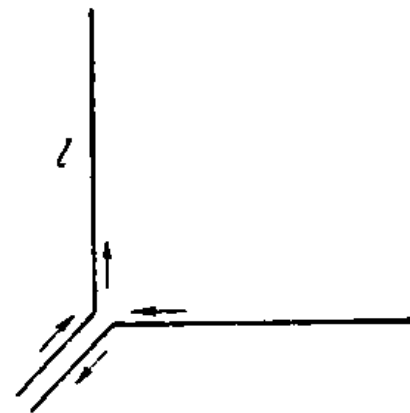


Рис. VII. 4. 6. Уголковая антенна Пистолькорса.

ности уголковой антенны в плоскости самой антенны может быть вычислена по формуле:

$$f(\varphi) = \left[ \frac{\cos(ml \cos \varphi) - \cos ml}{\sin \varphi} - \frac{\cos(ml \sin \varphi) - \cos ml}{\cos \varphi} \right] + j \left[ \frac{\sin(ml \cos \varphi) - \cos \varphi \sin ml}{\sin \varphi} - \frac{\sin(ml \sin \varphi) - \sin \varphi \sin ml}{\cos \varphi} \right] \quad (1)$$

Здесь  $l$  — длина каждого из двух проводов, образующих прямой угол;

$\varphi$  — угол, отсчитываемый от первого из проводов (считая в направлении против часовой стрелки).

Символ  $j$  указывает, что напряжённость поля складывается из двух составляющих, сдвинутых по фазе на  $90^\circ$ .

На рис. VII. 4. 7 приведены 3 кривые направленности для 3 различных длин волны. Исходя из этих кривых, диапазон волн уголкового антенны следует ограничить волнами  $\frac{8}{5} l$  и  $\frac{8}{3} l$ . Для лучшего согласования антенны с фидером она может быть выполнена из двух цилиндров по типу диполя Надененко.

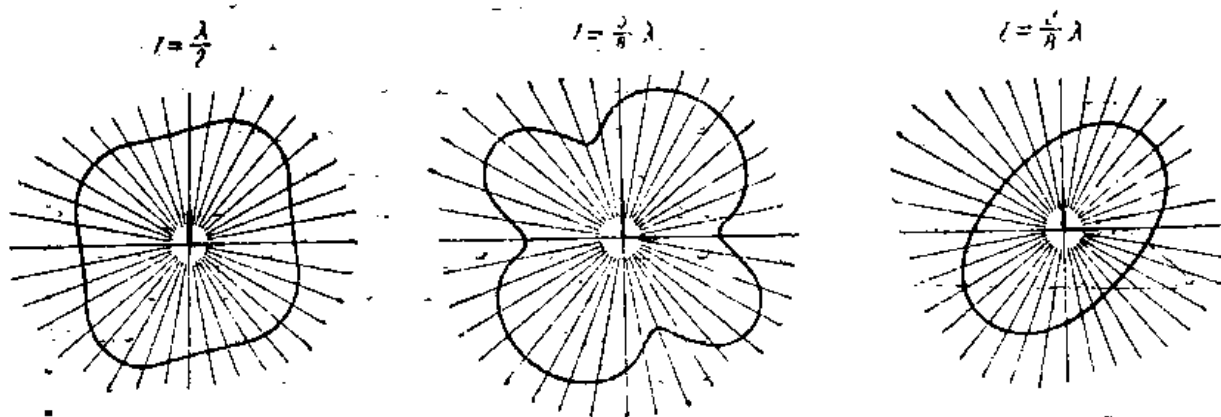


Рис. VII. 4. 7. Характеристики направленности уголкового антенны для разных длин волн.

Перейдём теперь к остронаправленным диапазонным антеннам. Наибольшее распространение у нас получила так называемая синфазная диапазонная антенна, известная также под названием «антенны кратных волн»<sup>1)</sup>.

Как видно из схемы простейшей антенны этого типа (рис. VII. 4. 8), идея её устройства заключается в том, чтобы сделать путь тока от

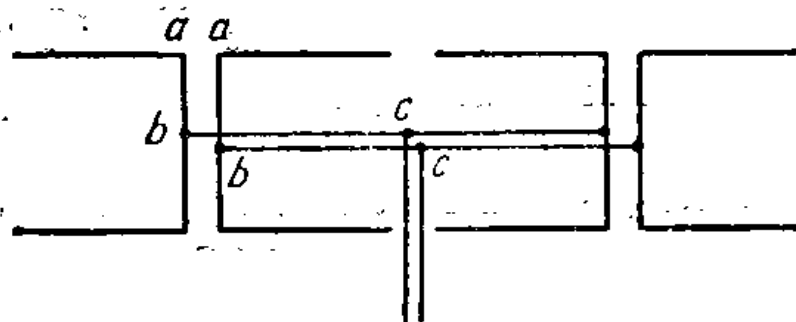


Рис. VII. 4. 8. Схема простейшей синфазной диапазонной антенны.

генератора до каждого из вибраторов одинаковым; благодаря этому все вибраторы антенны возбуждаются в фазе. Распределение тока в горизонтальных вибраторах на разных волнах показано на рис. VII. 4. 9, где случай 2 соответствует самой длинной волне диапазона. Расстояние между этажами берётся равным длине половины вибратора. Благодаря синфазному возбуждению всех вибраторов

<sup>1)</sup> Хайкин и Надененко. «Техника связи» № 6 (1933).

направление главного излучения для всех волн остаётся перпендикулярным плоскости антенны. Однако, коэффициент направленности антенны с увеличением волны падает, в первом приближении, обратно пропорционально квадрату длины волны; на длинных волнах главный луч становится более широким.

Таким образом, требования в отношении сохранения направленных свойств в диапазоне волн выполняются. В то же время синфазная диапазонная антенна обладает крупными недостатками.

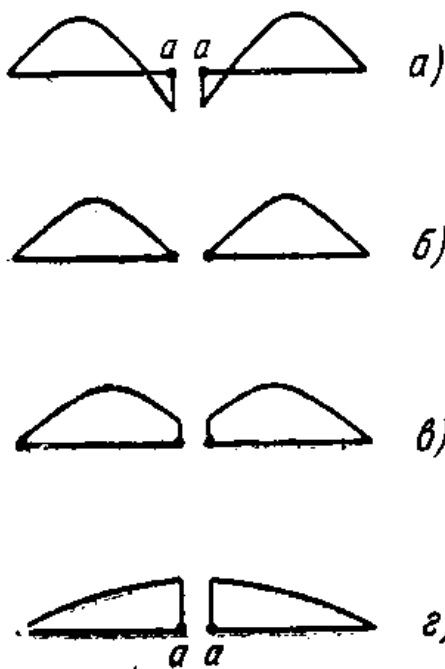


Рис. VII. 4. 9. Различные случаи распределения тока в вибраторах диапазонной антенны.

Главным из них является плохой коэффициент бегущей волны в фидерах полотна антенны. Входное сопротивление вибраторов меняется по диапазону волн в широких пределах и исключает возможность согласования его с фидером; с другой стороны, параллельное включение двух отрезков фидера, лежащее в основе схемы питания, даёт уменьшение нагрузки на фидер вдвое и в большинстве случаев также способствует ухудшению коэффициента бегущей волны. Так например, работая на волне, соответствующей случаю б рис. VII. 4. 9, мы будем иметь на клеммах

вибратора сопротивление  $\frac{\rho_{\Sigma}^2}{R_{\Sigma}}$ , где  $R$

для двух полуволновых вибраторов имеет величину порядка 200 ом.

В точках  $bb$ , удалённых от вибраторов на четверть волны, со-

противление каждого из отрезков фидеров будет  $\frac{\rho^2}{\rho_{\Sigma}^2} R_{\Sigma}$ , а обоих

вместе  $\frac{\rho^2}{\rho_{\Sigma}^2} \frac{R_{\Sigma}}{2}$ . Здесь  $\rho$  — волновое сопротивление фидера (порядка

600 ом); поэтому  $\frac{\rho^2}{\rho_{\Sigma}^2} \approx 0,36$  и сопротивление на клеммах  $bb$  будет около 36 ом.

На клеммах  $cc$ , отстоящих на полволны мы получим вдвое меньшее сопротивление — 18 ом. Отсюда коэффициент бегущей волны  $k = \frac{18}{600} = 0,03$ .

Сильное уклонение коэффициента бегущей волны от единицы ведёт к следующим осложнениям:

1) потери энергии в фидерах сильно возрастают вследствие больших безваттных токов; КПД антенны падает,

2) сильные стоячие волны напряжения в фидерах делают невозможной подачу больших мощностей в антенну,



3) ввиду больших токов в фидерах малейшая несимметрия их будет вызывать заметное добавочное излучение, искажающее характеристику направленности антенны.

Кроме этих недостатков, синфазная диапазонная антенна требует перенастройки рефлектора и переходного устройства с антенны на линию (антенного трансформатора) при всяком изменении волны.

Применение фильтров, описанных в конце гл. II, позволяет автоматически включать одни органы настройки и заменять их другими при перемене волны, но это может быть сделано практически не более, чем для двух волн. Вот почему применявшиеся синфазные диапазонные антенны настраивались обычно всего на две волны: дневную, соответствующую случаю б рис. VII. 4. 9, и ночную вдвое большую (случай г).

Вследствие указанных здесь серьезных недостатков эти так называемые антенны кратных волн за последние годы постепенно заменяются на наших коротковолновых радицентрах более совершенной ромбической антенной, принадлежащей к классу аперiodических антенн.

## 5. Ромбическая антенна

Ромбическая антенна является единственной аперiodической направленной антенной среди передающих антенн. Она представляет собой горизонтальный ромб со сторонами порядка 100 м (рис. VII. 5. 1), подвешенный на высоте 20—30 м над землей. С электрической точки зрения антенна представляет собой двухпровод-

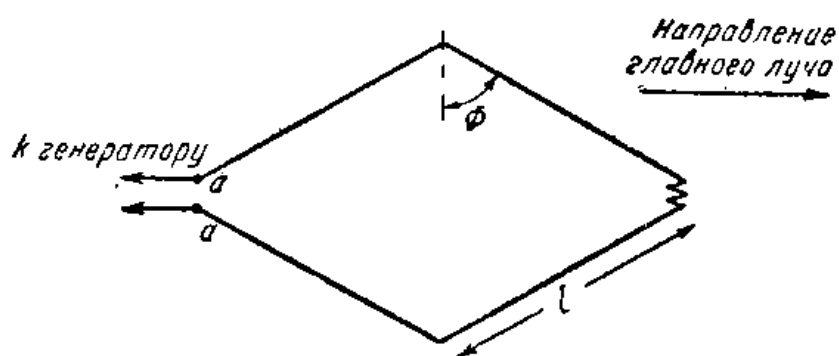


Рис. VII. 5. 1. Схема ромбической антенны.

ную линию, провода которой вначале расходятся, а потом сходятся, замыкаясь на активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии. Благодаря этому в проводах линии устанавливается бегущая волна. Таким образом, основным элементом ромбической антенны является излучающий прямолинейный провод большой длины, ток в котором распределяется по закону бегущей волны. Выясним основные направленные свойства такого провода.

Мы уже вычисляли характеристику направленности провода с бегущей волной, подвешенного вблизи земли. Разбивая провод

на  $n$  элементов, мы нашли характеристику как произведение двух множителей:

характеристики одного элемента  $F_0(\varphi) = \cos \varphi$  и характеристики системы из  $n$  элементов, фазы в которых соответствуют бегущей волне

$$f_n(\varphi) = \frac{\sin \frac{nm d}{2} (\cos \varphi - \xi)}{\sin \frac{m d}{2} (\cos \varphi - \xi)};$$

здесь  $d$  — длина элемента,

$\xi$  — коэффициент укорочения волны (отношение скорости света к скорости бегущей волны в проводе)

В ромбической антенне провода удалены от земли. Поэтому характеристика направленности одного элемента станет другой — такой же, как у вибратора Герца

$$F_0(\varphi) = \sin \varphi.$$

Внося это изменение в выражение (V. 4. 13), получим

$$f(\varphi) = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi - \xi} \sin \frac{m l}{2} (\cos \varphi - \xi), \quad (1)$$

где  $l$  — длина провода.

На рис. VII. 5. 2 и VII. 5. 3 приведены вычисленные по этой формуле характеристики направленности для длины провода в  $2\lambda$  и в  $4\lambda$ . При этом скорость распространения принималась равной скорости света ( $\xi = 1$ ).

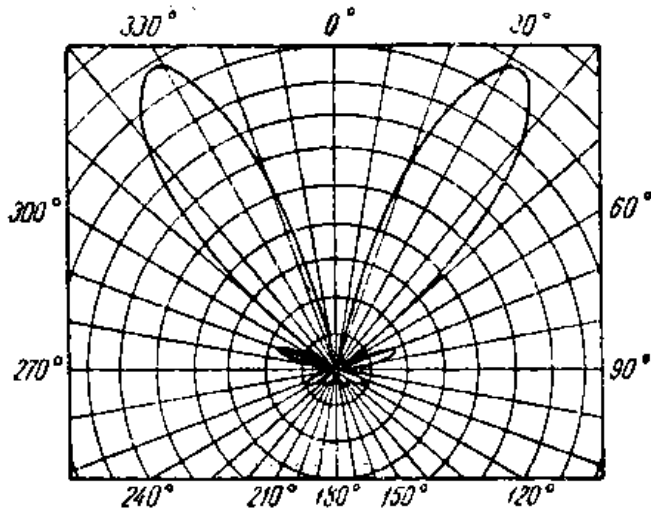


Рис. VII. 5. 2. Характеристика направленности провода с бегущей волной тока для  $l = 2\lambda$ .

Как видим, провод обладает однонаправленным действием (присущим всякому проводу с бегущей волной). Но так как вдоль оси теперь излучать он не может, главный луч превращается в воронку, сужающуюся по мере увеличения длины провода. Характеристика оказывается сходной с характеристикой длинного провода (рис. VII. 3. 17), от которого

отличается однонаправленностью. Провода ромба располагаются так, чтобы их максимальное излучение складывалось в направлении большой диагонали или в вертикальной плоскости, проходящей через эту диагональ. Ввиду своеобразного характера поля, излучаемого составляющими ромб проводами, следует ожидать, что про-

пространственная характеристика антенны будет изобиловать побочными лучами, достигающими подчас значительной интенсивности. Рассчитать эту характеристику весьма затруднительно.

Следует иметь в виду, что при непараллельном расположении проводов антенны поле в окружающем её пространстве будет, вообще говоря, поляризовано неодинаково, поэтому должны быть отдельно рассчитаны горизонтальная и вертикальная составляющие поля и затем сложены геометрически. Ввиду громоздкости выражений для обеих составляющих мы не будем здесь приводить полной формулы для расчёта пространственной характеристики, а ограничимся выражениями для кривых направленности в двух важнейших плоскостях:

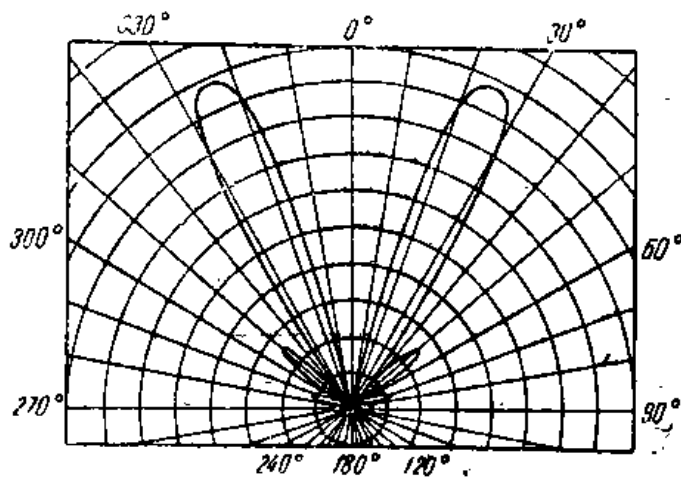


Рис. VII. 5. 3. Характеристика направленности провода с бегущей волной тока для  $l = 4\lambda$ .

а) горизонтальной (плоскость самой антенны) без учёта влияния земли и

б) вертикальной, проходящей через большую диагональ, с учётом влияния земли.

В указанных двух плоскостях поле ромбической антенны имеет только горизонтальную составляющую. Эти две кривые достаточно хорошо характеризуют в первом приближении направленные свойства антенны.

Формула для расчёта горизонтальной характеристики ромбической антенны имеет следующий вид<sup>1)</sup>

$$f(\varphi) = \frac{1}{\cos \varphi - \cos \varphi_0} \sin \frac{ml}{2} [1 - \cos(\varphi_0 - \varphi)] \sin \frac{ml}{2} [1 - \cos(\varphi_0 + \varphi)]. \quad (2)$$

Здесь  $\varphi$  — угол падения волны, отсчитываемый от большой диагонали,

$l$  — длина стороны ромба,

$\varphi_0$  — половина острого угла ромба.

Затухание бегущей волны в проводах ромба не учитывается. Для направления главного максимума найдём, полагая  $\varphi = 0$

$$f(0) = \frac{\sin^2 \left( \frac{ml}{2} \sin^2 \frac{\varphi_0}{2} \right)}{2 \sin^2 \frac{\varphi_0}{2}}. \quad (3)$$

<sup>1)</sup> А. А. Пистолькорс. Приёмные антенны. Связьтехиздат, 1937, стр. 181 и 182.

Поделив выражение (2) на (3), мы можем написать формулу для нормированной характеристики направленности

$$F(\varphi) = \frac{f(\varphi)}{f(0)}. \quad (4)$$

Выясним теперь, какое значение имеет характеристика в направлении, для которого

$$\cos \varphi - \cos \varphi_0 = 0.$$

Решая это уравнение, найдём:

$$\varphi_1 = +\varphi_0 \text{ и } \varphi_2 = -\varphi_0.$$

Перепишем выражение (2) следующим образом

$$f(\varphi) = \frac{\frac{1}{2} \sin\left(ml \sin^2 \frac{\varphi_0 - \varphi}{2}\right) \sin\left(ml \sin^2 \frac{\varphi_0 + \varphi}{2}\right)}{\sin \frac{\varphi_0 - \varphi}{2} \sin \frac{\varphi_0 + \varphi}{2}}.$$

Отсюда видим, что, подставляя  $\varphi = +\varphi_0$  или  $\varphi = -\varphi_0$ , мы получим неопределённость, которая, однако, просто раскрывается, если ввиду малости синус в первом или втором числителе заменить его аргументом. В обоих случаях, раскрывая неопределённость, мы получим нуль.

Остальные направления нулевого излучения мы найдём, решая уравнения:

$$\sin \frac{ml}{2} [1 - \cos(\varphi_0 - \varphi)] = 0$$

и

$$\sin \frac{ml}{2} [1 - \cos(\varphi_0 + \varphi)] = 0.$$

Решения будут следующие:

$$\cos(\varphi_0 - \varphi) = 1 - \frac{k\lambda}{l},$$

$$\cos(\varphi_0 + \varphi) = 1 - \frac{k\lambda}{l},$$

где  $k = 1, 2, 3, \dots$

Найдя направления нулевого излучения, можем принять направления амплитуд побочных лепестков лежащими посредине и отсюда приближённо найти величины этих амплитуд. Примеры горизонтальных характеристик направленности приведены на рис. VII. 5. 4 и VII. 5. 5. Опыт показал, что экспериментально снятые характеристики хорошо сходятся с расчётными.

Для расчёта вертикальной характеристики можно воспользоваться следующей формулой<sup>1)</sup>, дающей для ромбической антенны произведение из её действующей высоты на нормированную характеристику направленности

$$h_e F(\theta) = \frac{16}{m} \sin(mh \sin \theta) \frac{\sin \varphi_0}{1 - \cos \varphi_0 \cos \theta} \sin^2 \frac{ml}{2} (1 - \cos \varphi_0 \cos \theta). \quad (5)$$

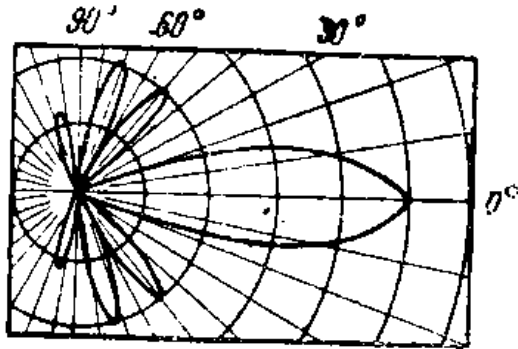
<sup>1)</sup> Пистолькорс. Приёмные антенны. Связьтехиздат, 1937 г., стр. 162.

Здесь  $h$  — высота подвеса над землёй,

$\theta$  — угол падения волны в вертикальной плоскости, отсчитываемый от поверхности земли.

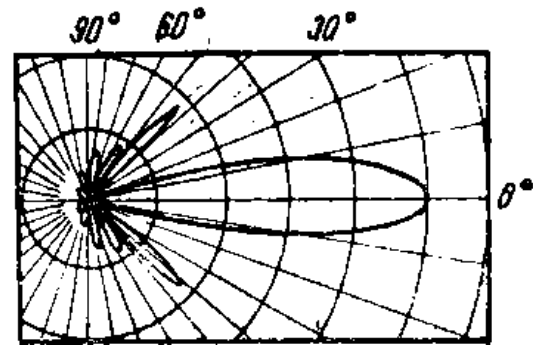
Первый множитель учитывает влияние земли. Ближайший к горизонту максимум его, равный единице, будет иметь место, когда

$$mh \sin \theta_1 = \frac{\pi}{2} \text{ или } \sin \theta_1 = \frac{\lambda}{4h}.$$



$l = 2\lambda, \varphi = 55^\circ$

Рис. VII. 5. 4. Горизонтальная характеристика ромбической антенны для  $l = 2\lambda$ .



$l = 4\lambda; \varphi = 55^\circ$

Рис. VII. 5. 5. Горизонтальная характеристика ромбической антенны для  $l = 4\lambda$ .

На диапазоне, очевидно, значение угла  $\theta_1$  будет меняться; с увеличением длины волны он будет возрастать. Задаваясь значением  $\theta_1 = 10^\circ$  для наиболее короткой волны диапазона, получим

$$h \approx 1,4 \lambda_{\min}.$$

Приняв максимальную волну вдвое большей и задаваясь для неё  $\theta_1 = 20^\circ$ , найдём

$$h \approx 0,78 \lambda_{\max}.$$

Таким образом, для диапазона 15—30 м получаем высоту подвеса ромба порядка 20—25 м. Небольшая высота ромбической антенны может считаться её достоинством.

Однако, вид вертикальной характеристики ромба определяется не только его высотой, но и, главным образом, длиной стороны и углом  $\varphi_0$ . Эти величины входят в последний множитель выражения (5), определяющий число и расположение направлений нулевого приёма, а следовательно, и лепестков характеристики направленности.

Для нахождения нулевых направлений надо положить

$$\sin \frac{ml}{2} (1 - \cos \varphi_0 \cos \theta) = 0,$$

откуда

$$\frac{ml}{2} (1 - \cos \varphi_0 \cos \theta) = k\pi$$

$$\cos \theta = \frac{1}{\cos \varphi_0} \left( 1 - \frac{k\lambda}{l} \right). \quad (6)$$

При этом целое число  $k$  должно (для первого квадранта) удовлетворять неравенству

$$1 > \frac{k\lambda}{l} > 1 - \cos \varphi_0.$$

На практике  $\cos \varphi_0$  меняется в пределах от 0,866 до 0,985 ( $30^\circ \geq \varphi_0 \geq 10^\circ$ ),  $\frac{\lambda}{l}$  от  $\frac{1}{2}$  до  $\frac{1}{6}$ ; поэтому  $k \geq 1$ .

Положив в выражении (6)  $k = 1$ , найдём угол  $\theta_0$ , ограничивающий главный максимум сверху

$$\cos \theta_0 = \frac{1}{\cos \varphi_0} \left( 1 - \frac{\lambda}{l} \right). \quad (7)$$

Отсюда следует, что угол  $\theta_0$  растёт вместе с увеличением волны. Регулировать его возможно, меняя величину острого угла ромба  $2\varphi_0$ .

Возвращаясь к выражению (5), исследуем вопрос о величине и направлении главного луча характеристики. Для упрощения пренебрежём пока влиянием земли; соответствующий (первый) множитель, изменяясь довольно медленно с увеличением угла  $\theta$ , не окажет существенного влияния на положение главного максимума. Положение это в основном будет определяться максимумом функции

$$f(\theta) = \frac{\sin^2 \frac{ml}{2} (1 - \cos \varphi_0 \cos \theta)}{1 - \cos \varphi_0 \cos \theta}$$

Приравнивая нулю производную, получаем

$$ml (1 - \cos \varphi_0 \cos \theta) = \operatorname{tg} \frac{ml}{2} (1 - \cos \varphi_0 \cos \theta).$$

Это трансцендентное уравнение типа  $2x = \operatorname{tg} x$  имеет целый ряд решений, позволяющих найти углы  $\theta$  для всех максимумов характеристики направленности. Минимальное значение  $x$ , соответствующее главному максимуму, будет  $x = 67^\circ 05'$ , откуда найдём

$$\frac{l}{\lambda} (1 - \cos \varphi_0 \cos \theta) = \frac{67^\circ 05'}{180^\circ} = 0,373,$$

или

$$\cos \theta_m = \frac{1}{\cos \varphi_0} \left( 1 - 0,373 \frac{\lambda}{l} \right). \quad (8)$$

Из полученного выражения видим, что главный максимум будет тем ближе к горизонту, чем больше угол  $\varphi_0$  и чем больше длина стороны ромба по сравнению с волной. Выражение (8) будет справедливо при тех же условиях, которые были оговорены при выводе

-выражения (7). В противном случае надо взять следующее по величине значение корня  $x$ .

Подставляя значение  $x = \frac{ml}{2} (1 - \cos \varphi_0 \cos \theta_m) = 67^\circ 05'$  в вы-

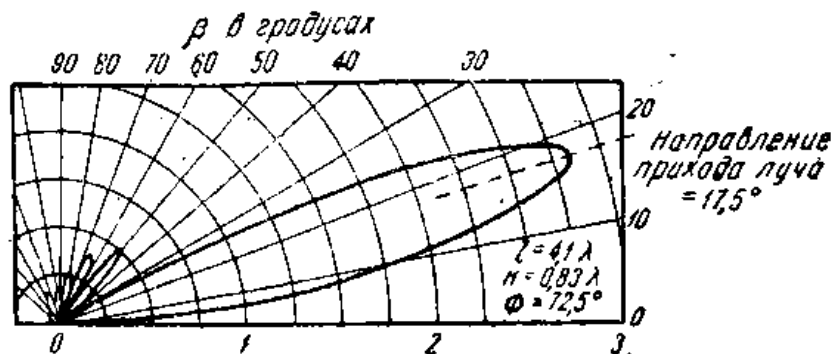


Рис. VII. 5. 6. Вертикальная характеристика направленности ромбической антенны для  $l = 4,1\lambda$ .

ражение (5) и отбрасывая множитель  $\sin (mh \sin \theta)$ , найдём амплитуду главного максимума без учёта влияния земли

$$h_e F(\theta_m) = \frac{16}{m} \sin \varphi_0 \frac{\sin^2 67^\circ 05'}{0,373} \frac{l}{\lambda} = 5,8 l \sin \varphi_0. \quad (9)$$

Чтобы учесть влияние откинутого множителя, возьмём в качестве среднего значения его для разных волн диапазона и различных углов  $\theta_m$  цифру 0,85. Тогда, учитывая, что в направлении главного максимума  $F(\theta_m) = 1$ , мы найдём действующую высоту ромба

$$h_e \approx 5l \sin \varphi_0. \quad (10)$$

Как видим, эта высота прямо пропорциональна длине стороны ромба и синусу угла  $\varphi_0$ , или, иначе, длине малой диагонали.

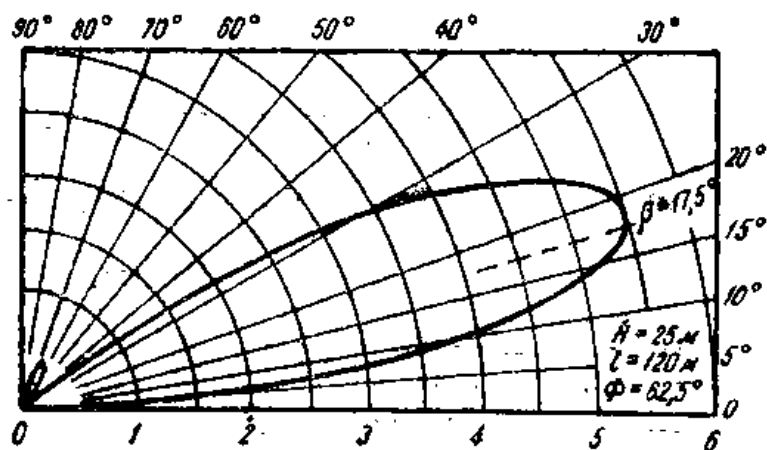


Рис. VII. 5. 7. Вертикальная характеристика направленности ромбической антенны со стороной  $l = 3\lambda$ .

Образцы вертикальных характеристик направленности ромбической антенны даны на рис. VII. 5. 6 и VII. 5. 7. Особенностью характеристик направленности ромбической антенны является обилие побочных лепестков, достигающих на длинных волнах до  $\frac{1}{3}$  амплитуды главного луча.

Более подробные расчёты показали, что на долю главного луча нередко приходится всего около 30% излучаемой энергии; осталь-

ные 70% растрчиваются на побочное излучение в ненужных направлениях.

Прежде чем перейти к вопросу о кпд ромбической антенны, нам нужно остановиться на одной особенности, присущей всем апериодическим антеннам — на потерях в поглощающем сопротивлении на конце антенны  $\rho$  (рис. VII. 5. 1). Энергия волны, бегущей в проводах антенны, расходуется на излучение, поэтому амплитуда тока к концу антенны падает, но не до нуля, а до некоторой конечной величины. Этот ток поступает в поглощающее сопротивление; оставшаяся неизлученной энергия расходуется на выделение тепла.

Таким образом, работа ромбической антенны связана с неизбежными и довольно значительными потерями энергии. Так, если сила тока вдоль проводов антенны падает вдвое, это значит, что в сопротивлении расходуется четверть всей подаваемой в антенну мощности. Поэтому кпд ромбической антенны значительно ниже, чем у антенн настроенных: он колеблется от 60% на длинных волнах, до 75% на коротких. Учитывая падение силы тока вдоль проводов ромба, мы должны несколько исправить выражение (10) для действующей высоты, выведенное без учёта затухания для некоторого среднего тока вдоль проводов. Принимая величину этого среднего тока в 0,8 от тока на клеммах  $I_A$ , получим для действующей высоты, отнесённой к току  $I_A$ ,

$$h_e \approx 4l \sin \varphi_0.$$

Мощность, поступающая в антенну, очевидно, равна

$$P_A = I_A^2 \rho.$$

При этом на излучение расходуется

$$P_\Sigma = P_A \eta = I_A^2 \eta \rho,$$

откуда

$$R_\Sigma = \eta \rho.$$

Здесь  $\eta$  — коэффициент полезного действия антенны.

Теперь мы можем найти кнд ромбической антенны, пользуясь выражением (III. 11. 4)

$$D = 30 \frac{(mh_e)^2}{R_\Sigma} \approx 480 \frac{(ml \sin \varphi_0)^2}{\eta \rho}.$$

Для коэффициента усиления  $g$ , равного произведению из кнд на кнд будем иметь

$$g \approx \frac{480}{\rho} (ml \sin \varphi_0)^2.$$

Волновое сопротивление передающего ромба обычно бывает порядка 600—700 ом. Подставляя  $\rho = 600$  и  $\sin \varphi_0 = 0,4$ , мы получим для  $l = 2\lambda$  и  $l = 5\lambda$  следующие значения коэффициента усиления

$$g \approx 20 \text{ и } g \approx 125.$$



Для настроенных антенн, обладающих высоким (порядка 95%) КПД, можно принять в первом приближении коэффициент усиления равным коэффициенту направленного действия. Сравнение этих антенн с ромбом показывает, что последний по направленности может конкурировать лишь со сравнительно небольшими настроенными антеннами (таблица на стр. 333).

Однако, мало удовлетворительные направленные свойства ромба в значительной мере искупаются удобствами, которые он представляет при смене волн связи. Сопротивление на выходе передающего ромба (600—700 ом) хорошо согласуется с волновым сопротивлением двухпроводных фидерных линий. Поэтому ромб можно соединять с фидером без всяких переходных устройств. Благодаря

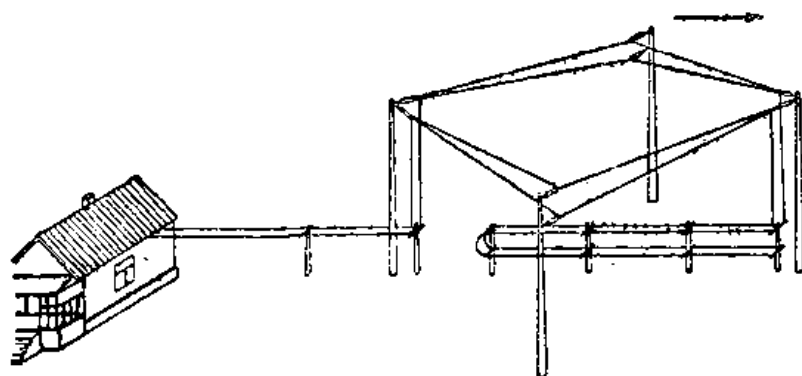


Рис. VII. 5. 8. Общий вид конструкции передающей ромбической антенны.

хорошему согласованию антенны с линией на клеммах фидера у передатчика на всех волнах преобладает активное сопротивление, близкое к волновому сопротивлению фидера. Это обстоятельство сильно облегчает настройку выходной ступени передатчика.

Что же касается самой антенны, то, как мы видели, она при переходе на другую волну никаких перестроек не требует.

Общие принципы конструктивного оформления передающей ромбической антенны видны на рис. VII. 5. 8. Антенна устраивается из двух проводов (с каждой стороны) диаметром 4—6 мм, расходящихся к средним столбам, у которых расстояние между проводами достигает 2—2,5 м.

Это делается для того, чтобы увеличением ёмкости линии скомпенсировать изменение характеристического сопротивления, возникающее вследствие увеличения расстояния между прямым и обратным проводами ромба. К концу ромба провода опять сходятся.

Размеры ромба могут быть различны в зависимости от обслуживаемого им диапазона и требований к характеристике направленности.

Так, на американских радиостанциях иногда применяются очень вытянутые ромбы с длиной стороны порядка 200 м. У нас приняты ромбы с тупым углом  $2\phi \approx 2 \cdot 65^\circ$ . Длина стороны берётся в зависимости от обслуживаемого диапазона, коэффициент перекрытия ко-

торого устанавливается  $2,5$  — от  $0,2l$  до  $0,5l$ , где  $l$  — длина стороны ромба. Высота подвеса берётся порядка  $l/4$ . Наилучшие направленные свойства при таких размерах получаются для волны  $\lambda = \frac{l}{4}$ , которая называется оптимальной ( $\lambda_{opt}$ ).

Поглощающее сопротивление выполняется в виде двухпроводной железной линии, закороченной или разомкнутой на конце. Линия из железных проводов обладает большими потерями, поэтому волна тока в ней сравнительно быстро затухает. При достаточной длине линии волна, отражённая от её конца, вследствие сильного затухания почти не будет сказываться в начале и на клеммах линии мы будем иметь лишь бегущую (падающую) волну; поэтому и сопротивление на клеммах будет равно волновому сопротивлению линии. Характеристическое сопротивление железной линии подбирается равным таковому ромба ( $600$ — $700$  ом).

При этом диаметр проводов выбирается с учётом мощности, рассеиваемой в поглощающем сопротивлении; провода не должны перегреваться. Обычно диаметр железных проводов берётся  $4$  мм, длина железной линии  $500$ — $600$  м.

Перечислим теперь кратко основные достоинства и недостатки передающей ромбической антенны.

К первым следует отнести:

- 1) аперийодические свойства антенны как в отношении направленности, так и в отношении сопротивления на клеммах;
- 2) возможность подачи в антенну довольно значительной мощности без опасности перенапряжений (благодаря режиму бегущей волны);
- 3) простоту устройства и эксплуатации;
- 4) малую высоту.

К недостаткам относятся:

- 1) низкий коэффициент полезного действия;
- 2) плохая, избыточная побочными лучами, характеристика направленности;
- 3) большая площадь, занимаемая антенной, ведущая к увеличению территории антенного поля передающей станции и удлинению фидеров.

Основными и наиболее неприятными недостатками являются первые два из перечисленных.

Понятно поэтому стремление инженеров, работающих в области антенн, усовершенствовать ромбическую антенну с целью устранить или хотя бы смягчить отмеченные недостатки и тем расширить область её применения. В настоящее время мы имеем два таких усовершенствования, сделанных советскими инженерами.

Первым по времени является сдвоенный ромб Айзенберга, преследующий цель исправить дефекты характеристики направленности.

Анализ направленных кривых в горизонтальной плоскости приводит к выводу, что наиболее сильные побочные лепестки ле-

жат в секторе  $30-60^\circ$  по обе стороны от максимума (рис. VII. 5. 4 и VII 5. 5.) Г. З. Айзенберг предложил ослабить излучение в указанных секторах путём параллельного включения двух ромбов и выбора соответствующего расстояния между ними. Из разд. 8 гл. III известно, что характеристика направленности в этом случае будет состоять из двух множителей:

- а) характеристики единичного излучателя, в данном случае ромба, и
- б) характеристики системы из двух ненаправленных синфазных излучателей с расстоянием между ними равным расстоянию между центрами ромбов  $d$ .

Этот последний множитель имеет вид

$$F(\varphi) = \cos\left(\frac{md}{2} \sin \varphi\right),$$

где угол  $\varphi$  отсчитывается от большой диагонали ромба.

Если мы возьмём  $d=0,83\lambda$ , мы получим характеристики направленности, подавляющую излучение в указанных выше направлениях (рис. VII. 5. 9).

Вследствие этого общая характеристика направленности ромба улучшится. За счёт уменьшения амплитуд побочных лучей коэффициент направленного действия возрастёт в 1,5—2 раза по диапазону.

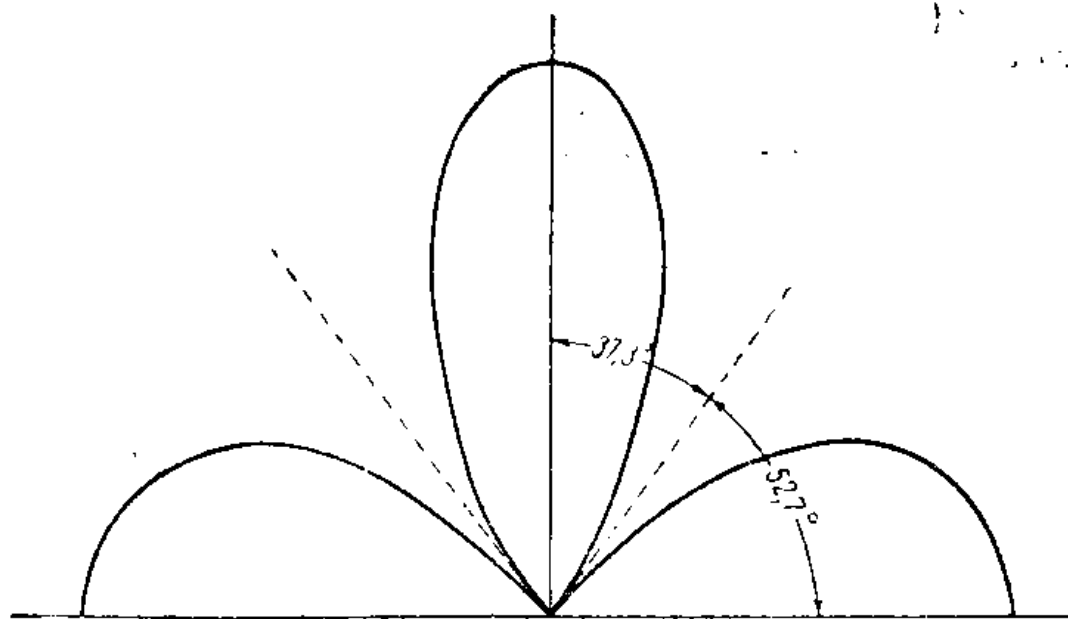


Рис. VII. 5. 9. К пояснению идеи сдвоенного ромба Айзенберга.

Сдвоенный ромб по своему устройству естественно сложнее одиночного (рис. VII. 5. 10). Кроме того, соединяя 2 ромба в параллель, мы снижаем сопротивление нагрузки фидера до 300—350 ом. Если мы хотим получить в фидере бегущую волну, мы должны соответственно снизить его волновое сопротивление; для этого двухпроводный фидер приходится заменять четырёхпроводным или применять экспоненциальный переход (VII.10).

Усовершенствование ромба в направлении повышения его КПД было сделано М. С. Нейманом. Сдвоенный ромб Неймана представляет собой систему из двух одинаковых ромбов, подвешенных один

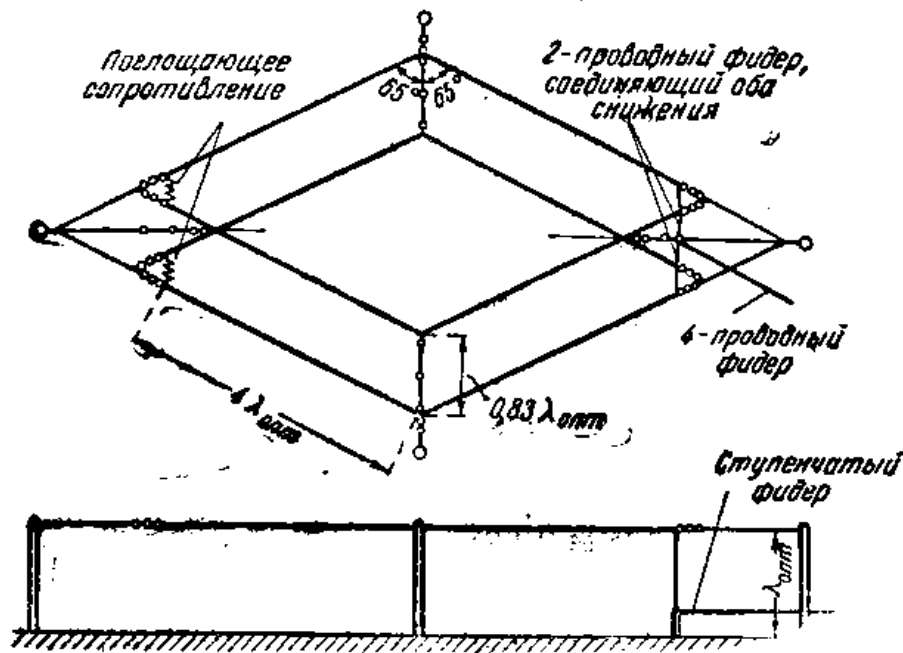


Рис. VII. 5. 10. Сдвоенная ромбическая антенна по системе Айзенберга.

под другим (рис. VII. 5. 11). Конец первого ромба помощью фидера *b c d e f* соединяется с началом второго ромба, который оканчивается поглощающим сопротивлением. Для правильного возбуждения второго ромба длина соединительного фидера должна быть такова,

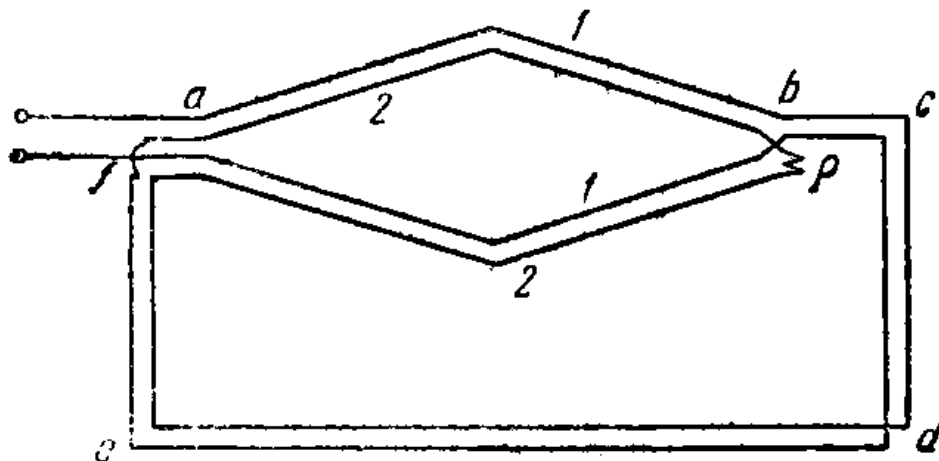


Рис. VII. 5. 11. Схема сдвоенного ромба Неймана.

чтобы при данной волне токи на клеммах *a* и *f* или в одинаковых точках своих ромбов были, примерно, в одинаковой фазе. При этом условии мы не только получаем правильную характеристику направленности (ту же, что и у простого ромба); синфазные токи в двух сближенных проводах дают большее вносимое активное со-

противление (из второго ромба в первый и обратно), вследствие чего сопротивление излучения обоих ромбов сильно возрастает и до поглощающего сопротивления доходит лишь малая доля энергии. Кпд такой антенны повышается до 97%. Поглощающая линия может быть сделана из более тонкого провода и потому длина её может быть меньше.

Недостатком сдвоенного ромба Неймана является необходимость регулировать длину соединительного между ромбами фидера при переходе с волны на волну.

Практически длина его подбирается кратной тех двух или трёх волн, которые нужны для круглосвязной связи. При этом, однако, ромб уже не может быть использован на других волнах и, следовательно, теряет свои аперийные свойства, превращаясь в многократно настроенную антенну. Несмотря на это неудобство сдвоенный ромб Неймана с успехом применяется на наших магистральных линиях связи.

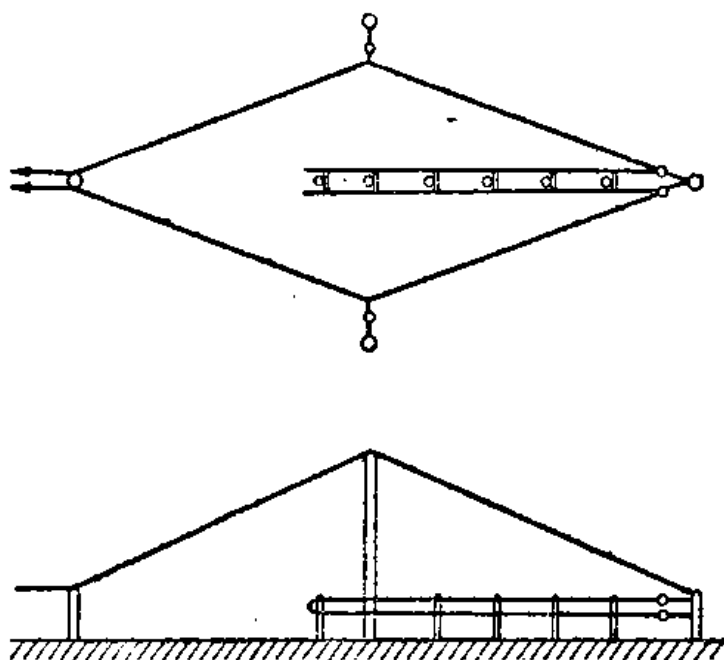


Рис. VII. 5. 12. Согнутый ромб Школьников и Митягина.

Из других видоизменений ромбической антенны следует ещё упомянуть согнутый ромб, предложенный В. С. Школьниковым и Ю. А. Митягиным<sup>1)</sup>.

В отличие от обычного ромба острые углы его опускаются до высоты нескольких метров над землёй (рис. VII. 5. 12). Это видоизменение мало изменяет направленные свойства ромба; в то же время оно позволяет снизить стоимость антенны, устраняя две мачты и заменяя их столбами в 5—6 м. При сдваивании ромбов по системе Айзенберга согнутый ромб упрощает подвеску антенны, позволяя установить отдельные столбы по вершинам острых углов у каждого ромба.

В заключение следует отметить, что ромбическая антенна находит себе применение и в радиовещательных коротковолновых передатчиках. При этом иногда передатчик из двух блоков питает две ромбические антенны, диагонали которых образуют небольшой угол; благодаря этому антенна обслуживает более широкий сектор.

<sup>1)</sup> В. Школьников и Ю. Митягин, «Мастер связи» № 10, 1940, стр. 28.

## 6. Профессиональные приёмные антенны.

### Антенна бегущей волны

На основании принципа обратимости всякая направленная и ненаправленная передающая антенна может быть использована и в качестве приёмной. При этом, однако, конструкция её может быть упрощена, учитывая, с одной стороны, отсутствие высоких напряжений в антенне и, с другой, — возможность снижения КПД. Такие антенны, применяемые одинаково для целей и приёма и передачи, составляют одну группу приёмных антенн. Эта группа рассматривается в первой половине данного раздела.

Существуют, однако, антенны, которые вследствие своего низкого КПД или потому, что они рассчитаны на очень низкие напряжения не могут быть использованы для целей передачи. К их числу относится, в частности, антенна бегущей волны, описываемая во второй половине раздела. К ним же относится всеволновая радиослушательская антенна, описываемая в разделе 8.

Особое место занимает антенна с управляемой характеристикой направленности, рассматриваемая в разд. 7. Хотя лежащий в её основе принцип может быть применён и к передающим антеннам, однако, употребляемая аппаратура и способ использования антенны относят её к числу специфически приёмных антенн профессионального типа.

В технике приёма коротких волн диапазонные свойства антенн играют ещё большую роль, чем в технике передачи. Нужно помнить, что на коротких волнах, как правило, применяется вдвоенный или строенный приём. Поэтому число антенн на приёмном центре в два-три раза больше, чем на соответствующем передающем, и сокращение числа антенных устройств, получаемое за счёт применения аperiodических антенн, сказывается особенно заметно.

К этому нужно добавить, что аperiodические антенны, позволяя осуществить параллельное включение нескольких приёмников на одну антенну, тем самым способствуют ещё большему сокращению числа антенных устройств на приёмном радиоцентре.

Понятно поэтому, что применение настроенных антенн на приёмной стороне встречается очень редко. На рис. VII. 6. 1 изображены две настроенные приёмные антенны Ширекса, подвешенные на общих мачтах. Эти антенны отличаются от передающей антенны Ширекса (рис. VII. 3. 16) меньшими размерами в высоту. Это сделано с целью получить более широкий максимум вертикальной характеристики направленности, рассчитанный на приём лучей, наклонённых до  $40^\circ$  к горизонту.

Так же, как в передающих антеннах, однонаправленность в приёмных настроенных антеннах достигается применением рефлектора. Очень часто этот рефлектор устраивается активным; в последнем случае антенна и рефлектор для правильного сложения индуцируемых в них ЭДС присоединяются к фазированному контуру, от которого уже выходят концы фидерной линии, идущей к приём-

нику. Соответствующей регулировкой фазирующего контура можно добиться полного подавления приёма с одного из направлений позади антенны, что очень важно с точки зрения устранения помех от обратного эхо или от других станций.

Как мы уже указывали, настроенная антенна предназначена для приёма лишь одной определённой волны. Однако, желая лучше использовать настроенные антенны, фирма Телефункен в последних установках снабжала антенну тремя фазирующими контурами, настроенными на три различных, но очень близких волны. Каждый

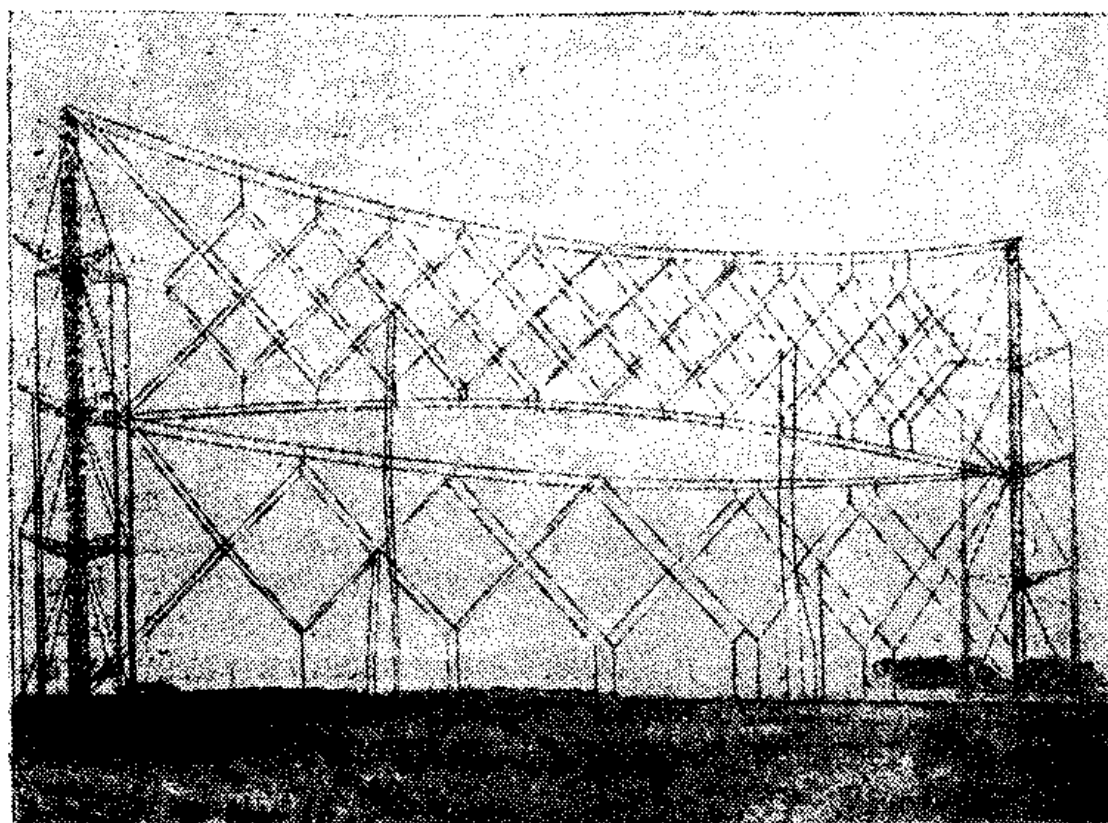


Рис. VII. 6. 1. Приёмные антенны Ширекса.

из контуров соединялся с отдельным приёмником, что позволяло осуществить трёхкратный приём с одной антенны.

Фазирующие контуры выносятся в этом случае в здание радиоцентра и включаются в анодные цепи лампы, сетки которых присоединены к одному из двух отдельных фидеров, идущих от антенны и рефлектора. Для разнесённого приёма применяются сравнительно небольшие настроенные антенны, например, типа СГ 4/4.

Переходя к диапазонным антеннам, заметим, что из слабо направленных антенн широкое распространение на наших радиоцентрах имеют горизонтальный симметричный вибратор («диполь») и уголкового антенна. Эти антенны в отличие от соответствующих передающих часто делаются не из нескольких проводов, образующих цилиндр, а из одного. Такая конструкция ухудшает коэффициент бегущей волны в фидере (тем более, что фидеры приёмных антенн

имеют меньшее, чем у передающих, волновое сопротивление), Однако, связанное с этим увеличение пиковых значений напряжения в линии и ухудшение КПД для приёмной антенны существенного значения не имеют.

Чрезвычайно широкое распространение на наших приёмных радиостанциях получила ромбическая антенна, которая первоначально и была разработана как приёмная антенна. По своему устройству приёмный ромб несколько отличается от передающего.

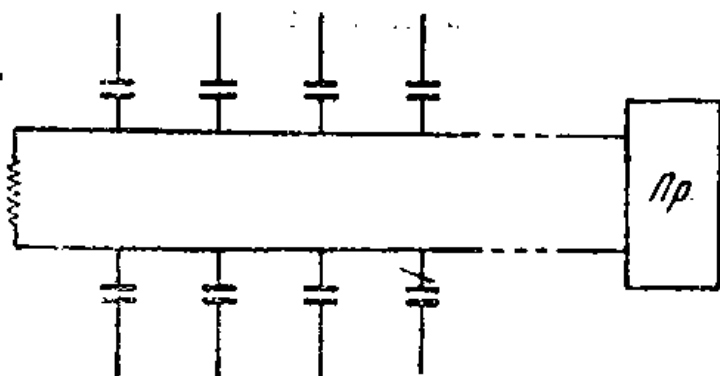


Рис. VII. 6. 2. Схема антенны бегущей волны.

фидерных линий равно всего 200 ом, ромб снабжается ступенчатым переходным устройством, описываемым ниже (разд. 11). Для приёма применяется или простой ромб или сдвоенный по схеме Айзенберга. Сдвоенный ромб Неймана, как преследующий повышение КПД, для приёмной техники не представляет интереса. Распространением пользуется также согнутый ромб. Заметим ещё, что в Америке находит себе применение родственная ромбу антенна, состоящая из двух расходящихся проводов, концы которых закопаны в землю, а вершина острого угла поднята на мачту и в неё включена фидерная линия.

Переходим теперь к описанию другой аperiодической антенны, пользующейся широким распространением — антенны бегущей волны. Схема этой антенны изображена на рис. VII. 6. 2. Она представляет собою горизонтальную двухпроводную линию, ориентированную в направлении принимаемой волны. Вдоль этой линии в горизонтальной плоскости на равных расстояниях к ней подключены питающие симметричные вибраторы небольшой длины, возбуждаемые электромагнитной волной.

Вибраторы эти, называемые иногда «усами», расположены довольно часто, не реже чем через  $\lambda/8$  для самой короткой волны диапазона.

Так как вибраторы небольшой длины ( $l < \frac{\lambda}{4}$ ) имеют ёмкостное сопротивление, то непосредственное присоединение большого числа таких вибраторов значительно увеличило бы погонную ёмкость  $C$  собирательной линии, вследствие чего скорость распространения волн вдоль линии  $v$  стала бы значительно меньше скорости света. Во избежание этого, чтобы уменьшить вносимую ёмкость, вибраторы подключаются к линии не непосредственно,

Поглощающее сопротивление, как не рассеивающее большой мощности, выполняется в виде небольшого безреактивного сопротивления и подвешивается наверху. Сама антенна делается не из двойного, а из одиночного провода. Ввиду того, что волновое сопротивление приёмных



а через очень малые ёмкости, порядка нескольких микрофарад.

На конце линии, обращённом к корреспонденту, так же, как и у ромбической антенны, включено поглощающее сопротивление, равное волновому сопротивлению двухпроводной линии, нагруженной вибраторами; оно оказывается равным, примерно, 400 ом.

Длина собирательной линии, питаемой вибраторами (усами) берётся порядка 90 м. Две такие линии часто соединяются в параллель и дают тогда аperiodическую антенну (так называемую антенну по схеме «бродсайд»), входное сопротивление которой — 200 ом — оказывается равным волновому сопротивлению фидера. Благодаря этому обеспечивается полное согласование антенны и фидера на всём диапазоне волн, перекрытие которого берётся 1:2.

Характеристику направленности антенны бегущей волны удобнее всего рассчитывать, пользуясь принципом взаимности заменив приёмник передатчиком. В этом случае отдельные вибраторы будут питаться со сдвигом фаз  $\psi$ , зависящим от расстояния между ними и скорости распространения волны в линии. Если эта скорость —  $v \frac{м}{сек}$ , то расстояние  $d$  метров между двумя симметричными вибраторами будет пройдено волной в  $\frac{d}{v}$  сек. Обозначая через  $T$  период, найдём сдвиг фаз

$$\psi = \frac{2\pi}{T} \frac{d}{v}.$$

Умножив и разделив правую часть на  $c$  (скорость света), получим

$$\psi = \frac{2\pi}{Tc} d \frac{c}{v} = m l \xi, \quad (1)$$

где  $\xi$  — коэффициент укорочения волны.

Горизонтальная характеристика антенны бегущей волны (без учёта влияния земли) будет

$$f(\varphi) = f_0(\varphi) f_n(\varphi).$$

Здесь  $f_0(\varphi)$  — характеристика симметричного вибратора (одной пары усов),

$f_n(\varphi)$  — характеристика системы из ненаправленных излучателей.

Последняя нам известна из предыдущего (гл. V. 4. 12)

$$f_n(\varphi) = \frac{\sin \frac{nmd}{2} (\cos \varphi - \xi)}{\sin \frac{md}{2} (\cos \varphi - \xi)}. \quad (2)$$

Здесь  $n$  — число вибраторов (пар усов),  $\varphi$  — угол между осью

антенны и рассматриваемым направлением (рис. VII. 6. 3). Характеристика симметричного вибратора даётся выражением (III. 3. 13)

$$f_0(\theta) = \frac{\cos(ml \cos \theta) - \cos ml}{\sin \theta},$$

в котором угол  $\theta$  отсчитывается от оси вибратора.

В данном случае  $\theta$  связан с углом  $\varphi$  зависимостью  $\theta = \frac{\pi}{2} + \varphi$ , следовательно,  $\sin \theta = \cos \varphi$  и  $\cos \theta = -\sin \varphi$ , а потому

$$f_0(\varphi) = \frac{\cos(ml \sin \varphi) - \cos ml}{\cos \varphi}. \quad (3)$$

Здесь  $l$  — длина половины вибратора; если эта длина меньше четверти волны, характеристика вибратора будет иметь вид восьмёрки, подобно изображённой на рис. VII. 6. 4 а. Там же под буквой б изображена кривая  $f_n(\varphi)$  для  $n = 39$ ,  $d = 0,1\lambda$ ,  $\xi = 1,07$ . На

рис. VII. 6. 3. К расчёту характеристики направленности антенны бегущей волны.

рис. VII. 6. 4 в дана результирующая кривая направленности одиночной антенны.

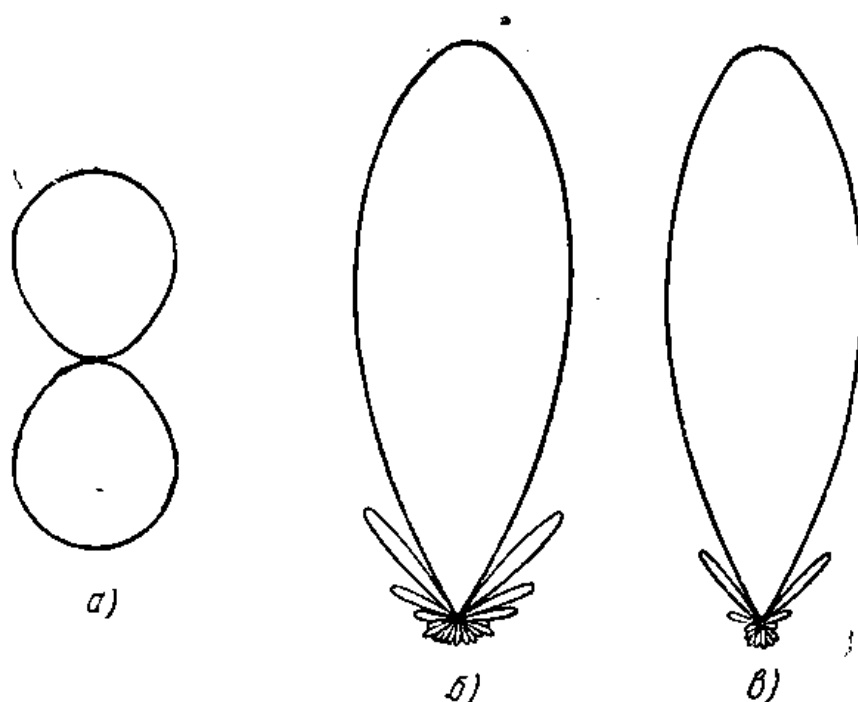


рис. VII. 6. 4. Характеристика направленности антенны бегущей волны ( $n = 39$ ,  $d = 0,1\lambda$ ).

Чтобы получить характеристику направленности двух антенн, включённых по схеме «бродсайд», необходимо ввести ещё один множитель  $F_2(\theta)$ , учитывающий направленное действие двух идентичных синфазных излучателей, разнесённых на расстояние  $D$ , равное в данном случае расстоянию между осями обеих антенн. Этот множитель известен из разд. 8, гл. III.

$$F_2(\theta) = \cos\left(\frac{mD}{2} \cos \theta\right)$$

или, так как в данном случае  $\theta = \frac{\pi}{2} + \varphi$  и  $\cos \theta = \sin \varphi$ ,

$$F_2(\theta) = \cos\left(\frac{mD}{2} \sin \varphi\right). \quad (4)$$

Таким образом, для схемы «бродсайд» имеем

$$f(\varphi) = f_0(\varphi) f_n(\varphi) F_2(\varphi). \quad (5)$$

Характеристика направленности антенны бегущей волны определяется в первую очередь скоростью  $v$  распространения волны вдоль собирательной линии или отношением  $\frac{c}{v} = \xi$  и длиной антенны ( $nd$ ). Характеристика получается острее, когда  $v$  несколько меньше  $c$ ; она имеет неудовлетворительные очертания при  $\xi > 1,1$  ( $v < 0,9 c$ ). При больших значениях  $\xi$  главный лепесток не только становится чрезмерно широким, но и может получить провал в направлении оси антенны.

Характеристика направленности отличается наиболее острой формой для коротких волн диапазона, для которых длина антенны велика по сравнению с волной (5—6 волн), так же, как и расстояние между осями антенн (обычно порядка  $\lambda$ ). Так как по мере увеличения волны относительные размеры антенны уменьшаются, характеристика её при длинных волнах становится менее острой. Тем не менее при ширине диапазона 1 : 2 (например от 16 до 32 м) характеристику, получающуюся на длинных волнах, следует считать хорошей.

Основными достоинствами характеристики направленности антенны бегущей волны являются:

- а) узкий главный максимум,
- б) отсутствие значительных побочных лепестков,
- в) однонаправленность.

Вертикальная характеристика направленности антенны может быть вычислена по формуле

$$f(\varphi) = f_n(\varphi) F_{-2}(\varphi). \quad (6)$$

Здесь  $f_n(\varphi)$  имеет прежнее значение,  $F_{-2}(\varphi)$  — множитель, учитывающий влияние земли. В данном случае он равен <sup>1)</sup>

$$F_{-2}(\theta) = \sin(mh_0 \cos \theta)$$

или, так как  $\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi$  (рис. VII. 6. 5),

$$F_{-2}(\varphi) = \sin(mh_0 \sin \varphi). \quad (7)$$

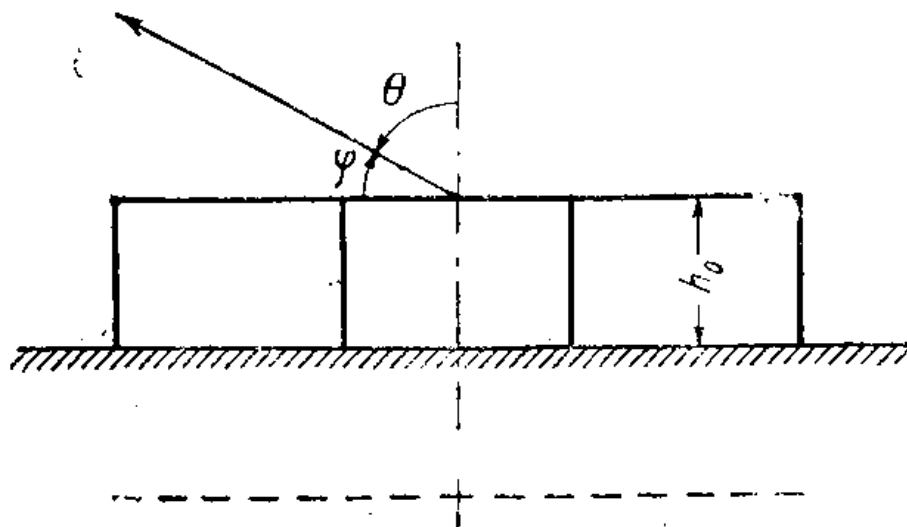


Рис. VII. 6. 5. К расчёту вертикальной характеристики направленности антенны бегущей волны.

Пример характеристики направленности в вертикальной плоскости приведён на рис. VII. 6. 6. Как и следовало ожидать, вдоль

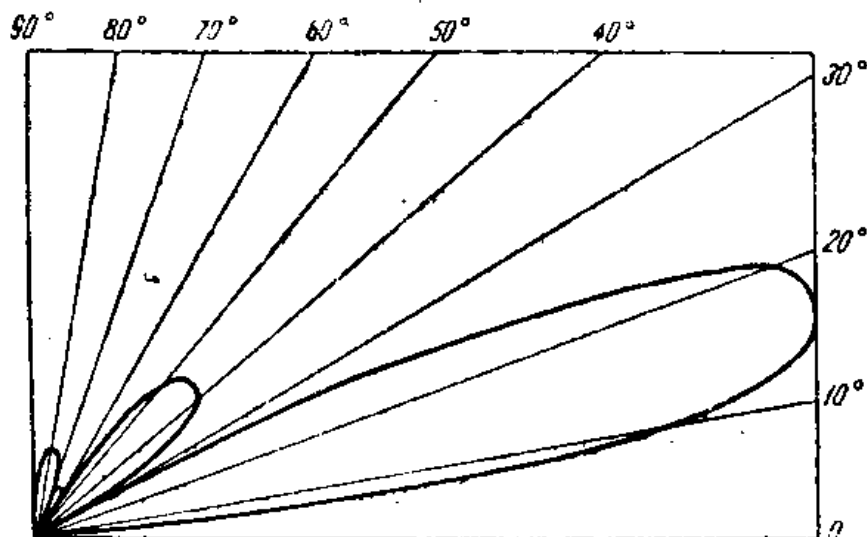


Рис. VII. 6. 6. Вертикальная характеристика направленности антенны бегущей волны для  $\lambda = 24$  м.

земли излучение отсутствует. Выведенная ранее горизонтальная характеристика направленности будет верна для небольшого угла возвышения. Угол подъёма главного максимума над горизонтом зависит от высоты подвеса антенны. Чем выше антенна, тем ближе

<sup>1)</sup> См. гл. III, разд. 8.

к горизонту этот угол. Практически высота антенны берётся порядка 16 м. Дальнейшее увеличение её вызвало бы значительное удорожание опор. Для более длинных волн максимум оказывается поднятым под более высоким углом к горизонту, чем для более коротких.

Рассмотрим более подробно вопрос о допустимом уменьшении скорости распространения в собирательной линии антенны. Если положить  $\xi = 1 + \Delta$ , то в направлении главного максимума ( $\varphi = 0$ ) будем иметь

$$f_n(0) = \frac{\sin \frac{nm d \Delta}{2}}{\sin \frac{m d \Delta}{2}}. \quad (8)$$

При малых  $\Delta$  можно заменить синусы аргументами и тогда получим

$$\lim |f_n(0)|_{\Delta \rightarrow 0} = n,$$

т. е. для направления главного максимума эдс антенны в  $n$  раз больше эдс одной пары вибраторов. С возрастанием  $\Delta$  величина напряжённости поля вдоль оси антенны будет уменьшаться вплоть

до нуля при  $\sin \frac{nm d \Delta}{2} = 0$  или  $\frac{nm d \Delta}{2} = \pi$ , откуда

$$\Delta_0 = \frac{\lambda}{nd}. \quad (9)$$

В этом случае вместо одного получим два лепестка по обе стороны от оси антенны. Очевидно, нужно взять меньшее укорочение  $\xi$ . Допустимая величина обычно определяется из условия

$$\sin \frac{nm d \Delta}{2} = 1 \text{ или } \frac{nm d \Delta}{2} = \frac{\pi}{2}, \text{ откуда } \Delta = \frac{\lambda}{2nd}. \quad (10)$$

Это предельное значение  $\Delta$ , при котором мы ещё не будем иметь провала в направлении главного максимума, так как числитель выражения (2) будет меньше единицы по обе стороны от  $\varphi = 0$ .

Мы получили, следовательно, что допустимое укорочение зависит от длины антенны  $L$ , так как при достаточно большом числе вибраторов  $L \approx nd$ . При длине антенны порядка пяти длин волн получим  $\Delta = \frac{\lambda}{2L} = \frac{\lambda}{2 \cdot 5\lambda} = \frac{1}{10}$ , откуда  $\xi = 1,1$  и  $v = 0,9c$ ; эти величины уже отмечались ранее как предельные.

Определим теперь величину конденсаторов связи в антенне бегущей волны, включаемых между вибраторами и собирательной линией. Если  $C$  есть погонная ёмкость двухпроводной линии без вибраторов и  $kC$  — допустимое приращение этой ёмкости, то, очевидно,  $\frac{1}{\sqrt{LC(1+k)}} = v = \frac{c}{z}$ , откуда  $\xi = \sqrt{1+k}$  и  $k = \xi^2 - 1$ .

Для определения ёмкости связи  $C_x$  нам достаточно знать расстояние между вибраторами (усами)  $d$ . Тогда, принимая длину вибратора  $2l = \frac{\lambda}{2}$  и его ёмкостное сопротивление равным нулю,

можем написать  $C_x = kCd = (\xi^2 - 1) Cd$  или, подставляя выражение для погонной ёмкости через радиус проводов собирательной линии  $r$  и расстояние между ними  $b$ ,

$$C_x = \frac{(\xi^2 - 1) d}{4 \ln \frac{b}{r}} \text{ см},$$

где  $\ln$  — натуральный логарифм.

Если принять допустимую скорость равной 0,9 скорости света и  $\xi = 1,1$ , мы получим, что ёмкость конденсаторов связи должна равняться, примерно, 20% ёмкости участка линии между вибраторами. Взяв  $b = 90 \text{ мм}$ ,  $r = 1,5 \text{ мм}$  и расстояние между вибраторами  $d = 2,2 \text{ м}$ , найдём

$$C_x = \frac{0,21 \cdot 220}{4 \ln \frac{90}{1,5}} = 2,8 \text{ см}.$$

Ввиду того, что конденсаторы связи оказываются включёнными последовательно (рис. VII. 6. 2), ёмкость каждого из них  $C_{x1}$  должна быть взята в 2 раза большей, т. е.  $C_{x1} = 5,6 \text{ см}$ .

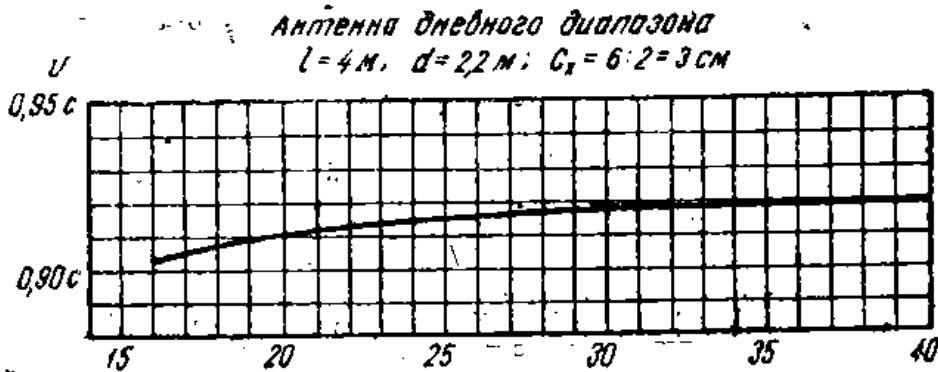


Рис. VII. 6. 7. Зависимость скорости распространения тока в антенне бегущей волны от длины волны.

При более длинных волнах диапазона ёмкостное сопротивление вибраторов будет отлично от нуля и равно  $\rho \operatorname{ctg} ml$ . Будучи включено последовательно с сопротивлением конденсаторов связи, оно снижает вносимую в линию ёмкость, благодаря чему скорость распространения с увеличением волны возрастает. На рис. VII. 6. 7 приведена теоретическая кривая скорости распространения в зависимости от длины волны. На практике скорость распространения несколько ниже за счёт наличия непосредственной ёмкостной связи между вибраторами и линией.

Применяемая обычно конструкция антенны бегущей волны предусматривает подвеску на общих столбах двух антенн для дневного диапазона (15—30 м), соединяемых по схеме «бродсайд», и одной для ночного (30—60 м). План такой антенны изображён на рис. VII. 6. 8. Высота подвеса, как указывалось, берётся 16 м. Полотно каждой антенны натягивается на двух лёрах из стального

троса, разрубленного на части изоляторами *aa*. Между тросами натянуты вибраторы, отделённые от них отрезками троса *б* и изолято-

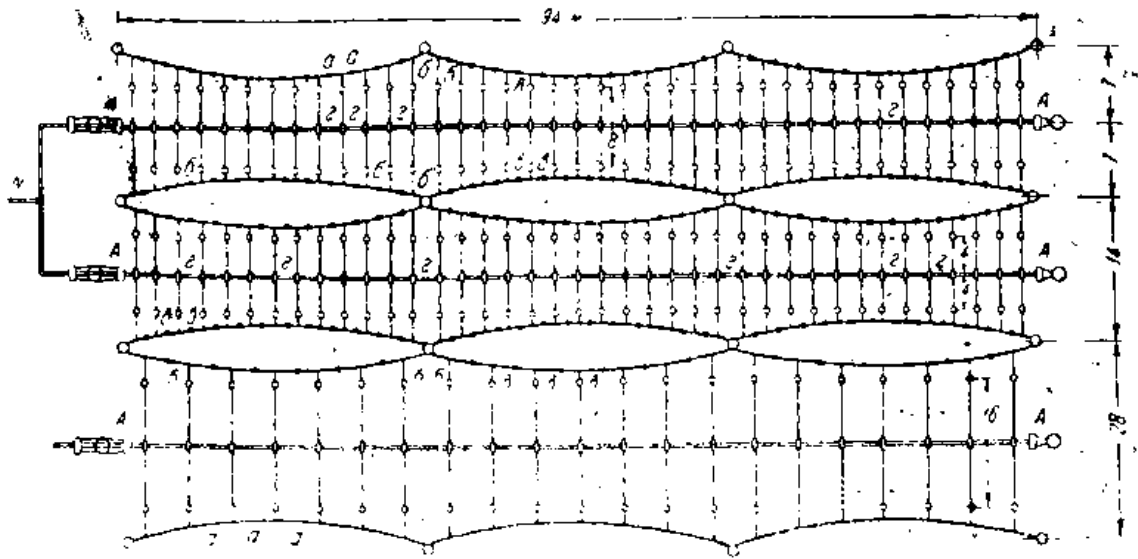


Рис. VII. 6. 8. План дневной и ночной антенн бегущей волны, подвешенных на общих столбах.

рами; в середину каждого вибратора включается изолятор, выполняющий одновременно функции двух конденсаторов связи (рис. VII. 6. 9.). Он представляет собой фарфоровое тело продолгова-

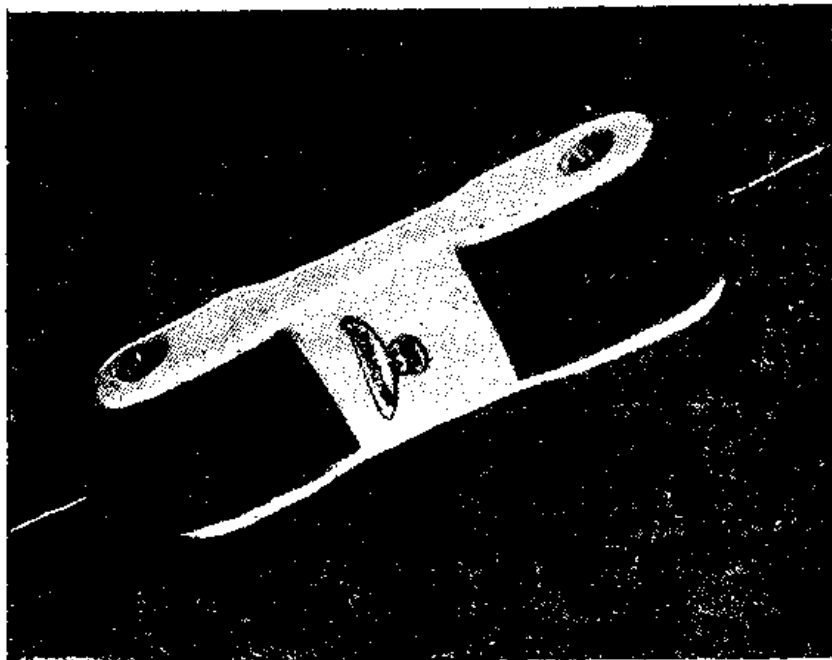


Рис. VII. 6. 9. Изолятор-конденсатор собирательной линии антенны бегущей волны.

той формы, имеющее на концах две пары взаимно перпендикулярных отверстий: для проводов линии и для концов вибраторов. С двух концов на него надеваются латунные обоймы, осуществляющие ёмкостную связь вибраторов с проводами линии. Эти обоймы за-

крепятся на изоляторе помощью концов вибраторов, которые продеваются через отверстие и закручиваются, обхватывая обойму и прижимая её к телу изолятора. Провода собирательной линии пропускаются через другие два отверстия, охватываемые обоймами; на концах они закрепляются на столбах А (рис. VII. 6. 8.). Длина вибраторов нормально берётся  $2 \times 4$  м для антенны дневного диапазона и  $2 \times 8$  для ночного. Полотно антенны поднимается на тросах, перекинутых через блоки. На внутренних столбах тросы закрепляются на утках, на наружных — к тросам подвешиваются контровесы (грузы) около 50 кг, которые регулируют натяжение проводов антенны. В качестве поглощающего сопротивления может быть взято любое безреактивное сопротивление подходящей величины (400 ом). Для защиты от атмосферных осадков оно герметически заделывается в фарфоровую трубку.

Обращённый к приёмнику конец собирательной линии соединяется со снижением, которое устраивается в виде двухпроводной линии, с перекрещиванием проводов через каждый метр.

Диаметр проводов и расстояние между ними подбираются так, чтобы волновое сопротивление снижения равнялось волновому сопротивлению собирательной линии, нагруженной вибраторами. Линии снижения от двух дневных антенн сходятся вместе у столба N (рис. VII. 6. 8). На этом столбе концы линий закрепляются так, чтобы можно было обе линии соединить вместе, включая антенны синфазно.

Антенна ночного диапазона работает обычно одна (не по схеме «бродсайд») <sup>1)</sup>. Число вибраторов в ней меньше, чем в дневной, и соединяются они с собирательной линией через большие ёмкости. Для этого могут быть использованы описанные конденсаторы-изоляторы, соединяемые впараллель. Антенна ночного диапазона заканчивается снижением, которое устраивается по правилам, указанным выше. Концы снижения присоединяются к отдельной фидерной линии, соединяющей эту антенну с приёмником. Таким образом, ночная антенна не имеет полного согласования с фидерной линией, так как сопротивление антенны 300—400 ом, а волновое сопротивление линии 200 ом.

На рис. VII. 6. 10 представлен внешний вид антенны бегущей волны. На рис. VII. 6. 11 дана характеристика направленности антенны бегущей волны для схемы «бродсайд», снятая с помощью самолёта.

Если наиболее короткая из волн, подлежащих приёму, значительно превышает 16 м (например, лежит в области 22—25 м), рекомендуется увеличить длину вибраторов 2l до половины этой волны. При этом могут быть увеличены и ёмкости связи, так как относительная длина антенны меньше таковой для 16 м. Указанные меры имеют целью повысить мощность, отдаваемую антенной, ко-

<sup>1)</sup> В последние годы на приёмных радиоцентрах стали входить в употребление сдвоенные ночные антенны, работающие по схеме «бродсайд».



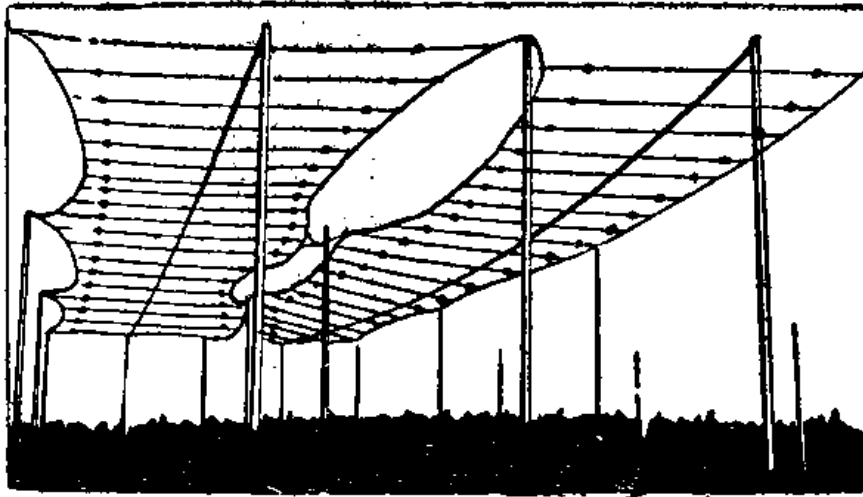


Рис. VII. 6. 10. Внешний вид антенны бегущей волны.

торая у антенны бегущей волны вообще невелика и в большинстве случаев не превышает мощности горизонтального симметричного полуволнового вибратора. Эта особенность антенны является её недостатком; она требует очень тщательного выполнения фидерных линий, соединяющих антенну с приёмником, так как в этом случае антенный эффект линий очень резко сказывается.

Основным достоинством антенны бегущей волны является её характеристика направленности, почти лишённая побочных максимумов, что обеспечивает значительное снижение уровня атмосферных помех. Так, по американским данным, средний выигрыш, даваемый дневной антенной, составляет 32,8 дБ<sup>1)</sup>.

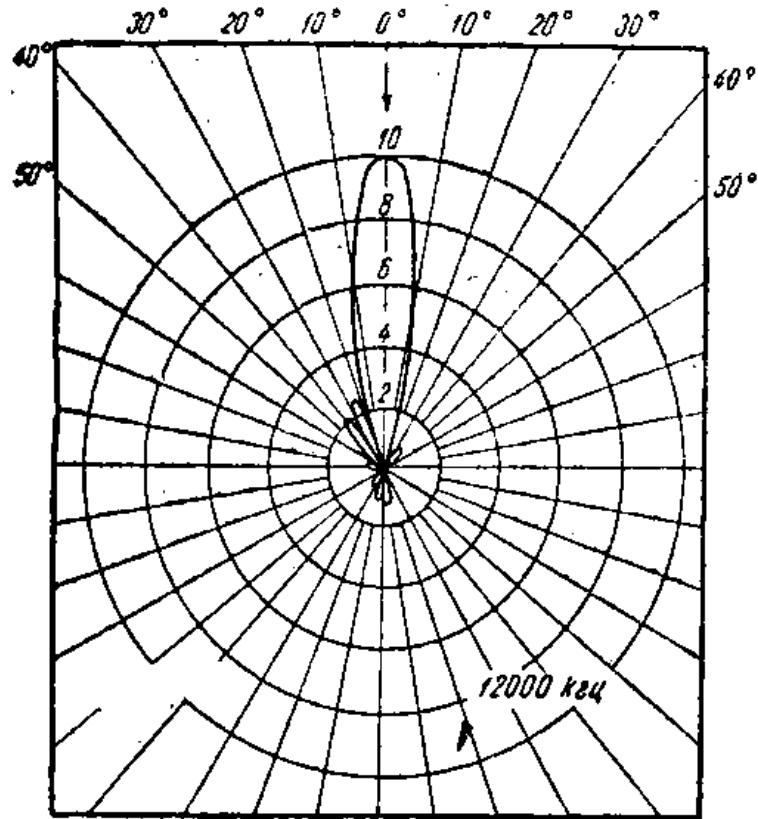


Рис. VII. 6. 11. Горизонтальная характеристика антенны бегущей волны, снятая с помощью самолёта.

<sup>1)</sup> Измерения производились в Риверхеде для антенн, направленных на Европу; направления, с которых приходят разряды, лежат в задней половине характеристики.

Сопоставляя основные показатели антенны бегущей волны с таковыми ромбической антенны, мы можем отнести к её достоинствам:

- а) прекрасную характеристику направленности,
- б) слабое взаимное влияние рядом расположенных антенн,
- в) меньшую по сравнению с ромбом площадь.

С другой стороны, антенна бегущей волны обладает и недостатками:

- а) сложностью устройства и эксплуатации,
- б) малой отдаваемой мощностью.

Таким образом, антенна бегущей волны значительно превосходит ромбическую антенну по своим направленным свойствам, но уступает ей в отношении простоты устройства и силы приёма. В отношении апериодических свойств обе антенны, примерно, равноценны.

За последние годы у нас в Союзе ромбическая антенна вытесняет антенну бегущей волны, в основном по причине простоты своего устройства и эксплуатации, а также и потому, что в некоторых случаях мощность антенны бегущей волны оказывалась недостаточной для выделения сигнала на фоне шумов приёмника. Не следует, однако, забывать, что, применяя ромбическую антенну, мы много теряем в направленных свойствах по сравнению с антенной бегущей волны.

## 7. Антенна с управляемой характеристикой направленности

Антенна с управляемой характеристикой направленности была разработана инженерами Фриисом и Фельдманом <sup>1)</sup> и введена в эксплуатацию в 1937 г. американским телефонным концерном Бэлла на радиотелефонной линии связи между Нью-Йорком и Лондоном. Она известна под названием антенны «Мьюса» (MUSA-Multiple Unit Steerable Antenna). Позднее «Мьюса» была установлена и на английской стороне радиотелефонной линии.

В современном виде эта антенная система состоит из 16 одинаковых ромбических антенн, вытянутых в одну линию по направлению большей диагонали ромба. Все эти антенны соединены с приёмником коаксиальным фидером, зарытым в землю. Для обеспечения перехода с симметричной антенны на несимметричный фидер потребовалась установка специальных переходных трансформаторов, обслуживающих весь диапазон ромбической антенны.

Коаксиальные фидеры у приёмников нагружены на сопротивление, равное волновому, так, что эдс антенны создаёт в них бегущую волну тока и напряжения. Благодаря этому напряжения на входах приёмников по сравнению с эдс антенн оказываются сдвинутыми по фазе пропорционально разнице в длинах фидеров, т. е. пропорционально расстояниям между антеннами.

<sup>1)</sup> Сборник «Антенные устройства», Связьиздат, 1939.

Мы имеем, таким образом, систему из 16 идентичных излучателей, расположенных по прямой на расстоянии  $d$  друг от друга ( $d$  — расстояние между центрами двух соседних ромбических антенн). Характеристика направленности такой системы из  $n$  излучателей в вертикальной плоскости будет

$$F(\theta) = F_0(\theta) F_n(\theta),$$

где  $F_0(\theta)$  — характеристика направленности одного излучателя (в данном случае ромбической антенны),

$F_n(\theta)$  — характеристика системы из  $n$  ненаправленных излучателей со сдвигом фаз  $\psi$  (разд. 8, гл. III),

$$F_n(\theta) = \frac{\sin \frac{n}{2} (md \cos \theta - \psi)}{n \sin \frac{1}{2} (md \cos \theta - \psi)}. \quad (1)$$

Угол  $\theta$  отсчитывается от оси системы.

Предположим, что мы каким-либо путём изменяем сдвиг фаз  $\psi$  эдс, поступающих на вход приёмника. Тогда для каждого угла  $\psi$  мы будем получать свою характеристику направленности; максимумы этой характеристики будут иметь место при тех углах  $\theta$ , при которых числитель и знаменатель обращаются в нуль, т. е. когда

$$md \cos \theta - \psi = k\pi; \quad k=0, 1, 2, 3, \dots$$

Отсюда для угла  $\theta_{\max}$  получаем

$$\cos \theta_{\max} = k \frac{\lambda}{2d} + \frac{\psi \lambda}{2\pi d}; \quad k=0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

Таким образом, регулируя сдвиг фаз  $\psi$ , мы можем перемещать в пространстве направления максимального излучения. На рис. VII. 7. 1 изображены графики множителя (1) для случая шести излучателей, разнесённых на 10 волн друг от друга. Верхний график соответствует случаю, когда помимо сдвига фаз, зависящего от расстояния  $d$ , приёмники получают ещё дополнительный сдвиг фаз  $\psi = 55^\circ$  один относительно другого. Для этого на входе второго приёмника фазу нужно изменить на  $55$ , третьего —  $110$ , четвёртого  $3 \cdot 55^\circ = 165^\circ$  и т. д. Нижняя кривая относится к дополнительному сдвигу фаз между приёмниками в  $200^\circ$ .

Из полученных нескольких максимумов характеристика направленности единичного излучателя  $F_0(\theta)$  выделит те (один или два),

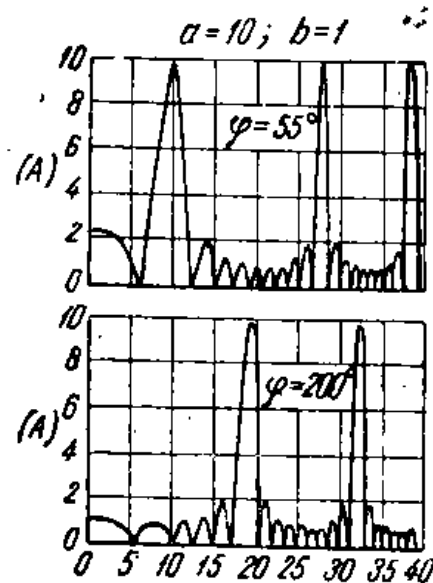


Рис. VII. 7. 1. Один из множителей характеристики направленности антенны «Мьюса».

которые лежат в пределах главного лепестка излучателя. Так например, если единичный излучатель является ромбической антенной и обладает вертикальной характеристикой, изображённой на рис. VII. 5. 6, результирующая характеристика будет иметь лишь один максимум, соответствующий нижнему максимуму верхней и нижней кривой рис. VII. 7. 1.

Из выражения (2) следует, что направление главного максимума не зависит от числа ромбических антенн; последнее определяет собой лишь ширину главного луча и преобладание его над побочными. При 16 ромбических антеннах главный луч суживается на коротких волнах до  $1-2^\circ$ .

Регулировка фазы в приёмниках осуществляется с помощью фазовращателей, основанных на использовании сдвига фаз между последовательно включёнными ёмкостным и активным сопротивлением одинаковой величины.

Так как необходимый исходный сдвиг фаз в  $90^\circ$  может быть получен в этой цепи лишь для фиксированной частоты, фазовращатели перенесены в цепь промежуточной частоты приёмника, на которой и осуществляется регулировка фаз. Принципиальная схема приёмника к антенне «Мьюса» показана на рис. VII. 7. 2. Здесь  $D_1, D_2, D_3 \dots$  входные детекторы. После детектора колебания по-

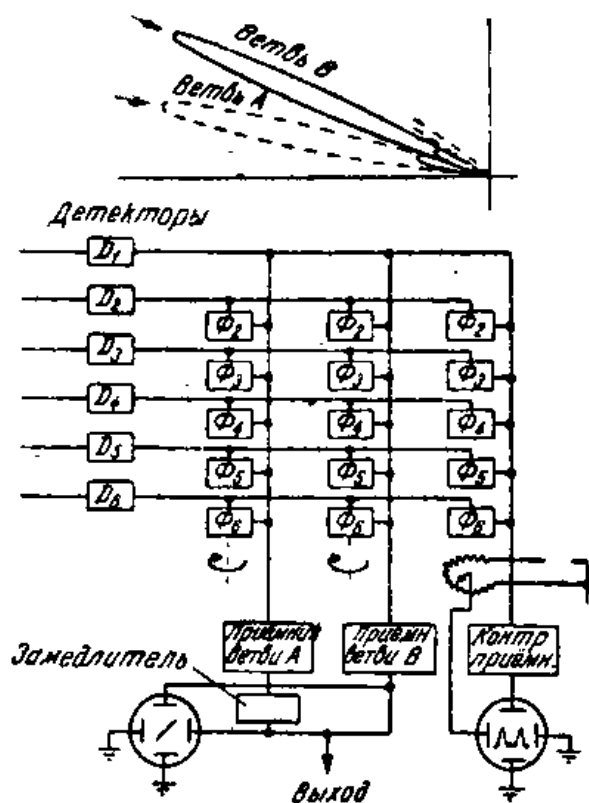


Рис. VII. 7. 2. Принципиальная схема приёмника к антенне «Мьюса».

ступают на 3 отдельных канала: канал А, канал В и контрольный. Каждый канал имеет свою систему фазовращателей  $\Phi_2, \Phi_3 \dots$ , позволяющих изменять направление главного максимума. Контрольный канал служит для определения количества проходящих лучей и углов их падения. Для наблюдений служит специальный осциллограф (правый). Каналы А и В ориентируются на 2 различных проходящих луча или на верхнюю и нижнюю области одного и того же луча. Чтобы выравнять запаздывание, вносимое в передачу лучами, падающими под более высоким углом к горизонту, в один из каналов на выходе, на низкой частоте, включается специальный четырёхполюсник, так называемый «замедлитель» (рис. VII. 7. 2), позволяющий получить искусственное запаздывание до  $2,7 \text{ мсек}$ . Для контроля за синхронизированием с помощью этого замедлителя передач, принимаемых по двум каналам, служит осциллограф. После синхронизации обе передачи складываются и подаются на линию.

Такова вкратце идея устройства и использования системы «Мьюса». Для суждения о рациональности применения подобных систем на магистральных линиях связи пока исчерпывающих данных не имеется. Несомненно, что при сравнительно устойчивом состоянии ионосферы «Мьюса» даёт приём высокого качества.

Однако, в процессе эксплуатации пришлось столкнуться с такими случаями, когда на всём большом протяжении антенны структура поля (в отношении наклона и числа лучей) оказывалась неодинаковой. Ясно, что в подобных случаях неоднородности электромагнитного поля в месте приёма нормальная работа антенны Мьюса нарушается.

## 8. Радиослушательские антенны

Стремление ослабить помехи приёму от электрических установок и близких станций, с одной стороны, и расширение радиовещательного диапазона в сторону коротких волн, с другой, — способствовали внедрению в практику специальных, так называемых всеволновых антенн, предназначенных для обслуживания радиослушательских приёмных установок. Рассмотрим одну из таких антенн, рассчитанную на диапазон от 16 до 550 м (0,54—18 мгу)<sup>1)</sup>.

Составные части её следующие (рис. VII. 8. 1):

- 1) симметричный горизонтальный вибратор,
- 2) переходный контур «антенна — линия»,
- 3) симметричная линия от антенны к приёмнику,
- 4) переходный контур «линия — приёмник».

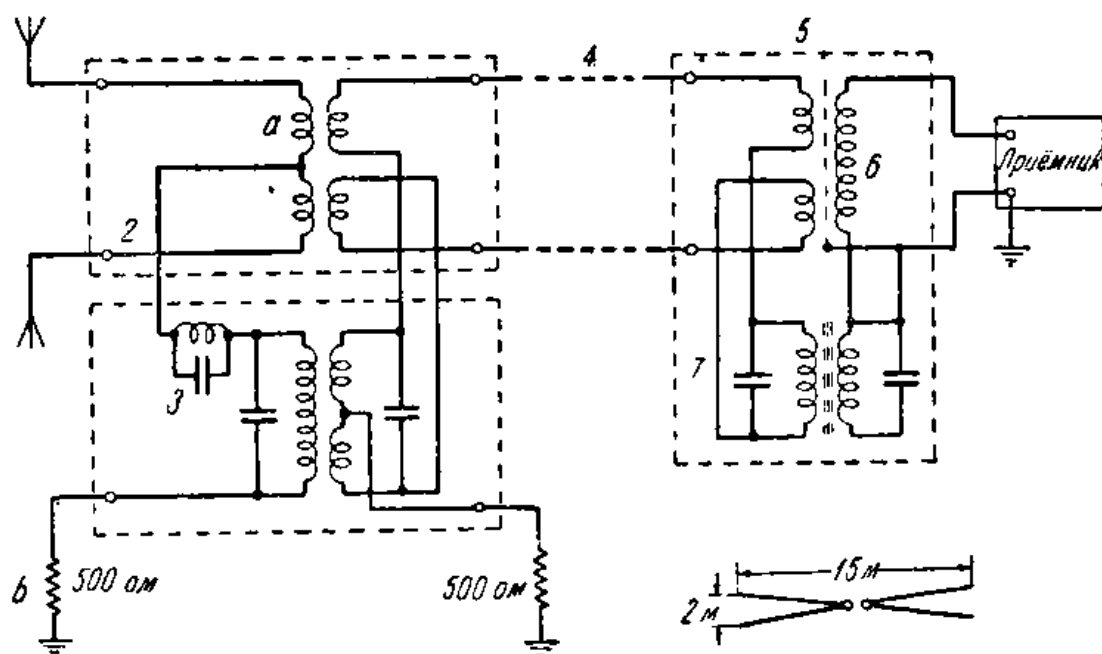


Рис. VII. 8. 1. Схема всеволновой антенны.

Вид и размеры симметричного вибратора в плане изображены на рис. VII. 8. 1. V-образная форма обеих половин объясняется

<sup>1)</sup> Wheeler and Whitman. Proc. IRE, v. 24, p. 1257 (1936).

Стремлением снизить волновое сопротивление и тем уменьшить пределы изменения сопротивления по диапазону. Принятая конструкция понижает максимальное полное сопротивление на клеммах с 4000 до 2000 *ом*. Собственная волна такого вибратора 35 м. Направленные свойства его близки к свойствам однопроводного вибратора (гл. III, разд. 3). Поэтому располагать его следует перпендикулярно направлению наиболее желательного приёма. В диапазоне от 6 до 18 *мгц* указанный вибратор используется как симметричная антенна, т. е. к приёмнику передаётся эдс, наводимая противофазной волной тока (рис. VII. 8. 2а). На более длинных волнах в диапазоне от

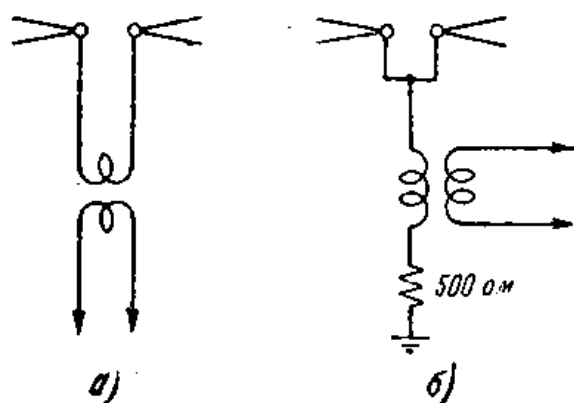


Рис. VII. 8. 2. Схема использования противофазной (а) и синфазной (б) волн.

0,54 до 6 *мгц* используется синфазная волна (рис. VII. 8. 2б).

Антенна должна быть установлена в месте, достаточно защищенном от помех и имеющем достаточно хорошее заземление.

Непосредственно к клеммам антенны подвешивается переходный контур «антенна — линия», состоящий из двух трансформаторов (фильтров) для коротковолнового и радиовещательного диапазонов (2 и 3 на рис. VII. 8. 1). Назначение их — перечислить сопротивление ан-

тенны на волновое сопротивление линии. Эту задачу каждый фильтр выполняет для своего диапазона, одновременно осуществляя использование однофазного или противофазного токов. В случае работы вибратора в качестве симметричной антенны проводник *ab* представляет собой путь, по которому однофазные токи отводятся в землю. Сопротивление в 500 *ом*, включаемое в провод, равно волновому сопротивлению одиночного провода, его включение сообщает проводу апериодические свойства. Для той же цели служит аналогичное сопротивление во вторичной цепи контура. Благодаря принятым мерам однофазные токи не попадают в приёмник и это обстоятельство значительно снижает уровень помех.

Соединительная линия представляет собой шнур из двух медных проводов, изолированных высококачественной резиной. Шнур этот обычно покрывается лакированной металлической оплёткой. Волновое сопротивление такой линии 115 *ом*, затухание при 18 *мгц* составляет 15 *неп* на 1 *км*. При сырой погоде оно повышается. Симметричная линия сама сигналов не принимает и служит лишь для передачи энергии, принятой антенной.

Переходный контур «линия — приёмник» (5 на рис. VII. 8. 1) служит для перечисления волнового сопротивления линии на входное сопротивление приёмника. Верхний трансформатор 6 со статическим экраном обслуживает наиболее коротковолновую треть диапазона, нижний 7 — с сердечником из порошкообразного же-

леза — длинноволновую треть. Оба вместе они работают на промежуточной трети диапазона.

Описанная антенна имеет сравнительно высокий КПД. Весьма существенным для ослабления помех является подавление однофазной волны при приёме коротких волн (в диапазоне 6—18 мц).

Другой вариант всеволновой антенны изображён на рис. VII. 8. 3. За основу здесь принята схема антишумовой антенны, описанной в разд. 6 предыдущей главы. Для приёма средних волн используется однофазная волна, наводимая в фидере симметричного вибратора, обслуживающего коротковолновый диапазон. К клеммам фидера подключён трансформатор с симметричной первичной обмоткой, реагирующий на противофазную волну, приходящую от вибратора.

Вторичная обмотка этого трансформатора включается на приёмник при переходе на приём коротких волн.

Первичная обмотка трансформатора средневолнового диапазона включена между средней точкой упомянутой выше первичной обмотки и противовесом. В этом диапазоне работа протекает так, как описано в предыдущей главе; лишь антенна теперь не Г, а Т-образная и включена она через две параллельные небольшие самоиндукции половинок входной обмотки коротковолнового трансформатора.

Наряду с усовершенствованными антеннами индивидуального пользования, получившими значительное распространение, делаются попытки ввести в обиход и высококачественные антенные системы, предназначенные для коллективного использования.

Составными частями таких систем являются:

1) антенна, установленная в месте, достаточно защищённом от действия помех,

2) усилитель высокой частоты, приключаемый к антенне и обслуживающий весь радиовещательный диапазон, и

3) распределительная сеть, обеспечивающая включение в систему определённого числа приёмников и работу их без взаимных помех и влияний.

В качестве примера антенной системы коллективного пользо-

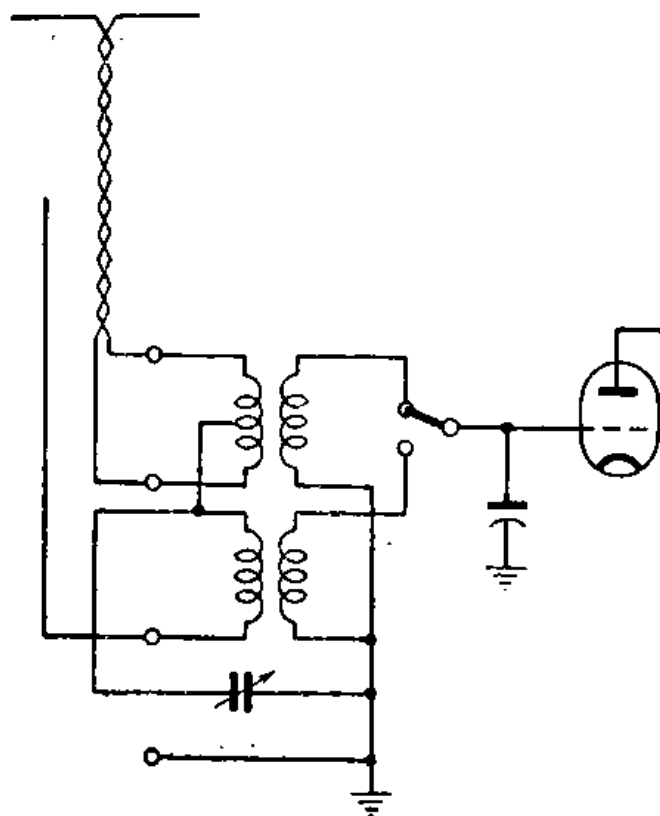


Рис. VII. 8. 3. Вариант схемы всеволновой антенны.

вания мы опишем «Многократную многоантенную систему», разработанную «Американской Радиокорпорацией»<sup>1)</sup>.

Наиболее трудной задачей в системе коллективной антенны является создание усилителя, обслуживающего весьма широкий диапазон частот. В описываемой системе весь диапазон разбивается на 10 поддиапазонов, на каждый поддиапазон ставится свой усилитель, а усиленные напряжения со всех усилителей подаются в общую линию, идущую в распределительную сеть. Такое решение представляет ряд преимуществ, а именно:

1) для понижения шумов приёмника желательно значительное повышение напряжения полезного сигнала в переходном контуре от антенны к сетке первой лампы; это требование легче выполнить при контуре, настроенном на более узкий диапазон.

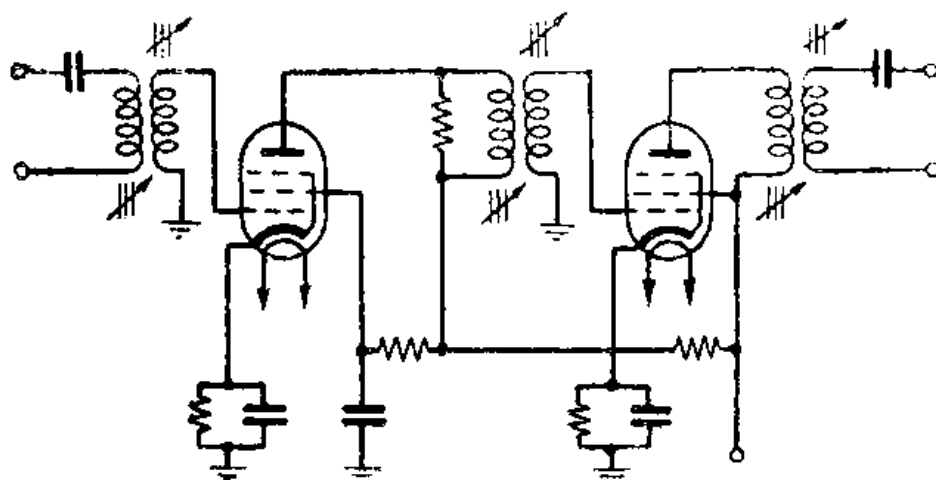


Рис. VII. 8. 4. Схема усилителя коротковолнового канала.

2) Перекрестная модуляция от мощных передатчиков при многоканальном усилителе будет сказываться лишь в канале, заключающем мешающую станцию.

3) Для получения на выходе заданной мощности многоканальный усилитель позволяет применить лампы меньшей мощности, чем широкополосный.

Допустим, что пиковое напряжение в каждом из каналов может достигать  $U$  мкв на сетке выходной лампы. Тогда при широкополосном усилителе, охватывающем 10 каналов, оно может достигнуть  $10U$ . Чтобы обеспечить одинаковое качество усиления, мощность выходной лампы в этом случае должна быть в 10 раз больше мощности всех 10 выходных ламп многоканального усилителя.

4) При выходных трансформаторах с более узкой полосой лучше подавляются гармонические, суммовые и разностные тона, неизбежно появляющиеся вследствие побочного детекторного действия ламп усилителя.

В описанной системе коротковолновый диапазон (от 2 до 18 мгу)

<sup>1)</sup> Landon. Radio Engineering. Jan. 1937, pp. 10—14.



разбит на 6 поддиапазонов, радиовещательный (от 0,53 до 2 мГц) — на 4. Схема усилителя одного из коротковолновых каналов приведена на рис. VII. 8. 4. Он состоит из двух ламп и трёх трансформаторов. Обе обмотки этих трансформаторов настраиваются на соответствующий диапазон частот помощью передвижных магнитных сердечников. Надлежащая ширина полосы достигается подбором связи и затухания. Входной трансформатор имеет коэффициент трансформации порядка пяти, общее усиление по напряжению (от входной линии к выходной) составляет около 40. Пример частотной характеристики усилителя коротковолнового канала приведён на рис. VII. 8. 5.

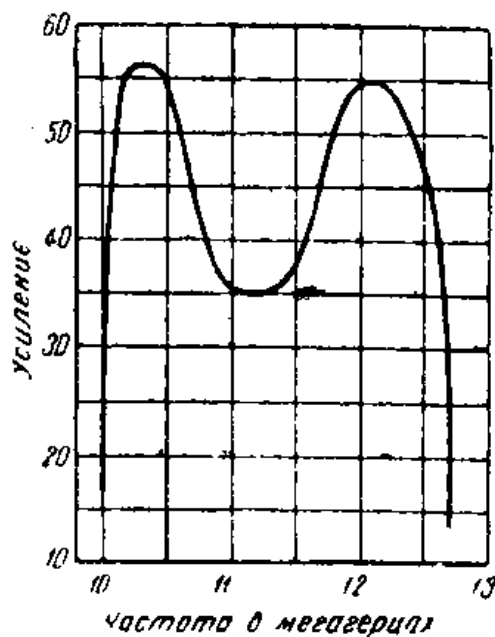


Рис. VII. 8. 5. Частотная характеристика одного из коротковолновых каналов.

Усилитель радиовещательного канала обслуживает более узкую полосу частот и имеет всего одну лампу. В остальном принципы его устройства те же. В больших городах свои передатчики обычно мешают слушать станции, близкие по частоте; для устранения

этого неудобства, а также для того, чтобы не перегружать усилителей, установка может быть дополнена специальными запирающими фильтрами, настроенными на определённые частоты. Скелетная схема усилителя дана на рис. VII. 8. 6. Здесь цифрой 1 обозначены усилители коротких волн, цифрой 2 — усилители радиовещательного диапазона; 3 — запирающие фильтры, 4 — главная распределительная линия (коаксиальный фидер).

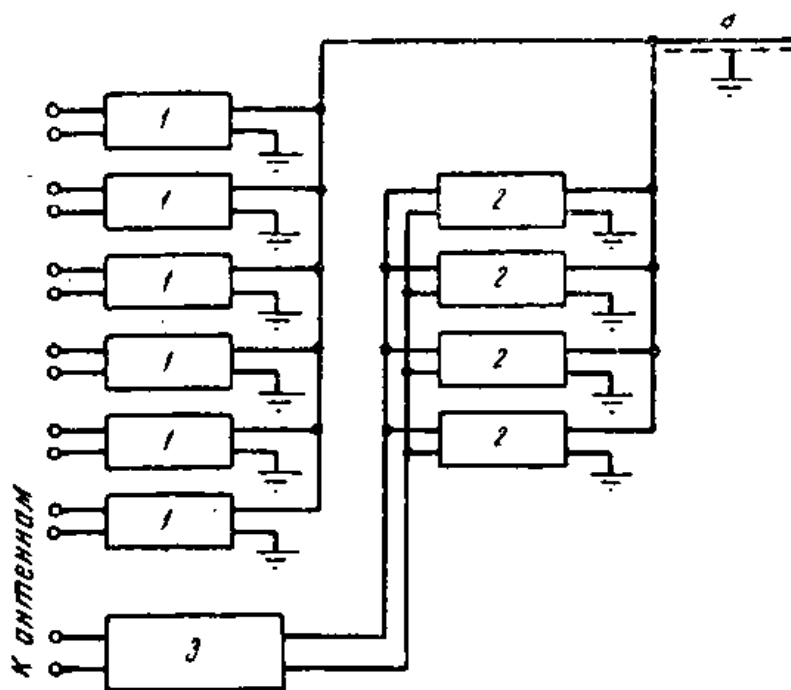


Рис. VII. 8. 6. Скелетная схема многоканального усилителя.

Многоканальная система усиления позволяет применить для каждого канала самостоятельную антенну. Так это и сделано для

коротковолнового диапазона, где первые пять каналов имеют каждый свой симметричный вибратор, настроенный на среднюю частоту канала. Для шестого канала применяется однопроводная Т-образная антенна и для всех радиовещательных каналов общая Т-образная антенна с двухпроводной горизонтальной частью. Все антенны подвешены рядом так, что образуют одно горизонтальное полотно длиной 15 м из 8 проводов, отстоящих на полметра один от другого.

Распределительная сеть, подающая принятую энергию высокой частоты абонентам, состоит из соединительных линий, переходных трансформаторов и розеток для включения приёмников.

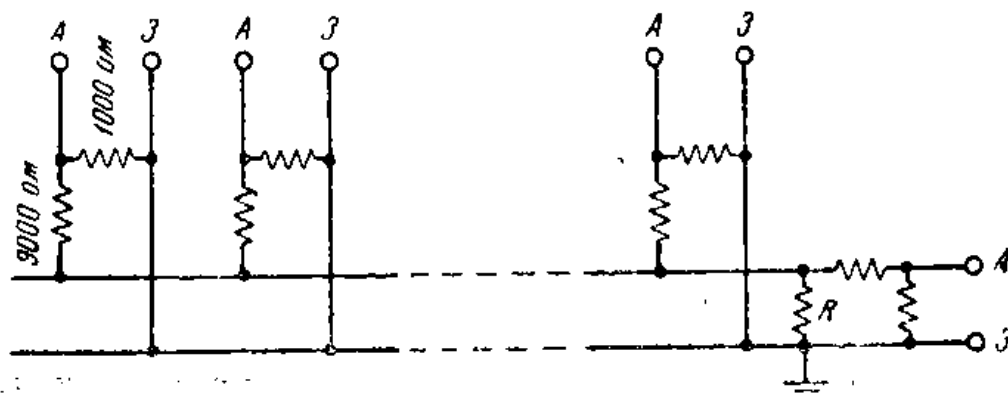


Рис VII. 8. 7. Схема включения приёмников в распределительную линию.

Для коротких соединений применяется двухпроводная линия такой же конструкции, что и у всеволновой антенны. Более длинные участки оборудуются коаксиальным кабелем.

Переходные трансформаторы ставятся в местах ответвлений от главной линии нескольких побочных; они должны перечислять сопротивление этих линий на волновое сопротивление главной линии. При этом переходный трансформатор должен обслуживать не отдельный узкий диапазон, а полный диапазон установки.

После упорной работы фирмой RCA такой трансформатор был сконструирован. В диапазоне от 500 до 35 000 кГц неравномерность его частотной характеристики не превышает 20%. Он осуществляет переход от одной к четырём распределительным линиям. Как трансформаторы, так и вся система внутренней проводки предусматривают возможность передачи по ним ультравысоких частот, соответствующих спектрам передатчиков с частотной модуляцией и телевизионных.

Решая вопрос о способе присоединения приёмников, нужно иметь в виду, что включение, выключение и настройка какого-либо одного из них совершенно не должны сказываться на работе других.

Можно считать, что мощность принимаемых сигналов колеблется в пределах 60 дБ. Следовательно, переходное затухание между двумя приёмниками по всему диапазону не должно падать ниже указанной цифры. Для этой цели приёмник включают в линию не непосредственно, а через систему реактивных или активных сопротивлений,

снижающих уровень мощности в приёмнике на 30 дб по сравнению с линией.

Пример такого включения показан на рис. VII. 8. 7. Активное сопротивление  $R$  по величине должно равняться волновому сопротивлению распределительной линии. Все концы линий должны быть снабжены такими сопротивлениями, иначе в распределительной линии будут иметь место стоячие волны напряжения и часть приёмников может оказаться при приёме отдельных радиостанций в районе узлов напряжения.

### 9. Антенны для низовой радиосвязи

Под низовой радиосвязью мы понимаем связь в пределах области, края или республики на расстояниях порядка нескольких сот километров. Для этой связи используются волны в диапазоне 40—150 м. Передатчики берутся небольшой мощности порядка десятков и сотен ватт, редко 1—2 квт. К антеннам обычно предъявляются требования простоты, дешевизны и отсутствия направленности.

При выборе антенн для низовой связи необходимо учитывать, что на расстояниях в несколько десятков километров связь обычно осуществляется за счёт поверхностной (земной) волны, на расстояниях свыше 100 км — за счёт пространственной. Так как горизонтальные антенны не дают излучения вдоль земли, их следует выбирать для более далёких корреспондентов. Вертикальные антенны пригодны в первую очередь для близких корреспондентов.

В качестве горизонтальных антенн могут быть взяты или горизонтальный вибратор (диполь) или уголковая антенна, подвешенные на высоте порядка 15 м. Для лучшего согласования с фидером на передающей стороне следует применять многопроводную цилиндрическую конструкцию вибраторов. Напомним, что диапазон волн, в котором уголковая антенна может считаться ненаправленной в горизонтальной плоскости, сравнительно неширок.

Однако, при работе на небольшие расстояния отражённым от ионосферы лучом используются волны, излучаемые под большими

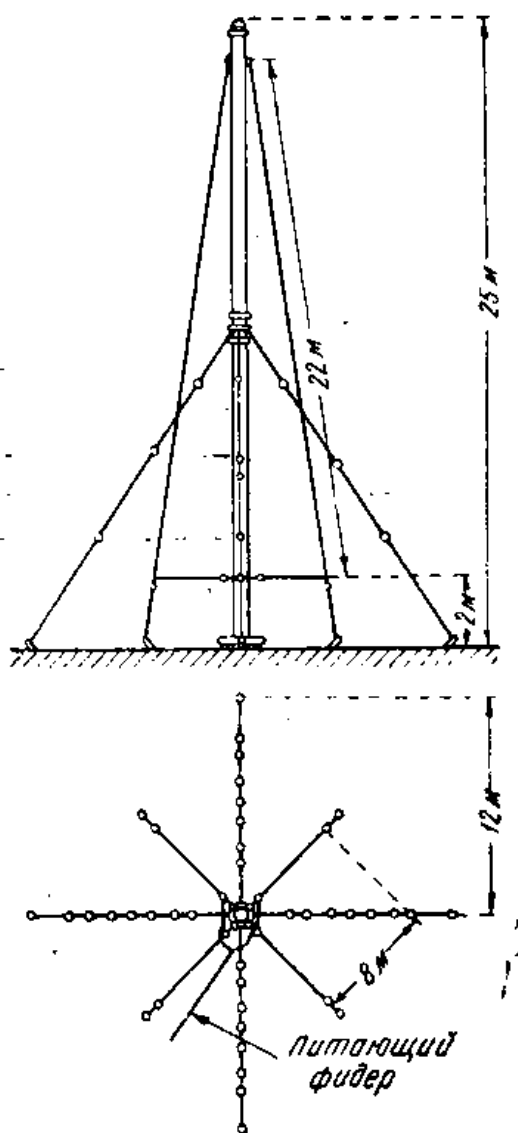


Рис. VII. 9. 1. Антенна-мачта для низовой радиосвязи.

углами к горизонту. Под этими углами антенна сохраняет ненаправленные свойства в более широком диапазоне волн, чем для горизонтальной плоскости. Кроме того, как показал опыт, при отражении от ионосферы направленные свойства антенны в значительной степени затушевываются. Поэтому обе антенны и, в частности, уголкового находят себе широкое применение на тех линиях связи, на которых используется только отражённая волна. При этом длина волны выбирается в соответствии с данными ионосферных станций.

Диапазон волн вертикальной антенны, предназначенной для работы земным лучом, определяется характеристикой направленности в вертикальной плоскости; если длина вертикального провода

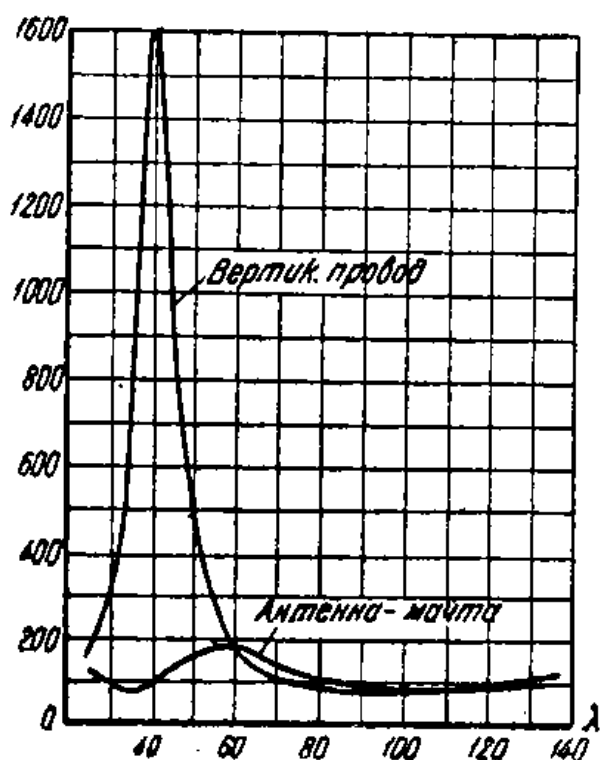


Рис. VII. 9. 2. Кривые активного сопротивления, измеренного в зависимости от длины волны для антенны мачты и вертикального провода.

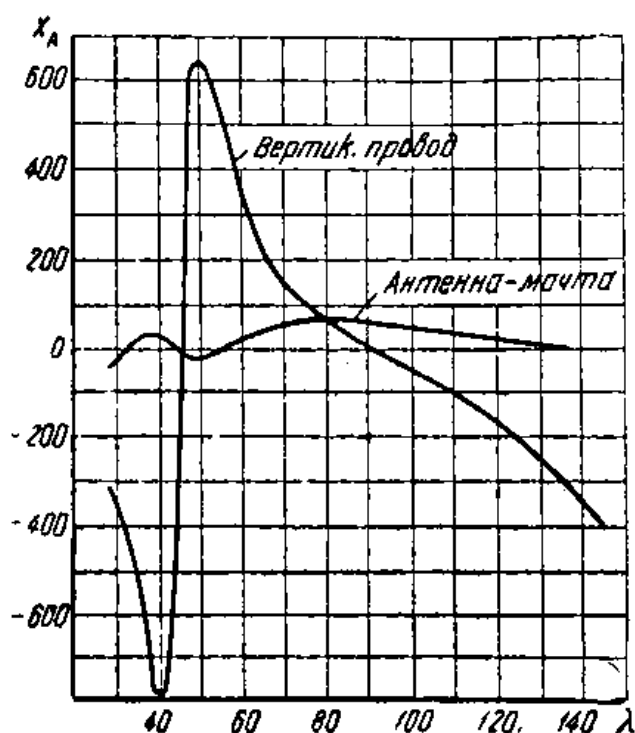


Рис. VII. 9. 3. Кривые измеренного реактивного сопротивления антенны-мачты и вертикального провода в зависимости от длины волны.

превышает  $0,625 \lambda$ , он начинает излучать под углом к горизонту сильнее, чем вдоль земли.

Для того, чтобы улучшить согласование с фидером, вертикальную антенну также рекомендуется устраивать из нескольких параллельных или расходящихся проводов. На рис. VII. 9. 1 дан чертёж антенны-мачты, предложенной Г. З. Айзенбергом и Л. В. Грузинским для низовой радиосвязи<sup>1)</sup> и применяемой на наших передающих радиостанциях. В качестве излучающих проводов здесь используются оттяжки верхнего яруса, выполняемые из оцинкованного троса.

Нижние концы оттяжек подводятся к мачте и соединяются

<sup>1)</sup> «Электросвязь» № 6, 1938, стр. 78.

между собой; здесь к ним подключается фидер. Для уменьшения потерь в нижнем ярусе оттяжек последние должны быть повернуты на  $45^\circ$  относительно оттяжек верхнего яруса и разрублены изоляторами. Под антенной должно быть устроено заземление из нескольких десятков радиально расходящихся проводов длиной около 40 м.

При указанных на чертеже размерах антенны её эквивалентное волновое сопротивление получается

$$\rho_{\text{э}} = 180 \text{ ом.}$$

В результате кривые активного и реактивного сопротивления на клеммах антенны в зависимости от длины волны значительно сглаживаются по сравнению с одиночным вертикальным проводом (рис. VII. 9. 2 и VII. 9. 3).

Для хорошего согласования антенны с фидером последний должен иметь волновое сопротивление порядка 100—200 ом. Для этого могут быть предложены конструкции воздушного несимметричного фидера, изображённые на рис. VII. 9. 4. Обратные провода (зачернённые на рисунке) должны быть заземлены, при чём расстояние между соседними заземлениями должно быть меньше половины самой короткой волны.

Показанные на рисунке пунктиром электрические соединения могут быть выполнены на концах фидера (у антенны и у передатчика) и в местах заземлений.

Для приёмной антенны может быть взят одиночный вертикальный провод; фидер к нему следует взять двухпроводным, с заземлённым обратным проводом.

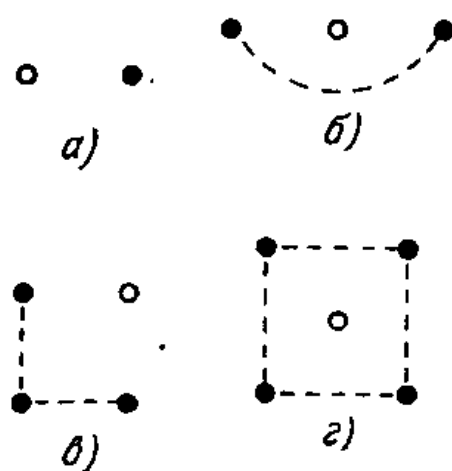


Рис. VII. 9. 4. Четыре варианта сечения несимметричного воздушного фидера.

## 10. Фидерные системы для передающих антенн

Основное назначение фидерной системы — обеспечить правильное питание антенны от передатчика. В состав её входят:

- 1) фидерная линия, связывающая передатчик с антенной,
- 2) переходное устройство с антенны на линию, обеспечивающее согласование нагрузки (каковой является антенна) с питающей её линией;
- 3) переходное устройство с передатчика на линию;
- 4) антенный коммутатор, позволяющий производить переключения передатчиков с одной антенны на другую;
- 5) вспомогательные устройства: дистанционные переключатели, меняющие местами антенну и рефлектор, автоматические

переключатели, применяемые при питании одной линией двух антенн, настроенных на разные волны, и т. п.;

б) контрольные устройства, служащие для наблюдения за электрическим режимом фидера.

В этом разделе мы рассмотрим последовательно все элементы фидерной системы за исключением контрольных и вспомогательных устройств. Первые описываются далее, в гл. IX, посвящённой вопросам эксплуатации антенн. Вторые не играют большой роли в наших современных антенных устройствах, ориентирующихся на применение аperiодических антенн, и потому мы их рассматривать не будем.

Основные электрические требования к фидерным системам сформулированы нами ещё в гл. II (разд. 1). Это —

- 1) отсутствие излучения с фидера,
- 2) передача энергии с наименьшими потерями и
- 3) с наименьшим напряжением.

К этим требованиям необходимо добавить ещё ряд эксплуатационных требований:

4) фидерная система должна допускать удобный монтаж внутри здания и удобное переключение передатчиков с одних антенн на другие;

5) электрические параметры её не должны изменяться от действия ветра и атмосферных осадков;

6) система должна быть проста в эксплуатации и удобна для ремонта и устранения повреждений и

7) фидерная система должна быть по возможности проста по своему устройству и дешева.

Основным элементом схемы питания антенны является фидерная линия. Различные типы фидерных линий показаны на рис. II. 1. 1 и VII. 9. 4. По своей электрической схеме они делятся на симметричные и несимметричные, по конструкции — на воздушные и экранированные.

Основными типами воздушных линий являются:

- 1) двухпроводная линия (рис. II. 1. 1а),
- 2) четырёхпроводная линия (рис. II. 1. 1б),
- 3) четырёхпроводная переменнoфазная линия (рис. II. 1. 1в).

Первая линия обладает сравнительно высоким волновым сопротивлением и применяется во всех случаях, когда не приходится передавать очень больших мощностей (и, следовательно, нет опасности перенапряжений). Вторая линия применяется при очень мощных передатчиках, так как её волновое сопротивление в среднем в полтора раза меньше, чем у двухпроводной линии. У переменнoфазной линии оно может быть сделано ещё ниже (до 150 ом), но главное её достоинство состоит в том, что эта конструкция способствует уменьшению потерь энергии на излучении с линии. Ввиду усложнения изоляции тип этот применяется преимущественно для приёмных антенн, где он практически полностью устраняет опасность непосредственного приёма на линию.

Воздушные фидерные линии устраиваются обычно из голых медных или биметаллических проводов диаметром от 2 до 6 мм. Расстояние между проводами берётся от 20 до 40 см. Они крепятся на штыревых изоляторах (типа ШИ, ШТФ и т. п.), надетых на деревянные штыри, или на подвесных так, как это показано на рис. VII. 10. 1.

Изоляторы должны быть изготовлены из высококачественного фарфора или специальных керамических материалов, каковы пиррофилит, изолянтит и др. Изоляторы крепятся на столбах на траверсах так, чтобы провода не опускались ниже трёх метров от земли. Столбы ставятся на расстоянии 15—20 м один от другого.

При разбивке трассы линии следует избегать резких поворотов; отклонение от прежнего направления не должно в каждом пролёте превышать 18°. Опыт показал, что на электрические параметры линии заметное влияние оказывает ёмкость изоляторов. С этой точки зрения подвесные изоляторы лучше штыревых и четырёхпроводные линии (с большей погонной ёмкостью) лучше двухпроводных.

Воздушные линии при хороших изоляторах обычно отличаются малыми потерями. Так, измерения, произведённые В. В. Татариновым <sup>1)</sup> для линии из двух проводов диаметром 3,5 мм при расстоянии между ними 40 см на волне 16 м, дали для затухания  $\beta = 3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{неп}}{\text{м}}$ . Однако, это затухание может возрасти в несколько раз, если провода покроются слоем инея. Кроме того, иней и гололёд, увеличивая погонную ёмкость, уменьшают скорость распространения волн в воздушном фидере и его волновое сопротивление.

Экранированные фидеры можно разбить на 3 класса:

- а) симметричные экранированные линии,
- б) коаксиальный фидер и
- в) высокочастотный гибкий кабель (как симметричный, так и коаксиальный).

Симметричные экранированные линии применяются очень редко (на радиостанциях большой мощности). На рис. VII. 10. 2 дано сечение экранированного фидера, применённого на Московском коротковолновом радиовещательном центре <sup>2)</sup>. Волновое сопротивление его в зависимости от размеров может изменяться от 100 до 200 ом. Верхняя стенка экрана делается съёмной, чтобы легче было обнаружить и устранить повреждение.

Коаксиальный фидер из труб применяется в Англии (Маркони) и в Америке (концерн Бэлла). Он устраивается из медных или латунных труб, отношение диаметров которых берётся 3,6; при этом затухание, вызываемое потерями в меди, получается наименьшим. Внутренний проводник отделяется от наружного изоляторами из фарфора или изолянтита, установленными через 30—45 см по длине

<sup>1)</sup> «Коротковолновые направленные антенны» изд. 1936 г., стр. 108.

<sup>2)</sup> А. Л. Минц и М. С. Нейман. «Радиотехника» № 1 за 1937 г.

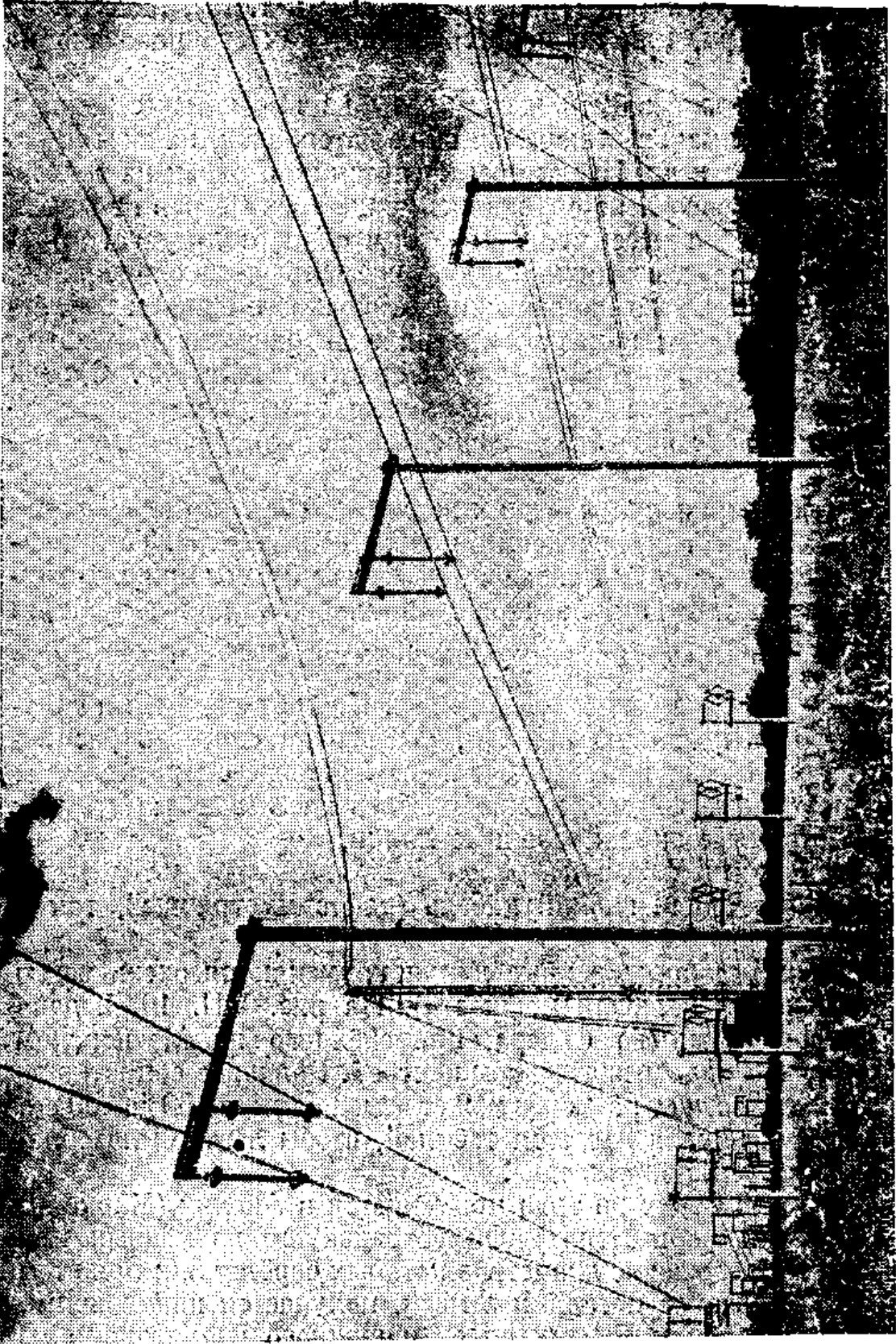


Рис. VII. 10. 1. Фидерная линия на подвесных изоляторах (Давентри).



фидера. Изоляторы закрепляются неподвижно на внутреннем проводнике помощью шпилек или напаянных колец. Наружная трубка должна быть хорошо заземлена, что достигается устройством заземлений через каждые 2—3 м.

Необходимо учитывать изменение длины труб от температуры. Линии небольшой длины могут быть просто зарыты в землю, более длинные линии снабжаются специальными муфтами, позволяющими трубам удлиняться и укорачиваться. Для предохранения от проникновения сырости («потения») коаксиальный фидер герметически закупоривается и наполняется газом (азотом).

Частое расположение изоляторов в коаксиальном фидере вызывает возрастание погонной ёмкости, вследствие чего скорость распространения волн в нём на 10—15% меньше скорости света. Если  $C$  — погонная ёмкость фидера с учётом диэлектрика изоляторов, то теперь

$$\rho = \frac{30 \xi}{C \frac{\text{см}}{\text{см}}}, \quad (1)$$

где  $\xi = \frac{c}{v}$  — коэффициент укорочения волны.

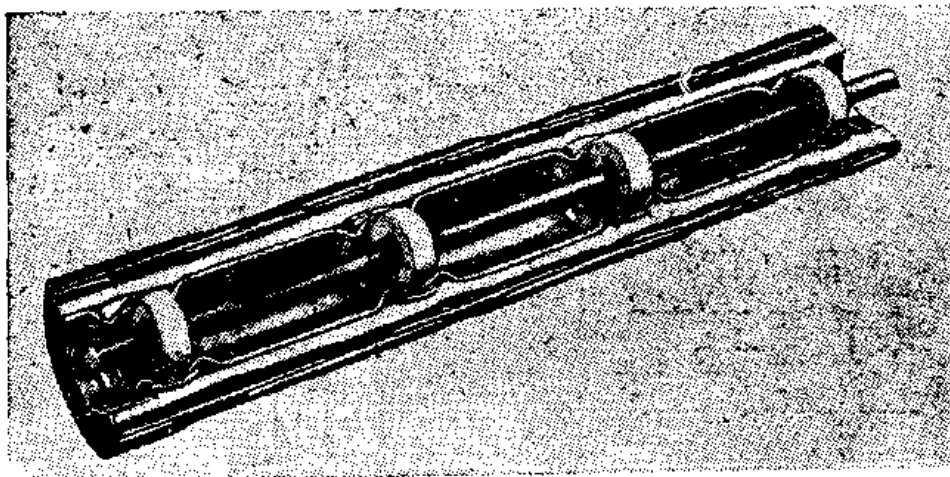


Рис. VII. 10. 3. Высокочастотный кабель фирмы «Телефункен».

С другой стороны, если  $R$  радиус (внутренний) наружного проводника, а  $r$  — радиус внутреннего

$$\rho = \frac{138}{\xi} \log \frac{R}{r} \text{ ом.} \quad (2)$$

Затухание коаксиального фидера при достаточных размерах труб получается очень малым, но, если отнести его к погонному весу меди, преимущество будет на стороне воздушного фидера.

Высокочастотный кабель был применён в 1932 г. фирмой Телефункен. Разрез его изображён на рис. VII. 10. 3. Он состоит из внутреннего медного провода диаметром 5 мм и больше, на который надеты круглые стеатитовые изоляторы. Изоляторы охватываются медными гильзами, составленными из двух полуцилиндров и имеющими шарнирное соединение. Для уменьшения сопротивления экрана поверх гильз проложена медная лента. Далее идёт свинцовая оболочка, покрытая джутом и обычной кабельной броней. Кабель выпускается нескольких размеров в зависимости от передаваемой по нему мощности. Затухание не превосходит 1 *неп/км* для частот не свыше 20 *мгц*. Такой кабель, однако, стоит дорого и отличается большими размерами, большим весом и малой гибкостью (наименьший радиус изгиба 330 мм).

Более совершенным следует признать кабель кордельного типа, появившийся в 1935 г. Изоляционным материалом в нём служит гибкий стирол (так называемый «стирофлекс»), отличающийся ничтожными потерями на высокой частоте. Конструкция однопроводного и двухпроводного кабеля показана на рис. VII. 10. 4 и VII. 10. 5. В кабеле этого типа диэлектрические потери практически отсутствуют и затухание определяется почти исключительно погонным сопротивлением проводников и экрана.

В самые последние годы получили распространение гибкие высокочастотные кабели, внутренность которых заполнена пластической массой, обладающей ничтожными диэлектрическими поте-



Рис VII. 10. 4. Однопроводный кордельный высокочастотный кабель.



Рис. VII. 10. 5. Двухпроводный кордельный высокочастотный кабель.

рями. Обычно это — полиэтилен ( $\epsilon = 2,3$ ;  $\text{tg } \delta = 2 - 5 \cdot 10^{-4}$ ), представляющий собой искусственный высокомолекулярный термопластик, получаемый в результате полимеризации, при большом давлении газа этилена.

Ниже мы приводим сводную таблицу, содержащую основные данные о некоторых наиболее типичных гибких высокочастотных кабелях отечественного и заграничного производства.

Сравнивая воздушные и экранированные фидеры, мы видим, что на стороне первых простота устройства, дешевизна и удобство ремонта. Недостатками их является зависимость параметров от атмосферных осадков, опасность попадания молнии и опасность излучения при нарушении электрической симметрии. Коаксиальный фидер лишён этих недостатков и удобнее воздушного для внутреннего монтажа, но он дорог сам по себе и требует более квалифицированного персонала для прокладки и ремонта; несмотря на существующие предохранительные приспособления для автоматического выключения передатчика, не исключена опасность пробоя фидера.

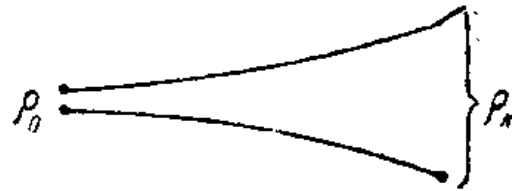


Рис. VII. 10. 6. Отрезок фидера с плавно меняющимся волновым сопротивлением.

Рассмотрим теперь вкратце принципы, лежащие в основе переходных устройств между антенной и фидером. Главное назначение их — обеспечить бегущую волну в фидере — выполняется различным образом в аperiodических и настроенных антеннах. В первом случае значительным распространением пользуется фидер с меняющимся по длине волновым сопротивлением (рис. VII. 10. 6).

Лучше других исследована и находит себе наибольшее применение так называемая экспоненциальная линия, в которой волновое сопротивление изменяется от сечения к сечению по экспоненциальному закону

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{2\pi}{\lambda_c} z} \quad (3)$$

Теория экспоненциальной линии <sup>1)</sup> приводит к выводу, что волна распространяется вдоль неё без отражения, но так, что амплитуда тока убывает, а напряжения — возрастает вместе с координатой  $z$ ; таким образом, вдоль линии происходит трансформация тока и напряжения. При этом скорость распространения волн вдоль линии отлична от скорости света и определяется формулой

$$v = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}}, \quad (4)$$

где  $\omega_c$  — угловая частота, соответствующая критической волне  $\lambda_c$  из выражения (3); при частоте, равной или меньшей критической, распространение вдоль линии теряет волнообразный характер и неза-

<sup>1)</sup> М. С. Нейман, ИЭСТ, № 11 за 1938 г.; и Н. А. Wheeler. Proc. IRE, January 1939, p. 65.

**КОНСТРУКТИВНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДАННЫХ ГИБКИХ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КАБЕЛЕЙ**

Марка	Тип	Диаметр внутр. пров.	Материал изоляции	Диаметр поверхн. ности изоляции	Наружный диаметр	Вес 1 м	Волновое сопр.	Коэффициент укорочения	Затухание в миллиметрах на м для разных частот (в мегагерцах)						Максим. рабоч. напряжение	Место изготов-ления	Примечание	
									10	20	40	60	100	200				3000
ВЧК-1 ВЧК	Коаксиальный . . .	19 × 0,1	Стирофлекс	—	11	0,125	95	ξ	2,6	3,8	5,7	7,0	—	—	—	СССР	Сече-ние элли-пти-ческое	
	Двухпро-водный без экрана .	7 × 0,33	»	—	11/16	0,16	200	1,25	1,4	2,0	3,2	4,1	—	—	—	СССР		
РК-3 РК-6 РК-16	Коаксиальный . . .	1,37	Полэтилен	9,0	13,0	0,285	74,5	1,53	2,0	—	—	—	8,0	15 <sup>1)</sup>	60	СССР	Сече-ние элли-пти-ческое	
	»	7 × 0,85	»	9,0	13,0	0,27	50—55	1,50	1,9	—	—	—	—	6,3	14 <sup>1)</sup>	67		СССР
РК-19 R6-9/и R6-59/и 11	Двухпро-водный .	2 × 0,68	»	2 × 6,8	10,2 × 18,2	0,510	200	1,50	2,5	—	—	—	—	10,0	17 <sup>1)</sup>	70	СССР	Сече-ние элли-пти-ческое
	Коаксиальный . . .	0,68	»	2,4	4,2	0,045	50,5	1,51	6,5	—	—	—	—	23,0	37 <sup>1)</sup>	130	СССР	
14	»	7 × 0,812	»	7,12	10,67	0,224	52	1,49	—	—	—	—	—	10,2	—	94,3	США	Сече-ние элли-пти-ческое
	»	0,711	»	3,71	6,15	0,048	70	1,52	—	—	—	—	—	18,9	—	124	США	
14	»	1,42	»	8,4	11,4	—	67—77	1,5	—	—	—	—	—	—	13,2	68	Англия	Сече-ние элли-пти-ческое
	Двухпро-водный экранир.	7 × 0,813	»	5,85	15,8	—	84—98	1,5	—	—	—	—	—	—	17	—	Англия	
14	Двухпро-водн. без экрана .	7 × 0,813	»	5,25	14,2	—	115—135	1,5	—	—	—	—	—	—	14	—	Англия	Сече-ние элли-пти-ческое
	»	7 × 0,813	»	5,25	14,2	—	115—135	1,5	—	—	—	—	—	—	14	—	Англия	

<sup>1)</sup> Затухание на 300 мГц.

висимо от характера нагрузки становится аperiodическим. Таким образом, экспоненциальная линия в известной степени оказывается аналогичной конденсаторному фильтру, пропускающему все частоты выше некоторой критической. С увеличением частоты скорость  $v$  приближается к скорости света.

В рассматриваемом случае наибольший практический интерес представляют выводы теории о возможности использования экспоненциальной линии для согласования активного сопротивления с фидером, имеющим отличную от него величину волнового сопротивления. Оказывается, что для строгого согласования активное сопротивление должно включаться в линию не непосредственно, а последовательно с добавочными реактивными сопротивлениями. Однако, практически оказывается возможным и непосредственное включение активного сопротивления, равного волновому сопротивлению фидера на выходе; согласование получается удовлетворительным при частотах, превышающих критическую больше чем на 40% и при небольшом коэффициенте трансформации, т. е. при не слишком резком изменении размеров линии по длине.

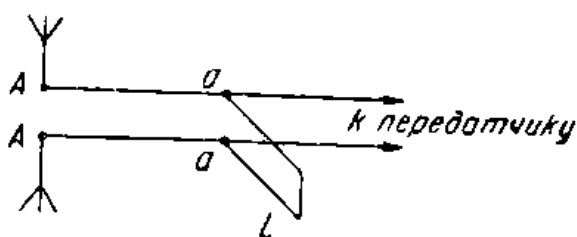


Рис. VII. 10. 7. Принципиальная схема «индуктивного мостика».

Пример практического применения экспоненциальной линии дан в разд. 4 стр. 340 при описании фидера к диполю Надененко (рис. VII. 4. 4).

Во многих случаях удаётся подобрать размеры фидерной линии так, чтобы её волновое сопротивление равнялось сопротивлению аperiodической антенны. Так например, обстоит дело с одиночным ромбом. Двойной ромб Айзенберга также может быть непосредственно согласован с линией, если сделать последнюю четырёхпроводной по рис. II. 1. 1б. Её волновое сопротивление легко сделать равным сопротивлению сдвоенного ромба — 300—350 ом. Однако, если тянуть четырёхпроводную линию нерационально (например, при небольшой мощности передатчика), можно плавно перевести её в двухпроводную, постепенно сближая между собой провода на каждой её стороне до полного совпадения.

Переходное устройство у настроенной антенны может быть выполнено в виде трансформатора с сосредоточенными ёмкостями и индуктивностями. Однако, в нашей практике применяются почти исключительно трансформаторы из отрезков линий и, в частности, индуктивный мостик, теория которого дана в разд. 8 гл. II. Принципиальная схема его приведена на рис. VII. 10. 7, практическое выполнение показано на рис. VII. 10. 8. Как уже указывалось, место приключения шлейфа (точки  $aa$ ) должно быть выбрано так, чтобы активная составляющая проводимости отрезка  $Aa$  фидера равнялась  $\frac{1}{\rho}$ , индуктивное сопротивление шлейфа  $x_L$  должно ней-

трализовать ёмкостную проводимость на клеммах *aa* указанного отрезка.

На рис. VII. 10. 8 буквой *O* обозначена пучность напряжения; при регулировке переходного трансформатора меняется расстояние *x* от *O* до места приключения индуктивного шлейфа; индуктивное сопротивление шлейфа регулируется мостиком *m<sub>2</sub>*.

Сопротивление четвертьволнового шлейфа, приключённого параллельно, близко к бесконечности (на рисунке  $\mu$  обозначает расстояние между проводами).

Основной задачей переходного устройства между передатчиком и фидером является обеспечение такой настройки выходного каскада и антенной цепи передатчика, при которой достигался бы надлежащий КПД выхода передатчика.

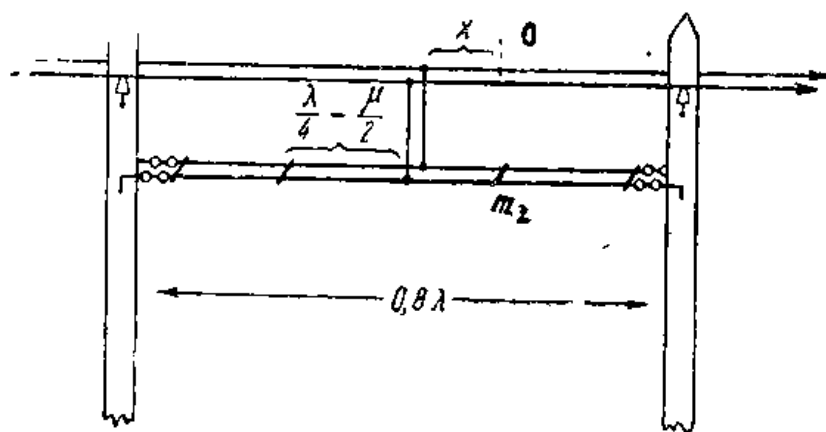


Рис. VII. 10. 8. Практическое выполнение «индуктивного мостика».

Проще всего это осуществляется при наличии в фидере бегущей волны, однако, не всегда такой режим работы антенны возможен. Так например, на рис. VII. 4. 1 приведены схемы выхода передатчика при

работе на симметричный вибратор, используемый в качестве диапазонной антенны.

В мощных передатчиках в задачи переходного устройства входит также подавление высших гармоник. Это достигается с помощью системы контуров, включаемых между проводами линии и землёй и настраиваемых на резонанс напряжений для высших гармоник. Для основной волны сопротивление этих контуров велико, для гармоник оно близко к нулю.

Антенный коммутатор на передающем радиоцентре должен дать возможность быстро и просто переключать выход передатчика между несколькими антеннами. В качестве примера можно привести антенный коммутатор «Британской радиовещательной корпорации» в Давентри. Он состоит из двух рам (рис. VII. 10. 9); на внешней  $F_2$  оканчиваются все фидерные линии, приходящие с антенного поля, на внутренней эти линии группируются (в зависимости от времени года) против столба *S* соответствующего передатчика. Переключение производится вручную путём переноса концов фидера передатчика к зажимам той или другой антенны. Внешний вид коммутатора показан на рис. VII. 10. 10. Впереди справа столбы *S*.

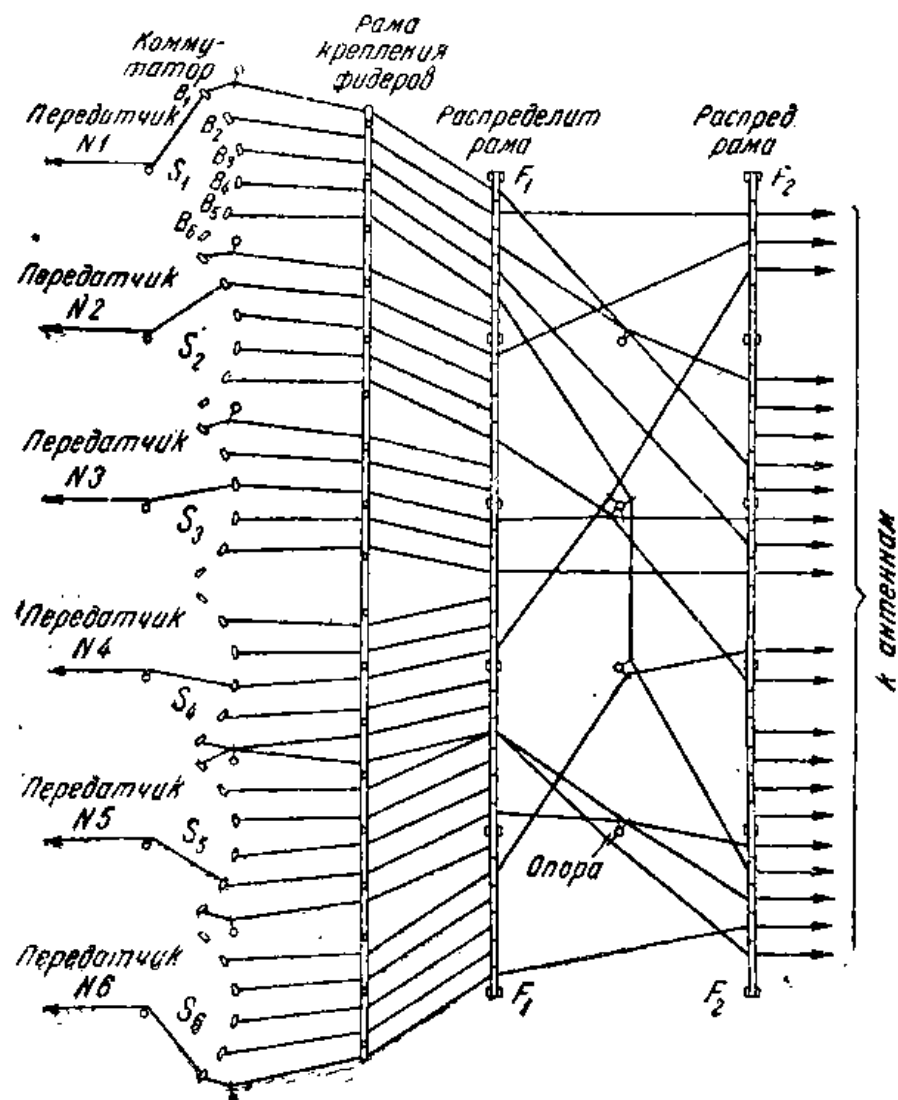


Рис. VII. 10. 9. Схема антенного коммутатора Британского радиовещательного центра в Давентри.

## 11. Фидерные системы для приёмных антенн

Фидерные системы для приёмных антенн включают в себя следующие элементы:

- 1) фидерные линии (от антенн до здания приёмной радиостанции),
- 2) переходные устройства с антенны на линию,
- 3) внутреннюю высокочастотную проводку,
- 4) антенный коммутатор и
- 5) переходные устройства от внутренней проводки или коммутатора к наружным фидерным линиям.

Специфические условия работы приёмных антенн вносят некоторые изменения в перечисленные в предыдущем разделе требования к фидерным линиям передающих антенн.

Так, требование работы при минимальных напряжениях в линии здесь, естественно, отпадает. Малую роль играет также требование передачи энергии вдоль линии с наименьшими потерями: обычно мощность, отдаваемая антеннами, избыточна для приёмника. Зато

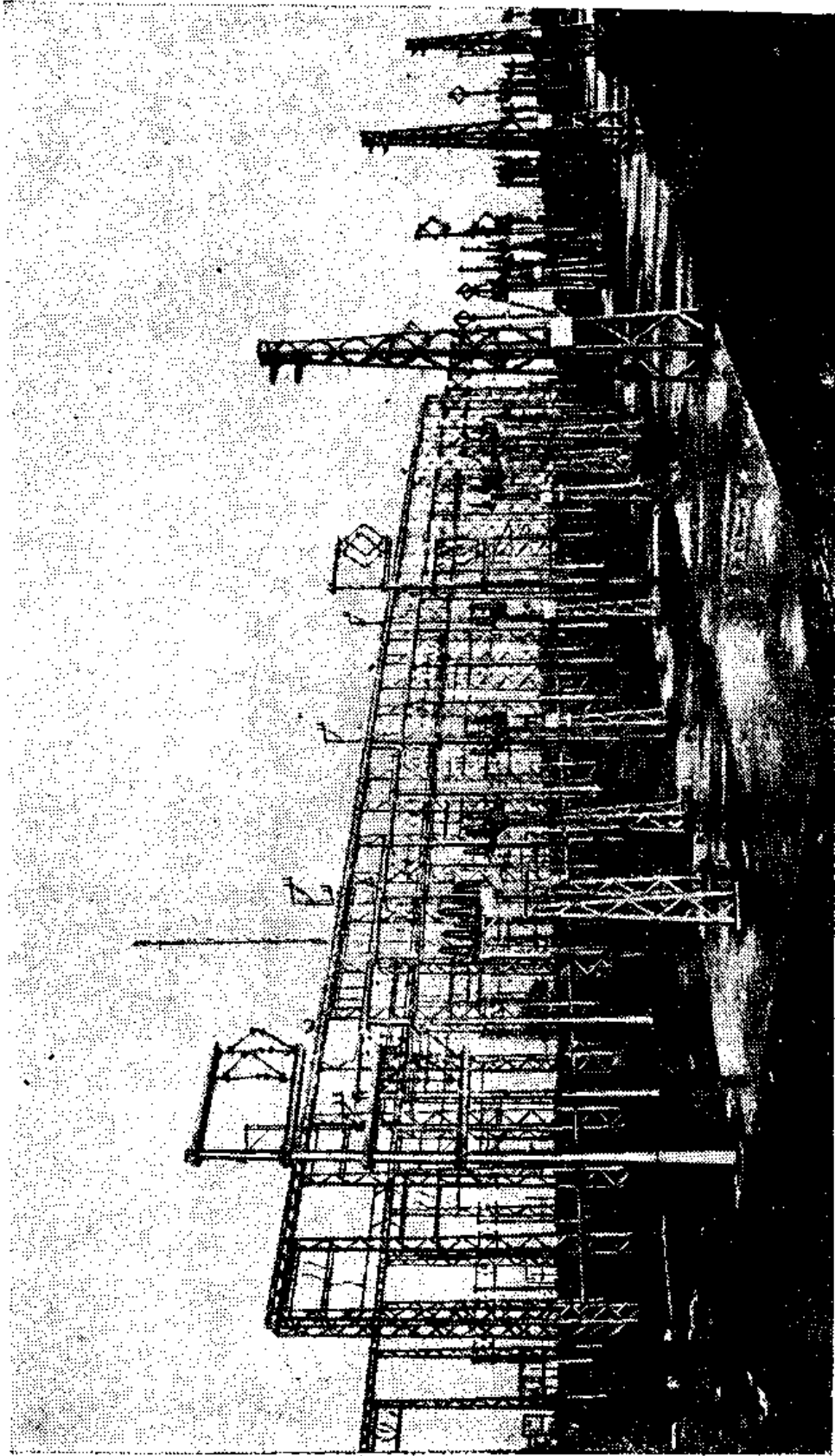


Рис. VII. 10. 10. Внешний вид антенного коммутатора Британского радиовещательного центра в Давентри.



чрезвычайно актуальным становится требование устранить возможность приёма электромагнитной энергии самой фидерной линией. Антенное поле приёмного радицентра отличается обычно большим количеством антенн и большими размерами; расстояния антенн от здания центра и длина соединяющих их фидерных линий велики. Антенный эффект фидерной линии, т. е. способность её принимать электромагнитные волны непосредственно, может свести на-нет все достоинства направленной антенны; необходимая нам характеристика направленности будет искажена или полностью нарушена за счёт добавочных и подчас очень больших эдс, возникающих в самой фидерной линии. При этом опасность от антенного эффекта фидерных линий тем больше, чем меньше мощность, отдаваемая антенной, т. е. чем меньше её размеры или кпд. Ввиду более низкого кпд приёмных антенн, опасность от антенного эффекта у приёмных фидерных линий, вообще говоря, больше, чем у передающих (это следует из принципа взаимности).

К эксплуатационным требованиям, перечисленным в предыдущем разделе, необходимо добавить требование обеспечить возможность включения нескольких приёмников на одну антенну. Подобное включение на приёмных радицентрах практикуется довольно часто: впараллель включаются приёмники, обслуживающие несколько близких направлений или несколько каналов одного направления, если только принимаемые волны лежат в диапазоне данной антенны.

С точки зрения подавления антенного эффекта экранированные и, в частности, коаксиальные фидеры имеют преимущество перед воздушными. Внешнее электромагнитное поле возбуждает токи на наружной поверхности экрана фидера. Вследствие скин-эффекта ток концентрируется в тонком слое вблизи наружной поверхности и быстро убывает во внутренних слоях сечения экранирующего проводника (трубки). Чем лучше проводимость экрана, тем сильнее концентрация поля у поверхности и тем меньше следов внешнего электромагнитного поля проникает во внутренность коаксиального фидера.

Целый ряд фирм (концерн Бэлла, Маркони, Телефункен) систематически применяют коаксиальные фидеры. Так например, антенны, входящие в систему «Мьюса», соединены с приёмником коаксиальным фидером из 18-метровых отрезков 25 мм медной трубы с внутренним проводником диаметром 6 мм; фидер заполнен азотом.

Однако, опыт показывает, что и воздушные линии при принятии надлежащих мер могут быть защищены от антенного эффекта. Последний может быть двух родов: за счёт однофазной и противофазной волн напряжения, возбуждаемых электромагнитным полем в фидерной линии.

Однофазная волна не даёт разности потенциалов на зажимах *aa* линии у приёмника (рис. VII. 11. 1), так как ей соответствуют одинаковые потенциалы во всех точках обоих проводов. Однако, под влиянием этой волны оба оконечных зажима могут оказаться

под одинаковым и довольно большим потенциалом по отношению к земле, который при наличии ёмкостной связи между входной катушкой  $L_A$  и катушкой сеточного колебательного контура  $L_K$ , может возбудить колебания в последнем. Для устранения этой возможности во всех приёмниках, работающих с симметричными фидерами, применяется статический экран Э (рис. VII. 11.1), устраняющий ёмкостную связь между фидером и колебательным контуром первой лампы приёмника. Он представляет собой решётку из тонких изолированных проводов, заземлённых с одного конца; эта решётка

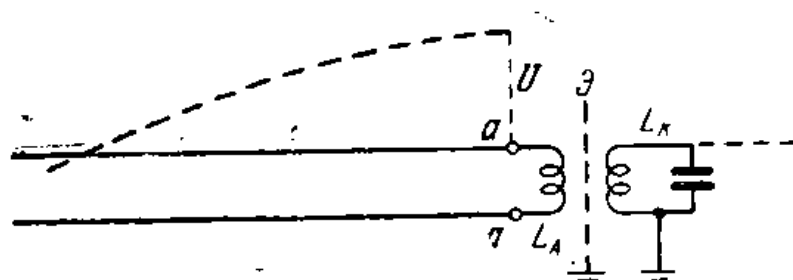


Рис. VII. 11. 1. Применение статического экрана для борьбы с антенным эффектом воздушных фидеров.

перехватывает электрические силовые линии и отводит их в землю; не ослабляя в то же время магнитного поля катушки. При наличии статического экрана опасность для приёмника представляет такой вид антенного эффекта, при котором на зажимах линии возникает разность потенциалов. Это, в частности, будет иметь место при нарушениях электрической симметрии линии на её концах или вдоль неё самой; сюда относятся: приключение несимметричной антенны, провес одного провода или касание им ветвей деревьев, кустарников и т. д. Но даже и при электрически симметричной линии слабый приём всё же будет иметь место за счёт разности хода волн до каждого из её проводов. Эта разность хода обуславливает собою небольшой сдвиг фаз эдс, наводимых в том и другом проводе; поэтому разность их на клеммах линии будет отлична от нуля.

Для борьбы с этим видом антенного эффекта — за счёт противофазной волны — применяется переменnofазная четырёхпроводная линия (рис. II. 1. 16), у которой на концах соединяются между собой проводники, расположенные в сечении по диагонали. Антенный эффект такой линии значительно слабее, чем у двухпроводной.

На наших приёмных радиоцентрах приняты четырёхпроводные линии, провода которых в сечении образуют квадрат со стороной в 34 мм; диаметр проводов 1,5 мм. Провода закладываются в прорези фидерного изолятора (рис. VII. 11. 2) и натягиваются со стороны приёмника с помощью блоков и контровеса так, как это изображено на рис. VII. 11. 3. Изоляторы помощью шурупов крепятся к деревянным траверсам, а последние к столбам, установленным через каждые 10 м. Часто несколько линий от различных антенн сходятся вместе и идут параллельно. В таком случае они располагаются на общих столбах с траверсами на расстоянии не меньше 1,25 м одна от другой. Расстояние от земли должно быть не меньше

2 м; от деревьев, кустарников и т. п. — не меньше 1 м. Поворот линии должен делаться плавно, так, чтобы отклонение линии от прежнего направления на каждом столбе не превышало  $18^\circ$ . В противном случае в местах поворотов будет происходить отражение и нельзя будет получить бегущей волны в линии. Подход линии к симметричному вибратору должен иметь вид, показанный на рис. VII. 11. 4.



Рис. VII. 11. 2. Фидерный изолятор завода «Изолятор».

Переходные устройства приёмных антенн служат для согласования антенны с фидерной линией, нагруженной приёмником. В простейшем случае переходное устройство перечисляет сопротивление антенны на волновое сопротивление фидера  $\rho$ .

При этом условии антенна, как генератор с сопротивлением  $\rho$ , отдаёт наибольшую возможную мощность, если только настройка входа приёмника обеспечивает бегущую волну в линии. Очевидно, в простейшем случае применение переходного устройства преследует цель увеличить мощность, отдаваемую антенной приёмнику.

Отсюда вытекает, что в антеннах с большей отдаваемой мощностью (какова, например, ромбическая) применение этих устройств необязательно.

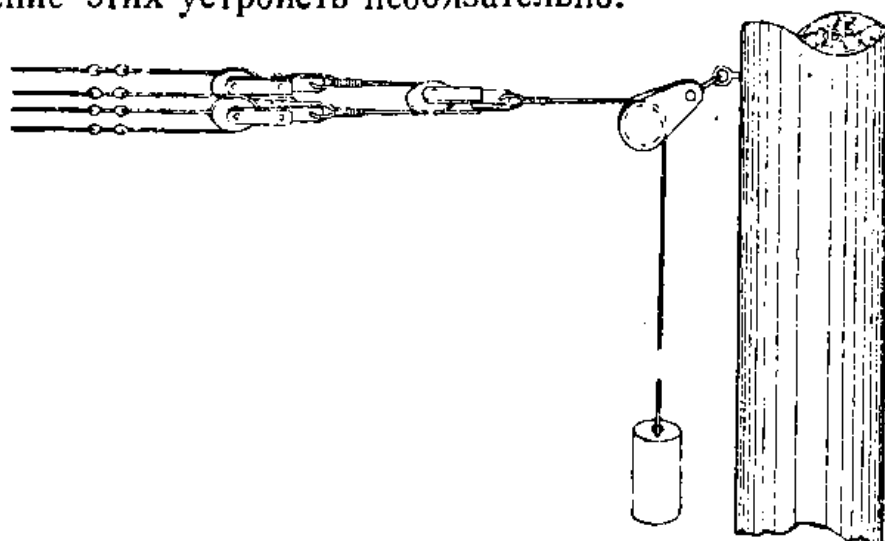


Рис. VII. 11. 3. Оконечное устройство воздушного фидера.

В более сложных случаях (например, при переходе с симметричной антенны на несимметричный фидер) на переходное устройство возлагается задача выравнивания отдаваемой антенной мощности в пределах обслуживаемого диапазона при возможно более высоком кпд устройства.

В качестве переходных устройств первого рода могут быть использованы соответствующие (настроенные или диапазонные) типы устройств, применяемых на передаче и описанных выше. Для примера на рис. VII. 11. 5 приведена схема ступенчатого перехода, соединяющего ромбическую антенну с четырёхпроводной фидерной линией. В настроенных антеннах, в случае применения антенных трансформаторов с сосредоточенными постоянными, размеры по-

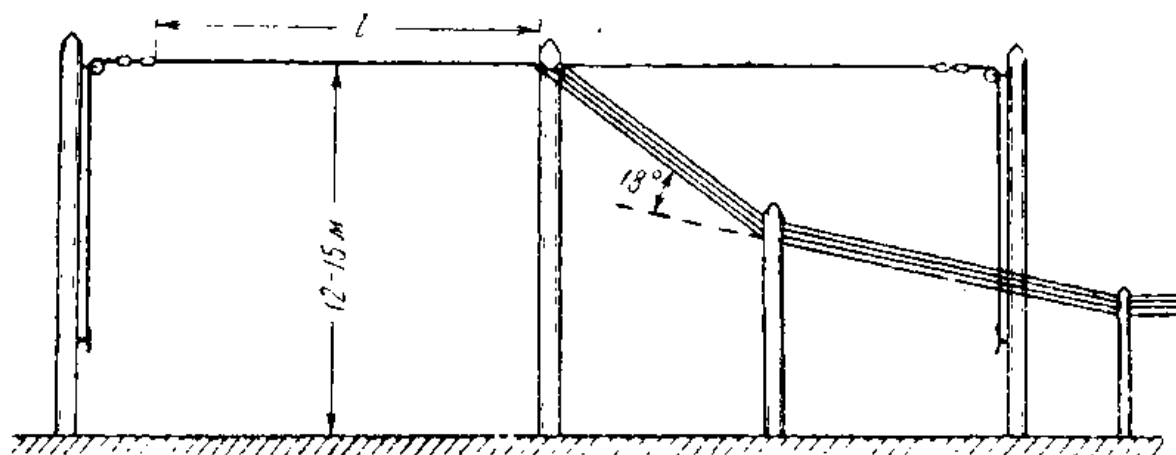


Рис. VII. 11. 4. Подводка четырёхпроводной воздушной линии к симметричному вибратору.

следних по сравнению с передающими, естественно, могут быть взяты меньшими, учитывая малую мощность, развиваемую приёмной антенной.

Более сложным типом переходных устройств являются диапазонные трансформаторы из элементов с сосредоточенными постоянными, обслуживающие диапазон волн. Примером подобных трансформаторов является трансформатор, соединяющий ромбическую антенну с коаксиальным фидером (рис. VII. 11. 6).

Согласование антенны с линией в диапазоне волн ромбической антенны получается в данном случае ценой известного снижения кпд, делающего применение подобного устройства в передающих антеннах неприемлемым. К числу диапазонных трансформаторов относится и упоминавшийся ранее (в разд. 8) антенный трансформатор всеволновой антенны.

Внутренняя высокочастотная проводка в здании приёмного радицентра может быть выполнена одним из следующих способов:

1) проводка выполняется в виде воздушных линий или шнуров, имеющих то же волновое сопротивление, что и наружные воздушные линии. Этот способ дешёв, но неудобен. Чтобы уменьшить потери и взаимное влияние фидеров, надо их разносить, что очень затрудняет

монтаж. Кроме того, подобная система вызывает нагромождение воздушных линий при вводе их в здание, что помимо монтажных неудобств нежелательно и в пожарном отношении, так как затрудняет проезд вокруг здания радицентра.

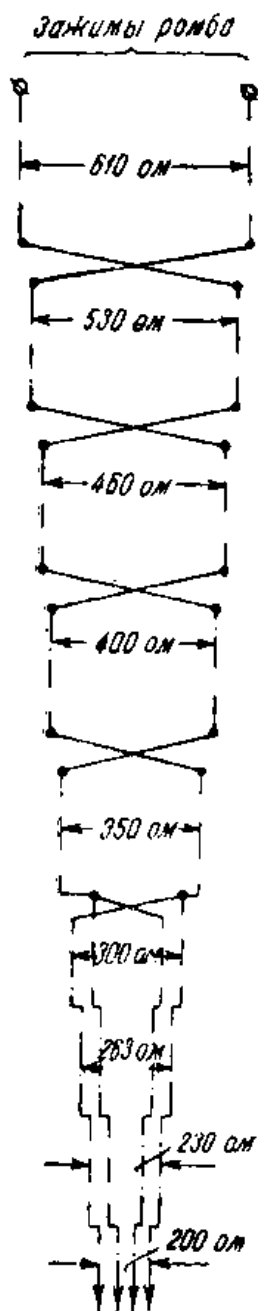


Рис. VII. 11. 5. Схема ступенчатого переходного устройства к ромбической антенне.

2) Проводка выполняется в виде симметричного высокочастотного кабеля с волновым сопротивлением, равным таковому воздушной линии. Этот кабель выводится из здания наружу и переход с воздушной линии на кабель происходит на некотором расстоянии от здания, что позволяет создать вокруг него свободную от воздушной проводки зону.

3) Высокочастотная проводка выполняется коаксиальным кабелем; при переходе с воздушной линии на этот кабель ставится диапазонный трансформатор. Этот способ конкурирует с предыдущим, так

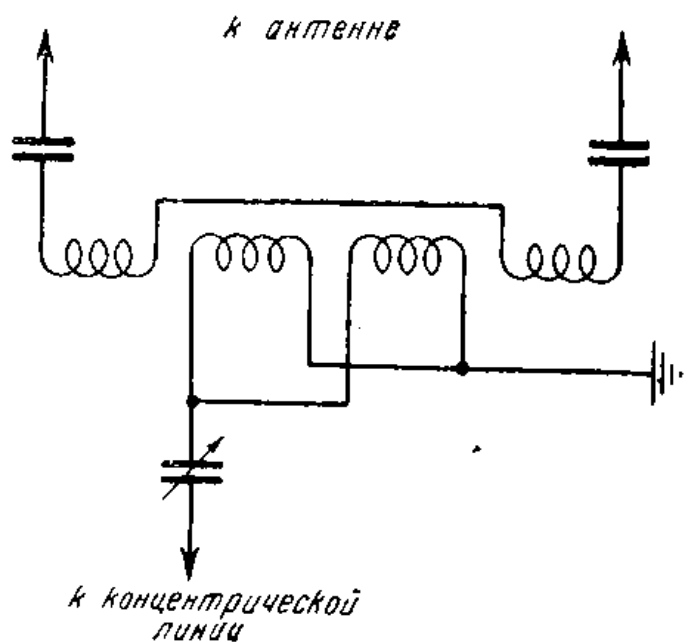


Рис. VII. 11. 6. Схема диапазонного трансформатора, соединяющего ромбическую антенну с коаксиальным фидером.

как коаксиальный кабель занимает меньше места и стоит дешевле, чем симметричный.

На рис. VII. 11. 7 дан эскиз ввода воздушного фидера в здание, соответствующий первому из рассмотренных способов внутренней проводки. Напряжение с концов четырёхпроводного фидера подаётся по двухпроводной линии, составленной из проводов Гуппера, идущих на расстоянии 5—10 мм один от другого с частыми

перекрещиваниями. После ввода в здание ставятся грозовые предохранители в виде неоновых или аргоновых разрядников, присоединённых одним концом к земле и другим — к каждому из проводов. Разрядники шунтируются дросселями, чтобы обеспечить отвод в землю статических зарядов, накапливающихся на антенне.

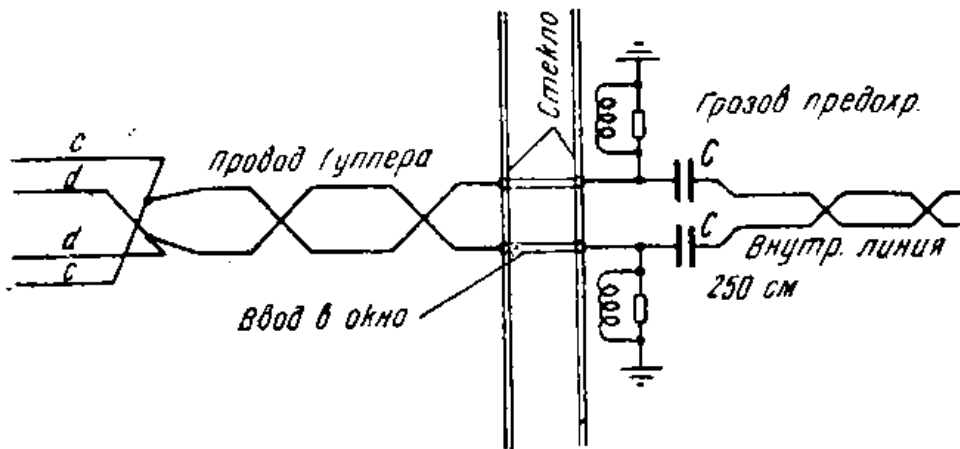


Рис. VII. 11. 7. Эскиз ввода воздушного фидера.

Очень часто сразу после разрядников в линию включаются последовательно конденсаторы  $CC$ , служащие для отделения антенны от приёмника при проверке сопротивления или изоляции антенны и фидера с помощью постоянного тока или меггера. Аналогичные

условия должны быть предусмотрены и в других системах высокочастотной проводки.

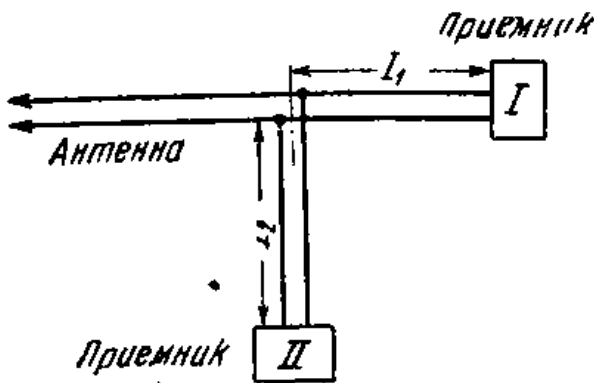


Рис. VII. 11. 8. Параллельное включение двух приёмников в одну антенну.

Параллельное включение двух приёмников (рис. VII. 11. 8). Пусть приёмник  $I$  настроен на волну  $\lambda_1$  и для этой волны сопротивление на клеммах  $aa$  линии  $l_1$  равно волновому сопротивлению линии. Линия  $l_2$  будет иметь для волны  $\lambda_1$  в точках  $aa$  сопротивление  $Z_2$ , зависящее от настройки входа приёмника  $II$  и от длины линии. Это сопротивление может оказаться во много раз меньше волнового и подключение к линии  $l_1$  второго приёмника будет шунтировать её малым сопротивлением и снижать напряжение на входе приёмника  $I$ .

Чтобы снизить взаимные влияния приёмников при параллельном включении, могут быть предложены два способа. Первый состоит в том, что включаемые в параллель приёмники ставятся рядом; при

этом ввиду малой длины соединительных линий  $l_1$  и  $l_2$  их влиянием становится возможным пренебречь и шунтирующее действие мешающего приёмника в первом приближении будет определяться самоиндукцией его антенной катушки. Более подробное исследование <sup>1)</sup> показывает, что при подходе к совпадению настроек возможно значительное ослабление приёма. Поэтому при работе включённых по этому способу приёмников необходимо соблюдать известные предосторожности при настройке входных ступеней приёмников.

Второй способ заключается в том, что фидерная линия проводится мимо входных зажимов всех приёмников, подлежащих включению в параллель, и заканчивается на конце омическим сопротивлением, равным волновому (рис. VII. 11. 9). Эта схема, называемая схемой бегущей волны, применена на приёмном радиоцентре Амери-

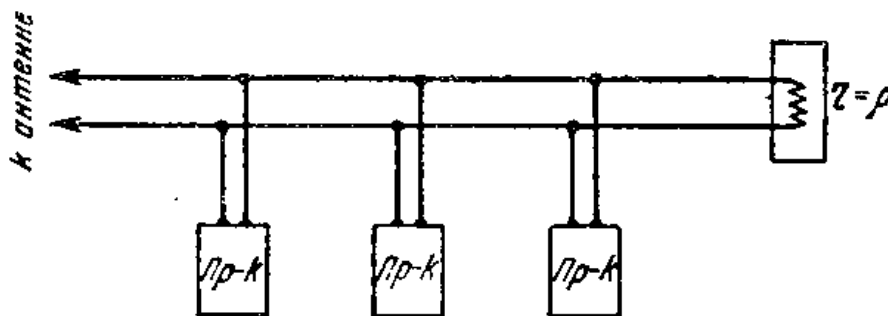


Рис. VII. 11. 9. Схема включения нескольких приёмников в одну антенну по способу бегущей волны.

канской радиокорпорации в Риверхеде, где практикуется включение до 5 приёмников на одну антенну. Недостатками её являются снижение подводимой к приёмнику мощности (из-за потерь в поглощающем сопротивлении) и невозможность применить схему при наличии коммутатора для централизованного переключения антенн и приёмников.

Помимо всего сказанного необходимо отметить, что для параллельной работы пригодны лишь те приёмники, у которых напряжение от первого гетеродина не попадает на вход.

В заключение этого раздела остановимся вкратце на задачах антенных коммутаторов.

Необходимость в таких коммутаторах на приёмных центрах ощущается очень остро. Антенный коммутатор необходим, чтобы иметь возможность:

- 1) переключить приёмник с одной антенны на другую и
- 2) включить приёмник в антенну на параллельную работу без помех включённым ранее приёмникам.

Иногда к этому добавляется требование обеспечить удобство производства измерений, контролирующих электрические парамет-

<sup>1)</sup> А. А. Пистолькорс, ИЭСТ № 1, 1935.

ры фидерных систем (в частности, их изоляцию); это требование, однако, не может быть отнесено к числу основных.

Нужно заметить, что на приёмных центрах как нашей страны, так и за границей, антенные коммутаторы появились стихийно в процессе эксплуатации и постепенно совершенствовались вместе с ней. Однако, следует откровенно признать, что удовлетворительных в конструктивном и электрическом отношении систем антенных коммутаторов мы не имеем и применяемые сейчас коммутаторы очень далеки от совершенства как по своей конструкции, так и потому, что ни в одном из них не удалось удовлетворительно разрешить проблему параллельного включения приёмников.

---



## Глава VIII

### АНТЕННЫ УЛЬТРАКОРОТКИХ ВОЛН

#### 1. Предварительные замечания

Диапазон укв обнимает волны, примерно, от 10 м вниз. Мы говорим «примерно» потому, что наиболее характерным признаком укв считается их неспособность распространяться помощью отражений от ионосферы. В зависимости от состояния солнечной активности определяемая по этому признаку граница между ультракороткими и короткими волнами спускается до 6 и поднимается до 14 м.

Весь обширный диапазон укв может быть разбит на 3 поддиапазона, которые довольно резко отличаются друг от друга по применяемым в них методам генерации, излучения и приёма электромагнитных колебаний и волн, с одной стороны, и по своим практическим применениям, с другой. Эти поддиапазоны следующие:

1) поддиапазон метровых волн, охватывающий волны длиннее 1 м; к этому диапазону относятся телевизионные установки и радиовещательные станции с частотной модуляцией;

2) поддиапазон дециметровых волн (примерно, от 2 до 10 дм) и

3) поддиапазон сантиметровых волн (от 1 до 20 см).

Последние два поддиапазона используются преимущественно в установках специального назначения и, в частности, в аппаратуре для радиолокации.

В последнее время большое распространение получают также релейные радиолинии на дециметровых волнах, служащие для трансляции на значительные расстояния телеграфа, телефона и телевидения. Антенны для таких линий вместе с антеннами, обслуживающими телевидение и частотно-модулированное вещание, являются основными типами антенн, которые в соответствии с задачами книги будут рассмотрены в этой главе.

Как уже указывалось, особенностью распространения укв является неспособность их отражаться от ионосферы. В то же время нижний слой атмосферы — тропосфера — оказывает на условия распространения этих волн весьма существенное влияние. Как известно, напряжённость поля укв в месте приёма определяется следующими составляющими;

1) прямой луч, распространяющийся вследствие рефракции в тропосфере и диффракции вокруг земли на некоторое расстояние за пределы прямой видимости;

2) луч, отражённый от земли;

3) лучи, отражённые от строений, деревьев и т. д.;

4) лучи, отражаемые тропосферой от мест резкого нарушения её однородности (например, от границ слоёв тёплого и более влажного воздуха над более холодным).

Как видим, поле укв имеет в месте приёма сложный и не всегда устойчивый характер. Среднее значение напряжённости поля может быть подсчитано по известным формулам, учитывающим интерференцию прямого и отражённого от земли луча (формулы Введенского), в которых напряжённость поля оказывается прямо пропорциональной произведению высот передающей и приёмной антенн (выраженных в долях волны) и обратно пропорциональной квадрату расстояния<sup>1)</sup>. Следует помнить, однако, что этот результат верен лишь для невысоко расположенных антенн. При изменении высот обеих антенн наилучшие результаты мы получим тогда, когда отражённый луч окажется в фазе с прямым.

Чтобы расширить площадь, обслуживаемую ненаправленной антенной, приходится располагать последнюю возможно выше над землёй. Так, телевизионные антенны устанавливаются на верхушках зданий или специальных башен или мачт.

Антенны частотно-модулированных радиовещательных станций располагаются иногда на вершинах гор. Подобное местоположение антенн, естественно, связано с усложнением условий их работы вследствие неблагоприятных метеорологических факторов, каковы возрастание силы ветра вместе с высотой, сильный иней и гололёд, большая опасность попадания молнии и т. п. Все эти факторы приходится учитывать при разработке конструкции соответствующих передающих антенн.

Очень важным моментом при определении типа антенны является вопрос о горизонтальной или вертикальной поляризации электромагнитных волн.

Опыты, произведённые с обоими видами поляризации на метровых волнах, показали, что горизонтальные антенны снижают мощность помех, примерно, в 2 раза по сравнению с вертикальными. Следует иметь в виду, что на укв атмосферных помех практически нет; на этих волнах сказываются лишь некоторые виды промышленных помех (например, помехи от зажигания в автомобилях). Источники таких помех расположены низко над землёй; поэтому горизонтальные антенны, не принимающие в горизонтальном направлении, реагируют на них слабее, чем вертикальные.

В 1938 г. в США было проведено сравнительное исследование преимуществ, даваемых горизонтальной и вертикальной антенной

<sup>1)</sup> См., например, Щукин. Распространение радиоволн. Связьиздат, 1940, § 1 гл. IV.

с точки зрения подверженности создаваемого ими поля интерференции лучей, отражённых от стен, крыш и всякого рода сооружений, находящихся на пути между передатчиком и приёмником<sup>1</sup>).

Частота передатчика менялась в пределах от 81 до 86 и от 140 до 145 мгц, автоматическое устройство записывало напряжённость поля в указанных двух диапазонах и по отношению максимального значения поля к минимальному в пределах одного диапазона делалось заключение о силе интерферирующего луча. Такой способ оценки основан на том соображении, что фаза интерферирующего луча меняется вместе с длиной волны; максимумы соответствуют сложению прямого и отражённого лучей в одинаковой, минимумы — в противоположной фазе. Поэтому абсолютная величина максимумов и минимумов даёт указания на соотношение амплитуд обоих лучей. Проведённые указанным образом измерения показали явное преимущество горизонтально поляризованных волн, как то видно из нижеследующей таблицы.

Таблица средних геометрических отношений максимальной напряжённости поля к минимальной

Род поляризации	81—86 мгц	140—145 мгц
Горизонтальная поляризация . . . . .	1,86	2,12
Вертикальная поляризация . . . . .	1,97	3,38

Сравнение абсолютных значений напряжённости поля также дало результаты, неблагоприятные для вертикальных антенн; даваемая ими напряжённость электрического поля составляет в среднем 0,83 напряжённости, создаваемой горизонтальными антеннами в диапазоне 81—86 мгц и 0,82 в более высоком диапазоне.

Измерения, производившиеся в Нью-Йорке, показывают таким образом, что вертикально поляризованные волны сильнее отражаются от вертикальных стен зданий, чем горизонтально поляризованные от земли и крыш. В условиях большого города для волн метрового диапазона необходимо, следовательно, рекомендовать антенны, дающие горизонтальный электрический вектор.

Число типов антенн для укв значительно; области применения их весьма разнообразны; самые размеры их в соответствии с обслуживаемыми волнами меняются в широких пределах. Поэтому представляется затруднительным сформулировать здесь детальные требования, предъявляемые ко всем типам укв антенн. Это удобнее будет сделать при описании самих антенн. Здесь же мы коснёмся лишь требований, предъявляемых к указанным антеннам в части полосы пропускаемых частот. Наибольший спектр частот, как известно, занимает телевидение; по новым нормам телевидение

<sup>1</sup>) R. W. George. Proc. IRE, v. 27, pp. 28—37, № 1, January (1939).

требует для неискажённого излучения и приёма полосы частот в 6 мггц. Учитывая, что несущие частоты телевизионных станций спускаются до 44 мггц<sup>1)</sup>, следует признать, что в этом случае к антенне предъявляется довольно тяжёлое требование пропустить полосу частот, ширина которой доходит до 1/7 от несущей частоты. Будучи основным для телевизионных антенн, это требование приводит подчас к весьма своеобразному конструктивному оформлению этих антенн.

Полоса, которую должна пропустить антенна частотно-модулированного вещания, значительно уже — всего 200 кц.

Широкая относительная полоса пропускаемых частот в соединении с рядом других специфических требований заставляют нас выделить телевизионные антенны в особую группу и рассмотреть их отдельно.

Заметим, что широкая абсолютная полоса пропускаемых частот встречается и на других укв установках, но там несущая частота значительно выше и эта полоса составляет лишь небольшой процент несущей. Так, при трансляции телевидения несущая берётся иногда порядка 500 мггц; при этом телевизионный спектр составляет лишь около одного процента несущей.

Перед тем, как перейти к рассмотрению различных типов антенн, сделаем несколько общих замечаний, касающихся принципов устройства и оформления антенн на различных поддиапазонах укв.

По сравнению с рассмотренными ранее укв антенны отличаются некоторыми характерными особенностями. В первую очередь, должно быть отмечено применение сложных вибраторов на метровых и дециметровых волнах.

Основными элементами антенн метрового диапазона являются полуволновые симметричные вибраторы, реже — несимметричные. Ввиду небольших размеров их нетрудно выполнить в виде жёстких стержней или цилиндров. Большое распространение получила так называемая шлейф-антенна, предложенная автором в 1936 г.<sup>2)</sup>

Схема её изображена на рис. VIII. 1. 1а, несимметричный вариант — на рис. VIII. 1. 1б. Сопротивление  $Z$  может быть комплексным.

Последний рисунок позволяет перейти от вертикального к некоторому эквивалентному горизонтальному шлейфу, теория которого разобрана в разд. 5 гл. II, а выводы, полученные для несимметричной шлейф-антенны, нетрудно распространить и на симметричную. Такая методика расчётов параметров шлейф-антенны даёт вполне удовлетворительные результаты при длине её  $2l$ , не превышающей полволны.

Ненагруженную шлейф-антенну, в которой сопротивление  $Z=0$ , мы будем называть шлейф-вибратором. На рис. VIII. 1. 1 в показано распределение тока в обоих проводах полуволнового шлейф-вибра-

<sup>1)</sup> В настоящее время для телевидения отведены следующие частоты: 44—50, 54—84 и 180—216 мггц, всего 12 каналов по 6 мггц.

<sup>2)</sup> Авторское свидетельство № 52669 по заявке от 29/XII 1936.

тора: это будут синусоиды с одинаковым значением тока в пучности  $I_n$ . Мощность, излучаемая таким вибратором, будет

$$P_{\Sigma} = (2 I_n)^2 R_{\Sigma} = I_n^2 \cdot 4 R_{\Sigma},$$

где  $R_{\Sigma} = 73,1 \text{ ом}$ . Отсюда следует, что сопротивление излучения на клеммах *aa* шлейф-вибратора (иначе говоря, отнесённое к току  $I_n$  в одном проводе) равно  $282,4 \text{ ом}$ . Такая большая величина сопротивления излучения упрощает задачу согласования антенны с симметричным фидером, что и является основной причиной широкого распространения шлейф-вибратора в технике укв антенн.

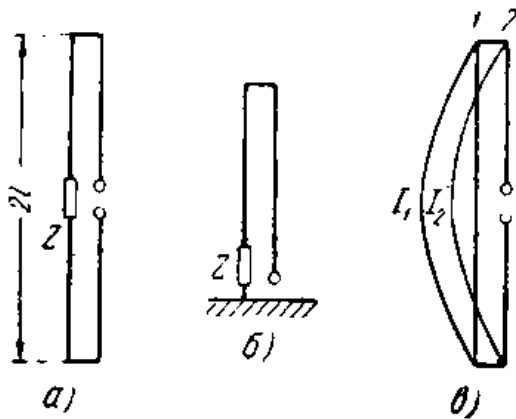


Рис. VIII. 1. 1. Шлейф-антенна: а) симметричная, б) несимметричная, в) распределение тока в полуволновой ненагруженной шлейф-антенне.

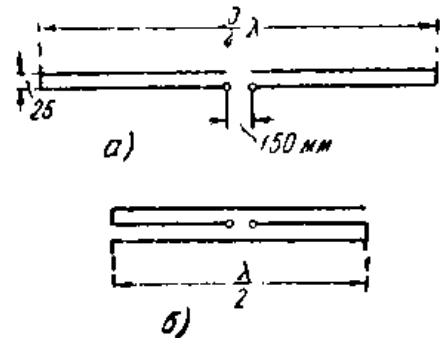


Рис. VIII. 1. 2. Некоторые типы сложных вибраторов.

На рис. VIII. 1. 2 изображены другие типы сложных вибраторов, позволяющие получить на клеммах в первом случае (а) сопротивление порядка  $450 \text{ ом}$  и во втором (б) очень большое сопротивление, делающее антенну удобной для непосредственного подключения к колебательному контуру передатчика.

Другой характерной особенностью укв антенн является широкое применение так называемой металлической изоляции. На рис. VIII. 1. 3 показан способ металлической изоляции центрального провода коаксиального фидера от экрана, применяемый на сантиметровых волнах. Напомним, что сопротивление замкнутого четвертьволнового отрезка коаксиальной линии близко к бесконечности.

На рис. VIII. 1. 4 дан пример применения металлической изоляции к несимметричной антенне. В этом случае четвертьволновая линия находится внутри полого тела антенны. Само собой разумеется, что металлическая изоляция может применяться лишь в антеннах, работающих на фиксированной волне.

Очень часто крепление антенн производится без всякого изолятора в месте пучности тока и узла заряда.

Третьей особенностью укв антенн является широкое распространение переходных устройств с симметричных антенн на несимметричный фидер.

Обычно укв антенны располагаются на некотором, иногда довольно значительном (по сравнению с волной), расстоянии от передатчика. Для соединения антенны с ним применяется почти исключительно коаксиальный фидер, так как двухпроводная линия, вследствие заметного по сравнению с волной расстояния между

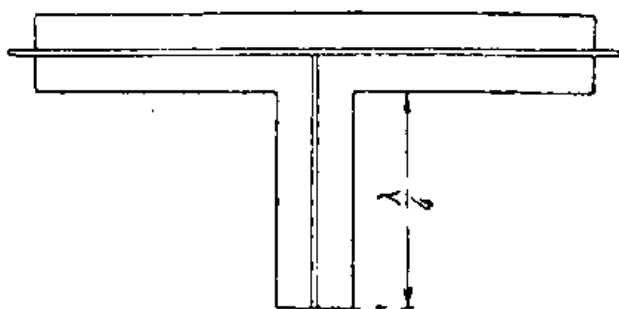


Рис. VIII. 1. 3. Схема металлической изоляции помощью закороченного отрезка коаксиального фидера длиной в четверть волны.

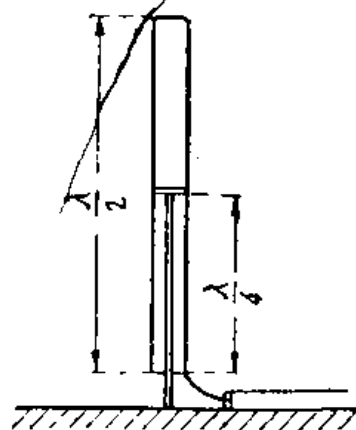


Рис. VIII. 1. 4. Металлическая изоляция вибратора.

проводами, превращается на укв в излучающую систему, искажающую характеристику направленности антенны и вызывающую добавочные потери энергии. В антенной технике укв применяется

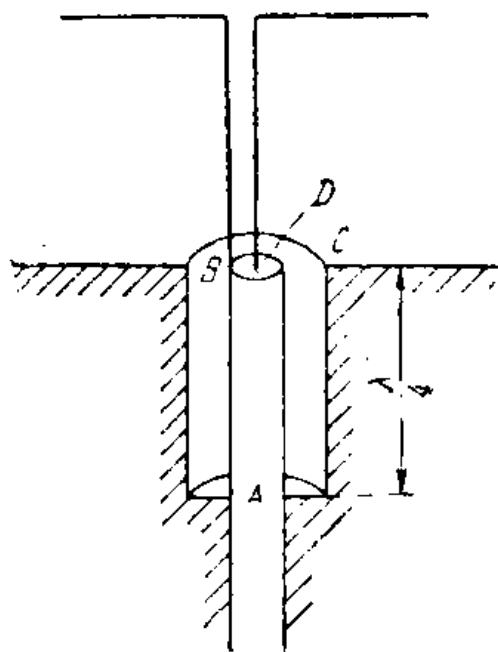


Рис. VIII. 1. 5. Схема четверть-волнового экрана для перехода с несимметричного фидера на симметричную антенну.

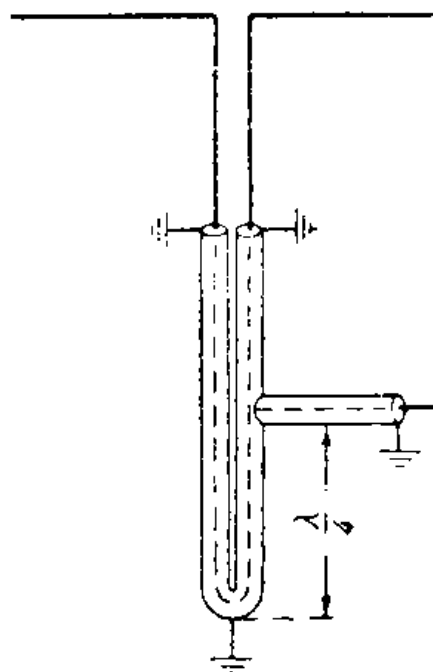


Рис. VIII. 1. 6. Схема U-колена.

целый ряд схем для соединения симметричных антенн с несимметричным фидером. Простейшими из них являются так называемый «стакан» и U-колени.

Первый представляет собой добавочный четвертьволновый экран (чехол), надеваемый поверх экрана коаксиального фидера (рис. VIII. 1. 5) и тщательно заземляемый. При указанной длине чехла в месте присоединения его к экрану фидера будет фиксироваться узел потенциала при косинусоидальном распределении потенциала на участке  $AB$  экрана фидера с пучностью в точке  $B$ . При симметричной антенной системе потенциал в этой точке (по отношению к экрану  $AC$ ) будет равен по величине и противоположен по знаку потенциалу точки  $D$ .

Схема U-колена изображена на рис. VIII. 1. 6. По существу мы имеем здесь разветвление питающего несимметричного фидера на две ветви с удлинением одной из них на  $1/2$  волны.

Антенные системы метровых волн, обычно составленные из отдельных вибраторов, можно рассматривать как системы линейных токов. С укорочением волны наблюдается тенденция к использованию поверхностных токов взамен линейных. Если в антеннах дециметровых волн часто применяют вибраторы совместно с отражающими поверхностями, то на сантиметровых волнах основную роль в устройстве антенн играют проводящие поверхности, а вибраторы выполняют вспомогательную роль или отсутствуют вовсе; их заменяют щели. На сантиметровых волнах канализацию энергии становится целесообразнее осуществлять помощью волноводов, являющихся также системами с поверхностными токами.

Изучение укв антенн мы начнём с телевизионных антенн, после чего рассмотрим сперва ненаправленные, а затем направленные антенны преимущественно для метровых и дециметровых волн.

## 2. Телевизионные антенны

Рассмотрим сперва более подробно требования, предъявляемые к передающим телевизионным антеннам.

Мы уже указывали, что стремление расширить площадь, обслуживаемую телевизионным передатчиком, заставляет поднимать антенны на большую высоту, устанавливая их на высоких зданиях, мачтах и т. п. Это обстоятельство предъявляет к телевизионным антеннам прежде всего требование большой механической прочности и солидной конструкции, так как на высоте значительно возрастает нагрузка от ветра, особенно при наличии гололёда или инея, размеры и вероятность которых на этой высоте значительно больше, чем внизу у поверхности земли.

Другим требованием, влияющим на конструктивное оформление антенны, является требование предусмотреть надёжную грозозащиту антенны, так как опасность поражения её молнией при подъёме на верхушки зданий или мачт возрастает.

Переходя к радиотехническим требованиям, начнём с требований, предъявляемых к характеру излучаемого поля. Обычно телевизионный передатчик находится в центре обслуживаемого им района; в этих условиях к антенне, естественно, приходится предъяв-

лять требование ненаправленного излучения в горизонтальной плоскости. Что же касается вертикальной характеристики направленности, то здесь желательна концентрация излучаемой энергии в горизонтальной плоскости, как обеспечивающая наилучший приём в пределах прямой видимости и в зоне действия рефракции.

Что касается поляризации электромагнитного поля, то, учитывая сказанное выше о помехах и интерференции на укв, желательно применять антенны, излучающие горизонтально поляризованную волну. Не исключены, однако, и антенны с вертикальной поляризацией, применявшиеся, например, в Германии.

Как и всякая антенна, телевизионная антенна должна быть свободна от перенапряжений. Это—довольно существенное требование, если учитывать, с одной стороны, рост пиковой мощности телевизионных передатчиков до нескольких десятков киловатт и, с другой — низкую критическую напряжённость поля, достаточную для возникновения факела на высоких частотах, используемых телевидением. К этому надо добавить, что ввиду недостатка места на верхушках зданий или мачт и требования ненаправленного излучения, телевизионные антенны обычно устраиваются небольших размеров и обладают поэтому не очень высоким сопротивлением излучения. Следовательно, при заданной мощности токи в элементах антенны будут большими и для снижения напряжённости электрического поля оказывается необходимым применять вибраторы с большой погонной ёмкостью, т. е. с большим диаметром.

Наиболее существенными радиотехническими требованиями для телевизионных антенн являются требования, обуславливающие неискажённое прохождение сигналов, посылаемых в антенну передатчиком и необходимых для воспроизведения картины.

Для этого нужно, чтобы, с одной стороны, антенна обладала надлежащей частотной характеристикой и, с другой, — чтобы антенна вместе с фидером были свободны от так называемого «фидерного эхо».

Сущность последнего явления заключается в следующем. Пусть передатчик отправил в антенну серию (пакет) колебаний, соответствующую некоторому телевизионному импульсу, после которой наступила пауза. Эта серия волн движется по фидеру к антенне; последняя поглощает часть прибывающей энергии, расходуя её на излучение и потери, а часть отражает обратно. Отражённые волны идут от антенны по фидеру обратно к выходному контуру передатчика, в котором частью поглощаются; остальная часть отражается и вновь направляется к антенне. Таким образом, антенна получает через некоторый промежуток времени после основной повторную серию колебаний меньшей амплитуды. Промежуток времени между двумя сериями  $\tau$  может быть подсчитан по формуле

$$\tau = \frac{2l}{v},$$

где  $l$  — длина фидера и



$v$  — скорость распространения в нём. При применении коаксиального фидера эта скорость несколько меньше скорости света ввиду наличия изоляции с диэлектрической проницаемостью большей проницаемости воздуха.

Беря  $l$  порядка 100 м и полагая  $v \approx 0,9 c$ , получим

$$\tau = \frac{200}{0,9 \cdot 3 \cdot 10^8} \approx 0,8 \cdot 10^{-6} \text{ сек.},$$

т. е. около одной микросекунды. За это время основной импульс (основная серия колебаний) может кончиться; тогда фидерное эхо даст повторный импульс, который в приёмнике при регулярном его повторении даст второе более слабое изображение, смещённое относительно основного.

Казалось бы, что для устранения фидерного эхо достаточно построить такую антенну, которая полностью поглощала бы все проходящие по фидеру волны.

Однако, осуществить подобную антенну не так просто. Гоноровский показал<sup>1)</sup>, что отражение падающей волны от конца фидера в устанавливаемом режиме отсутствует только тогда, когда фидер нагружен на чисто активное сопротивление,

равное волновому. Настроенный в резонанс колебательный контур, хотя бы сопротивление на его клеммах равнялось волновому, не удовлетворяет этому условию, настроенный в резонанс вибратор — тоже. В симметричном вибраторе проходящая волна от клемм движется к концам, у которых она отражается и идёт обратно по проводу к клеммам и далее в фидер. В антеннах типа вибратора вопрос может ставиться, следовательно, не об устранении отражённой волны, а о максимальном её ослаблении, т. е. об увеличении затухания вибратора.

Типом антенны, который на всех частотах почти не даёт отражённой от клемм волны, является апериодическая шлейф-антенна (рис. VIII. 2. 1), замкнутая на активное сопротивление, равное волновому сопротивлению шлейфа [ф-ла (II. 5. 25)]. Подобно ромбической эта антенна в широком диапазоне волн имеет на своих клеммах активное сопротивление, равное  $\rho_{шл}^2$ .

Однако, наличие активного нагрузочного сопротивления влечёт за собою низкий КПД антенны, почему она может быть рекомендована лишь в качестве приёмной антенны.

Таким образом, приходится считаться с неизбежностью отражения волн от антенны, а также вторичного отражения их от вы-

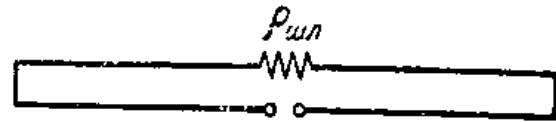


Рис. VIII. 2. 1. Схема апериодической шлейф-антенны.

<sup>1)</sup> И. С. Гоноровский. Нестационарные процессы в радиопередающих устройствах. (Докторская диссертация.) Лен. инст. инж. связи, 1940.

<sup>2)</sup> А. А. Пистолькорс, ИЭСТ № 4, 1939.

ходного настроенного контура передатчика, поскольку он не является чисто активным сопротивлением. Следовательно, появление у клемм антенны вторичной серии колебаний неизбежно; вопрос лишь в том, какую они будут иметь амплитуду. Последняя определяется: 1) затуханием волны в антенне и 2) затуханием в фидерной линии при движении в оба конца. Затухание в линии увеличивать нежелательно, так как оно касается и основной волны; увеличивать затухание антенны, наоборот, очень желательно.

Приведённые рассуждения справедливы в предположении, что фидер однороден и не содержит никаких мест, в которых могли бы возникнуть отражённые волны (например, резких перегибов, разветвлений и т. п.). Наличие таких мест вызовет добавочные явления эхо: в антенну будут приходить повторные серии колебаний, отражённые не только от клемм антенны и выходного контура передатчика, но и от всех мест нарушения однородности фидера.

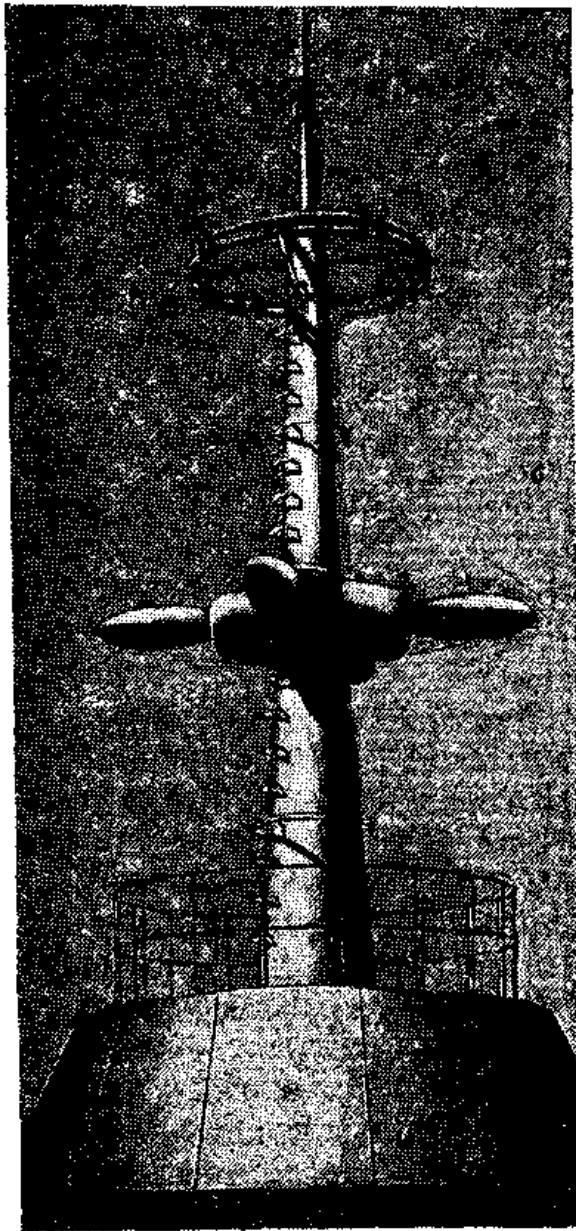


Рис. VIII. 2. 2. Внешний вид антенны Линденблада.

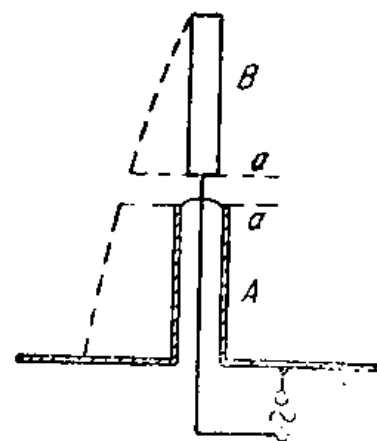


Рис VIII 2. 3. Схема элемента антенны Линденблада.

В качестве примера современной телевизионной передающей антенны рассмотрим антенну Линденблада<sup>1)</sup> установленную на самом высоком здании Нью-Йорка (Empire State Building) на высоте свыше 400 м.

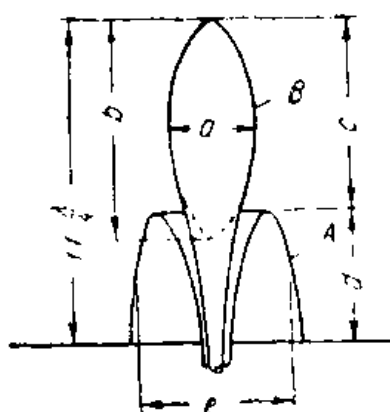
Внешний вид антенны показан на рис. VIII. 2. 2. На металли-

<sup>1)</sup> Nils E. Lindenblad. RCA Review. April 1939.

Ческом столбе укреплены внизу антенна для передачи телевидения, вверху антенна для звукового сопровождения.

Основным элементом телевизионной антенны является экранированный до половины вибратор, изображённый схематически на рис. VIII. 2. 3. В этой схеме питание можно считать приложенным к сечению *aa*; при этом на наружной поверхности экрана устанавливается синусоида тока с пучностью у основания (у земли). В выступающей части вибратора *B* устанавливается синусоида тока с узлом наверху. В действительности сечение вибратора *B* и экрана *A* имеет вид, показанный на рис. VIII. 2. 4; такой вид был придан

вибратору после длительной экспериментальной работы как наилучший с точки зрения частотной характеристики.



$$b : a = 15 : 5$$

$$c : a = 7 : 5$$

$$e : a = 3 : 2$$

Рис. VIII. 2. 4. Сечение вибратора антенны Линденблада.

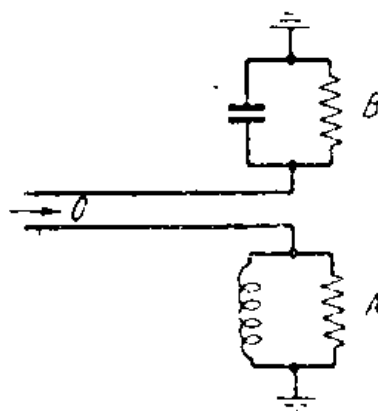


Рис. VIII. 2. 5. Эквивалентная схема вибратора антенны Линденблада.

В своих опытах Линденblad исходил из схемы рис. VIII. 2. 5; если сопротивление *R* в каждой ветви связано с индуктивностью *L* и ёмкостью *C* соотношением  $R = \sqrt{\frac{L}{C}}$ , то, как показывает простой расчёт, сопротивление на клеммах системы оказывается не зависящим от частоты. В антенне Линденблада сопротивление экрана *A* имеет индуктивный характер, сопротивление вибратора *B* ёмкостный; роль сопротивления *R* играет сопротивление, соответствующее излучению. Подбором формы вибратора и экрана Линденblad изменял их ёмкость и индуктивность с целью удовлетворить вышенаписанному равенству, если не для всех частот (сопротивление излучения меняется с частотой), то для возможно более широкой их полосы.

Это ему в значительной мере удалось. Сопротивление вибратора в сечении *aa* для полосы частот  $\pm 15\%$  от несущей (45 мгц) оказалось активным и равным 110 ом; эта цифра позволяет осуществить непосредственное согласование вибратора с коаксиальным кабелем, имеющим  $\rho = 110$  ом.

На рис. VIII. 2. 6 показана в зависимости от частоты относительная амплитуда волны, отражённой от клемм антенны (иначе

говоря, модуль коэффициента отражения) для фидера с указанным волновым сопротивлением. Эта величина меньше 5% в пределах от 33 до 53 мГц; таким образом, получается необычайно широкая

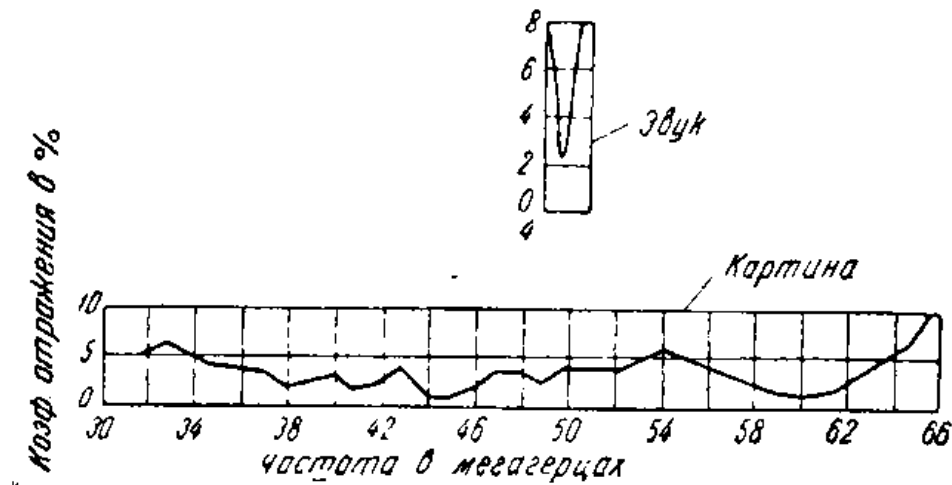


Рис. VIII. 2. 6. Зависимость коэффициента отражения от частоты для телевизионной и звуковой антенны.

по сравнению с несущей (45 мГц) полоса частот (20 мГц), свободная от частотных искажений, вызываемых отражением, обуславливающим фидерное эхо.

Четыре описанных элемента расположены и питаются в антенне Линденблада так, что образуют схему так называемой турникетной антенны, создающей в окружающем пространстве вращающееся электромагнитное поле. В основе турникетной антенны лежат 2 взаимно перпендикулярных одинаковых симметричных вибратора, питаемых со сдвигом фаз в 90°. На рис. VIII. 2. 7 показаны векторные диаграммы электрического поля в направлении, перпендикулярном плоскости, образуемой вибраторами, для трёх последо-

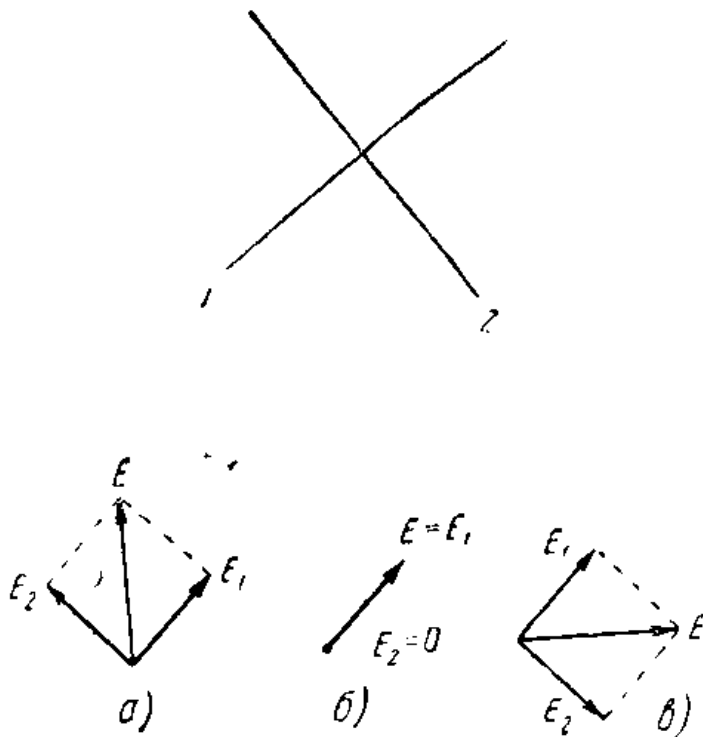


Рис. VIII. 2. 7. Схема турникетной антенны и векторные диаграммы создаваемого ею поля.

вательных моментов времени через 1/8 периода. Как видим, результирующий вектор  $E$  вращается по часовой стрелке. В других направлениях круговая поляризация переходит в эллиптическую, вы-

рождающуюся в линейную для направлений, лежащих в плоскости чертежа. В этой плоскости характеристика направленности турникетной антенны близка к окружности, что позволяет использовать её для ненаправленного излучения.

На рис. VIII. 2. 8. показана схема питания 4 вибраторов антенны Линденблада. Ток в каждом из вибраторов сдвинут на  $90^\circ$ . Для получения этого сдвига в двух соседних вибраторах фидер одного из них делается длиннее другого на четверть волны; при наличии бегущей волны в фидере это обеспечивает запаздывание по фазе на  $90^\circ$ . К месту разветвления подходит питающий пару вибраторов главный фидер с волновым сопротивлением  $\frac{110}{2} = 55 \text{ ом}$ . Этим достигается согласование фидеров и отсутствие отражений от разветвления. Два главных фидера имеют сдвиг фаз  $180^\circ$ .

Чтобы обеспечить защиту от молнии и увеличить механическую прочность антенны, эллипсоидальный вибратор снизу соединён с экраном помощью тонкой консоли, видной на рис. VIII. 2. 2. С электрической точки зрения эта консоль представляет собой индуктивный шунт, на нейтрализацию которого расходуется небольшая часть ёмкости вибратора. Эта добавочная ёмкость получается за счёт некоторого увеличения размеров вибратора (в месте перехода его в кабель), подбираемого экспериментально.

Для ослабления связи между антенной звукового сопровождения и телевизионной была применена круглая антенна (разд. 3 предыдущей главы), выполненная из четырёх шлейф-вибраторов рис. VIII. 2. 2). Длина каждого вибратора была взята порядка  $\frac{\lambda}{4}$ .

Из выражения (II. 5. 24) видно, что если  $z = 0$ , реактивное сопротивление шлейфа переходит от  $+\infty$  к  $-\infty$ , когда

$$\rho_c \operatorname{ctg} ml - \rho_n \operatorname{tg} ml = 0.$$

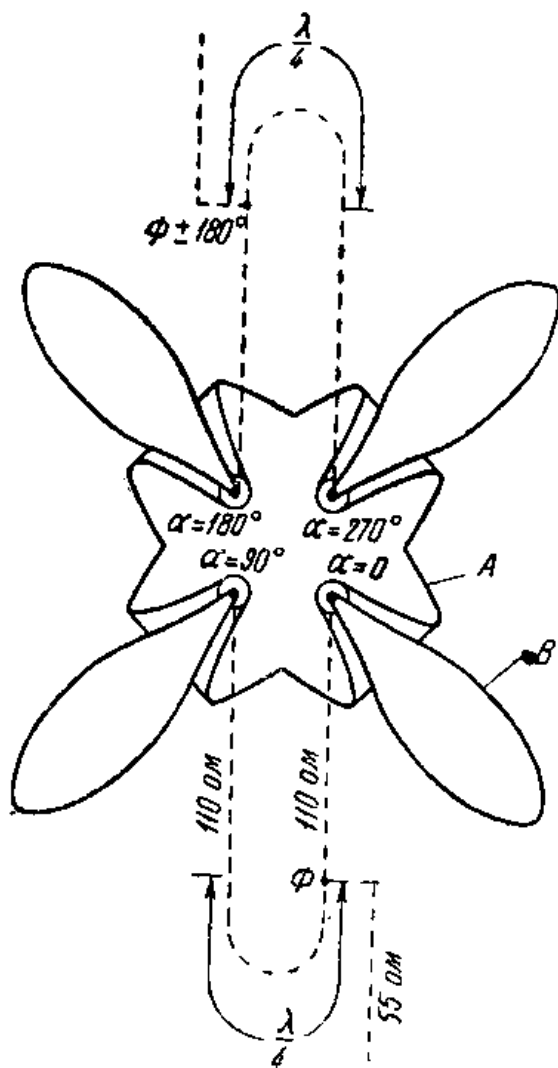


Рис. VIII. 2. 8. Схема питания антенны Линденблада.

Отсюда можно найти длину шлейфа более точно. При этом сопротивление шлейфа оказывается чисто активным и равным  $220 \text{ ом}$ . Помощью двухпроводных линий с таким же волновым сопротивлением все четыре вибратора соединяются впараллель и через переходное устройство типа «стакан» (стр. 404) подключаются к коаксиальному кабелю с волновым сопротивлением  $55 \text{ ом}$ .

Частотная характеристика звуковой антенны приведена на рис. VIII. 2. 6. Вибраторы антенны крепятся к консолям без изоляторов — в узлах заряда. Ввиду того, что вибраторы звуковой антенны

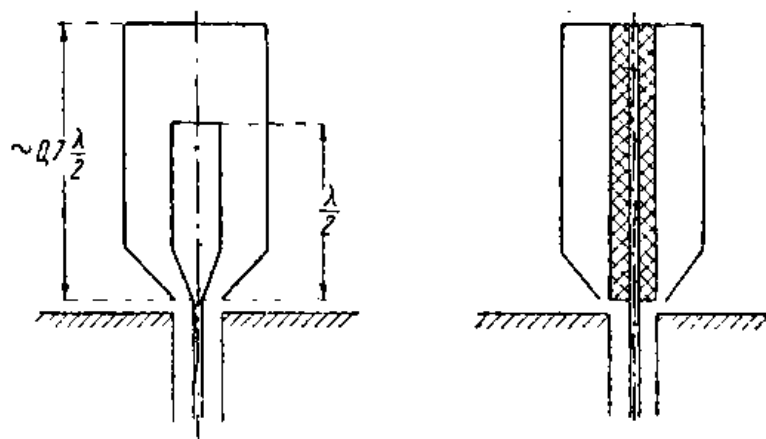


Рис. VIII. 2. 9. Широкополосные антенны с компенсацией реактивного сопротивления.

расположены перпендикулярно вибраторам телевизионной, связь между антеннами практически отсутствует.

Для уничтожения инея и гололёда, часто возникающих на высоте расположения антенны, вибраторы звуковой антенны сделаны из трубки, внутри которой проложены провода элект-

рической грелки, служащей для прогрева вибраторов. Такие же электрические грелки устроены внутри вибраторов и экрана основной антенны; общий расход энергии на прогрев может достигать  $27 \text{ кВт}$ .

Как видим, современная передающая телевизионная антенна, удовлетворяющая перечисленным выше требованиям, представляет собой довольно сложное и хорошо продуманное сооружение. Кроме метода, применённого Линденбладом, существуют и другие возможности для создания широкополосной антенны. Так например, устройство антенны германской телевизионной станции в Витцлебене было основано на принципе компенсации реактивного сопротивления. Как известно, при увеличении частоты индуктивное сопротивление на клеммах антенны переходит через нуль и обращается в ёмкостное, когда несимметричная антенна становится длиннее половины волны (рис. II. 3. 6). Для компенсации этой падающей характеристики реактивного сопротивления целесообразно включить последовательно с антенной двухполюсник, имеющий поднимающуюся кривую реактивного сопротивления, например, коаксиальную холостую линию длиной в четверть волны (рис. II. 3. 6). Практически эта линия помещается внутри вибратора антенны. На рис. VIII. 2. 9 в первом варианте изображена четверть-волновая холостая линия внутри антенны, резонансная длина которой вследствие большого поперечника меньше полволны. Во втором варианте компенсирующая линия закорочена и имеет электри-

ческую длину также полволны за счёт уменьшения скорости распространения волн вдоль неё вследствие наличия диэлектрика с высокой диэлектрической проницаемостью. На рис. VIII. 2. 10 дана частотная характеристика описанной антенны (зависимость коэффициента отражения от расстройки).

Приёмные телевизионные антенны при горизонтальной поляризации обычно устраиваются в виде полуволнового горизонтального вибратора из провода или жёсткой трубки, соединяемой с приёмником с помощью

двухпроводного шнура, обладающего довольно большими потерями. Антенна подвешивается в комнате или устанавливается снаружи на стене здания; реже она выносится на крышу и соединяется с приёмником длинным фидером.

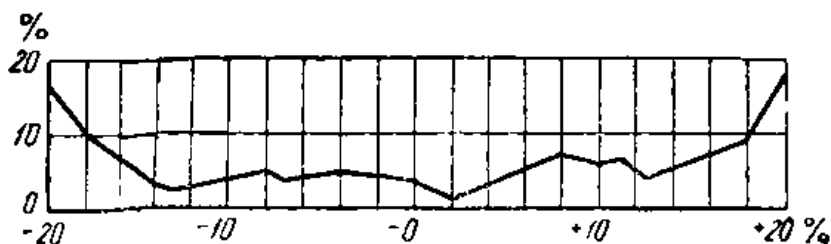


Рис. VIII. 2. 10. Частотная характеристика компенсированной антенны.

При коротких фидерах эхо нестрашно, так как оно сливается с основным сигналом. При длинном фидере оно может дать двойное изображение. Ослабление эхо в современных приёмных антеннах происходит за счёт затухания в фидере, обладающем большими потерями. Однако, такой метод борьбы с эхо не всегда допустим, так как телевизионные приёмники требуют от антенны значительной эдс (не менее 500 мкв); поэтому кпд приёмной антенны в случае приёма телевидения на заметном расстоянии от передатчика приобретает значение.

### 3. Ненаправленные антенны для других видов связи

Ненаправленные антенны получили довольно широкое распространение в поддиапазоне метровых волн, где они используются в первую очередь:

- а) для частотно-модулированного радиовещания (84—102 мГц) и
- б) для циркулярной связи в специальных системах радиосвязи.

Обычно при этом от антенны требуется концентрация излучения в горизонтальной плоскости. К антенне может быть предъявлено требование повышенной механической прочности в условиях работы на большой высоте над землёй, как и для телевизионных антенн. От последних рассматриваемые здесь антенны отличаются пониженными требованиями к частотной характеристике.

Одной из первых ненаправленных укв антенн является многоэтажная турникетная антенна, разработанная Брауном<sup>1)</sup>. Она представляет собой металлическую мачту, вдоль которой расположено

<sup>1)</sup> G. H. Brown and J. Epstein. Electronics, June 1945, p. 102.

несколько взаимно перпендикулярных вибраторов, питаемых со сдвигом фаз в  $90^\circ$  (рис. VIII. 3. 1). Конструктивное оформление её постепенно совершенствовалось и в настоящее время крепление одной половины вибратора к мачте производится так, как показано

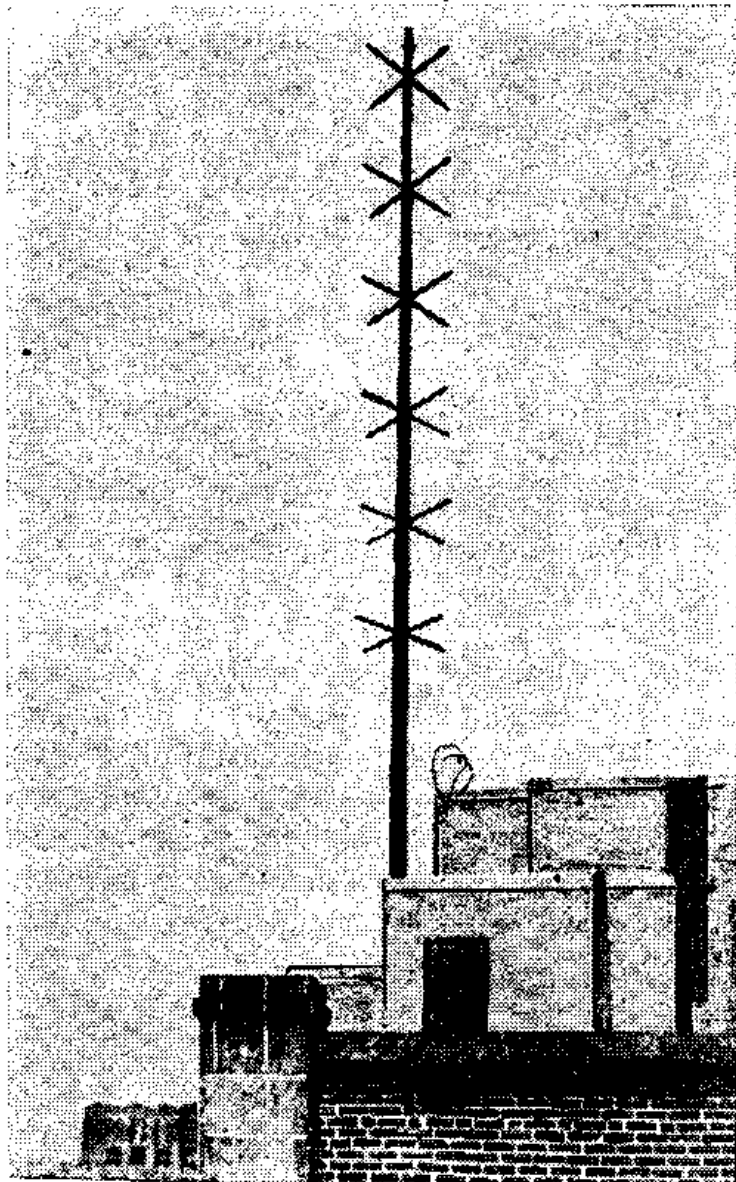


Рис. VIII. 3. 1. Многоэтажная турникетная антенна Брауна.

на рис. VIII. 3. 2. Вибратор представляет собой медную трубку диаметром 50 мм, насаженную на стержень диаметром 25 мм. Длина трубки короче четверти волны, поэтому сопротивление её относительно тела мачты имеет ёмкостный характер с небольшой актив-

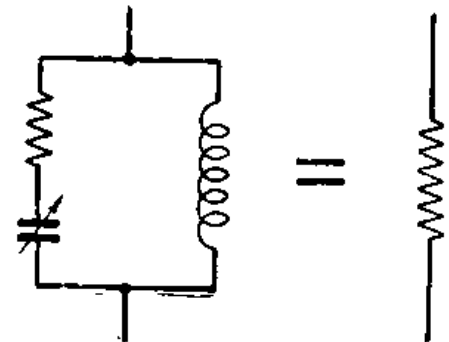
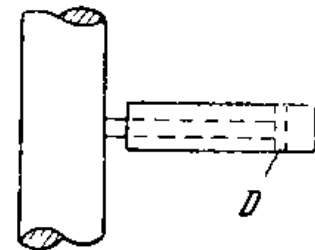


Рис. VIII. 3. 2. Крепление вибраторов турникетной антенны к мачте.

ной составляющей. Стержень вместе с внутренней поверхностью трубки образует закороченную коаксиальную линию, имеющую индуктивное сопротивление и подключённую параллельно трубке. Длина этой линии, регулируемая поршнем  $D$ , подбирается так, чтобы получить настройку на резонанс токов.

Для создания сдвига фаз в  $90^\circ$  две смежные половины вибратора подключаются одна через ёмкость, другая через индуктивность, выполненные в виде отрезков коаксиальных линий разомкнутой и закороченной, включаемых между вибратором и питающим фи-



дером (рис. VIII. 3. 3). Питание отдельных этажей осуществляется с помощью двух коаксиальных фидеров, возбуждаемых в противоположной фазе; вибраторы подключаются впараллель через полволны. Для обеспечения синфазного питания фидеры переходят по очереди на одну и другую сторону мачты, поднимаясь по спирали. Со стороны передатчика оба фидера с помощью U-колена приключаются к главному коаксиальному фидеру.

Применённая в антенне Брауна металлическая изоляция обеспечивает хорошее заземление для атмосферных (грозовых) разрядов, а также облегчает устройство электрического прогрева вибраторов с целью удаления инея и гололёда.

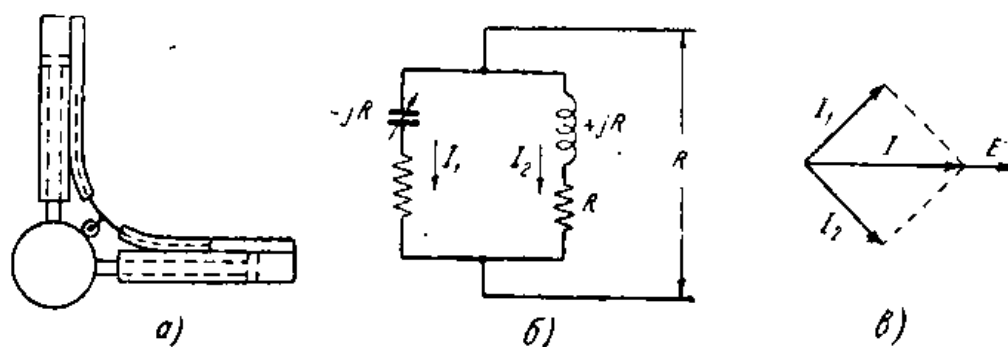


рис. VIII. 3. 3. Способ получения сдвига фаз в  $90^\circ$  между токами вибраторов турникетной антенны.

Другой принципиально отличный путь для получения ненаправленного излучения — применение круглых антенн с синфазным током (разд. 3, гл. VII), подобных рассмотренной в предыдущем разделе антенне звукового сопровождения. К числу таких антенн относится разработанная фирмой General Electric Company круглая антенна для частотно-модулированных станций<sup>1)</sup>.

Внешний вид этой антенны показан на рис. VIII. 3. 4, а схема её на рис. VIII. 3. 6. Антенна, рассчитанная на диапазон 42—50 мггц, устраивается из двух стальных труб, изогнутых по окружности диаметром 58,5 см. По своей схеме она представляет собой согнутую шлейф-антенну, снабжённую конденсаторными пластинками на концах. На рис. VIII. 3. 5 вверху показано распределение тока излучения (суммарного) для шлейф-антенны без пластин, ниже с пластинами. Справа показана кривая тока для согнутой антенны. Как видим, ток излучения медленно убывает вдоль окружности по направлению к пластинам конденсатора, мало изменяясь по величине. Поэтому диаграмма излучения в плоскости кольца (горизонтальной) близка к окружности (рис. VIII. 3. 7a); характеристики направленности в вертикальных плоскостях показаны на рис. VIII. 3. 7б. Внешняя кривая соответствует нейтральной плоскости, проходящей через центр антенны параллельно пластинам конденса-

<sup>1)</sup> M. W. Scheldorf. General Electric Review, v. 46, № 3. March 1943, p. 168.

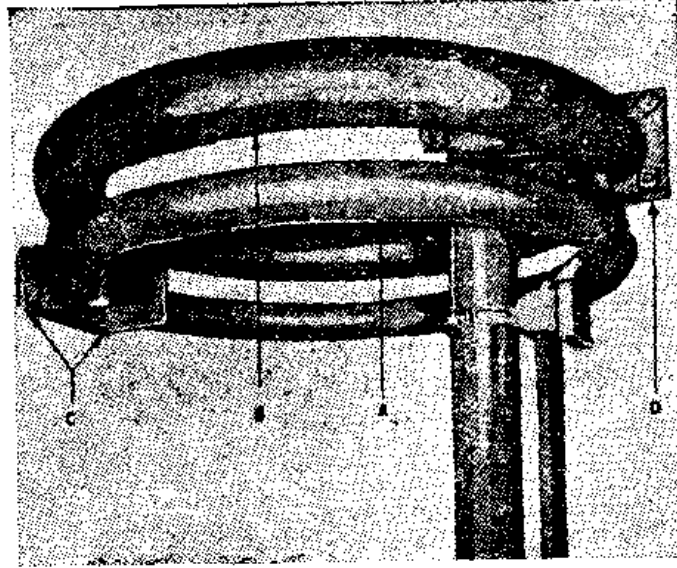


Рис. VIII. 3. 4. Круглая передающая антенна для частотной модуляции. Действующая длина элементов *A* и *B* четверть волны, с учётом укорачивающего действия оконечной ёмкости *C*. Крепление производится в сечении нулевого потенциала *D* без изоляции.

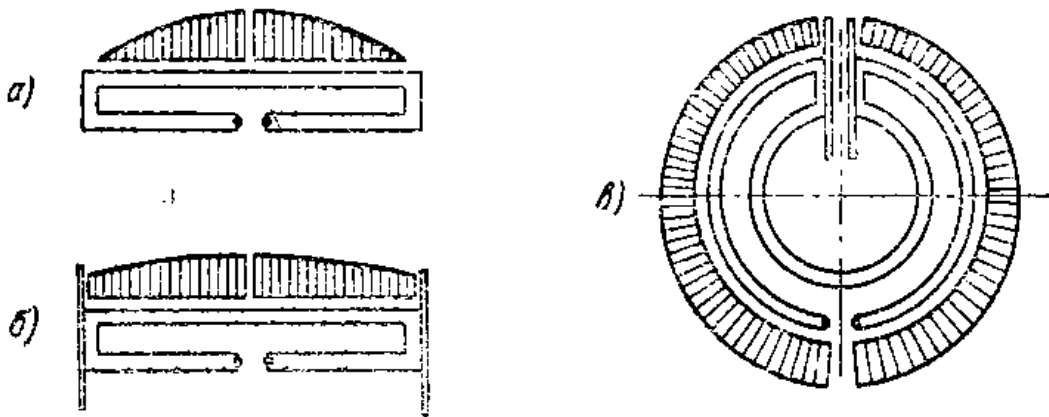


Рис. VIII. 3. 5. Распределение тока в круглой антенне: а) согнутая антенна, б) то же, с учётом ёмкостей, в) то же, свёрнутая в круг.

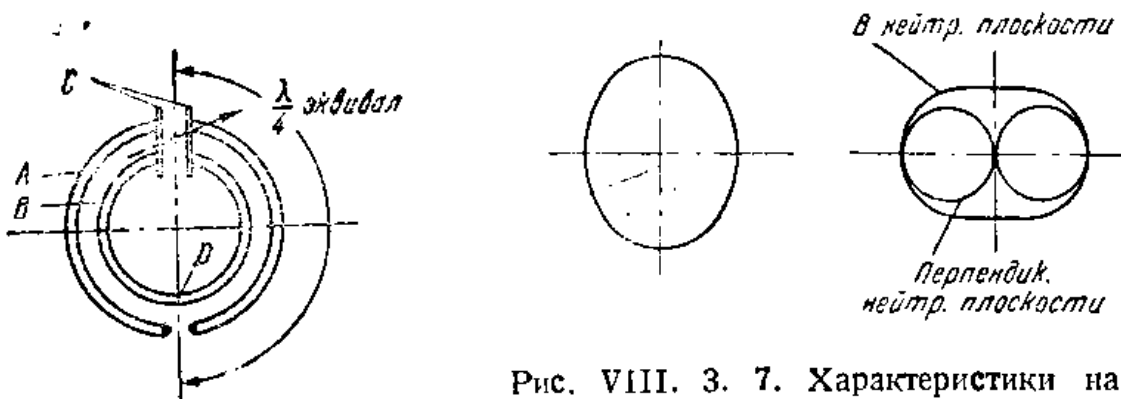


Рис. VIII. 3. 6. Схема круглой антенны.

Рис. VIII. 3. 7. Характеристики направленности круглой антенны в горизонтальной и в вертикальных плоскостях.

тора; внутренняя кривая (восьмёрка) относится к плоскости, перпендикулярной нейтральной; она близка к характеристике обычной рамки.

Для того, чтобы сконцентрировать излучение в горизонтальной плоскости (сжать вертикальную характеристику), несколько круглых антенн располагаются одна над другой вдоль металлического столба на расстоянии длины волны, как показано на рис. VIII. 3. 8.



Рис. VIII. 3. 8. Внешний вид четырёхэтажной круглой антенны.

Ввиду слабого излучения вверх при таком расположении антенны мало влияют друг на друга. Антенны крепятся без изоляторов в пучности тока внутреннего (на рис. VIII. 3. 4 верхнего) кольца.

Применение шлейф-антенны вместо простой круглой антенны имеет целью повысить сопротивление излучения на клеммах антенны до 30—40 ом для более удобного согласования с фидером. Переходные устройства выполняются в виде экранированных двухпроводных линий длиной в четверть волны, волновое сопротивление которых регулируется путём изменения числа изоляторов и тем самым среднего значения диэлектрической проницаемости диэлектрика внутри экрана.

За переходным устройством идёт симметричный фидер, составленный из двух коаксиальных. Два таких фидера от двух антенн соединяются в параллель (рис. VIII. 3. 9) и с помощью переходного устройства типа «стакана» согласуются с коаксиальным фидером, идущим к передатчику.

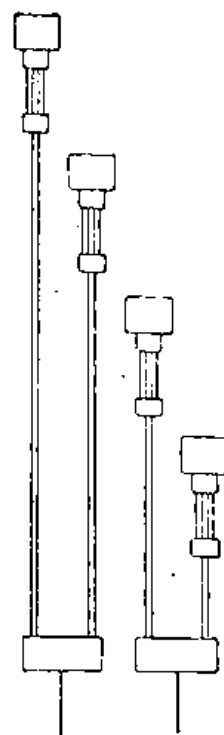


Рис. VIII. 3. 9. Схема питания четырёхэтажной круглой антенны.

Ненаправленные антенны в дециметровом и сантиметровом диапазонах находят себе применение в специальных установках. При этом обычно к ним предъявляется требование обслуживать широкий диапазон частот. Примером ненаправленной антенны может служить биконическая антенна для сантиметровых волн; описанная Барроу, Чу и Янсеном<sup>1)</sup>. Она представляет собой 2 конуса, обращённые друг к другу своими вершинами (рис. VIII. 3. 10). Энергия подводится помощью коаксиального фидера, экран

<sup>1)</sup> W. L. Barrow, L. J. Chu a. J. J. Jansen. Proc. IRE, v. 27, December 1939, p. 769.

которого соединяется с нижним, а внутренний проводник с верхним конусом. В зависимости от расстояния между конусами и способа возбуждения могут быть получены различные типы волн, распространяющихся между коническими поверхностями, аналогичные типам волн в волноводах. Простейшими являются поперечные электромагнитные волны ( $E_{0,0}$ -волны), по структуре соответствующие полю вертикального вибратора.

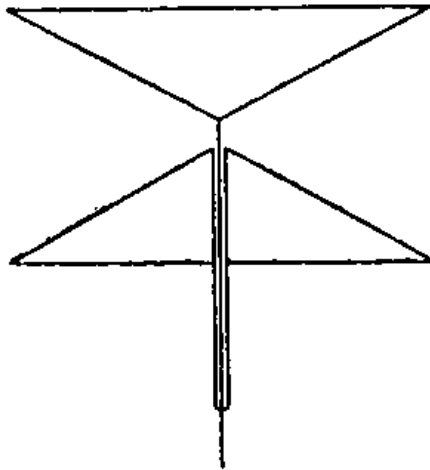


Рис. VIII. 3. 10. Биконическая антенна

На рис. VIII. 3. 11 показана характеристика направленности в вертикальной плоскости, полученная экспериментально на волне 8,3 см для указанного типа волн помощью двух конусов радиусом 46 см с углом между их образующими равным  $35^\circ$ .

В самое последнее время для ненаправленного излучения метровых и длинных дециметровых волн стали применяться щелевые антенны. Внешний вид одной из таких антенн показан на рис. VIII. 3. 12, а принцип её устройства — на рис. VIII. 3. 13. В стенке металлической трубы диаметром около

$\frac{\lambda}{8}$  прорезано несколько щелей, длиной  $\frac{3}{4}\lambda$  каждая; щели питаются синфазно с помощью коаксиального фидера, протянутого внутри трубы. Вертикальные щели, как мы знаем (III. 7) дают горизонтально поляризованные волны. Вокруг цилиндра (трубы) поле распределяется, вообще говоря, неравномерно: оно сильнее с той стороны, где находится щель. Однако, при малых диаметрах цилиндра эта неравномерность невелика и излучение в горизонтальной плоскости можно считать ненаправленным.

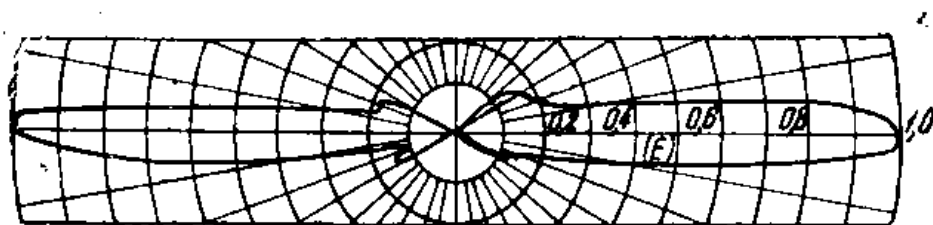
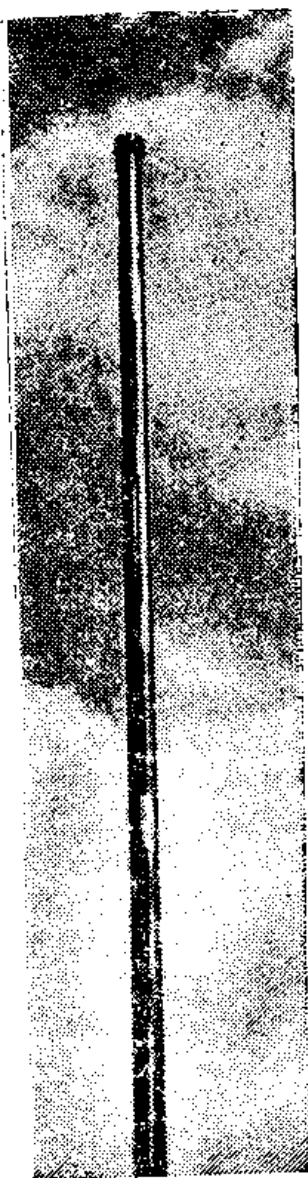


Рис. VIII. 3. 11. Вертикальная характеристика направленности биконической антенны.

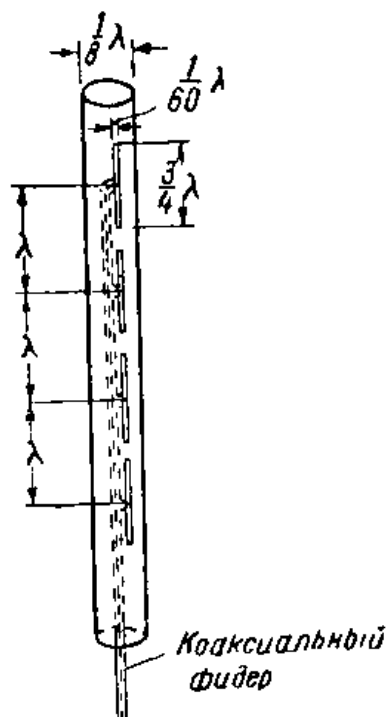
Характеристика направленности в вертикальной плоскости при тонких цилиндрах может быть подсчитана по тем же формулам, что и для вибраторных антенн. Необходимо лишь знать распределение разности потенциалов по длине щели. По эксперименталь-

ным данным Жордана и Миллера<sup>1)</sup> оно оказывается синусоидальным, но длина волны в щели больше длины волны в воздухе и зависит от ширины щели и диаметра цилиндра; с уменьшением последнего фазовая скорость растёт, как и в волноводах (рис. VIII. 3. 14).

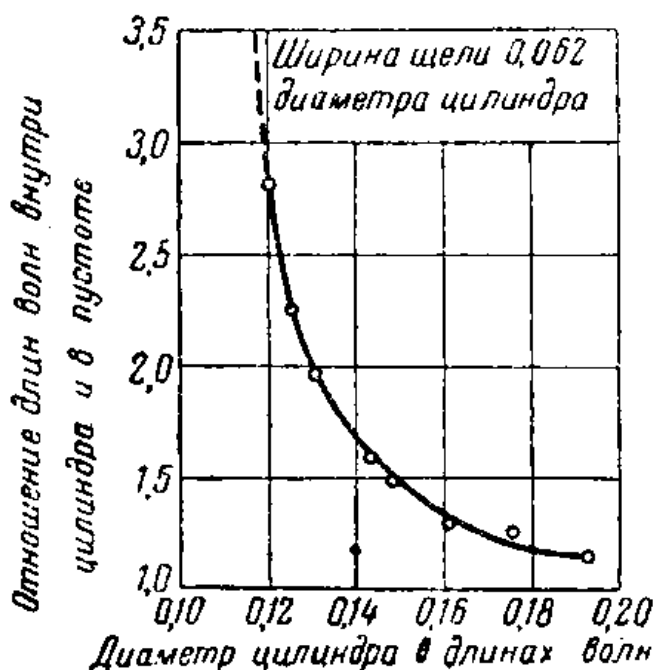
Длина щели взята  $\frac{3}{4}\lambda$  потому, что при этой длине наступает резонанс между ёмкостной проводимостью щели (см. III. 7) и индуктивной прово-



VIII.3.12. Внешний вид цилиндрической щелевой антенны.



VIII.3.13. Принцип устройства цилиндрической щелевой антенны.



VIII.3.14. Кривая зависимости фазовой скорости от диаметра цилиндра.

<sup>1)</sup> E. C. Jordan and W. E. Miller, *Electronics*, February 1947, p. 90.

димостью полости, образуемой внутренними стенками цилиндра. Понятно, что с изменением диаметра цилиндра резонансная длина щели изменяется.

Сопrotивление на клеммах в середине щели при резонансе измеряется сотнями ом. При питании по схеме рис. VIII. 3. 13 все щели оказываются включёнными впараллель, что даёт на входе фидера сопротивление порядка 100 ом.

#### 4. Направленные антенны

Малая длина ультракоротких волн позволяет при небольших сравнительно размерах антенн получить высокую степень направленного излучения. Эта особенность ультракоротких волн широко используется, особенно в области дециметровых и сантиметровых волн.

Направленные антенны для волн метрового диапазона применяются уже давно. Принципы, лежащие в их основе, не отличаются от принципов построения коротковолновых антенн. Так же, как и последние, антенны для метровых волн могут быть аперийными и настроенными, однако, чаще применяются настроенные, так как связь на ультракоротких волнах не требует регулярной смены волн.

Таковы, например, антенны, построенные на ряде радиорелейных многоканальных линий связи в США. Они представляют собой горизонтальные синфазные антенны из жёстких полуволновых вибраторов, устроенные по принципу антенн Телефункен и поднятые на верхушки свободно стоящих опор.

Мы не будем подробно рассматривать этих антенн, так как релейные радиолитии метрового диапазона не имеют перспектив на дальнейшее развитие. Успехи техники дециметровых и сантиметровых волн позволяют осуществлять ретрансляцию на гораздо более коротких волнах, дающих при тех же размерах антенн значительно больший эффект в смысле направленности и возможности в связи с этим уменьшить мощность передатчика<sup>1</sup>).

Одной из первых направленных антенн, применённых на метровых и дециметровых волнах, является так называемый «волновый канал», или антенна Уда-Яги, представляющая собой ряд параллельных вибраторов длиной около полуволны, расположенных вдоль линии максимального излучения (рис. VIII. 4. 1).

Вибратор 1 возбуждается от генератора. Вибратор 2 несколько длиннее полволны, расположенный на расстоянии около 0,2 волны, представляет собой рефлектор. Вибраторы 3 делаются короче полволны на 15—20%; благодаря этому ток, возбуждаемый в них, получает фазу, усиливающую излучение в направлении от вибратора 1 к вибраторам 3. Поэтому последние называются директорами;

<sup>1</sup>) В США применение радиорелейных линий планируется в дальнейшем исключительно на частотах выше 1225 мгц (волны 24,5 см и короче).

обычно число их берётся от 3 до 10. Приведённые размеры являются ориентировочными и уточняются опытным путём.

Волновой канал при правильной регулировке входящих в него элементов может дать хорошую направленность. Так, при шести директорах и одном рефлекторе ширина главного луча составляет

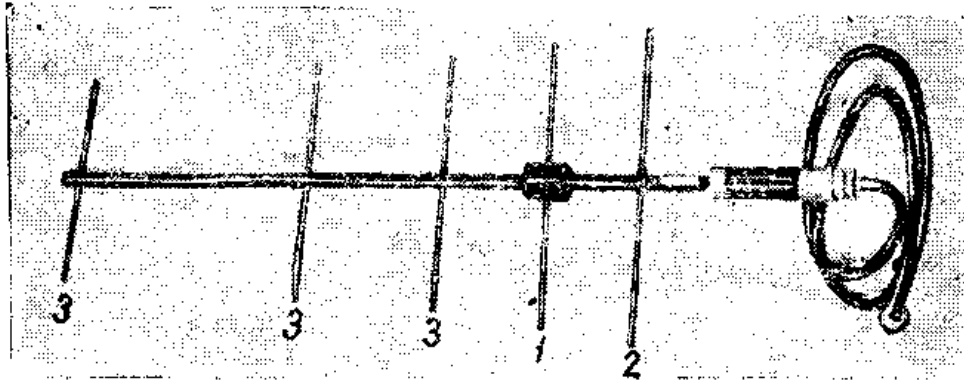


Рис. VIII. 4. 1. Внешний вид антенны типа Уда-Яги для дециметровых волн.

33°; в этих пределах мощность по сравнению с максимумом падает вдвое. Приблизительно коэффициент направленного действия волнового канала равен числу директоров  $n$ , умноженному на 5

$$D \approx 5n.$$

Сложность регулировки волнового канала является его недостатком. В то же время простота устройства и питания составляют преимущества, обусловившие широкое распространение этой антенны.

Другим типом направленной антенны для метровых и дециметровых волн, применявшейся с начала развития техники укв, является антенна с параболическим рефлектором (рис. VIII. 4. 2а). В ней вибратор помещается в фокусе параболы, являющейся образующей для цилиндрического рефлектора. Если последний достаточно велик и расстояние от фокуса до рефлектора составляет много длин волн, мы получаем условия, приближающиеся к оптическим. При небольших относительных размерах рефлектора излучатель оказывается тесно с ним связанным и в

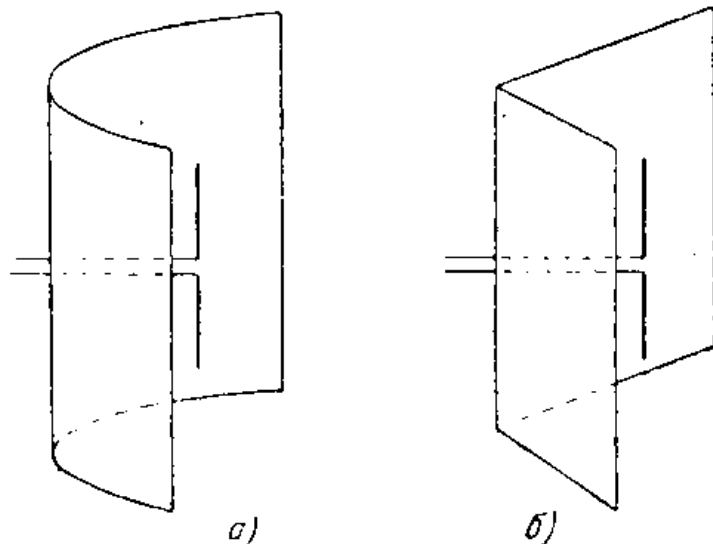


Рис. VIII. 4. 2. Антенны со сплошными рефлекторами: а) параболический рефлектор, б) уголкового рефлектор.

результате картина становится отличной от того, что мы имеем в оптике. В частности, характеристика направленности вибратора с таким рефлектором оказывается обладающей заметными побочными лепестками.

В целях упрощения устройства рефлектора поверхность параболического цилиндра может быть заменена двумя пересекающимися плоскостями (рис. VIII. 4. 2б). Излучатель должен находиться на биссектрисе в надлежаще выбранном расстоянии от вершины угла. Краус<sup>1)</sup> даёт для этого расстояния  $s$  следующую таблицу.

Угол между плоскостями в градусах	Пределы изменения расстояния $s$ в длинах волн
180	0,1—0,3
90	0,25—0,7
60	0,35—0,75
45	0,5—1,0

При правильном выборе расстояния  $s$  получается характеристика направленности, лишённая побочных лепестков.



Рис. VIII. 4. 3. Внешний вид угловой антенны для волны 90 см.

Построенная на указанном принципе прямоугольная угловая антенна для работы волной 90 см изображена на рис. VIII. 4. 3. Здесь сплошные плоскости рефлектора заменены вибраторами длиной  $0,6 \lambda$ , расположенными на расстоянии  $0,1 \lambda$ — $0,2 \lambda$  один от другого. Длина каждой половины рефлектора берётся порядка одной—двух волн. Как видим, антенна отличается лёгкостью и простотой конструкции и небольшими размерами. Её характеристика направленности может быть вычислена по формуле

$$f(\varphi) = \cos(m s \cos \varphi) - \lfloor \cos(m s \sin \varphi) \rfloor$$

и представляет собой один лепесток (рис. VIII. 4. 4). Более

острые кривые направленности могут быть получены при углах между плоскостями меньших прямого угла.

<sup>1)</sup> J. D. Kraus. QST, November 1940, p. 18.



Размеры антенны не являются критичными и допускают работу в довольно широком диапазоне волн. Излучатель выполняется обычно в виде полуволнового шлейф-вibratorа.

Описанная антенна даёт направленное излучение лишь в одной плоскости (перпендикулярной vibratorам). В плоскости, параллельной vibratorам и проходящей через биссектрису, излучение мало отличается от излуче-

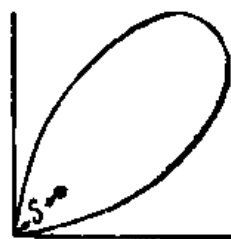


Рис. VIII. 4. 4. Характеристика направленности уголкового антенны.

ния полуволнового vibratorа.

Из остронаправленных антенн для дециметровых волн значительный интерес представляют антенны, разработанные фирмой Телефункен для радиорелейных линий, широко применявшихся немцами во время войны. Волны, используемые для этой цели, лежат в пределах: 46—50, 54—60 и 60—67 см. Каждый поддиапазон обслуживается одной широкополосной антенной. По своей схеме антенна идентична с горизонтальной синфазной антенной для коротких волн (Телефункен), но конструктивно она от неё сильно отличается. Антенна смонтирована в прямоугольном алюминиевом ящике (рис. VIII. 4. 5а), дно которого одновременно служит рефлектором. Для обеспечения ши-

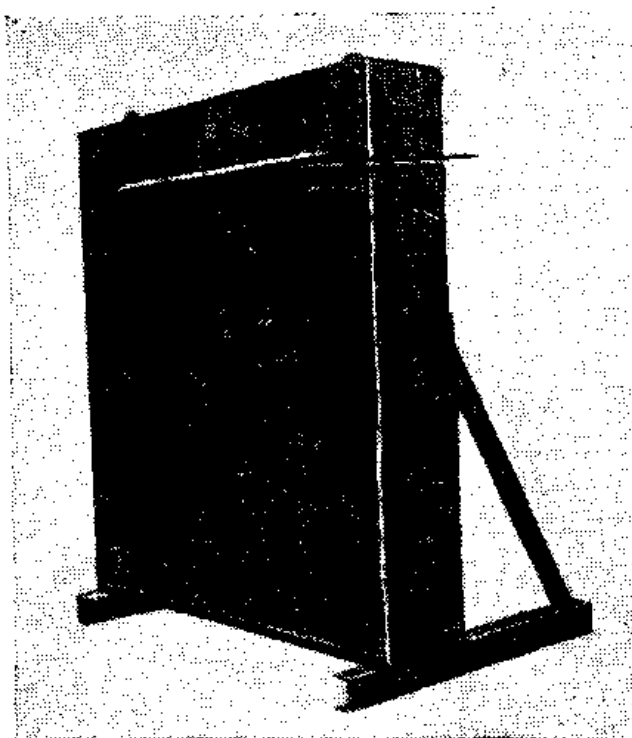
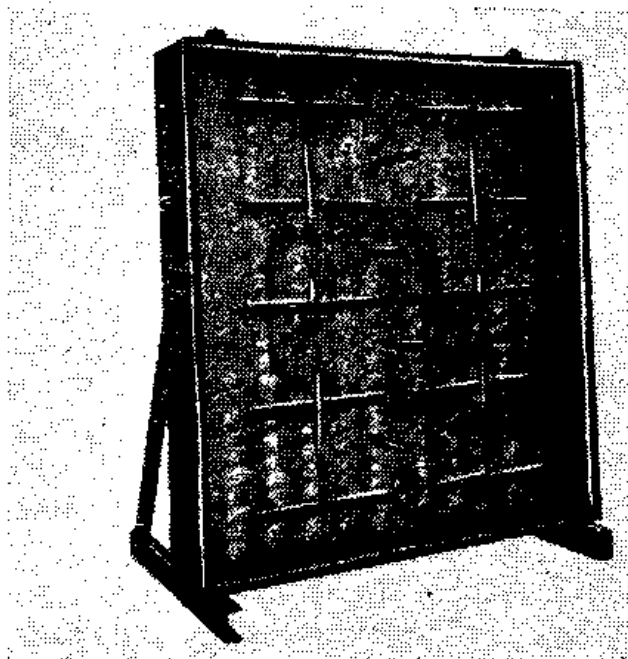


Рис. VIII. 4. 5. Антенна Телефункен для релейных радиолоний: а) в открытом виде, б) закрытая.

рокополосности вибраторы выполнены в виде планок длиной 17,0 — 17,5 см и шириной 5,0—6,0 см (в разных вариантах). Они крепятся ко дну ящика с помощью металлических стержней длиной около четверти волны (11,8 см), присоединённых к вибраторам в их середине, в узле заряда (металлическая изоляция). В одном ящике помещаются две «ёлочки» (группы вибраторов, питаемых от одной симметричной фидерной линии), содержащие от трёх до пяти этажей вибраторов каждая. Фидерная линия перекрещивается так же, как и в обычной антенне Телефункен. Переход с симметричной линии на коаксиальный фидер осуществляется с помощью U-колена, выполненного в виде изолированной от дна ящика круглой петли из трубки, соединённой своими концами с двухпроводным фидером. Коаксиальный фидер, экран которого соединяется с ящиком, присоединён к петле в надлежаще выбранной точке. Такое конструктивное оформление обеспечивает получение в фидере режима, близкого к бегущей волне ( $1 \geq k \geq 0,7$ ) для всего диапазона обслуживаемых антенной волн. Для защиты от непогоды антенна закрывается непоглощающей энергии крышкой, материалом которой является покрытое особым составом дерево с волокнами, перпендикулярными осям вибраторов. Черта на крышке (рис. VIII. 4. 5б) указывает направление поляризации (осей вибраторов). Помощью специально разработанных переходных устройств несколько таких ящиков для увеличения направленности могут соединяться впараллель. Коаксиальным фидером служит гибкий высокочастотный несимметричный кабель с волновым сопротивлением 70 ом и затуханием 4,4 неп на 1 км на волне 50 см. Антенны устанавливаются на возвышенностях или на специальных опорах.

На более коротких дециметровых и на сантиметровых волнах находят себе применение рупорные антенны, представляющие собой рупоры с проводящими внутренними стенками различных типов: цилиндрические, пирамидальные, секторные и другие. Особенности работы таких антенн мы рассмотрим на примере секторных рупоров. Внешний вид такого рупора изображён на рис. VIII. 4. 6. Две стенки его, нижняя и верхняя, параллельны, две другие образуют некоторый угол  $\varphi_0$  (угол раствора). Секторные рупоры предназначены для работы с волноводами прямоугольного сечения, по которым подводится энергия для излучения. Уменьшая угол раствора до нуля, мы в пределе переходим к прямоугольному волноводу, излучающему со своего открытого конца. Как известно (разд. 7, гл. II), вдоль прямоугольных волноводов в зависимости от их размеров и способа возбуждения могут распространяться поперечные магнитные и электрические волны различных типов. Каждому типу волн соответствует своё поле излучения, создаваемое рупором во внешнем пространстве. Практически, однако, при данном сечении волновода применяют наиболее длинные из возможных волн.

Таковыми являются поперечные электрические волны  $TE_{1,0,0}$ , для которых распределение электрического поля в сечении волно-

вода изображено на рис. VIII. 4. 7. Как видим, напряжённость электрического поля по ширине меняется по синусоидальному закону. При переходе прямоугольного волновода в секторный рупор при соответствующем угле раствора последнего поле, распространяясь вдоль рупора, сохраняет свою структуру, постепенно расширяясь по мере приближения к его отверстию.

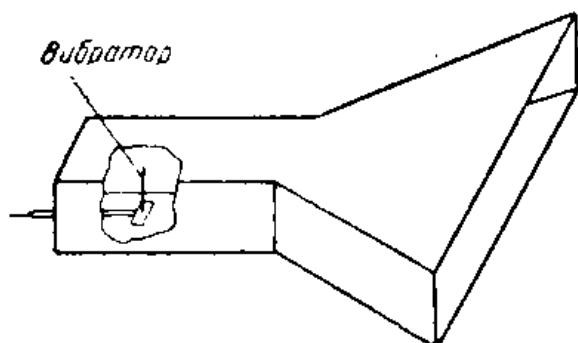


Рис. VIII. 4. 6. Секторный рупор.

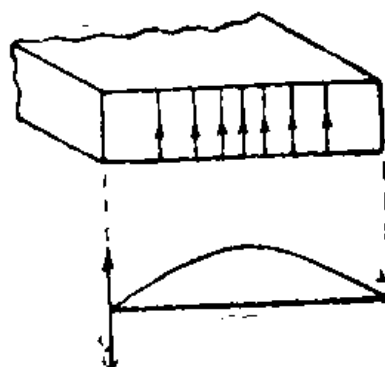


Рис. VIII. 4. 7. Распределение электрического поля в сечении прямоугольного волновода для волны  $TE_{10}$ .

Однако, при этом плоская волна, распространявшаяся в волноводе, переходит в цилиндрическую (а в случае пирамидального рупора — в сферическую). Следовательно, в отверстии рупора поле не будет синфазным, что при заданном сечении отверстия не по-

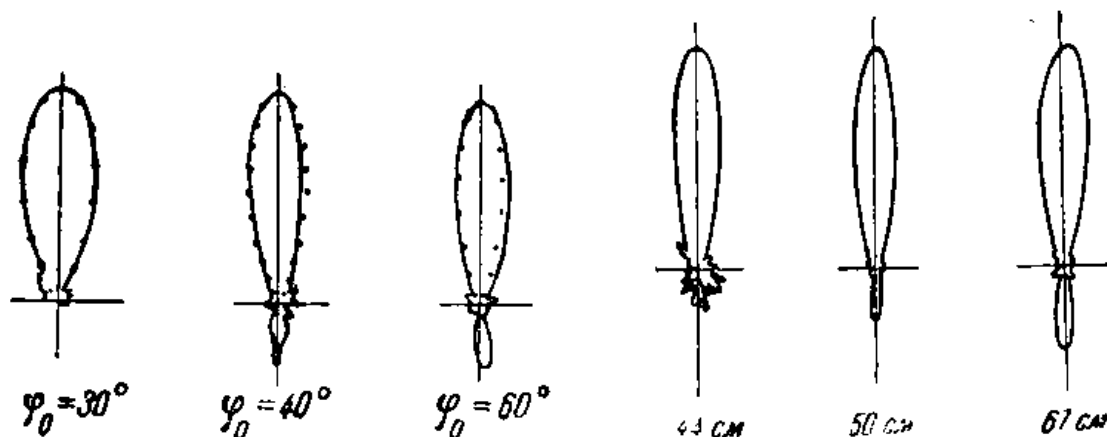


Рис. VIII. 4. 8. Измеренные горизонтальные характеристики направленности электрического поля рупора для разных углов раствора.

Рис. VIII. 4. 9. Измеренные характеристики направленности при возбуждении рупора различными волнами.

зволит получить от антенны максимальную направленность. Очевидно, поле в отверстии будет тем ближе к синфазному, чем меньше угол раствора рупора. Но при этом длина рупора при заданном сечении отверстия (иначе говоря, заданной направленности) чрезмерно возрастёт. Практически углы раствора берутся от 40 до 60°. Примеры получающихся при этом характеристик направленности даны на рис. VIII. 4. 8.

Исследование диапазонных свойств рупора показало, что он пригоден для обслуживания весьма широкого диапазона волн. Для примера на рис. VIII. 4. 9 приведены три характеристики направленности, полученные от достаточно длинного рупора на волнах от 44 до 67 см. Все эти характеристики можно считать удовлетворительными.

Очевидно, что с увеличением длины волны направленность рупора будет падать, так как площадь его отверстия, выраженная в длинах волн, будет уменьшаться. Характеристики направленности рупорной антенны были рассчитаны Барроу и Грином<sup>1)</sup> для синфазного поля в отверстии, исходя из принципа Гюйгенса. Согласно этому принципу каждая точка плоскости отверстия рупора, в которой действуют электрические силы, может рассматриваться как источник волн, излучаемых во внешнее пространство.

Поле в некоторой точке этого пространства может быть выражено в виде интеграла, распространённого на некоторую замкнутую поверхность или безграничную плоскость, включающую излучающее отверстие; при этом в выражение под знаком интеграла входит напряжённость электрического поля на поверхности отверстия, зависимость которой от координат считается известной<sup>2)</sup>.

Применяя указанный метод Барроу и Грин нашли следующие выражения для характеристик направленности в плоскости, параллельной электрическим силовым линиям в волноводе и проходящей через биссектрису угла раствора,

$$f_1(\theta) = \left| (\cos \theta + M) \frac{\sin A}{A} \cos \theta \sin\left(\frac{m\pi}{2}\right) \right|; \quad (1)$$

и в плоскости, перпендикулярной электрическим силовым линиям в волноводе,

$$f_2(\varphi) = \left| (\cos \varphi + M) \frac{\sin\left(B + \frac{m\pi}{2}\right)}{B^2 - \left(\frac{m\pi}{2}\right)^2} \right|. \quad (2)$$

Здесь углы  $\theta$  и  $\varphi$  отсчитываются в указанных плоскостях от направления оси волновода или рупора;  $m$  обозначает порядок волны  $H_{0,m}$ , возбуждаемой в волноводе:

$$A = \frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta;$$

$$B = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi;$$

$$M = \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b}\right)^2}.$$

<sup>1)</sup> Barrow and Greene. Proc. IRE, v. 26, № 12, December 1938, p. 1498.

<sup>2)</sup> Подробнее об этом см. Франк и Мизес «Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики», ОНТИ, 1937, гл. XX, § 3.

Здесь  $a$  и  $b$  размеры сечения волновода или рупора: параллельный и перпендикулярный силовым электрическим линиям. Вертикальные линии в ф-лах (1), (2) указывают, что следует брать абсолютные значения полученных величин. При этом напряжённость поля оказывается перпендикулярной радиусу вектору и параллельной электрическим силовым линиям в волноводе.

Для случая, когда сторона сечения, перпендикулярная электрическим силовым линиям, удовлетворяет условию

$$\omega_h = \frac{b}{\lambda} > 2,$$

выражение (2) может быть упрощено и для  $m = 1$  преобразовано в следующее

$$f(\varphi) = \frac{\cos \varphi \cos(\pi \omega_h \sin \varphi)}{(\pi \omega_h \sin \varphi)^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2}. \quad (3)$$

Опытная проверка выражений (1), (2) и (3) показала, что результаты вычисления хорошо согласуются с действительностью при

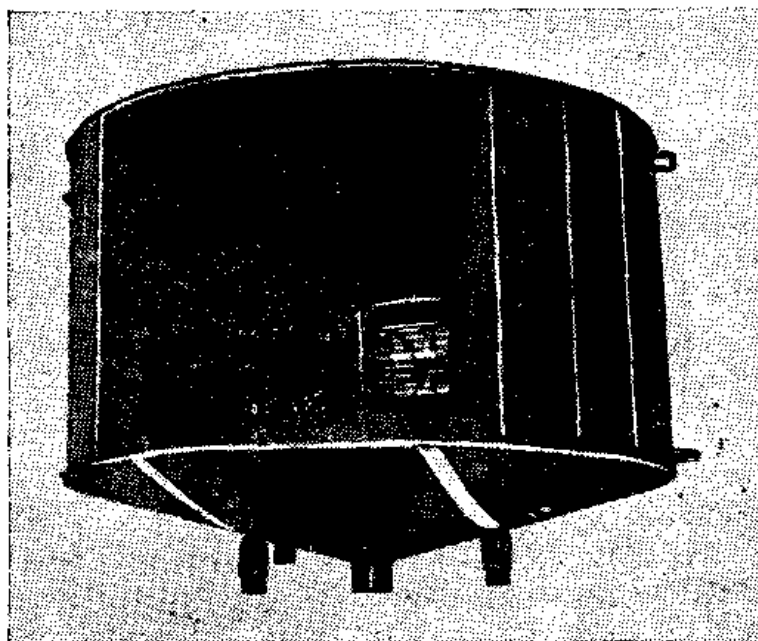


Рис. VIII. 4. 10. Рупорная антенна фирмы Лоренц.

излучении из волноводов и рупоров, угол раствора которых не превышает  $50^\circ$ . На рис. VIII. 4. 8 точками показаны значения, вычисленные по ф-ле (3).

В качестве примера практического применения рупорных антенн рассмотрим рупорную антенну, разработанную фирмой Лоренц для немецких релейных радиостанций, работавших на волнах 20—24 см. Она представляет собой пирамидальный рупор с отверстием  $68 \times 85$  см, помещённый в цилиндрический барабан диаметром 1,3 м с целью обеспечить одинаковое сопротивление ветру любого направления (рис. VIII. 4. 10). В глубине рупора помещены два взаимно

перпендикулярных вибратора, один — для вертикально, а другой — для горизонтально поляризованных волн. Благодаря этому одна и та же антенна обслуживает и передающий и приёмный каналы, работающие различно поляризованными волнами. Позади первого — горизонтального — вибратора на расстоянии четверти волны стоит решётка из таких же прутьев; она является рефлектором и служит для настройки вибратора на наибольшую отдачу; волны, поляризованные вертикально, проходят сквозь неё беспрепятственно и достигают второго вибратора, позади которого находится сплошной металлический рефлектор.

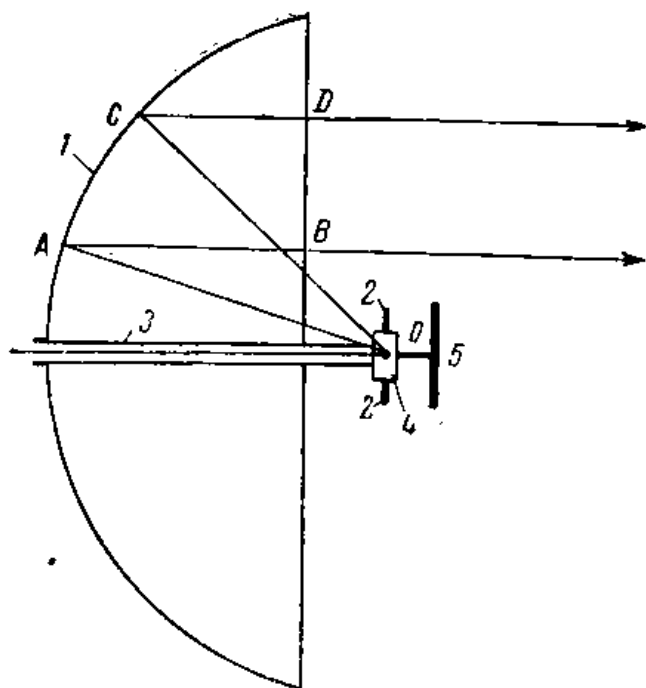


Рис. VIII.4.11. Схема антенны с параболическим рефлектором.

подобно тому как для параболического рефлектора он определяется площадью отверстия последнего. Но в отношении объёма параболический рефлектор выгоднее рупора, так как он занимает меньше места в глубину.

Вот почему антенна с параболическим рефлектором получила широкое распространение на более коротких дециметровых и на сантиметровых волнах. Рефлектор (1 — рис. VIII. 4. 11) выполняется в виде параболоида вращения; излучатель закрепляется в фокусе помощью трубки 3, одновременно служащей экраном коаксиального фидера, снабжённого на конце переходным симметрирующим устройством 4. Позади вибратора помещается рефлектор 5, часто выполняемый в виде диска. На более коротких волнах вместо коаксиального фидера применяется волновод, переходящий в камеру, снабжённую щелевыми излучателями. Диаметр отверстия параболоида на практике имеет от единиц до нескольких десятков длин волн. Фокусное расстояние берётся порядка 0,35 — 0,40 диаметра отверстия.

Как известно, парабола обладает тем свойством, что длина

равно и достигают второго вибратора, позади которого находится сплошной металлический рефлектор.

Рупорные антенны отличаются простотой устройства и хорошими направленными и диапазонными свойствами. Недостатком их являются относительно большие размеры. Задачу правильного выбора длины и формы рупора можно интерпретировать как задачу наилучшего согласования рупора со свободным пространством. Наивысший коэффициент направленного действия, достигаемый при этом, определяется площадью отверстия рупора,

пути любого отражённого луча от фокуса  $O$  до некоторой плоскости, перпендикулярной оси параболы, одинакова. Благодаря этому лучи  $OAB$  и  $OCD$  будут иметь в отверстии параболоида одинаковую фазу. При размерах рефлектора, во много раз превышающих длину волны (как например, в оптических системах), и при точечном излучателе мы должны были бы получить пучок параллельных лучей. Не очень большие по сравнению с волной размеры рефлекторов, применяемых в радиотехнике, вызывают расхождение лучей. Вычисленная по принципу Гюйгенса характеристика направленности параболического рефлектора имеет следующий вид

$$F(\theta) = \frac{2J_1(mR \sin \theta)}{mR \sin \theta}. \quad (4)$$

Здесь  $\theta$  — угол с осью параболы,

$R$  — радиус отверстия,

$J_1(x)$  — бесселева функция первого порядка, при малых значениях аргумента, примерно, равная  $0,5 \sin x$ . На угл. ширину главного максимума характеристики направленности принято измерять углом  $2\theta_1$ , в пределах которого излучаемая мощность больше половины максимальной, т. е. напряжённость поля больше  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  максимальной. Из уравнения

$$\frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{2J_1(x)}{x}$$

находим

$$x = mR \sin \theta_1 = 1,61,$$

откуда

$$\sin \theta_1 \approx \theta_1 = \frac{1,61}{mR} = \frac{1,61\lambda}{\pi D}$$

или

$$2\theta_1 \approx \frac{\lambda}{D} \text{ в радианах} \quad (5)$$

и

$$2\theta_1 \approx 60 \frac{\lambda}{D} \text{ в градусах.}$$

Так при диаметре  $D = 30\lambda$  мы получим  $2\theta_1 \approx 2^\circ$ .

Из выражения (4) следует также, что характеристика направленности параболоида будет иметь побочные лепестки, соответствующие второму максимуму функции  $J_1(x)$ , т. е. при  $x = mR \sin \theta_2 = 5,33$  и  $\sin \theta_2 \approx \theta_2 = \frac{5,33}{mR}$ . Амплитуда лепестков будет составлять  $0,13$  максимальной (по напряженности поля или  $0,13^2 = 0,0169$  по излучаемой мощности).

Приведённые здесь данные справедливы для точечного излучателя. Конечные размеры вибратора, элементы которого частично находятся вне фокуса, вызывают небольшое добавочное

расширение главного максимума и увеличение амплитуды побочных лепестков. Антенна с параболическим рефлектором является принципиально диапазонной антенной; трудность заключается лишь в обеспечении согласования вибратора с линией в пределах обслуживаемого диапазона волн.

В последнее время на сантиметровых волнах стали входить в употребление диэлектрические антенны (рис. VIII. 4. 12), представляющие собой конусообразные диэлектрические стержни диаметром

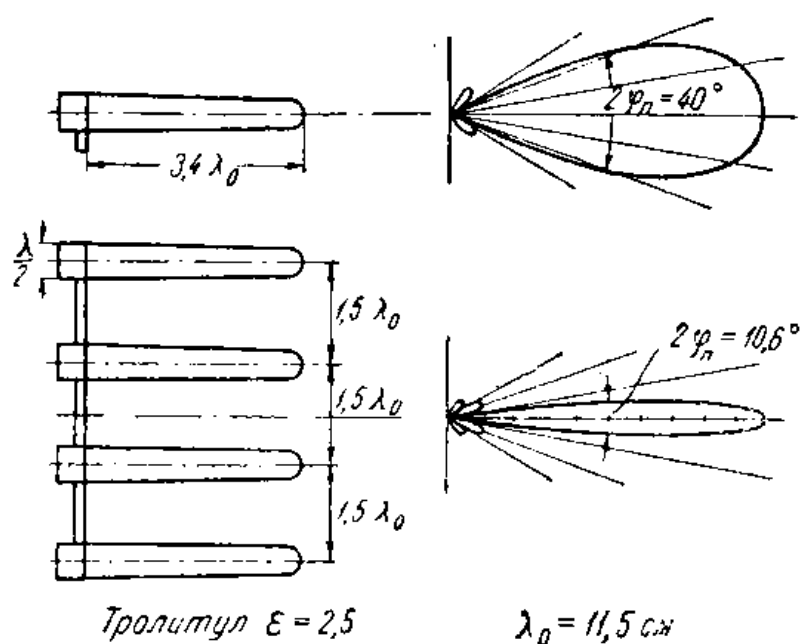


Рис. VIII. 4. 12. Направленная антенна из четырёх диэлектрических стержневых излучателей и её характеристика направленности.

около половины волны и длиной 3—4 волны. Линейным или щелевым излучателем, расположенным на конце, в этих стержнях возбуждаются волны, родственные волнам  $TE_{1,1}$  круглых волноводов, распространяющиеся со скоростью несколько меньшей скорости света. Создаваемые этими волнами в диэлектрике токи поляризации действуют аналогично вибраторам описанной ранее в гл. VII коротковолновой антенны бегущей волны. Поэтому и характеристика направленности диэлектрической антенны мало отличается от характеристики направленности антенны бегущей волны соответствующей длины.

В заключение остановимся на вопросе о мощности, отдаваемой направленной укв антенной приёмнику. На укв уровень внешних помех, как уже отмечалось, чрезвычайно низок. Уровень сигнала определяется исключительно внутренними шумами приёмника. В этих условиях КПД приёмной антенны приобретает столь же важное значение, что и КПД передающей. Вот почему приёмные и передающие направленные укв антенны делаются одинаковыми.

При оптимальном согласовании антенны с внешним пространством можно считать, что от активной поверхности антенны не про-



исходит отражения энергии, пронесимой электромагнитной волной. Припоминая выражение (III. 4. 2) для вектора Пойнтинга, найдём оптимальную мощность, поглощаемую антенной

$$P_{opt} = \frac{E^2 s}{120 \pi}, \quad (6)$$

где  $s$  — активная площадь антенны в  $m^2$ . Как видим, при данной площади  $s$  и напряжённости поля оптимальная извлекаемая приёмной антенной мощность не зависит от частоты.

Пользуясь выражением (IV. 2. 12), найдём предельное значение КНД при данной активной площади (отверстия рупора, параболоида и т. д.):

$$D = 4\pi \frac{s}{\lambda^2} \quad (7)$$

Принимая, что такая же антенна установлена на передающей стороне, найдём создаваемую ею напряжённость поля по ф-ле (III. 11. 10), откуда получим для антенн в удалённой от земли зоне

$$P_{opt} = P_{\Sigma} \frac{s^2}{\lambda^2 r^2}; \quad (8)$$

здесь  $r$  — расстояние между антеннами.

В действительности, когда обе антенны расположены на высоте  $h$  над землёй, поле с учётом отражённого от земли луча, при вертикальной поляризации, в направлении главного луча будет

$$E = E_{max} \frac{4\pi h^2}{\lambda r}, \quad (9)$$

откуда получим

$$P_{opt} = 16 \pi^2 P_{\Sigma} \left(\frac{s}{\lambda^2}\right)^2 \left(\frac{h}{r}\right)^4. \quad (10)$$

Полученное выражение показывает, какую наибольшую часть излученной мощности  $P_{\Sigma}$  может извлечь приёмная антенна при данной активной площади обеих антенн, высоте их установки и при данном расстоянии между ними.

Оно показывает также, какой значительный выигрыш при данной площади приносит укорочение волны, длина которой входит в знаменатель в четвёртой степени.

---

<sup>1)</sup> Заметим попутно, что в литературе по укв антеннам вместо коэффициента направленного действия  $D$  часто пользуются так называемой «активной площадью» антенны, определяемой из соотношения (7).

## Глава IX

### ВОПРОСЫ ЭКСПЛУАТАЦИИ АНТЕННЫХ УСТРОЙСТВ

#### 1. Измерение электрических параметров антенных устройств

При разработке новых антенн, при испытании вновь установленных или при проверке находящихся в эксплуатации антенных устройств часто встречается необходимость в непосредственном измерении того или другого электрического параметра антенного устройства или в определении его на основании экспериментальных данных. К такого рода измерениям могут быть отнесены:

1) измерение реактивного и активного сопротивления на клеммах антенны,

2) определение сопротивления излучения,

3) снятие характеристик направленности.

Указанные измерения являются основными; по их данным могут быть определены другие параметры, необходимые для характеристики антенны; так, зная сопротивление излучения и активное сопротивление антенны, найдём её КПД, имея характеристики направленности, можем вычислить КПД. Познакомимся вкратце с основными методами опытного определения указанных трёх параметров антенн различных диапазонов волн.

#### Из м е р е н и е с о п р о т и в л е н и я н а к л е м м а х а н т е н н ы

Цель измерения: определить величину реактивного и активного сопротивления на клеммах антенны для данной частоты или для данного диапазона частот; в последнем случае требуется дать кривые зависимости обеих составляющих сопротивления от частоты в указанном диапазоне.

Для этих измерений пригодны все способы, применяемые для аналогичных целей в других областях техники высокой частоты. В частности, для определения реактивного сопротивления может быть использована настройка антенны в резонанс с помощью градуированных переменного конденсатора и катушек самоиндукции. Для измерения активного сопротивления можно применить ряд методов и в частности:

1) метод добавочного сопротивления, при котором, включая в настроенную в резонанс антенну известное активное сопротивление,

мы вычисляем неизвестное сопротивление по величине тока до и после включения;

2) метод разветвления токов, когда параллельно настроенной в резонанс антенне включают магазин сопротивлений и добиваются равенства токов в обеих ветвях; •

3) метод сравнения или замещения, при котором настроенная антенна заменяется магазином, сопротивление которого регулируется так, чтобы индикатор тока или напряжения показал прежнее значение.

Применяя различные указанные здесь способы измерения, необходимо строго следить за тем, чтобы при симметричной антенне измерительная схема была симметричной и при антенне, работающей с заземлением, — несимметричной.

При измерениях сопротивления антенн удобно пользоваться готовыми измерительными приборами. Для этой цели может быть рекомендован кьюметр — прибор для определения добротности катушек  $Q$ ; он имеет несимметричную схему. При индуктивном сопротивлении антенны он позволяет по градуированному переменному конденсатору определить величину этого сопротивления; поделив затем эту величину на добротность, отсчитываемую по индикатору, найдём величину активного сопротивления. При ёмкостном сопротивлении антенны её присоединяют непосредственно или через известное сопротивление параллельно переменному конденсатору колебательного контура прибора и по вносимой расстройке и уменьшению  $Q$  определяют обе составляющие сопротивления. Кьюметр имеет шкалу волн от самых длинных до ультракоротких (5—6 м), •

Для измерений с антеннами могут быть использованы также высокочастотные мостики; диапазон волн их обычно не спускается ниже нескольких сот метров.

От колебательных контуров, применяемых в радиотехнике, антенны отличаются тем, что в них активное сопротивление часто оказывается сравнимым с реактивным и добротность антенны получается ниже пределов значений  $Q$  ( $Q = 20—30$ ), охватываемых кьюметром и другими приборами, предназначенными для измерений с колебательными контурами.

Вот почему существует потребность в специальных приборах для измерения сопротивлений антенн.

До войны нашей электропромышленностью выпускался антенный омметр для диапазона средних волн<sup>1)</sup> и так называемый «фидерный омметр» для диапазона коротких волн (до 15 м). Оба прибора основаны на методе замещения. Антенна присоединяется к катушке, связанной с колебательным контуром, вклю-

---

<sup>1)</sup> А. А. Пистолькорс и Л. И. Шпильберг. Информ. бюллетень по технике связи, № 3 за 1939 г.

чѣнным в анодную цепь лампы, возбуждаемой заданной частотой; индикатором является миллиамперметр анодного тока. Специальная конструкция магазина сопротивлений позволяет измерять активные сопротивления от 2 до 1000 ом, реактивные от 50 до 1000 ом. При измерении комплексных сопротивлений эти пределы несколько сужаются; при этом реактивная составляющая может быть измерена,

если она составляет не менее 25% активной.

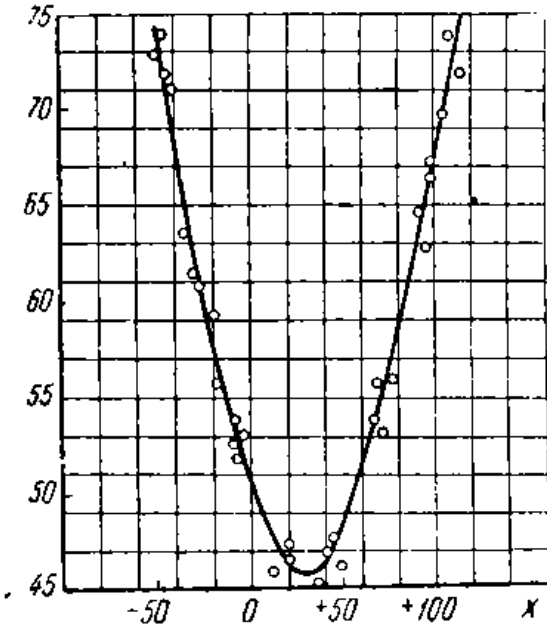


Рис. IX. 1. 1. Кривая напряжения в районе минимума.

На коротких волнах, кроме указанных способов, существует ещё способ определения сопротивления антенны по кривым распределения напряжения в фидерной линии. Мы уже указывали (разд. 3 гл. II), что отношение минимального значения напряжения к максимальному даёт коэффициент бегущей волны  $k$ . Зная этот коэффициент и измерив расстояние  $z$ , ближайшего максимума или минимума напряжения от антенны, мы будем иметь данные, необходимые для определения реактивной и активной составляющей сопротивлений нагрузки, исходя из ф-л (II. 3. 15) и (II. 3. 16).

Приборы для измерения напряжения в фидерной линии описываются ниже (в разд. 3). При очень малых значениях  $k$  в целях получения большей точности измерений рекомендуется снимать кривую напряжения в районе минимума (рис. IX. 1. 1). По этой кривой определяется  $U_{\min}$  и положение узла; для каждой точки кривой  $U_z$ , соответствующей расстоянию  $z$  от узла в ту или другую сторону, будет тогда справедливо равенство

$$k = \frac{\sin mz}{\sqrt{\left(\frac{U_z}{U_{\min}}\right)^2 - \cos^2 mz}}$$

В. В. Татаринов <sup>1)</sup> рекомендует брать для  $k$  среднее из значений для нескольких пар точек кривой, обладающих одинаковыми ординатами. Роозенштейн <sup>2)</sup> пользуется одной парой точек, для которых  $\left(\frac{U_z}{U_{\min}}\right)^2 = 2$  заменяет  $\cos mz$  единицей, а  $\sin mz$  — аргументом и получает тогда

$$k \approx mz.$$

<sup>1)</sup> Татаринов. Коротковолновые направленные антенны. Связьтехиздат. 1936 г., стр. 95—96.

<sup>2)</sup> Н. О. Roosenstein. Zeitschrift für Hochfreq, v. 36, h. 3 und 4, 1939.

На дециметровых и сантиметровых волнах этот метод получил особенно широкое распространение. Специально сконструированные так называемые «измерительные линии» представляют собой отрезок коаксиального фидера или волновода, снабжённый продольной щелью, вдоль которой скользит зонд — небольшой штырь, соединённый с колебательным контуром, нагруженным детектором; индикатором служит прибор постоянного (выпрямленного) тока, обычно микроамперметр.

На более длинных волнах для опытной проверки расчётного реактивного сопротивления антенны применяют иногда изготовление моделей антенны. Уменьшив все размеры антенны в  $n$  раз, мы уменьшим и ёмкость её в  $n$  раз. Чтобы найти сопротивление антенны на волне  $\lambda$ , надо измерить реактивное сопротивление модели на волне в  $n$  раз более короткой. Активные сопротивления антенны и её модели будут различаться в части, касающейся потерь в проводниках и в земле.

### О п р е д е л е н и е с о п р о т и в л е н и я и з л у ч е н и я

Определение сопротивления излучения обычно не является самоцелью, а лишь промежуточным этапом на пути к определению КПД антенны. Обычно такие измерения производятся с передающими радиовещательными антеннами. Нужно отметить, что измерения эти не отличаются большой точностью.

В основе применяемых методов лежит подсчёт мощности, излучаемой антенной при данном токе. Для точного подсчёта этой мощности необходимо знать напряжённость поля в любой точке сферы некоторого радиуса, окружающей антенну, или, иначе, пространственную характеристику антенны и её действующую высоту. Однако, на практике характеристику направленности антенны считают совпадающей с расчётной и сводят дело к измерению действующей высоты.

Для измерения последней существуют два метода. Один из них состоит в измерении напряжённости поля на расстоянии нескольких километров от антенны и из вычисления действующей высоты, пользуясь ф-лой (III. 10. 17) или более точными, учитывающими потери в земле при данной частоте и данных электрических параметрах почвы.

Для повышения точности измерений рекомендуется предварительно снять горизонтальную характеристику направленности исследуемой антенны и по данным этой характеристики взять усреднённое значение напряжённости поля на данном расстоянии, необходимое для расчёта действующей высоты.

Другой метод требует установки невдалеке от испытуемой антенны невысокого ненагруженного излучателя, в котором ток можно принять распределённым по линейному закону; в этом случае его действующая высота будет равна половине геометрической. При измерении напряжённости поля замеряется поле, создаваемое

основной антенной ( $E_1$ ) и вспомогательной ( $E_2$ ); обозначая действующие высоты и токи в антеннах соответственно через  $h_1$ ,  $I_1$ ,  $h_2$  и  $I_2$ , найдём

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{I_2 h_2}{I_1 h_1},$$

откуда

$$h_2 = \frac{E_2}{E_1} \cdot \frac{I_1}{I_2} h_1.$$

Вместо измерения напряжённости поля можно установить на одинаковом от обеих антенн небольшом расстоянии более грубый индикатор, который позволил бы найти отношение  $\frac{E_2}{E_1}$  или контролировать их равенство, которого можно добиться регулировкой тока  $I_1$  или  $I_2$ .

Когда действующая высота антенны  $h_e$  определена, сопротивление излучения подсчитывается по ф-ле (III. 11. 6), в которой характеристика направленности предполагается совпадающей с расчётной.

Знание действующей высоты  $h_e$  и активного сопротивления на клеммах  $R_A$  позволяет легко определить коэффициент усиления антенны  $g$  по ф-ле (III. 11. 13). При этом следует иметь в виду, что описанные здесь методы измерения действующей высоты применимы лишь к антеннам, работающим поверхностным (земным) лучом.

### Снятие характеристик направленности

В практике измерений с антеннами чаще всего возникает необходимость снять горизонтальную характеристику направленности той или иной коротковолновой антенны с целью проверить её совпадение с данными расчёта или убедиться в отсутствии вредных влияний местных предметов.

В этой книге последовательно проводилась мысль об одинаковости характеристик направленности одной и той же антенны при работе на передачу и на приём. Поэтому принципиально можно характеристики передающих и приёмных антенн снимать одинаковым образом, например, подключив к клеммам антенны приёмник и обнося вокруг антенны передатчик. Однако, во избежание взаимных помех применение включённых в антенну приёмников на передающих радицентрах и передатчиков на приёмных практически полностью исключается и поэтому аппаратура и методы снятия характеристик направленности передающих и приёмных антенн оказываются различными.

Для снятия горизонтальной характеристики направленности передающей антенны на неё подаётся напряжение высокой частоты от передатчика; вокруг антенны в различных направлениях, но на одинаковом расстоянии от неё намечается ряд точек.

В этих точках производится измерение или сравнение напряжённости электрического поля. В случае длинных и средних волн,

когда поверхностная волна затухает слабо, контрольные точки берутся на больших расстояниях от передатчика — порядка нескольких километров и даже двух-трёх десятков километров. В этом случае производится измерение напряжённости поля. Аппаратура обычно устанавливается на автомобиле, которой и объезжает указанные заранее пункты. В случае коротких волн при горизонтальной поляризации поверхностная волна отсутствует и измерения приходится производить очень близко — на расстояниях порядка 0,5 — 2 км от передатчика — по возможности в зоне прямой видимости антенны, чтобы посторонние предметы, лес или неровность почвы не искажали характеристики направленности. В этом случае

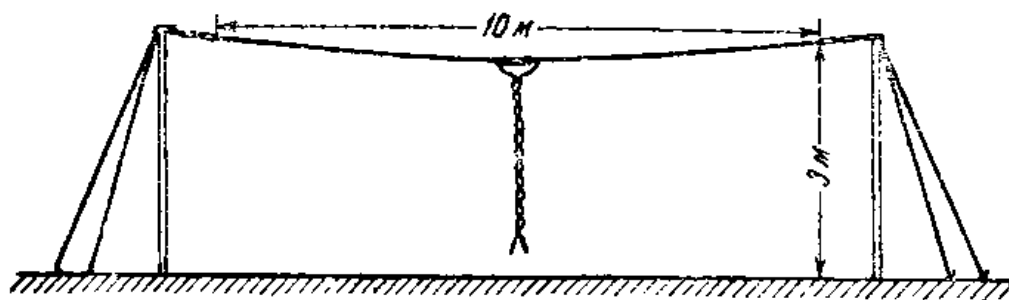


Рис. IX. 1. 2. Эскиз антенны к переносному передатчику.

измерение напряжённости поля часто заменяют сравнением показаний какого-либо индикатора (ламповый вольтметр, детектор с гальванометром), который в зависимости от типа поляризации волн включается в горизонтальную или вертикальную антенну с помощью колебательного контура, настроенного в резонанс на излучаемую волну. Проградуировать индикатор можно, меняя ток в исследуемой антенне, отмечая показания включённого в антенну амперметра и сравнивая их с показаниями индикатора.

При съёмке характеристик направленности коротковолновых приёмных антенн на выбранных вокруг антенны точках на расстоянии нескольких длин волн<sup>1)</sup>, последовательно устанавливается маломощный передатчик (гетеродин), снабжённый небольшой антенной (рис. IX. 1. 2). В исследуемую антенну включается приёмник; напряжение на выходе приёмника от переносного передатчика измеряется помощью генератора стандартного сигнала.

Опыт показывает, что во избежание крупных ошибок необходимо обращать самое серьёзное внимание на устранение однофазной волны в антенне передатчика. Для этого рекомендуется антенну связывать с колебательным контуром передатчика индуктивно, через статический экран, передатчик помещать в металлический кожух и при измерениях ставить его на землю. При наличии однофазного тока антенна работает как Т-образная и тогда незначительные изменения её положения, например при качании от ветра, заметно меняют нагрузку передатчика и делают принимаемое от него напряжение неустойчивым. Признаком отсутствия излучения от

<sup>1)</sup> В зависимости от размеров антенны — практически не ближе десяти.

однофазного тока может служить тот факт, что переключение концов фидера на выходе передатчика не вызывает изменения показаний приёмника.

Аналогичные меры предосторожности в отношении однофазной волны должны быть приняты и в отмеченном уже индикаторе напряжённости поля, применяемом при съёмке характеристик направленности передающих антенн.

Снятие горизонтальных характеристик направленности может быть также проведено при участии самолёта, на котором устанавливается индикатор с автоматической записью показаний на фотоплёнку или маломощный передатчик; в последнем случае запись производится на земле на выходе приёмника. В обоих случаях должны быть приняты меры к фиксированию на плёнке времени пролёта над определёнными пунктами или через определённые направления.

Применение самолёта является неизбежным при съёмках вертикальных характеристик направленности для коротковолновых антенн, для которых земля не может считаться проводником, влияние которого может быть учтено расчётным путём.

Вертикальные характеристики радиовещательных и, в частности, антифединговых антенн обычно изучаются на моделях. Для волн этого диапазона земля может быть заменена зеркальным изображением антенны. Поэтому модель устраивается в виде симметричного горизонтального вибратора, каждая половина которого представляет собой уменьшенную копию антенны. Этот вибратор обычно может вращаться в горизонтальной плоскости вокруг своего центра. Поворачивая модель на определённый угол, отмечают показания индикатора напряжённости поля, который в этом случае остаётся неподвижным.

## 2. Первоначальная регулировка антенн

Чтобы получить от передающей или приёмной антенны тот эффект, на который она рассчитана, необходимо быть уверенным в том, что антенна работает правильно и, в частности, имеет предусмотренное проектом распределение тока в отдельных её элементах. Между тем на практике в симметричных антеннах заданное распределение тока очень часто искажается за счёт появления однофазной волны.

Поэтому перед сдачей антенны в эксплуатацию необходимо проверить степень электрической асимметрии антенны и, если нужно, принять меры, необходимые для её устранения. Такая проверка должна производиться также после каждого спуска и подъёма антенны и периодически — 2 раза в год.

Внешне асимметрия проявляется в том, что минимумы напряжения в двух проводах одной линии оказываются лежащими не в одном сечении, а смещёнными по длине на некоторый отрезок  $l$  (рис. IX. 2. 1). Пучности напряжений также оказываются смещён-



ными, при этом величины напряжений в пучности первого ( $U_1$ ) и второго проводов ( $U_2$ ) могут быть неодинаковыми. Коэффициентом асимметрии называется отношение

$$a = \frac{U_1 - U_2}{U_1 + U_2};$$

кроме того, асимметрия характеризуется ещё скосом, т. е. смещением  $l$ , переведённым в градусы ( $ml = 360 \frac{l}{\lambda}$ ).

По существующим нормам коэффициент асимметрии не должен превышать 0,04—0,05 (в зависимости от типа антенны), а скос должен быть не больше  $2^\circ$ . Для опытного определения этих величин оба провода питающего фидера соединяются в параллель и подключаются к выходу несимметричного генератора высокой частоты. Затем, помощью описываемых в разд. 3 индикаторов потенциала, на проводах фиксируются положения минимумов напряжения и определяются абсолютные или относительные значения напряжений в максимумах. Наличие чрезмерной асимметрии обычно указывает на дефекты механической сборки антенны или на ошибки, допущенные при её проектировании. В. В. Татаринев отмечает, например, что если фидер подходит к вибратору не под прямым углом, в нём неизбежно появляется скос.

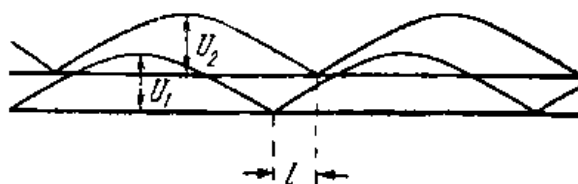


Рис. IX. 2. 1. Смещение и скос узлов напряжения при асимметрии фидера или антенны.

Из других регулировок, которые приходится производить перед началом эксплуатации антенны, остановимся на настройке пассивного рефлектора. Как отмечалось в гл. VII, эта настройка осуществляется передвижением короткозамыкающего мостика на отрезке фидера, которым оканчивается рефлектор. Для настройки рефлектора передающей антенны в направлении главного излучения ставится индикатор напряжённости поля. Подав на антенну передатчик, записывают показания индикатора в зависимости от положения настраиваемого мостика и закрепляют мостик в положении, соответствующем максимальному излучению вперёд.

При настройке рефлектора приёмной антенны поступают аналогичным образом; вместо индикатора ставят передатчик, а в антенну включают приёмник. При этом передатчик располагается позади рефлектора и настройка ведётся на минимум приёма с этого направления.

К числу регулировок, проводимых перед началом эксплуатации настроенных антенн, относится и регулировка переходного устройства или настройка фидера на бегущую волну. О ней мы уже гово-

рили в разд. 10, гл. VII. Некоторые дополнительные сведения будут даны ниже в следующем разделе при описании способов контроля бегущей волны.

### 3. Текущий и периодический контроль работы антенных устройств

В предыдущем разделе мы рассмотрели некоторые регулировки, которые приходится производить перед началом эксплуатации тех или других антенн. Но кроме того, и в период эксплуатации, а часто и во время самой работы антенны должен быть обеспечен контроль за исправным действием как отдельных элементов, так и всей антенны в целом. Подобный, текущий контроль осуществляется или путём периодических измерений, производимых с антенным устройством в определённые сроки, или по показаниям приборов, действующих во время работы антенны. Вполне понятно, что последний вид контроля предпочтительнее, так как он позволяет немедленно исправлять сигнализируемые неполадки в антенне.

В настоящее время, если не считать специальных контрольных устройств на приёмной антенне «Мьюса», мы имеем следующие основные виды постоянного контроля, применяемого на передающих антеннах:

- 1) контроль режима бегущей волны в фидерах,
- 2) контроль направленного действия антенны,
- 3) контроль сдвига фаз токов в излучателях сложной антенны.

Последний вид контроля нашёл себе применение, главным образом, в США в связи с распространением направленных антенн радиовещательного диапазона. Не останавливаясь на нём, рассмотрим более подробно первые два вида контроля.

О важности поддержания бегущей волны в фидерной линии мы уже говорили. Практически нарушение этого режима во время работы создаёт в фидерной линии чрезмерно высокие напряжения, могущие повести к аварии, особенно тяжёлой в случае коаксиального фидера.

Простейший способ выяснить, настроен ли воздушный фидер на бегущую волну, заключается в проверке распределения напряжения вдоль фидера с помощью какого-нибудь индикатора, например, лампочки накаливания. Применяемая иногда для этой цели неоновая лампочка неудобна тем, что для загорания она требует некоторого начального потенциала, отличного от того, при котором она гаснет.

Схема включения лампочки показана на рис. IX. 3. 1. Здесь 1 — крюк, помощью которого лампочка надевается на провод 4, 2 — лампочка, 3 — металлическая пластинка, через ёмкость которой на землю течёт ток, питающий лампочку. Всё это несложное устройство крепится на верху шеста и передвигается вдоль того или другого провода; по яркости свечения лампочки можно судить

о распределении напряжения вдоль линии. Неудобством такого способа помимо неточности является то, что индикатор может поглощать заметную мощность и тем нарушать электрический режим фидера и, в частности, его симметрию.

Более совершенным является прибор, схема которого изображена на рис. IX. 3. 2а. Он представляет собой тепловой миллиамперметр или термоприбор, включаемый между проводами фидерной линии через большие сопротивления (в частности ёмкостные) и передвигаемый затем вдоль линии. Для того, чтобы включение такого «фидерного вольтметра» не нарушало режима фидера, необходимо, чтобы его полное сопротивление было возможно больше; при этом, однако, приходится уменьшать шкалу теплового прибора,

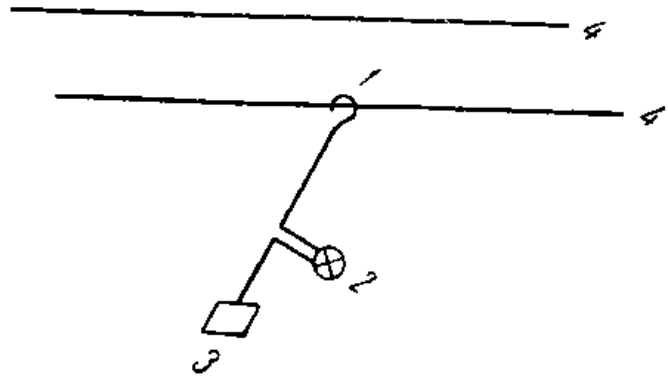


Рис. IX. 3. 1. Включение лампочки накаливания для контроля распределения напряжения в фидере.

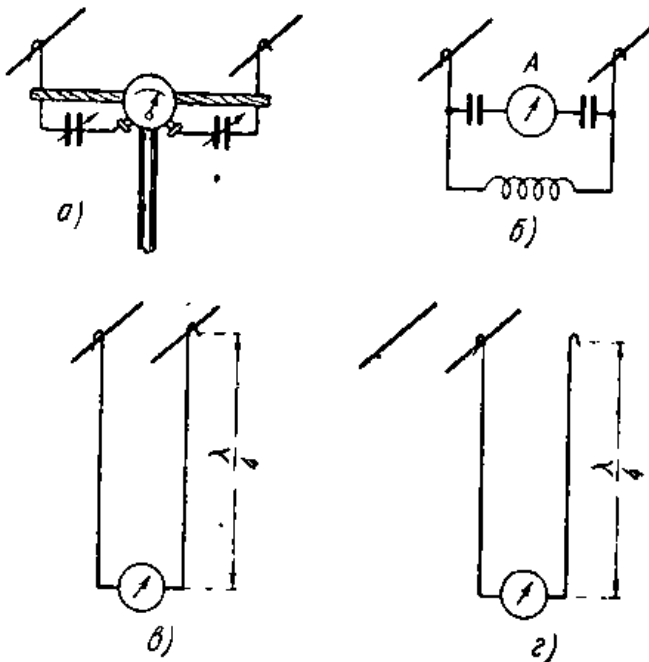


Рис. IX. 3. 2. Различные схемы включения теплового прибора при снятии кривых напряжения в фидерной линии.

так как с увеличением включённых последовательно сопротивлений уменьшается ток через него. При работе с малыми напряжениями такой прибор может оказаться недостаточно чувствительным. Поэтому часто индикатор включают в колебательный контур, настроенный в резонанс токов (рис. IX. 3. 2 б) или помещают его в конце шлейфа (двухпроводной линии) длиной четверть волны (рис. IX. 3. 2 в). При малом сопротивлении прибора сопротивление такого шлейфа будет весьма велико.

Такие же четвертьволновые шлейфы рекомендуется применять при снятии кривых потенциала во время проверки асимметрии; в этом случае шлейф приключается к проводу одним концом (рис. IX. 3. 2 г).

При проверке режима бегущей волны обычно довольствуются снятием относительных кривых напряжения. Однако, не представляет труда определить и абсолютное значение напряжения,

если известна величина последовательно включаемых сопротивлений или величина волнового сопротивления шлейфа.

Периодическая проверка режима бегущей волны в фидере помощью индикатора напряжения позволяет поддерживать в фидере бегущую волну путём подрегулировки переходного устройства, но она, естественно, не сигнализирует о нарушении указанного режима в момент, когда это нарушение произошло и не даёт возможности своевременно принять меры для предотвращения аварии при появлении в фидере значительных стоячих волн напряжения. Кроме того, для коаксиального кабеля такой метод проверки трудно осуществить.

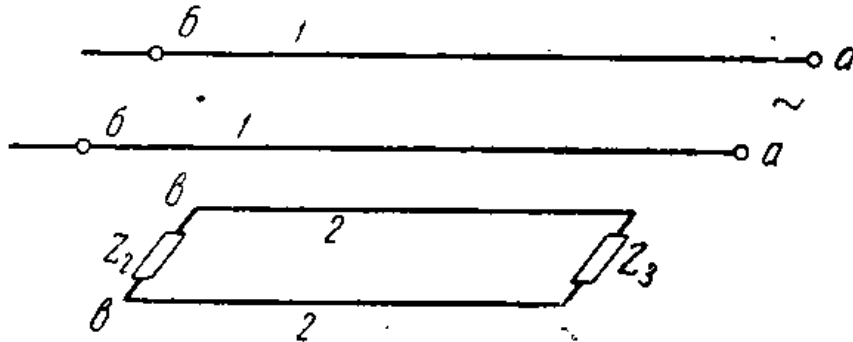


Рис. IX. 3. 3. К пояснению схемы индикатора бегущей волны.

Этот недостаток устраняет предложенный автором индикатор бегущей волны, основанный на использовании связанных линий. Пусть с фидерной линией 11 (рис. IX. 3. 3) связан отрезок двухпроводной линии 22, нагруженный на концах сопротивлениями  $Z_2$  и  $Z_3$ . Проведём плоскость  $xu$  через клеммы  $bb$  вторичной линии перпендикулярно плоскости первичной линии 11, ось которой примем за ось  $z$ , и поставим себе задачей найти токи  $I_{II}$  и  $I_{2l}$  в сопротивлениях  $Z_2$  и  $Z_3$ .

Пусть колебания в первичной линии распространяются со стороны клемм  $aa$ . Для решения задачи мы воспользуемся системой уравнений (II. 5. 19—20) гл. II применительно к двухпроводным линиям. Обозначим сопротивление участка первичной линии, расположенного влево от клемм  $bb$  через  $Z_1$ . Тогда мы можем установить такую связь между напряжениями и токами в начале координат

$$I_I Z_1 = U_I; \quad I_{II} Z_2 = U_{II}. \quad (1)$$

Пусть длина вторичной линии  $l$ , напряжение на сопротивлении  $Z_3$  —  $U_{2l}$ . Тогда при  $z=l$

$$U_{2l} = -I_{2l} Z_3. \quad (2)$$

Используя эти равенства и уравнения системы (II. 5. 20), получим:

$$I_{II} Z_2 \cos ml + j(I_{II} \rho_{22} + I_I \rho_{12}) = -Z_3 \left[ I_{II} \cos ml + \right. \\ \left. + j \left( \frac{I_{II} Z_2}{w_{22}} - \frac{I_I Z_1}{w_{12}} \right) \sin ml \right],$$

откуда 
$$I_{II} = j I_I \frac{Z_1 Z_3 - \rho_{12}}{\omega_{12} \Delta}, \quad (3)$$

где 
$$\Delta = (Z_2 + Z_3) \operatorname{ctg} ml + j \left( \rho_{22} + \frac{Z_2 Z_3}{\omega_{22}} \right).$$

Подставляя выражение (3) в последнее из ур-ний (II. 5: 20), найдём ток, текущий через сопротивление  $Z_3$

$$I_{2I} = -j I_I \frac{\frac{Z_1 Z_2}{\omega_{12}} \left( \cos ml + j \frac{\rho_{22}}{Z_2} \sin ml \right) + \rho_{12} \left( \cos ml + j \frac{Z_2}{\omega_{22}} \sin ml \right)}{\Delta}. \quad (4)$$

Заметим теперь, что ток  $I_{II}$  зависит как от сопротивления  $Z_1$  на клеммах *bb* фидера, так и от сопротивления  $Z_3$ . При бегущей волне  $Z_1 = \rho_{11}$  и мы можем подобрать сопротивление  $Z_3$  так, чтобы при бегущей волне в фидере ток  $I_{II}$  обращался в нуль. Для этого мы приравняем нулю числитель выражения (3), положив  $Z_1 = \rho_{11}$

$$\frac{\rho_{11} Z_3}{\omega_{12}} - \rho_{12} = 0; \quad Z_3 = \frac{\omega_{12} \rho_{12}}{\rho_{11}} = \rho_{22} - \frac{\rho_{12}^2}{\rho_{11}}.$$

При слабой связи, когда  $\frac{\rho_{12}^2}{\rho_{11}} \ll \rho_{22}$ , можно считать

$$Z_3 = \rho_{22},$$

т. е. сопротивление  $Z_3$  должно равняться волновому сопротивлению вторичной линии.

Схема индикатора бегущей волны представлена на рис. IX. 3. 4. При наличии в фидере бегущей волны ток в приборе *A* индикатора равен нулю, при появлении отражённых волн индикатор начинает давать показания тем большие

(при неизменном токе  $I_1$ ), чем больше отклонилось сопротивление  $Z_1$  от волнового. Появляющееся на конце *A* напряжение может быть использовано

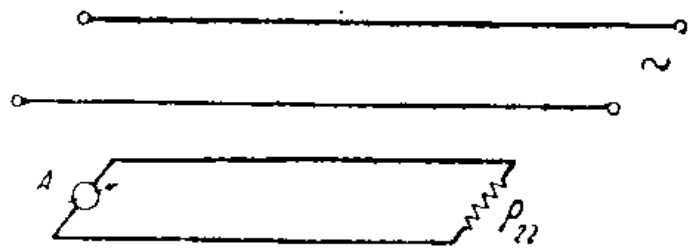


Рис. IX. 3. 4. Схема индикатора бегущей волны.

для воздействия на реле, выключающее передатчик или запирающее на мгновение его выходные лампы (подробнее об этом смотри в следующем разделе, в описании грозовой защиты).

Как видим, индикатор бегущей волны является прибором, не реагирующим на волну, идущую со стороны передатчика и регистрирующим волны, приходящие со стороны антенны. Он относится к числу приборов, использующих свойство связанных линий разделять волны, идущие вдоль одной линии, но отличающиеся по направлению (свойство «линейной избирательности»). Достоин-

ствами индикатора являются простота его устройства и аperiodичность.

Недостаток индикатора — отсутствие указаний на степень отклонения режима от бегущей волны, так как ток в индикаторе зависит не только от величины сопротивления  $Z_1$ , но и от тока  $I_I$ , меняющегося при появлении стоячих волн. Между тем возможность непосредственного отсчёта коэффициента бегущей волны представляет большое удобство, как во время регулировки переходного устройства, так и при дистанционной настройке отдельных излучателей сложных антенн радиовещательного диапазона.

Усовершенствование индикатора бегущей волны в указанном направлении сделано М. С. Нейманом <sup>1)</sup>, предложившим установить сопротивления  $\rho_{22}$  на обоих концах вторичной линии, а снимаемые с них напряжения после выпрямления подавать на прибор типа логометра, измеряющий отношение двух токов. Таким образом, стрелка прибора показывает отношение токов  $I_{II}/I_{2I}$  на концах вторичной линии. Подставляя  $Z_2 = \rho_{22}$  в выражение (4) и полагая при слабой связи  $w_{22} \approx \rho_{22}$ , найдём:

$$I_{II} = j I_I \frac{\frac{Z_1 \rho_{22}}{w_{12}} - \rho_{12}}{\Delta},$$

$$I_{2I} = -j e^{jml} I_I \frac{\frac{Z_1 \rho_{22}}{w_{12}} + \rho_{12}}{\Delta}$$

и

$$\frac{|I_{II}|}{|I_{2I}|} = \left| \frac{\frac{Z_1 \rho_{22}}{w_{12}} - \rho_{12}}{Z_1 \frac{\rho_{22}}{w_{12}} + \rho_{12}} \right| = \left| \frac{Z_1 - \frac{\rho_{11} \rho_{22} - \rho_{12}^2}{\rho_{22}}}{Z_1 + \frac{\rho_{11} \rho_{22} - \rho_{12}^2}{\rho_{22}}} \right| \approx \left| \frac{Z_1 - \rho_{11}}{Z_1 + \rho_{11}} \right|.$$

Таким образом, логометр показывает непосредственно модуль коэффициента отражения  $p$ ; вот почему описываемый прибор получил название рефлектометра.

Рефлектометр зарекомендовал себя в эксплуатации как надёжный и удобный прибор; некоторым недостатком является уменьшение точности его показаний при приближении к режиму бегущей волны. Дело в том, что значениям коэффициента бегущей волны, близким к единице, соответствуют очень малые значения коэффициента отражения: так при  $k = 0,9$ ,  $p = 0,0525$ . Это обстоятельство затрудняет точную настройку; следует, однако, иметь в виду, что существующие нормы считают удовлетворительным коэффициент бегущей волны в фидере уже порядка 0,8.

Переходим к рассмотрению индикаторов, осуществляющих контроль направленных свойств антенны. Такие индикаторы, безусловно, необходимы для антенн, состоящих из частей, фазы токов в которых регулируются на передатчике; таковы, например,

<sup>1)</sup> А. А. Пистолькорс и М. С. Нейман. «Электросвязь» № 4, 1941.

антенны Московского коротковолнового радиовещательного центра, описанные в разд. 3, гл. VII. Однако, и для других направленных антенн такие индикаторы крайне желательны.

Индикатор направленного излучения, применяемый в настоящее время на передающих магистральных радицентрах, представляет собой небольшой горизонтальный симметричный вибратор, поднятый на высоту 3—5 м над землёй; в этот вибратор включён колебательный контур, настроенный на излучаемую волну и соединённый с детектором или с ламповым вольтметром; в обоих случаях измерительный прибор индикатора выносится на пульт передатчика с помощью кабеля, по которому течёт постоянный ток. Подобный индикатор ставится впереди антенны в направлении главного луча; фазировкой элементов антенны добиваются наибольшего его отклонения. В антеннах, в которых фазировка у передатчика отсутствует, такой индикатор лишь контролирует наличие направленного излучения у данной антенны; в этом случае нормальные показания его должны быть известны обслуживающему станцию персоналу.

Опыт работы с индикаторами направленного излучения показал, что правильность показаний индикатора очень сильно зависит от того, насколько тщательно подавлено в нём действие однофазной волны, возникающей в антенне. Для устранения вредного влияния этой волны рекомендуется строго соблюдать симметрию в колебательном контуре, включаемом в вибратор, и тщательно заземлять экран, содержащий этот контур.

Для уменьшения влияния атмосферных условий на показания прибора экран должен быть герметически закрыт.

Из периодических проверок электрического состояния антенн как передающих, так и приёмных, отметим проверку изоляции антенн и фидерных линий. Для этого производят измерение сопротивления утечки  $r$  с антенны на землю помощью меггера, омметра или методом амперметра и вольтметра на постоянном или переменном токе низкой частоты.

Величину  $r$  умножают на число параллельно включённых изоляторов, участвовавших в измерении; полученное сопротивление утечки одного изолятора не должно быть меньше 100 мгом при сухой погоде и 10 мгом при дожде. Подобным же образом измеряется и сопротивление утечки воздушного фидера, сопротивление утечки которого на землю и между обоими проводами на 1 м не должно быть меньше  $5 \cdot 10^9$  ом при сухой погоде и  $10^9$  при дожде. Для четырёхпроводного приёмного фидера эти нормы снижаются соответственно до  $10^9$  и  $10^8$  ом. Измерения изоляции антенн должны производиться не реже, чем раз в три месяца.

В приёмных антеннах аperiodического типа (ромб, антенна бегущей волны) необходимо периодически проверять целостность поглощающего сопротивления, измеряя для этой цели сопротивление постоянному току на клеммах антенны. Измерение это так же, как и измерение изоляции, при схеме ввода, изображённой на рис. VII. 11.7,

может быть выполнено без отключения приёмника; необходимо лишь отсоединить дроссели, соединяющие провода линии с землёй.

Проверку сопротивления приёмных антенн следует производить возможно чаще и во всяком случае после каждой грозы.

#### 4. Вспомогательные устройства и мероприятия

В этом разделе мы остановимся на некоторых вспомогательных устройствах, схемах и мероприятиях, применяемых в технике антенн, как-то:

- а) фильтры и схемы для развязки цепей сигнального освещения мачт,
- б) устройства грозовой защиты,
- в) меры борьбы с гололёдом на проводах антенны и фидерных линий,
- г) мероприятия по обеспечению безопасности обслуживающего персонала.

#### Развязка цепей сигнального освещения мачт

Согласно существующим правилам мачты антенных устройств снабжаются сигнальным освещением, имеющим целью указать самолёту на наличие препятствий. Для этой цели применяются 60—100-ваттные лампы, размещаемые на высоких мачтах через 30 м по высоте, при расположении мачт на трассе воздушных сообщений и через 15 м для мачт возле аэродромов. Лампы снабжаются красными стёклами. Для накаливания ламп применяется сеть переменного тока.

В том случае, когда мачта покоится на изоляторе (как например в мачтах-антеннах), возникают затруднения в проводке сети сигнального освещения вдоль тела мачты. В самом деле, проходя вдоль мачты, эта сеть оказывается весьма тесно связанной с последней благодаря распределённой ёмкостной и индуктивной связи. Участок сети, находящийся на земле, представляет собой для однофазной волны высокой частоты некоторое сопротивление по отношению к земле, через которое в осветительной проводке на мачте потечёт ток высокой частоты, являющийся источником паразитного излучения, не говоря уже о том, что создаваемые им напряжения в сети освещения могут вызвать пробой изоляции последней на землю.

При освещении деревянных мачт цепь сигнального освещения, находясь в поле высокой частоты, также может возбуждаться и становиться источником паразитного излучения, искажающим характеристику направленности антенны.

Первоначально для преодоления указанных затруднений применялось питание сети сигнального освещения от специального моторгенератора, помещаемого на мачте. В нём генератор, питающий лампы, был тщательно изолирован от мотора, включённого в силовую сеть. Однако, в дальнейшем с появлением дросселей, могущих выдерживать напряжение высокой частоты до 10 кВ, моторгене-



раторы были оставлены. На некоторых радиостанциях для развязки осветительной цепи применяются фильтры, составленные из двух дросселей (для включения в каждый из проводов), шунтированных на входе и выходе конденсаторами, ёмкостью 0,005 мкф каждый. На рис. IX. 4. 1 представлены два из многочисленных вариантов схем сигнального освещения. Одним проводом в обоих случаях является мачта. Ввиду того, что конец дросселя, присоединяемого к мачте, должен

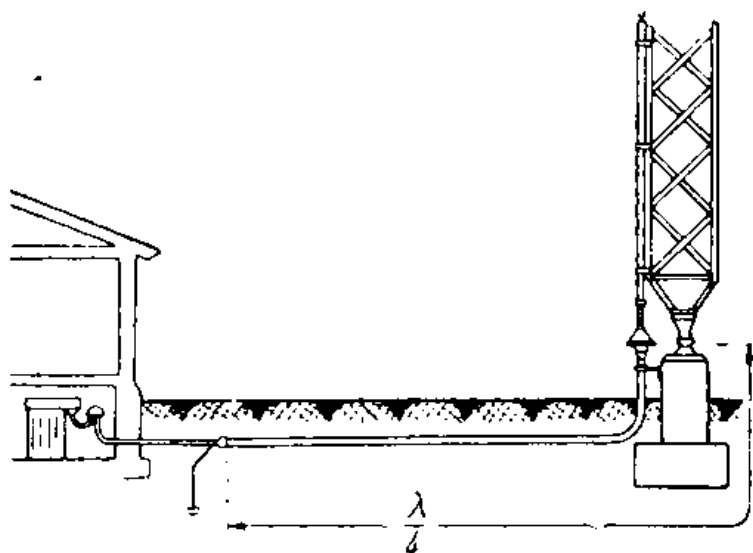


Рис. IX. 4. 2. Схема изоляции осветительной сети от мачты по высокой частоте, основанная на применении коаксиального фидера.

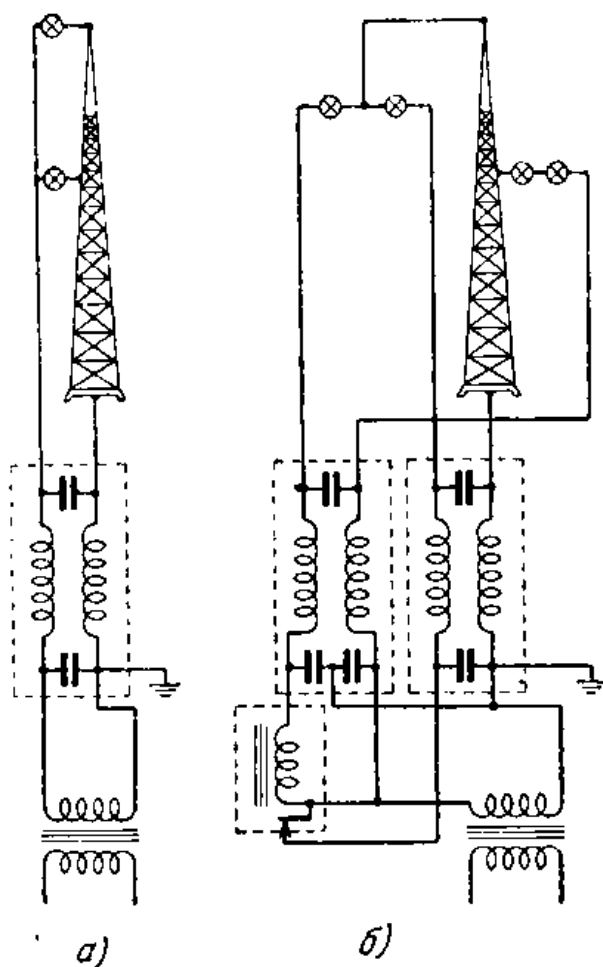


Рис. IX. 4. 1. Два варианта схем проводки сигнального освещения.

быть заземлён, сеть освещения отделяется от городской сети трансформатором, который может быть исключён, если допустимо заземление одного из полюсов городской сети. Во втором варианте дана схема с реле, автоматически включающим запасную лампу наверху мачты в случае перегорания действующей.

На некоторых радиостанциях вместо фильтров ставится специальный трансформатор сигнального освещения, в котором вторичная обмотка относится на большое расстояние от первичной и от сердечника, устраняющее для токов высокой частоты возможность пробоя на заземлённый сердечник и ослабляющее до предела ёмкостную связь между ним и вторичной обмоткой.

На рис. IX. 4. 2 изображена оригинальная схема изоля-

ции осветительной сети от мачты, основанная на том положении, что короткозамкнутый фидер длиной четверть волны имеет на входе весьма большое сопротивление. Такой фидер показан внизу на рис. IX. 4. 2, при чём внутренним проводом его является освинцованный кабель, содержащий провода осветительной сети и отделённый изоляторами от экрана. Экран фидера присоединяется к заземлению антенны, а освинцованный кабель переходит на мачту; таким образом, для высокой частоты мачта шунтируется весьма большим сопротивлением. Понятно, что приведённая схема пригодна для антенн, работающих лишь на одной определённой волне, для которой электрическая длина фидера с учётом действия изоляторов подбирается равной четверти волны.

Применяется также укладка проводов освещения внутри медной трубки, из которой делается катушка настройки или дроссельная катушка, предназначенная для стекания статических зарядов и включаемая между телом мачты и заземлением грозовой защиты.

Сигнальное освещение мачт должно включаться с наступлением сумерек и выключаться с окончанием темноты. Иногда это делается автоматически с помощью фотоэлементов, реагирующих на снижение освещённости от дневного света ниже некоторого определённого уровня.

Заметим, что применение заземлённых мачт и, в частности, антенн мачт верхнего питания Айзенберга исключает необходимость каких-либо фильтров в цепи сигнального освещения.

## Г р о з о в а я   з а щ и т а   п е р е д а ю щ и х   а н т е н н

Антенным сооружениям длинных и средних волн, обладающим значительной высотой, приходится считаться с реальной опасностью возникновения в них значительных напряжений и огромной силы токов под действием грозových разрядов, происходящих в непосредственной близости от антенны, не говоря уже о случаях непосредственного попадания молнии в антенну. Последнее впрочем случается редко. На рис. IX. 4. 3 изображена кривая среднего числа попаданий молнии в течение года в антенны в зависимости от их высоты. Кривая построена по данным компании Вестингауз за несколько лет и относится к средним широтам и районам с числом грозových дней от 25 до 45 в году. Характерно, что при малых высотах число вероятных поражений молнией пропорционально высоте мачт. При этом оно очень невелико.

Гораздо чаще перенапряжения в антенне возникают под действием грозových разрядов, происходящих в непосредственной близости. Представим себе грозовое облако, заряженное отрицательно (рис. IX. 4. 4a). Это облако наводит за счёт электростатической индукции положительные заряды на земле и окружающих проводниках, в том числе на ближайшем конце изолированной мачты. Внизу мачты по законам электростатической индукции появляется отрицательный заряд, равный по величине наведённому

положительному. Для отвода статических зарядов нижний конец антенны соединяется обычно с землёй через дроссель, запирающий путь токам высокой частоты. Через этот дроссель отрицательный

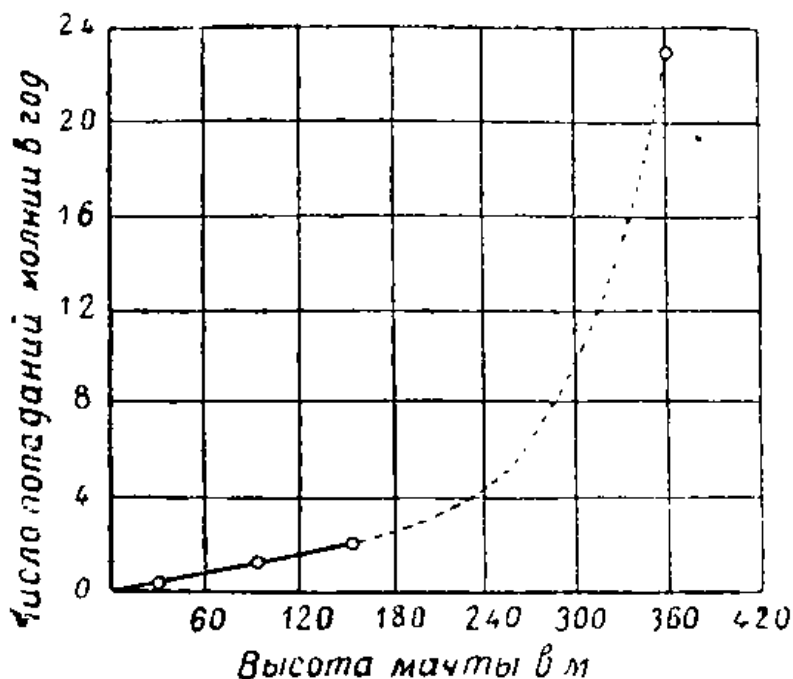


Рис. IX. 4. 3. Кривая среднего числа поражений молнией мачт и антенн в зависимости от высоты.

заряд стекает в землю и в мачте остаётся только положительный заряд (рис. IX. 4. 4б). В момент удара молнии (рис. IX. 4. 4в) заряд на облаке в течение нескольких микросекунд нейтрализуется и в

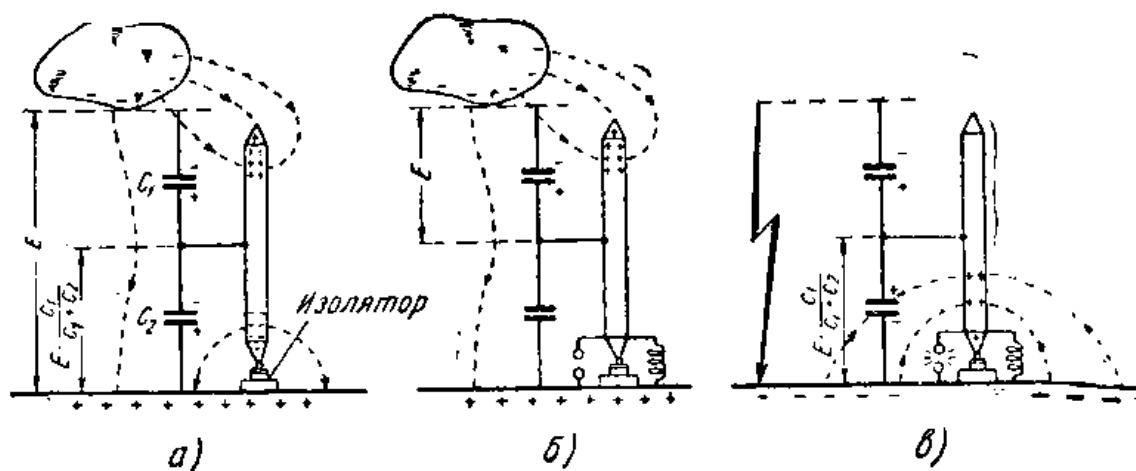


Рис. IX. 4. 4. Заряд антенны мачты вследствие индукции.

антенне остаётся свободный положительный заряд, величина которого может достигать огромных значений; появляющееся при этом в антенне напряжение измеряется десятками и сотнями киловольт. Для импульса напряжения, измеряемого микросекундами, дроссель представляет собой сопротивление, исключающее возможность

быстрого стекания заряда, который проходит в землю через разрядник, создавая мгновенные токи огромной силы. Эти токи могут быть измерены с помощью устройства, изображённого на рис. IX. 4. 5 под разрядником. Оно представляет собой прикреплённую к земляному полюсу разрядника металлическую планку, на которой перпендикулярно насажены совпадающие с силовыми линиями кругового магнитного поля пучки стальных проволочек с большой коэрцитивной силой. По степени и направлению их намагничивания можно судить о силе разрядного тока и полярности облака.

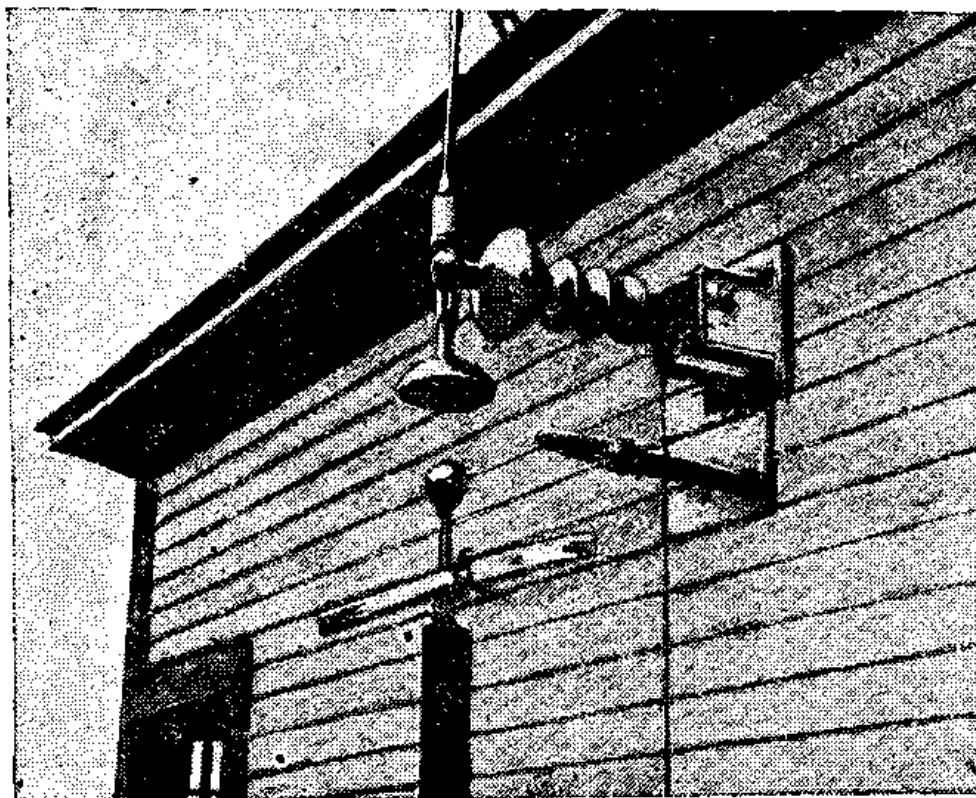


Рис. IX. 4. 5. Внешний вид грозового разрядника и устройства для измерения тока молнии.

Подобное устройство позволило отметить силу тока в 30 килоампер, наблюдавшуюся при поражении молнией мачты радиовещательной станции высотой 210 м; удар пришёлся сбоку на высоте двух третей мачты. Довольно часто наблюдаются токи порядка нескольких тысяч ампер, вызываемые почти исключительно зарядами, индуцированными близкими ударами молнии.

При пробое в разряднике возникает вольтова дуга, замыкающая накоротко клеммы антенны для токов высокой частоты. Для деионизации искрового промежутка требуется время порядка 10—100 мксек. Если оставить на это время включённой высокую частоту, деионизации не произойдёт, дуга будет существовать и вследствие нарушения режима настройки в фидерной линии и в выходном контуре передатчика появятся стоячие волны и перенапряжения, особенно

опасные, когда применяется коаксиальный фидер. Поэтому на современных радиовещательных станциях при возникновении дуги передатчик автоматически выключается на время порядка  $10^{-3}$  сек,

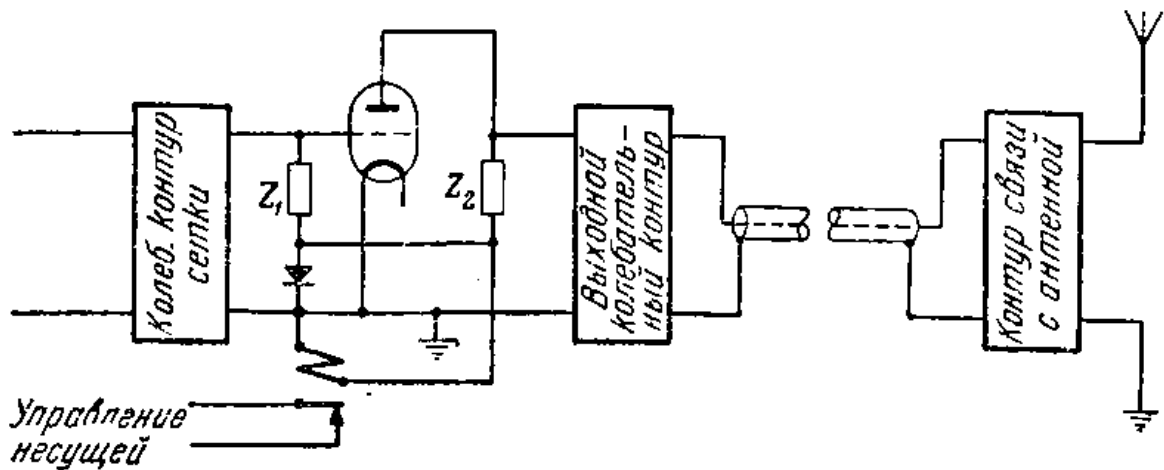


Рис. IX. 4. 6. Схема автоматического выключения передатчика.

после чего вновь включается с замедлением около  $0,01$  сек (для предотвращения перенапряжений в колебательных контурах и лампах). Если повреждений в антенне не произошло, работа далее протекает нормально и указанный перерыв в работе радиостанции практически не будет замечен.

Если же грозовой разряд вызвал повреждения, нарушающие нормальную работу, соответствующее автоматическое устройство после ряда повторных кратковременных включений и выключений остановит передатчик и даст сигнал тревоги.

Пример схемы подобного автоматического включения <sup>1)</sup> приведен на рис. IX. 4. 6. В нормальных условиях работы напряжение высокой частоты на анодах ламп выходного каскада противоположно по фазе и пропорционально по амплитуде напряжению на сетке. Поэтому, подо-

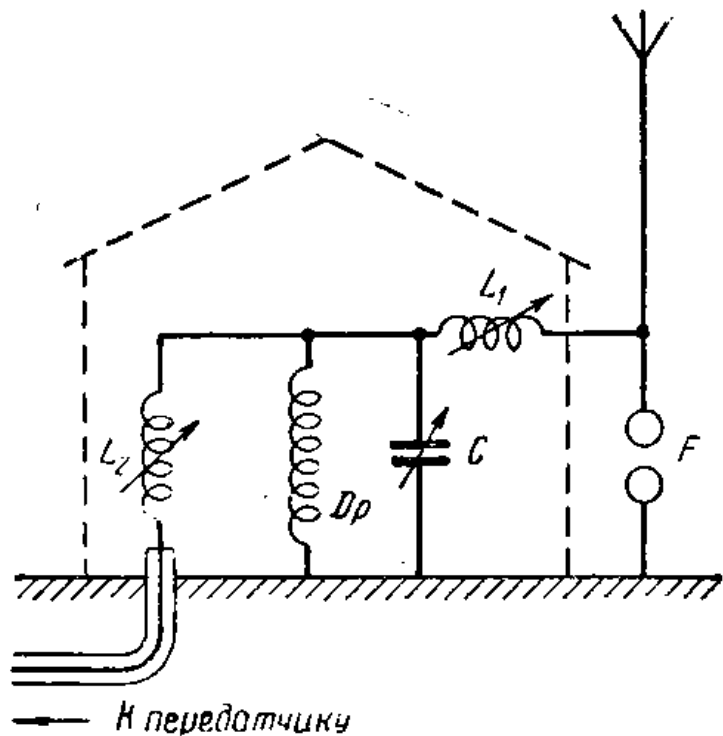


Рис. IX. 4. 7. Схема включения грозового разрядника и защитного дросселя ( $Dp$ ) в павильоне для настройки радиовещательной антенны, питаемой коаксиальным фидером.

<sup>1)</sup> F. C. Osg. Bell Laboratories Record, March 1933, v. XVI, № 7, p. 26.

брав соответствующим образом сопротивления  $Z_1$  и  $Z_2$ , можно достигнуть того, что ток на землю (через вентиль) будет равен нулю.

При расстройке выходного контура амплитуда и фаза анодного напряжения изменится, через вентиль пойдёт ток, постоянная составляющая которого, воздействуя на реле, приостановит подачу несущей частоты. Когда напряжение этой частоты будет снято с цепей сетки и анода, ток через реле прекратится и несущая частота вновь будет включена.

На рис. IX. 4. 7 показана схема павильона для настройки антенны. Здесь  $Dp$  — дроссель для стекания статических зарядов,  $F$  — грозовой разрядник. Внешний вид грозового разрядника показан на рис. IX. 4. 5.

Коротковолновые антенны, имеющие высоту, меньшую по сравнению с длинноволновыми, подвергаются и меньшей опасности в отношении грозового удара. Тем не менее применение мер для защиты их от грозы является обязательным. На передающих настроенных антеннах эта защита осуществляется обычно путём заземления средней точки шлейфа в переходном устройстве между антенной и фидером. У ромбической антенны заземляется средняя точка поглощающей линии.

В приёмных антеннах защита осуществляется с помощью грозовых разрядников, устанавливаемых у ввода в техническое здание.

#### Прогрев антенн для устранения гололёда

Гололёд, образующийся на проводах антенны и фидерных линий, представляет двоякую опасность: с одной стороны, он увеличивает механическую нагрузку на провода и мачты, приводя к опасным натяжениям в антенне; с другой — наличие гололёда изменяет электрические параметры провода: его ёмкость и затухание.

Увеличение механической нагрузки вследствие гололёда особенно неприятно в длинноволновых и средневолновых антеннах, где во избежание обрыва проводов приходится применять так называемые контрвесы, регулирующие провес антенны; при увеличении нагрузки на провода стрела провеса увеличивается. При этом неизбежно некоторое увеличение ёмкости и уменьшение сопротивления излучения антенны. При отсутствии контрвесов, а иногда и несмотря на их наличие, приходится производить спуск антенны для сбрасывания гололёда и инея. Вот почему применение электрического прогрева проводов длинноволновой антенны очень желательно.

Не менее желательно применение прогрева и в коротковолновых антеннах и фидерных системах. Наличие гололёда увеличивает затухание фидеров в 2—3 раза; кроме того, вследствие увеличения погонной ёмкости скорость распространения волны вдоль фидера уменьшается. Коэффициент укорочения волны при этом возрастает вместе с толщиной льда; так например, при диаметре про-

водов 6 мм и расстоянии между ними в 300 мм гололёд толщиной в 4 мм даёт  $\xi = 1,05$ .

Изменение параметров под влиянием гололёда очень тяжело сказывается на работе настроенных антенн. Вследствие изменения

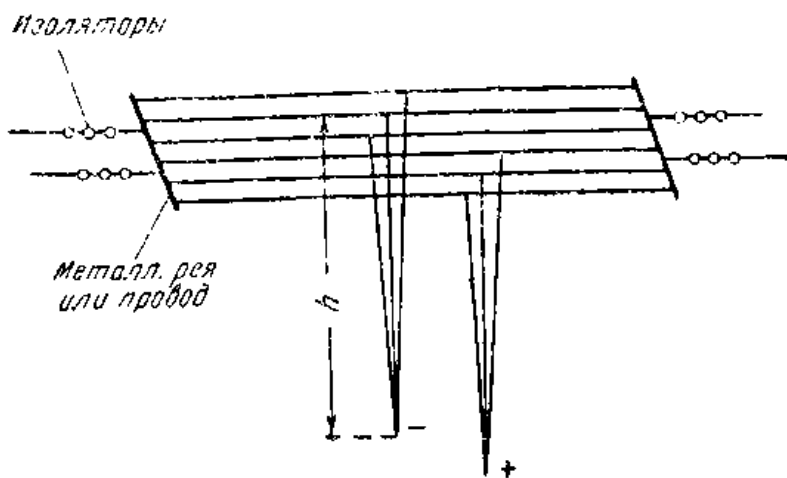


Рис. IX. 4. 8. Схема прогрева Т-образной антенны.

скорости распространения сопротивление антенны на клеммах меняется; по этой причине, а также вследствие изменения скорости распространения в фидере переходное устройство (индуктивный мостик) разрегулируется; в фидере появляются стоячие волны и могут возникнуть перенапряжения. Кроме того, нарушение режима бегущей волны понижает коэффициент полезного действия

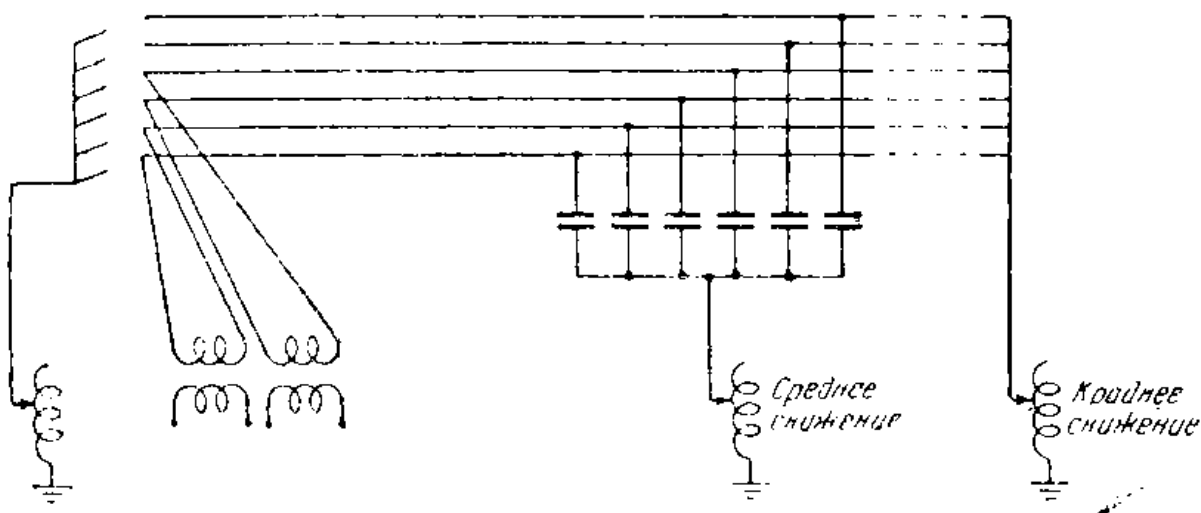


Рис. IX. 4. 9. Схема прогрева антенны Александерсена.

фидера, чему ещё больше содействует увеличение затухания проводов фидера вследствие гололёда.

Схемы, применяемые для прогрева, основаны на разделении путей для подогревного тока промышленной частоты и тока высокой частоты. На рис. IX. 4. 8 приведена схема прогрева Т-образной антенны: для подачи подогревного тока снижение разбивается на 2 части.

На рис. IX. 4. 9 приведена схема прогрева проводов антенны

Александрсена (гл. V разд. 2). Питание осуществляется от двух однофазных трансформаторов на 60 периодов; первичное напряжение их 2300 в, вторичное 1500 в. Мощность прогрева порядка 1200 квт; при этом трансформатор включён на одну пару проводов. Ток в проводе 350 а. Для того, чтобы растопить слой льда 2,5 мм при температуре 0°, нужно от 5 до 10 минут. Переключение трансформатора с одной пары проводов на другую производится вручную. Как видно из рис. IX. 4. 9, в средних снижениях включены конденсаторы, запирающие путь подогревному току и направляющие его вдоль горизонтальной части. Системой прогрева приходится поль-

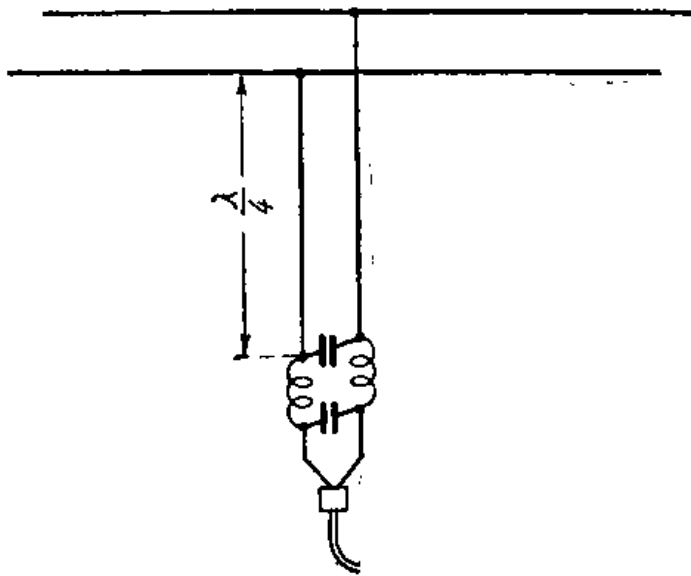


Рис. IX. 4. 10. Включение силовой линии для прогрева коротковолновой настроенной антенны.

шлейф, замкнутый на фильтр, показанный на рис. IX. 4. 10; в этом случае замыкающий шлейф конденсатор должен иметь большую ёмкость, обеспечивающую короткое замыкание шлейфа для токов высокой частоты.

Расчёт силы тока, необходимой для сбрасывания гололёда, излагается в курсе антенных сооружений <sup>1)</sup> и мы на этом останавливаться не будем. Заметим лишь, что чем короче время, в течение которого должен быть растоплен лёд, тем больше должна быть установленная мощность.

Однако, при больших силах тока возникает опасность перегрева тех участков проводов, которые окажутся свободными от гололёда. При наличии таких участков приходится идти на более длительное растапливание льда.

Для предупреждения образования гололёда может быть применён профилактический нагрев антенны. В период, когда атмосферные условия благоприятствуют оседанию гололёда (температура от 0 до — 5°, туман, морозящий дождь и т. п.) включают в антенну

зоваться регулярно, иногда до нескольких десятков раз за зиму.

Для коротковолновых антенн могут быть предусмотрены схемы прогрева, позволяющие производить прогрев без отключения антенны от передатчика. Для диапазонных антенн для этой цели следует применить фильтры, аналогичные рассмотренным при описании схем сигнального освещения. Для настроенных антенн может быть применён четвертьволновый

<sup>1)</sup> Г. А. Савицкий. Антенные сооружения. Связьиздат, 1947.



переменный ток. Величина его подбирается так, чтобы температура проводов антенны была порядка  $+ 5^{\circ}$ ; тогда лёд на проводнике оседать не будет.

### М е р о п р и я т и я   п о   о б е с п е ч е н и ю   б е з о п а с - н о с т и

Не останавливаясь на мероприятиях, обеспечивающих безопасность работ, связанных с подъёмом людей и грузов на мачты, мы коснёмся здесь лишь мероприятий, преследующих защиту персонала радиостанции, занятого на настройке и регулировке антенн, от поражения электрическим током.

Существующие правила предусматривают, что при настройках коротковолновых передающих антенн у технического здания параллельно питающему фидеру должна подключаться двухпроводная короткозамкнутая линия длиной в четверть той волны, на которую настраивается антенна. Точка нулевого потенциала этой линии должна заземляться; при этом качество заземления должно гарантировать выключение передатчика при проникновении напряжения постоянного тока на фидер.

Вводы антенн и противовесов на радиостанциях средних и длинных волн должны быть снабжены разъединителями, заземляющими их при прекращении работы. При наличии в антенне укорачивающих конденсаторов последние должны быть снабжены устройствами для стекания зарядов после выключения передатчика.

Перед началом работ и при всех переключениях на антенно-мачтовых устройствах персонал, проводящий эти работы, обязан поставить в известность старшего смены, работающей на передающем радиоцентре. Старший смены обязан вывесить на фидер предупредительную надпись «на фидере работают люди, передатчик не включать». Предупредительная надпись снимается после производства работ лицом, производящим эти работы.

---

## ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение 1

### О вычислениях с гиперболическими функциями от комплексного аргумента

#### А. Вычисление гиперболических функций от комплексного аргумента

Напомним основные соотношения:

$$\cos jx = \operatorname{ch} x, \text{ откуда } \operatorname{ch} jx = \cos(-x) = \cos x;$$

$$\sin jx = j \operatorname{sh} x \text{ или } \operatorname{sh} jx = j \sin x \text{ и } \operatorname{sh} x = -j \sin jx.$$

Гиперболическая функция  $\operatorname{ch}(ja + b)$  может быть представлена таким образом

$$\operatorname{ch}(ja + b) = \cos(jb - a) = \cos jb \cos a + \sin jb \sin a = \operatorname{ch} b \cos a + j \operatorname{sh} b \sin a. \quad (1)$$

Для гиперболического синуса от  $ja + b$  будем иметь

$$\begin{aligned} \operatorname{sh}(ja + b) &= -j \sin(jb - a) = -j(\sin jb \cos a - \cos jb \sin a) = \\ &= -j(j \operatorname{sh} b \cos a - \operatorname{ch} b \sin a) = \operatorname{sh} b \cos a + j \operatorname{ch} b \sin a. \end{aligned} \quad (2)$$

Для тангенса и котангенса имеем:

$$\operatorname{tg} jx = j \operatorname{th} x \text{ или } \operatorname{th} jx = j \operatorname{tg} x$$

$$\operatorname{ctg} jx = -j \operatorname{cth} x \text{ или } \operatorname{ctg} x = j \operatorname{cth} jx.$$

Для вычисления функции  $\operatorname{th}(ja + b)$  заметим, что

$$\operatorname{tg}(x - y) = \frac{1}{2} \frac{\sin 2x - \sin 2y}{\cos^2 x - \sin^2 y},$$

в самом деле

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(x - y) &= \frac{\operatorname{tg} x - \operatorname{tg} y}{1 + \operatorname{tg} x \operatorname{tg} y} = \frac{\operatorname{tg} x - \operatorname{tg}^2 x \operatorname{tg} y - \operatorname{tg} y + \operatorname{tg} x \operatorname{tg}^2 y}{1 - \operatorname{tg}^2 x \operatorname{tg}^2 y} = \\ &= \frac{\operatorname{tg} x (1 + \operatorname{tg}^2 y) - \operatorname{tg} y (1 + \operatorname{tg}^2 x)}{1 - \left(\frac{1}{\cos^2 x} - 1\right) \left(\frac{1}{\cos^2 y} - 1\right)} = \frac{\frac{\operatorname{tg} x}{\cos^2 y} - \frac{\operatorname{tg} y}{\cos^2 x}}{\frac{1}{\cos^2 x \cos^2 y} + \frac{1}{\cos^2 x} + \frac{1}{\cos^2 y}} = \\ &= \frac{\operatorname{tg} x \cos^2 x - \operatorname{tg} y \cos^2 y}{\cos^2 x + \cos^2 y - 1} = \frac{1}{2} \frac{\sin 2x - \sin 2y}{\cos^2 x - \sin^2 y}. \end{aligned}$$

Применяя эту формулу, получим

$$\begin{aligned} \operatorname{th}(ja + b) &= j \operatorname{tg}(a - jb) = \frac{j}{2} \frac{\sin 2a - \sin 2jb}{\cos^2 a - \sin^2 jb} = \frac{j}{2} \frac{\sin 2a - j \operatorname{sh} 2b}{\cos^2 a + \operatorname{sh}^2 b} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{\operatorname{sh} 2b + j \sin 2a}{\operatorname{sh}^2 b + \cos^2 a} = \frac{\operatorname{sh} 2b + j \sin 2a}{\operatorname{ch} 2b + \cos 2a}. \end{aligned} \quad (3)$$

Для котангенса имеется формула, аналогичная выведенной для тангенса

$$\operatorname{ctg}(x-y) = \frac{1}{2} \frac{\sin 2x + \sin 2y}{\sin^2 x - \sin^2 y} ;$$

Пользуясь ею для гиперболического котангенса, получим

$$\operatorname{cth}(ja+b) = \frac{1}{2} \frac{\operatorname{sh} 2b - j \sin 2a}{\operatorname{sh}^2 b + \sin^2 a} = \frac{\operatorname{sh} 2b - j \sin 2a}{\operatorname{ch} 2b - \cos 2a} . \quad (4)$$

Б. О функциях, аргумент которых увеличен на  $j \frac{\pi}{2}$

Нетрудно показать, что для гиперболических функций справедливы следующие равенства:

$$\operatorname{ch}\left(x + j \frac{\pi}{2}\right) = j \operatorname{sh} x; \quad \operatorname{sh}\left(x + j \frac{\pi}{2}\right) = j \operatorname{ch} x, \quad (5)$$

$$\operatorname{th}\left(x + j \frac{\pi}{2}\right) = \operatorname{cth} x; \quad \operatorname{cth}\left(x + j \frac{\pi}{2}\right) = \operatorname{th} x. \quad (6)$$

Здесь  $x$  — некоторое комплексное число.

Для доказательства вспомним, что  $\operatorname{ch}(a+b) = \operatorname{ch} a \operatorname{ch} b + \operatorname{sh} a \operatorname{sh} b$ ; тогда

$$\operatorname{ch}\left(x + j \frac{\pi}{2}\right) = \operatorname{ch} x \operatorname{ch} j \frac{\pi}{2} + \operatorname{sh} x \operatorname{sh} j \frac{\pi}{2} = \operatorname{ch} x \cos \frac{\pi}{2} + j \operatorname{sh} x \sin \frac{\pi}{2} = j \operatorname{sh} x.$$

Аналогично выводится соотношение для  $\operatorname{sh}\left(x + j \frac{\pi}{2}\right)$ .

Равенства (6) следуют из первых двух. Их нетрудно вывести также из ф-л (3 и 4).

В. Вычисление  $\operatorname{Ar} \operatorname{th}$  от комплексного числа

Дано число  $jA + B$ , требуется найти  $\Theta = ja + b$  так, чтобы  $\operatorname{th} \Theta = jA + B$ .

Если  $jA + B = \operatorname{th}(ja+b)$ , то  $(jA+B) \operatorname{ch}(ja+b) = \operatorname{sh}(ja+b)$

$$\text{и } (jA+B) (\operatorname{ch} b \cos a + j \operatorname{sh} b \sin a) = \operatorname{sh} b \cos a + j \operatorname{ch} b \sin a.$$

Отсюда, приравнивая отдельно мнимые и вещественные части, получим:

$$\begin{aligned} A \operatorname{ch} b \cos a + B \operatorname{sh} b \sin a &= \operatorname{ch} b \sin a, \\ -A \operatorname{sh} b \sin a + B \operatorname{ch} b \cos a &= \operatorname{sh} b \cos a. \end{aligned}$$

Поделив первое уравнение на  $\operatorname{ch} b \cos a$ , а второе на  $\operatorname{sh} b \sin a$ , получим:

$$\begin{aligned} A + B \operatorname{th} b \operatorname{tg} a &= \operatorname{tg} a \quad \text{или} \quad B \operatorname{th} b \operatorname{tg} a = \operatorname{tg} a - A, \\ -A + B \operatorname{cth} b \operatorname{ctg} a &= \operatorname{ctg} a \quad \text{или} \quad B \operatorname{cth} b \operatorname{ctg} a = \operatorname{ctg} a + A. \end{aligned}$$

Перемножив отдельно левые и правые части уравнений, будем иметь:

$$B^2 = 1 - A(\operatorname{ctg} a - \operatorname{tg} a) - A^2,$$

$$\operatorname{ctg} a - \operatorname{tg} a = \frac{1 - A^2 - B^2}{A}.$$

Принимая во внимание, что  $\operatorname{tg} 2a = \frac{2}{\operatorname{ctg} a - \operatorname{tg} a}$ ,

получим окончательно  $\operatorname{tg} 2a = \frac{2A}{1 - A^2 - B^2}$ .

Рассуждая аналогично, найдём для  $b = \operatorname{th} 2b = \frac{2B}{1 + A^2 + B^2}$ .

Угол  $a$  определяется не только величиной  $\operatorname{tg} 2a$ , но и знаком перед  $A$ , который соответствует знаку  $\sin 2a$  (ф-ла 3).

Для контроля вычислений можно воспользоваться тем обстоятельством, что  $\frac{A}{B} = \frac{\sin 2a}{\operatorname{sh} 2b}$ .

Для примера найдём  $\Theta$ , для которого  $\operatorname{tg} \Theta = 5 - j 3$ .

$$\operatorname{th} 2b = \frac{2.5}{1 + 5^2 + 3^2} = \frac{10}{35} = 0,286 = \operatorname{th} 0,206; b = 0,148;$$

$$\operatorname{tg} 2a = \frac{-3.2}{1 - 5^2 - 3^2} = \frac{-6}{-33} = 0,182 = \operatorname{tg} (10^\circ 20' + 180^\circ),$$

потому что мы имеем знак минус перед  $j 3$ ;  $a = 95^\circ 10'$ ,

$$\Theta = j (95^\circ 10') + 0,148 = j 1,635 + 0,148.$$

Из вышесказанного, между прочим, следует, что всякое комплексное число может быть представлено как гиперболический тангенс от некоторого комплексного аргумента.

Г. О вычислении модуля  $\operatorname{sh}(ja + b)$  и  $\operatorname{ch}(ja + b)$

На основании выводов п. А этого приложения можем написать:

$$\operatorname{sh}(ja + b) = \operatorname{sh} b \cos a + j \operatorname{ch} b \sin a,$$

$$\operatorname{ch}(ja + b) = \operatorname{ch} b \cos a + j \operatorname{sh} b \sin a.$$

Модуль гиперболического синуса будет

$$|\operatorname{sh}(ja + b)| = \sqrt{\operatorname{sh}^2 b \cos^2 a + \operatorname{ch}^2 b \sin^2 a}.$$

Подкоренное выражение преобразуем, замечая, что  $\operatorname{sh}^2 b = \operatorname{ch}^2 b - 1$ :

$$\operatorname{sh}^2 b \cos^2 a + \operatorname{ch}^2 b \sin^2 a = \operatorname{ch}^2 b (\cos^2 a + \sin^2 a) - \cos^2 a = \operatorname{ch}^2 b - \cos^2 a.$$

Если мы под корнем вместо  $\operatorname{ch}^2 b$  подставим  $1 + \operatorname{sh}^2 b$ , то получим

$$\operatorname{sh}^2 b \cos^2 a + \operatorname{ch}^2 b \sin^2 a = \operatorname{sh}^2 b (\cos^2 a + \sin^2 a) + \sin^2 a = \operatorname{sh}^2 b + \sin^2 a.$$

Складывая отдельно левые и правые половины двух последних равенств, получим

$$2 \operatorname{sh}^2 b \cos^2 a + 2 \operatorname{ch}^2 b \sin^2 a = \operatorname{ch}^2 b + \operatorname{sh}^2 b - \cos^2 a + \sin^2 a = \operatorname{ch} 2b - \cos 2a.$$

Используя полученные выводы, найдём для модуля следующие три выражения:

$$|\operatorname{sh}(ja + b)| = \sqrt{\operatorname{sh}^2 b + \sin^2 a},$$

$$|\operatorname{sh}(ja + b)| = \sqrt{\operatorname{ch}^2 b - \cos^2 a},$$

$$|\operatorname{sh}(ja + b)| = \sqrt{\frac{1}{2}(\operatorname{ch} 2b - \cos 2a)}.$$

Аналогичным образом для гиперболического косинуса получим:

$$|\operatorname{ch}(ja + b)| = \sqrt{\operatorname{sh}^2 b + \cos^2 a},$$

$$|\operatorname{ch}(ja + b)| = \sqrt{\operatorname{ch}^2 b - \sin^2 a},$$

$$|\operatorname{ch}(ja + b)| = \sqrt{\frac{1}{2}(\operatorname{ch} 2b + \cos 2a)}.$$

## Приложение 2

Таблица значений  $e^{-x}$

x	$e^{-x}$	x	$e^{-x}$	x	$e^{-x}$	x	$e^{-x}$
0,00	1,000	0,13	0,878	0,26	0,771	0,38	0,684
0,01	0,990	0,14	0,869	0,27	0,763	0,39	0,677
0,02	0,980	0,15	0,861	0,28	0,753	0,40	0,670
0,03	0,970	0,16	0,852	0,29	0,743	0,41	0,664
0,04	0,961	0,17	0,844	0,30	0,741	0,42	0,657
0,05	0,951	0,18	0,835	0,31	0,733	0,43	0,650
0,06	0,942	0,19	0,827	0,32	0,726	0,44	0,644
0,07	0,932	0,20	0,819	0,33	0,719	0,45	0,638
0,08	0,923	0,21	0,811	0,34	0,712	0,46	0,631
0,09	0,914	0,22	0,802	0,35	0,705	0,47	0,625
0,10	0,905	0,23	0,794	0,36	0,698	0,48	0,619
0,11	0,896	0,24	0,787	0,37	0,691	0,49	0,613
0,12	0,887	0,25	0,779	—	—	0,50	0,606
—	—	—	—	—	—	—	—

## Приложение 3

### Таблицы взаимных сопротивлений полуволновых вибраторов

Ниже мы даём таблицы взаимных сопротивлений  $Z_{12} = R(d, h) + jX(d, h)$  двух полуволновых вибраторов для различного смещения их  $h$  в направлении, параллельном оси, а именно для

$$h = 0; h = 0,5\lambda; h = 1,0\lambda; h = 1,5\lambda; h = 2,0\lambda; h = 2,5\lambda; h = 3,0\lambda; h = 3,5\lambda;$$

расстояние  $d$  (рис. III. 9. 3 и 4) является переменной величиной.

Таблицы эти составлены В. В. Татаринковым и опубликованы им в 1936 г. во втором издании книги «Коротковолновые направленные антенны».

В таблицах для удобства интерполяции дана  $\Delta$  — разность двух соседних величин  $R(d, h)$  или  $X(d, h)$ .

Перед таблицами В. В. Татаринкова помещена сводная таблица активных взаимных сопротивлений тех же вибраторов, вычисленная автором и опубликованная впервые в 1928 г. в № 48 журнала «Телеграфия и телефония без проводов».

ТАБЛИЦА ЗНАЧЕНИЙ АКТИВНЫХ ВЗАИМНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ ПОЛУВОЛНОВЫХ ВИБРАТОРОВ

$\frac{d}{h}$	0,0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5
0,0	+73,10	-12,36	+4,08	-1,71	+1,18	-0,75	+0,42	-0,33	+0,21	-0,18	+0,15	-0,12	+0,12	-0,10	+0,06	-0,03
0,5	+26,40	-11,80	+8,83	-5,75	+3,76	-2,79	+1,86	-1,54	+1,08	-0,85	+0,69	-0,57	+0,51	-0,45	+0,36	-0,30
1,0	-4,065	-0,78	+3,56	-6,26	+6,05	-5,67	+4,51	-3,94	+3,08	-2,50	+2,10	-1,80	+1,56	-1,18	+1,14	-1,00
1,5	+1,78	+0,80	-2,92	+1,96	+0,16	-2,40	+3,24	-3,76	+3,68	-3,40	+3,14	-2,90	+2,61	-2,31	+2,06	-1,86
2,0	-0,96	-1,00	+1,13	+0,56	-2,55	+2,74	-2,07	+0,74	+0,51	-1,30	+1,82	-2,24	+2,28	-2,29	+2,26	-2,14
2,5	+0,58	+0,45	-0,42	-0,96	+1,59	-0,28	-1,59	+2,65	-2,49	+2,00	-1,35	+0,49	-0,06	-0,45	+0,85	-1,03
3,0	-0,43	-0,30	+0,13	+0,85	-0,45	-0,10	+1,74	-1,03	-0,09	+1,12	-1,87	+1,77	-2,02	+1,71	-1,32	+0,66

Примечание:  $d$  и  $h$  даны в долях длины волны  $\lambda$ . Значения  $R$ — в омах.

ТАБЛИЦА ВЗАИМНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ  $Z_{12} = R(d, h) + jX(d, h)$   
 $h = 0$

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
0,00	+73,1	0,2	+42,5	7,4	0,50	-12,5	2,9	-29,9	2,4
0,02	+72,9	0,6	+35,1	7,3	0,52	-15,4	2,5	-27,5	2,6
0,04	+72,3	1,3	+27,8	7,0	0,54	-17,9	2,2	-24,9	2,9
0,06	+71,0	1,6	+20,8	6,8	0,56	-20,1	1,8	-22,0	3,0
0,08	+69,4	2,1	+14,0	6,5	0,58	-21,9	1,4	-19,0	3,1
0,10	+67,3	2,4	+ 7,5	6,1	0,60	-23,3	1,1	-15,9	3,2
0,12	+64,9	2,9	+ 1,4	5,8	0,62	-24,4	0,6	-12,7	3,2
0,14	+62,0	3,2	- 4,4	5,4	0,64	-25,0	0,3	- 9,5	3,1
0,16	+58,8	3,6	- 9,8	4,9	0,66	-25,3	0,0	- 6,4	3,1
0,18	+55,2	3,8	-14,7	4,5	0,68	-25,3	0,4	- 3,3	3,1
0,20	+51,4	4,0	-19,2	4,0	0,70	-24,9	0,7	- 0,2	2,8
0,22	+47,4	4,3	-23,2	3,6	0,72	-24,2	1,1	+ 2,6	2,7
0,24	+43,1	4,6	-26,8	3,0	0,74	-23,1	1,3	+ 5,3	2,6
0,26	+38,5	4,5	-29,8	2,6	0,76	-21,8	1,5	+ 7,9	2,3
0,28	+34,0	4,7	-32,4	2,0	0,78	-20,3	1,8	+10,2	2,0
0,30	+29,3	4,7	-34,4	1,6	0,80	-18,5	1,9	+12,2	1,8
0,32	+24,6	4,6	-36,0	1,1	0,82	-16,6	2,1	+14,0	1,6
0,34	+20,0	4,8	-37,1	0,6	0,84	-14,5	2,3	+15,6	1,3
0,36	+15,2	4,6	-37,7	0,1	0,86	-12,2	2,4	+16,9	1,0
0,38	+10,6	4,4	-37,8	0,3	0,88	- 9,8	2,3	+17,9	0,6
0,40	+ 6,2	4,2	-37,5	0,8	0,90	- 7,5	2,4	+18,5	0,5
0,42	+ 2,0	4,0	-36,7	1,1	0,92	- 5,1	2,4	+19,0	0,1
0,44	- 2,0	3,8	-35,6	1,7	0,94	- 2,7	2,2	+19,1	0,2
0,46	- 5,8	3,6	-33,9	1,8	0,96	- 0,5	2,3	+18,9	0,4
0,48	- 9,4	3,1	-32,1	2,2	0,98	+ 1,8	2,2	+18,5	0,8

$$h=0$$

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
1,00	+ 4,0	2,0	+17,7	0,9	1,50	- 1,8	1,6	-12,3	0,5
1,02	+ 6,0	1,8	+16,8	1,1	1,52	- 3,4	1,4	-11,8	0,6
1,04	+ 7,8	1,7	+15,7	1,2	1,54	- 4,8	1,2	-11,2	0,8
1,06	+ 9,5	1,5	+14,5	1,6	1,56	- 6,0	1,1	-10,4	0,9
1,08	+11,0	1,4	+12,9	1,6	1,58	- 7,1	1,0	- 9,5	1,1
1,10	+12,4	1,0	+11,3	1,8	1,60	- 8,1	0,9	- 8,4	1,2
1,12	+13,4	0,8	+ 9,5	1,9	1,62	- 9,0	0,8	- 7,2	1,3
1,14	+14,2	0,6	+ 7,6	1,8	1,64	- 9,8	0,5	- 5,9	1,2
1,16	+14,8	0,4	+ 5,8	1,9	1,66	-10,3	0,4	- 4,7	1,4
1,18	+15,2	0,0	+ 3,9	2,0	1,68	-10,7	0,2	- 3,3	1,3
1,20	+15,2	0,0	+ 1,9	1,8	1,70	-10,9	0,0	- 2,0	1,4
1,22	+15,2	0,3	+ 0,1	1,9	1,72	-10,9	0,2	- 0,6	1,4
1,24	+14,9	0,3	- 1,8	1,7	1,74	-10,7	0,2	+ 0,8	1,2
1,26	+14,3	0,8	- 3,5	1,6	1,76	-10,5	0,5	+ 2,0	1,3
1,28	+13,5	0,9	- 5,1	1,6	1,78	-10,0	0,6	+ 3,3	1,1
1,30	+12,6	1,1	- 6,7	1,4	1,80	- 9,4	0,7	+ 4,4	1,1
1,32	+11,5	1,2	- 8,1	1,2	1,82	- 8,7	0,8	+ 5,5	1,0
1,34	+10,3	1,4	- 9,3	1,1	1,84	- 7,9	0,9	+ 6,5	0,9
1,36	+ 8,9	1,4	-10,4	0,8	1,86	- 7,0	1,1	+ 7,4	0,6
1,38	+ 7,5	1,5	-11,2	0,7	1,88	- 5,9	1,1	+ 8,0	0,7
1,40	+ 6,0	1,6	-11,9	0,5	1,90	- 4,8	1,2	+ 8,7	0,4
1,42	+ 4,4	1,6	-12,4	0,2	1,92	- 3,6	1,2	+ 9,1	0,3
1,44	+ 2,8	1,6	-12,6	0,1	1,94	- 2,5	1,2	+ 9,4	0,1
1,46	+ 1,2	1,6	-12,7	0,1	1,96	- 1,3	1,2	+ 9,5	0,0
1,48	- 0,4	1,4	-12,6	0,3	1,98	- 0,1	1,2	+ 9,5	0,1



$h=0$ 

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
2,00	+1,1	1,1	+9,4	0,3	2,50	-0,7	0,9	-7,5	0,2
2,02	+2,2	1,1	+9,1	0,5	2,52	-1,6	0,9	-7,3	0,2
2,04	+3,3	1,0	+8,6	0,6	2,54	-2,5	0,8	-7,1	0,5
2,06	+4,3	0,9	+8,0	0,6	2,56	-3,3	0,8	-6,6	0,5
2,08	+5,2	0,9	+7,4	0,7	2,58	-4,1	0,7	-6,1	0,6
2,10	+6,1	0,7	+6,7	0,9	2,60	-4,8	0,6	-5,5	0,7
2,12	+6,8	0,6	+5,8	1,0	2,62	-5,4	0,5	-4,8	0,7
2,14	+7,4	0,5	+4,8	0,9	2,64	-5,9	0,4	-4,1	0,8
2,16	+7,9	0,3	+3,9	1,0	2,66	-6,3	0,4	-3,3	0,8
2,18	+8,2	0,2	+2,9	1,1	2,68	-6,7	0,2	-2,5	0,9
2,20	+8,4	0,1	+1,8	1,1	2,70	-6,9	0,0	-1,6	0,9
2,22	+8,5	0,1	+0,7	1,0	2,72	-6,9	0,0	-0,7	0,8
2,24	+8,4	0,1	-0,3	1,1	2,74	-6,9	0,1	+0,1	0,9
2,26	+8,3	0,3	-1,4	0,9	2,76	-6,5	0,3	+1,0	0,9
2,28	+8,0	0,4	-2,3	1,0	2,78	-6,5	0,2	+1,9	0,7
2,30	+7,6	0,6	-3,3	0,9	2,80	-6,3	0,5	+2,6	0,7
2,32	+7,0	0,7	-4,2	0,8	2,82	-5,8	0,5	+3,3	0,7
2,34	+6,3	0,7	-5,0	0,7	2,84	-5,3	0,5	+4,0	0,6
2,36	+5,6	0,7	-5,7	0,6	2,86	-4,8	0,7	+4,6	0,5
2,38	+4,9	0,9	-6,3	0,5	2,88	-4,1	0,7	+5,1	0,5
2,40	+4,0	0,9	-6,8	0,4	2,90	-3,4	0,7	+5,6	0,3
2,42	+3,1	0,9	-7,2	0,2	2,92	-2,7	0,8	+5,9	0,3
2,44	+2,2	1,0	-7,4	0,2	2,94	-1,9	0,8	+6,2	0,1
2,46	+1,2	1,0	-7,6	0,0	2,96	-1,1	0,8	+6,3	0,1
2,48	+0,2	0,9	-7,6	0,1	2,98	-0,3	0,8	+6,4	0,1

$h=0$ 

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
3,00	+0,5	0,8	+6,3	0,1	3,50	-0,4	0,7	-5,4	0,1
3,02	+1,3	0,7	+6,2	0,3	3,52	-1,1	0,6	-5,3	0,2
3,04	+2,0	0,7	+5,9	0,3	3,54	-1,7	0,6	-5,1	0,3
3,06	+2,7	0,7	+5,6	0,4	3,56	-2,3	0,6	-4,8	0,3
3,08	+3,4	0,6	+5,2	0,5	3,58	-2,9	0,5	-4,5	0,4
3,10	+4,0	0,5	+4,7	0,6	3,60	-3,4	0,4	-4,1	0,5
3,12	+4,5	0,4	+4,1	0,6	3,62	-3,8	0,4	-3,6	0,5
3,14	+4,9	0,4	+3,5	0,7	3,64	-4,2	0,4	-3,1	0,6
3,16	+5,3	0,3	+2,8	0,6	3,66	-4,6	0,2	-2,5	0,6
3,18	+5,6	0,1	+2,2	0,8	3,68	-4,8	0,2	-1,9	0,6
3,20	+5,7	0,2	+1,4	0,7	3,70	-5,0	0,1	-1,3	0,6
3,22	+5,9	0,0	+0,7	0,8	3,72	-5,1	0,0	-0,7	0,7
3,24	+5,9	0,1	-0,1	0,7	3,74	-5,1	0,1	0,0	0,6
3,26	+5,8	0,2	-0,8	0,7	3,76	-5,0	0,1	+0,6	0,6
3,28	+5,6	0,3	-1,5	0,6	3,78	-4,9	0,2	+1,2	0,6
3,30	+5,3	0,3	-2,1	0,7	3,80	-4,7	0,3	+1,8	0,5
3,32	+5,0	0,5	-2,8	0,6	3,82	-4,4	0,3	+2,3	0,6
3,34	+4,5	0,4	-3,4	0,5	3,84	-4,1	0,5	+2,9	0,4
3,36	+4,1	0,5	-3,9	0,5	3,86	-3,6	0,4	+3,3	0,5
3,38	+3,6	4,7	-4,4	0,3	3,88	-3,2	0,6	+3,8	0,3
3,40	+2,9	0,6	-4,7	0,3	3,90	-2,6	0,5	+4,1	0,3
3,42	+2,3	0,6	-5,0	0,3	3,92	-2,1	0,6	+4,4	0,2
3,44	+1,7	0,7	-5,3	0,1	3,94	-1,5	0,5	+4,6	0,1
3,46	+1,0	0,7	-5,4	0,1	3,96	-1,0	0,6	+4,7	0,1
3,48	+0,3	0,7	-5,5	0,1	3,98	-0,4	0,6	+4,8	0,1
					4,00	+0,2		+4,7	

$h=0,5$ 

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
0,00	+26,4	0,1	+20,2	3,8	0,50	-11,9	0,8	-7,9	1,6
0,02	+26,3	0,4	+16,4	3,5	0,52	-12,7	0,7	-6,3	1,6
0,04	+25,9	0,5	+12,9	3,5	0,54	-13,4	0,4	-4,7	1,7
0,06	+25,4	0,8	+9,4	3,2	0,56	-13,8	0,3	-3,0	1,7
0,08	+24,6	1,1	+6,2	3,1	0,58	-14,1	0,0	-1,3	1,7
0,10	+23,5	1,2	+3,1	2,9	0,60	-14,1	0,2	+0,4	1,7
0,12	+22,3	1,4	+0,2	2,6	0,62	-13,9	0,4	+2,1	1,6
0,14	+20,9	1,6	-2,4	2,4	0,64	-13,5	0,5	+3,7	1,5
0,16	+19,3	1,7	-4,8	2,2	0,66	-13,0	0,8	+5,2	1,5
0,18	+17,6	1,9	-7,0	1,9	0,68	-12,2	0,9	+6,7	1,4
0,20	+15,7	1,9	-8,9	1,7	0,70	-11,3	1,0	+8,1	1,2
0,22	+13,8	2,1	-10,6	1,3	0,72	-10,3	1,2	+9,3	1,1
0,24	+11,7	2,1	-11,9	1,1	0,74	-9,1	1,4	+10,4	0,9
0,26	+9,6	2,2	-13,0	0,9	0,76	-7,7	1,3	+11,3	0,7
0,28	+7,4	2,2	-13,9	0,6	0,78	-6,4	1,5	+12,0	0,6
0,30	+5,2	2,1	-14,5	0,3	0,80	-4,9	1,6	+12,6	0,4
0,32	+3,1	2,0	-14,8	0,2	0,82	-3,3	1,4	+13,0	0,3
0,34	+1,1	2,1	-15,0	0,3	0,84	-1,9	1,6	+13,3	0,0
0,36	-1,0	2,0	-14,7	0,4	0,86	-0,3	1,6	+13,3	0,1
0,38	-3,0	1,9	-14,3	0,6	0,88	+1,3	1,5	+13,2	0,4
0,40	-4,9	1,7	-13,7	0,8	0,90	+2,8	1,4	+12,8	0,4
0,42	-6,6	1,6	-12,9	1,1	0,92	+4,2	1,4	+12,4	0,7
0,44	-8,2	1,4	-11,8	1,2	0,94	+5,6	1,2	+11,7	0,8
0,46	-9,6	1,2	-10,6	1,3	0,96	+6,8	1,2	+10,9	0,9
0,48	-10,8	1,1	-9,3	1,4	0,98	+8,0	1,0	+10,0	1,1
					1,00	+9,0		+8,9	

$h=0,5$ 

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
1,00	+ 9,0	0,9	+ 8,9	1,2	1,50	-5,8	1,0	-8,5	0,8
1,02	+ 9,9	0,8	+ 7,7	1,2	1,52	-6,8	0,8	-7,7	0,9
1,04	+10,7	0,6	+ 6,5	1,4	1,54	-7,6	0,7	-6,8	1,0
1,06	+11,3	0,4	+ 5,1	1,3	1,56	-8,3	0,5	-5,8	1,1
1,08	+11,7	0,3	+ 3,8	1,4	1,58	-8,8	0,4	-4,7	1,1
1,10	+12,0	0,1	+ 2,4	1,5	1,60	-9,2	0,3	-3,6	1,2
1,12	+12,1	0,1	+ 0,9	1,4	1,62	-9,5	0,2	-2,4	1,1
1,14	+12,0	0,2	- 0,5	1,4	1,64	-9,7	0,0	-1,3	1,2
1,16	+11,8	0,4	- 1,9	1,3	1,66	-9,7	0,2	-0,1	1,1
1,18	+11,4	0,6	- 3,2	1,3	1,68	-9,5	0,2	+1,0	1,2
1,20	+10,8	0,7	- 4,5	1,2	1,70	-9,3	0,4	+2,2	1,0
1,22	+10,1	0,8	- 5,7	1,2	1,72	-8,9	0,6	+3,2	1,1
1,24	+ 9,3	0,9	- 6,9	0,9	1,74	-8,3	0,6	+4,3	0,9
1,26	+ 8,4	1,0	- 7,8	0,8	1,76	-7,7	0,7	+5,2	0,8
1,28	+ 7,4	1,1	- 8,6	0,7	1,78	-7,0	0,9	+6,0	0,7
1,30	+ 6,3	1,2	- 9,3	0,6	1,80	-6,1	0,9	+6,7	0,7
1,32	+ 5,1	1,3	- 9,9	0,5	1,82	-5,2	0,9	+7,4	0,5
1,34	+ 3,8	1,3	-10,4	0,3	1,84	-4,3	1,0	+7,9	0,4
1,36	+ 2,5	1,3	-10,7	0,1	1,86	-3,3	1,1	+8,3	0,2
1,38	+ 1,2	1,3	-10,8	0,0	1,88	-2,2	1,0	+8,5	0,2
1,40	- 0,1	1,2	-10,8	0,2	1,90	-1,2	1,1	+8,7	0,0
1,42	- 1,3	1,3	-10,6	0,3	1,92	-0,1	1,0	+8,7	0,1
1,44	- 2,6	1,1	-10,3	0,5	1,94	+0,9	1,1	+8,6	0,3
1,46	- 3,7	1,1	- 9,8	0,6	1,96	+2,0	1,0	+8,3	0,3
1,48	- 4,8	1,0	- 9,2	0,7	1,98	+3,0	0,9	+8,0	0,5
					2,00	+3,9		+7,5	

$h=0,5$ 

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
2,00	+3,9	0,8	+7,5	0,6	2,50	-2,7	0,7	-6,5	0,4
2,02	+4,7	0,8	+6,9	0,7	2,52	-3,4	0,7	-6,1	0,5
2,04	+5,5	0,6	+6,2	0,7	2,54	-4,1	0,6	-5,6	0,6
2,06	+6,1	0,6	+5,5	0,8	2,56	-4,7	0,6	-5,0	0,6
2,08	+6,7	0,5	+4,7	0,9	2,58	-5,3	0,4	-4,4	0,7
2,10	+7,2	0,3	+3,8	0,9	2,60	-5,7	0,4	-3,7	0,8
2,12	+7,5	0,3	+2,9	1,0	2,62	-6,1	0,3	-2,	0,8
2,14	+7,8	0,1	+1,9	0,9	2,64	-6,4	0,1	-2,1	0,8
2,16	+7,9	0,0	+1,0	1,0	2,66	-6,5	0,1	-1,3	0,8
2,18	+7,9	0,1	0,0	1,0	2,68	-6,6	0,0	-0,5	0,8
2,20	+7,8	0,3	-1,0	0,9	2,70	-6,6	0,2	+0,3	0,8
2,22	+7,5	0,3	-1,9	0,8	2,72	-6,4	0,2	+1,1	0,8
2,24	+7,2	0,4	-2,7	0,9	2,74	-6,2	0,3	+1,9	0,7
2,26	+6,8	0,6	-3,6	0,7	2,76	-5,9	0,4	+2,6	0,7
2,28	+6,2	0,6	-4,3	0,8	2,78	-5,5	0,5	+3,3	0,6
2,30	+5,6	0,7	-5,1	0,6	2,80	-5,0	0,5	+3,9	0,6
2,32	+4,9	0,8	-5,7	0,5	2,82	-4,5	0,6	+4,5	0,5
2,34	+4,1	0,8	-6,2	0,4	2,84	-3,9	0,7	+5,0	0,4
2,36	+3,3	0,8	-6,6	0,3	2,86	-3,2	0,7	+5,4	0,3
2,38	+2,5	0,9	-6,9	0,2	2,88	-2,5	0,7	+5,7	0,2
2,40	+1,6	0,9	-7,1	0,1	2,90	-1,8	0,8	+5,9	0,2
2,42	+0,7	0,9	-7,2	0,0	2,92	-1,0	0,7	+6,1	0,0
2,44	-0,2	0,8	-7,2	0,1	2,94	-0,3	0,8	+6,1	0,0
2,46	-1,0	0,9	-7,1	0,3	2,96	+0,5	0,8	+6,1	0,2
2,48	-1,9	0,8	-6,8	0,3	2,98	+1,3	0,6	+5,9	0,2
					3,0	+1,9		+5,7	

$$h = 0,5$$

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
3,00	+1,9	0,7	+5,7	0,3	3,50	-1,5	0,6	-5,0	0,2
3,02	+2,6	1,6	+5,4	0,4	3,52	-2,1	0,5	-4,8	0,3
3,04	+3,2	0,6	+5,0	0,5	3,54	-2,6	0,6	-4,5	0,4
3,06	+3,8	0,6	+4,5	0,6	3,56	-3,2	0,4	-4,1	0,4
3,08	+4,4	0,3	+3,9	0,5	3,58	-3,6	0,4	-3,7	0,5
3,10	+4,7	0,4	+3,4	0,6	3,60	-4,0	0,3	-3,2	0,6
3,12	+5,1	0,3	+2,8	0,7	3,62	-4,3	0,3	-2,6	0,5
3,14	+5,4	0,2	+2,1	0,7	3,64	-4,6	0,2	-2,1	0,6
3,16	+5,6	0,1	+1,4	0,6	3,66	-4,8	0,1	-1,5	0,6
3,18	+5,7	0,1	+0,8	0,8	3,68	-4,9	0,0	-0,9	0,7
3,20	+5,6	0,0	0,0	0,7	3,70	-4,9	0,0	-0,2	0,6
3,22	+5,6	0,1	-0,7	0,6	3,72	-4,9	0,1	+0,4	0,6
3,24	+5,5	0,3	-1,3	0,7	3,74	-4,8	0,2	+1,0	0,6
3,26	+5,2	0,3	-2,0	0,6	3,76	-4,6	0,2	+1,0	0,5
3,28	+4,9	0,4	-2,6	0,6	3,78	-4,4	0,3	+2,1	0,5
3,30	+4,5	0,4	-3,2	0,5	3,80	-4,1	0,4	+2,6	0,5
3,32	+4,1	0,6	-3,7	0,4	3,82	-3,7	0,4	+3,1	0,4
3,34	+3,5	0,5	-4,1	0,4	3,84	-3,3	0,5	+3,5	0,4
3,36	+3,0	0,6	-4,5	0,3	3,86	-2,8	0,5	+3,9	0,3
3,38	+2,4	0,6	-4,8	0,3	3,88	-2,3	0,6	+4,2	0,2
3,40	+1,8	0,7	-5,1	0,1	3,90	-1,7	0,5	+4,4	0,2
3,42	+1,1	0,6	-5,2	0,1	3,92	-1,2	0,6	+4,6	0,0
3,44	+0,5	0,7	-5,3	0,0	3,94	-0,6	0,6	+4,6	0,1
3,46	-0,2	0,6	-5,3	0,1	3,96	0,0	0,6	+4,7	0,1
3,48	-0,8	0,7	-5,2	0,2	3,98	+0,6	0,5	+4,6	0,1
					4,00	+1,1		+4,5	

$n = 1,0$ 

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
0,00	-4,1	0,0	-0,7	0,0	0,50	-0,8	0,5	+4,1	0,1
0,02	-4,1	0,0	-0,7	0,0	0,52	-0,3	0,4	+4,2	0,0
0,04	-4,1	0,0	-0,7	0,1	0,54	+0,1	0,5	+4,2	0,0
0,06	-4,1	0,0	-0,6	0,1	0,56	+0,6	0,4	+4,2	0,1
0,08	-4,1	0,0	-0,5	0,1	0,58	+1,0	0,5	+4,3	0,1
0,10	-4,1	0,0	-0,4	0,1	0,60	+1,5	0,4	+4,2	0,1
0,12	-4,1	0,0	-0,3	0,2	0,62	+1,9	0,5	+4,1	0,2
0,14	-4,1	0,0	-0,1	0,2	0,64	+2,4	0,4	+3,9	0,2
0,16	-4,1	0,1	+0,1	0,2	0,66	+2,8	0,4	+3,7	0,2
0,18	-4,0	0,0	+0,3	0,2	0,68	+3,2	0,4	+3,5	0,3
0,20	-4,0	0,1	+0,5	0,2	0,70	+3,6	0,4	+3,2	0,4
0,22	-3,9	0,1	+0,7	0,2	0,72	+4,0	0,3	+2,8	0,3
0,24	-3,8	0,0	+0,9	0,3	0,74	+4,3	0,3	+2,5	0,4
0,26	-3,8	0,2	+1,2	0,3	0,76	+4,6	0,3	+2,1	0,5
0,28	-3,6	0,1	+1,5	0,3	0,78	+4,9	0,2	+1,6	0,5
0,30	-3,5	0,2	+1,8	0,2	0,80	+5,1	0,1	+1,1	0,5
0,32	-3,3	0,2	+2,0	0,3	0,82	+5,2	0,1	+0,6	0,5
0,34	-3,1	0,2	+2,3	0,3	0,84	+5,3	0,1	+0,1	0,6
0,36	-2,9	0,2	+2,6	0,2	0,86	+5,4	0,0	-0,5	0,5
0,38	-2,7	0,3	+2,8	0,3	0,88	+5,4	0,1	-1,0	0,6
0,40	-2,4	0,2	+3,1	0,2	0,90	+5,3	0,1	-1,6	0,5
0,42	-2,2	0,3	+3,3	0,3	0,92	+5,2	0,2	-2,1	0,6
0,44	-1,9	0,3	+3,6	0,2	0,94	+5,0	0,3	-2,7	0,5
0,46	-1,6	0,3	+3,8	0,2	0,96	+4,7	0,3	-3,2	0,5
0,48	-1,3	0,5	+4,0	0,1	0,98	+4,4	0,3	-3,7	0,5
					1,00	+4,1		-4,2	

$$h=1,0$$

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
1,00	+4,1	0,4	-4,2	0,4	1,50	-6,2	0,2	+1,9	0,6
1,02	+3,7	0,5	-4,6	0,4	1,52	-6,0	0,3	+2,5	0,7
1,04	+3,2	0,5	-5,0	0,4	1,54	-5,7	0,4	+3,2	0,6
1,06	+2,7	0,6	-5,4	0,3	1,56	-5,3	0,5	+3,8	0,5
1,08	+2,1	0,6	-5,7	0,2	1,58	-4,8	0,5	+4,3	0,5
1,10	+1,5	0,6	-5,9	0,2	1,60	-4,3	0,5	+4,8	0,5
1,12	+0,9	0,6	-6,1	0,0	1,62	-3,8	0,6	+5,3	0,4
1,14	+0,3	0,7	-6,1	0,1	1,64	-3,2	0,7	+5,7	0,3
1,16	-0,4	0,6	-6,2	0,1	1,66	-2,5	0,6	+6,0	0,2
1,18	-1,0	0,6	-6,1	0,1	1,68	-1,9	0,7	+6,2	0,2
1,20	-1,6	0,7	-6,0	0,2	1,70	-1,2	0,7	+6,4	0,1
1,22	-2,3	0,6	-5,8	0,1	1,72	-0,5	0,8	+6,5	0,0
1,24	-2,9	0,6	-5,7	0,4	1,74	+0,3	0,7	+6,5	0,1
1,26	-3,5	0,6	-5,3	0,4	1,76	+1,0	0,7	+6,4	0,2
1,28	-4,1	0,4	-4,9	0,4	1,78	+1,7	0,7	+6,2	0,2
1,30	-4,5	0,5	-4,5	0,6	1,80	+2,4	0,6	+6,0	0,3
1,32	-5,0	0,4	-3,9	0,5	1,82	+3,0	0,6	+5,7	0,4
1,34	-5,4	0,4	-3,4	0,5	1,84	+3,6	0,6	+5,3	0,5
1,36	-5,8	0,3	-2,9	0,7	1,86	+4,2	0,5	+4,8	0,5
1,38	-6,1	0,2	-2,2	0,6	1,88	+4,7	0,4	+4,3	0,5
1,40	-6,3	0,1	-1,6	0,7	1,90	+5,1	0,4	+3,8	0,6
1,42	-6,4	0,1	-0,9	0,7	1,92	+5,5	0,3	+3,2	0,7
1,44	-6,5	0,0	-0,2	0,7	1,94	+5,8	0,2	+2,5	0,7
1,46	-6,5	0,1	+0,5	0,7	1,96	+6,0	0,2	+1,8	0,7
1,48	-6,4	0,2	+1,2	0,7	1,98	+6,2	0,1	+1,1	0,7
					2,00	+6,3		+0,4	



$h=1,0$ 

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
2,00	+6,3	0,0	+0,4	0,7	2,50	-5,4	0,2	-1,8	0,6
2,02	+6,3	0,2	-0,3	0,7	2,52	-5,6	0,1	-1,2	0,7
2,04	+6,1	0,1	-1,0	0,7	2,54	-5,7	0,0	-0,5	0,7
2,06	+6,0	0,3	-1,7	0,6	2,56	-5,7	0,1	+0,2	0,6
2,08	+5,7	0,3	-2,3	0,7	2,58	-5,6	0,2	+0,8	0,7
2,10	+5,4	0,4	-3,0	0,6	2,60	-5,4	0,2	+1,5	0,6
2,12	+5,0	0,4	-3,6	0,5	2,62	-5,2	0,3	+2,1	0,6
2,14	+4,6	0,6	-4,1	0,5	2,64	-4,9	0,4	+2,7	0,5
2,16	+4,0	0,5	-4,6	0,4	2,66	-4,5	0,4	+3,2	0,5
2,18	+3,5	0,6	-5,0	0,3	2,68	-4,1	0,5	+3,7	0,5
2,20	+2,9	0,7	-5,3	0,3	2,70	-3,6	0,5	+4,2	0,3
2,22	+2,2	0,6	-5,6	0,2	2,72	-3,1	0,6	+4,5	0,4
2,24	+1,6	0,7	-5,8	0,1	2,74	-2,5	0,6	+4,9	0,2
2,26	+0,9	0,7	-5,9	0,1	2,76	-1,9	0,6	+5,1	0,2
2,28	+0,2	0,7	-6,0	0,1	2,78	-1,3	0,6	+5,3	0,1
2,30	-0,5	0,7	-5,9	0,1	2,80	-0,7	0,7	+5,4	0,0
2,32	-1,2	0,7	-5,8	0,2	2,82	0,0	0,6	+5,4	0,1
2,34	-1,9	0,6	-5,6	0,2	2,84	+0,6	0,6	+5,3	0,1
2,36	-2,5	0,6	-5,4	0,4	2,86	+1,2	0,6	+5,2	0,2
2,38	-3,1	0,5	-5,0	0,4	2,88	+1,8	0,6	+5,0	0,3
2,40	-3,6	0,5	-4,6	0,5	2,90	+2,4	0,5	+4,7	0,3
2,42	-4,1	0,4	-4,1	0,5	2,92	+2,9	0,5	+4,4	0,4
2,44	-4,5	0,4	-3,6	0,5	2,94	+3,4	0,4	+4,0	0,4
2,46	-4,9	0,3	-3,1	0,7	2,96	+3,8	0,4	+3,6	0,5
2,48	-5,2	0,2	-2,4	0,6	2,98	+4,2	0,3	+3,1	0,6
					3,00	+4,5		+2,5	

$$h = 1,0$$

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta'$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
3,00	+4,5	0,3	+2,5	0,5	3,50	-3,7	0,3	-2,8	0,5
3,02	+4,8	0,2	+2,0	0,7	3,52	-4,0	0,3	-2,3	0,5
3,04	+5,0	0,1	+1,3	0,5	3,54	-4,3	0,1	-1,8	0,5
3,06	+5,1	0,1	+0,8	0,7	3,56	-4,4	0,1	-1,3	0,6
3,08	+5,2	0,1	+0,1	0,6	3,58	-4,5	0,1	-0,7	0,5
3,10	+5,1	0,1	-0,5	0,5	3,60	-4,6	0,1	-0,2	0,6
3,12	+5,0	0,2	-1,0	0,6	3,62	-4,5	0,0	0,4	0,5
3,14	+4,8	0,3	-1,6	0,6	3,64	-4,5	0,2	0,9	0,5
3,16	+4,5	0,3	-2,2	0,5	3,66	-4,3	0,2	1,4	0,5
3,18	+4,2	0,4	-2,7	0,5	3,68	-4,1	0,3	1,9	0,5
3,20	+3,8	0,4	-3,2	0,4	3,70	-3,8	0,3	2,4	0,4
3,22	+3,4	0,5	-3,6	0,4	3,72	-3,5	0,4	2,8	0,4
3,24	+2,9	0,5	-4,0	0,3	3,74	-3,1	0,4	3,2	0,4
3,26	+2,4	0,5	-4,3	0,2	3,76	-2,7	0,5	3,6	0,3
3,28	+1,9	0,5	-4,5	0,2	3,78	-2,2	0,5	3,9	0,2
3,30	+1,4	0,6	-4,7	0,1	3,80	-1,7	0,5	4,1	0,1
3,32	+0,8	0,6	-4,8	0,0	3,82	-1,2	0,6	4,2	0,1
3,34	+0,2	0,6	-4,8	0,0	3,84	-0,7	0,6	4,3	0,0
3,36	-0,4	0,5	-4,8	0,1	3,86	-0,1	0,5	4,3	0,0
3,38	-0,9	0,6	-4,7	0,2	3,88	+0,4	0,5	4,3	0,1
3,40	-1,5	0,5	-4,5	0,2	3,90	+0,9	0,5	4,2	0,1
3,42	-2,0	0,5	-4,3	0,3	3,92	+1,4	0,5	4,1	0,2
3,44	-2,5	0,5	-4,0	0,4	3,94	+1,9	0,4	3,9	0,3
3,46	-3,0	0,4	-3,6	0,3	3,96	+2,3	0,4	3,6	0,3
3,48	-3,4	0,3	-3,3	0,5	3,98	+2,7	0,4	3,3	0,4
					4,00	+3,1		+2,9	

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
0,0	+1,7	0,0	+0,2	0,1	2,0	-0,1	1,8	-4,2	0,4
0,1	+1,7	0,0	+0,1	0,2	2,1	-1,9	1,7	-3,8	1,4
0,2	+1,7	0,1	-0,1	0,4	2,2	-3,6	0,7	-2,4	2,2
0,3	+1,6	0,2	-0,5	0,4	2,3	-4,3	0,5	-0,2	2,2
0,4	+1,4	0,3	-0,9	0,5	2,4	-3,8	1,6	+2,0	1,7
0,5	+1,1	0,6	-1,4	0,4	2,5	-2,2	2,2	+3,7	0,6
0,6	+0,5	0,9	-1,8	0,2	2,6	0,0	2,3	+4,3	0,7
0,7	-0,4	0,9	-2,0	0,1	2,7	+2,3	1,5	+3,6	1,7
0,8	-1,3	0,8	-1,9	0,6	2,8	+3,8	0,3	+1,9	2,3
0,9	-2,1	0,6	-1,3	1,0	2,9	+4,1	0,8	-0,4	2,2
1,0	-2,7	0,1	-0,3	1,3	3,0	+3,3	1,9	-2,6	1,3
1,1	-2,8	0,6	+1,0	1,2	3,1	+1,4	2,3	-3,9	0,1
1,2	-2,2	1,1	+2,2	1,0	3,2	-0,9	2,0	-4,0	1,2
1,3	-1,1	1,5	+3,2	0,3	3,3	-2,9	1,0	-2,8	2,0
1,4	+0,4	1,7	+3,5	0,4	3,4	-3,9	0,2	-0,8	2,3
1,5	+2,1	1,3	+3,1	1,3	3,5	-3,7	1,5	+1,5	1,7
1,6	+3,4	0,6	+1,8	1,8	3,6	-2,2	2,1	+3,2	0,7
1,7	+4,0	0,4	0,0	1,9	3,7	-0,1	2,1	+3,9	0,7
1,8	+3,6	1,4	-1,9	1,6	3,8	+2,0	1,4	+3,2	1,7
1,9	+2,2	2,3	-3,5	0,7	3,9	+3,4	0,2	+1,5	2,1
2,0	-0,1		-4,2		4,0	+3,6		-0,6	

$$h=2,0$$

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
0,0	-1,0	0,0	-0,1	0,0	2,0	-2,5	0,6	+1,0	1,1
0,1	-1,0	0,1	-0,1	0,1	2,1	-1,9	1,1	+2,1	0,7
0,2	-0,9	0,0	0,0	0,2	2,2	-0,8	1,4	+2,8	0,1
0,3	-0,9	0,0	+0,2	0,2	2,3	+0,6	1,4	+2,9	0,6
0,4	-0,9	0,2	+0,4	0,2	2,4	+2,0	0,9	+2,3	1,2
0,5	-0,7	0,2	+0,6	0,2	2,5	+2,9	0,2	+1,1	1,5
0,6	-0,5	0,3	+0,8	0,2	2,6	+3,1	0,6	-0,4	1,5
0,7	-0,2	0,4	+1,0	0,2	2,7	+2,5	1,2	-1,9	1,0
0,8	+0,2	0,5	+1,2	0,1	2,8	+1,3	1,7	-2,9	0,3
0,9	+0,7	0,4	+1,1	0,2	2,9	-0,4	1,5	-3,2	0,6
1,0	+1,1	0,4	+0,9	0,4	3,0	-1,9	1,1	-2,6	1,3
1,1	+1,5	0,2	+0,5	0,7	3,1	-3,0	0,2	-1,3	1,8
1,2	+1,7	0,0	-0,2	0,7	3,2	-3,2	0,7	+0,5	1,5
1,3	+1,7	0,4	-0,9	0,7	3,3	-2,5	1,4	+2,0	1,0
1,4	+1,3	0,7	-1,6	0,5	3,4	-1,1	1,7	+3,0	0,1
1,5	+0,6	1,0	-2,1	0,2	3,5	+0,6	1,5	+3,1	0,8
1,6	-0,4	1,0	-2,3	0,3	3,6	+2,1	1,0	+2,3	1,4
1,7	-1,4	0,8	-2,0	0,7	3,7	+3,1	0,0	+0,9	1,8
1,8	-2,2	0,4	-1,3	1,0	3,8	+3,1	1,0	-0,9	1,5
1,9	-2,6	0,1	-0,3	1,3	3,9	+2,1	1,6	-2,4	0,7
2,0	-2,5		+1,0		4,0	+0,5		-3,1	

$h=2,5$ 

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
0,0	+0,6	0,0	+0,1	0,1	2,0	+1,6	0,3	+0,8	0,7
0,1	+0,6	0,0	0,0	0,0	2,1	+1,9	0,1	+0,1	0,8
0,2	+0,6	0,0	0,0	0,1	2,2	+1,8	0,4	-0,7	0,8
0,3	+0,6	0,1	-0,1	0,1	2,3	+1,4	0,7	-1,5	0,5
0,4	+0,5	0,0	-0,2	0,1	2,4	+0,7	1,0	-2,0	0,1
0,5	+0,5	0,1	-0,3	0,2	2,5	-0,3	0,9	-2,1	0,2
0,6	+0,4	0,1	-0,5	0,1	2,6	-1,2	0,8	-1,9	0,7
0,7	+0,3	0,2	-0,6	0,1	2,7	-2,0	0,3	-1,2	1,0
0,8	+0,1	0,2	-0,7	0,1	2,8	-2,3	0,1	-0,2	1,2
0,9	-0,1	0,3	-0,8	0,1	2,9	-2,2	0,8	+1,0	0,9
1,0	-0,4	0,3	-0,7	0,1	3,0	-1,4	1,0	+1,9	0,5
1,1	-0,7	0,3	-0,6	0,2	3,1	-0,4	1,2	+2,4	0,0
1,2	-1,0	0,1	-0,4	0,4	3,2	+0,8	1,1	+2,4	0,8
1,3	-1,1	0,0	0,0	0,4	3,3	+1,9	0,5	+1,6	1,0
1,4	-1,1	0,1	+0,4	0,5	3,4	+2,4	0,0	+0,6	1,3
1,5	-1,0	0,3	+0,9	0,3	3,5	+2,4	0,7	-0,7	1,1
1,6	-0,7	0,5	+1,2	0,3	3,6	+1,7	1,1	-1,8	0,7
1,7	-0,2	0,6	+1,5	0,2	3,7	+0,6	1,3	-2,5	0,0
1,8	+0,4	0,7	+1,7	0,4	3,8	-0,7	1,2	-2,5	0,7
1,9	+1,1	0,5	+1,3	0,5	3,9	-1,9	0,6	-1,8	1,2
2,0	+1,6		+0,8		4,0	-2,5		-0,6	

$h = 3,0$ 

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
0,0	-0,5	0,0	0,0	0,0	2,0	-0,5	0,4	-1,1	0,2
0,1	-0,5	0,0	0,0	0,0	2,1	-0,9	0,4	-0,9	0,4
0,2	-0,5	0,0	+0,1	0,1	2,2	-1,3	0,2	-0,5	0,5
0,3	-0,5	0,0	+0,1	0,0	2,3	-1,5	0,1	0,0	0,6
0,4	-0,5	0,1	+0,1	0,1	2,4	-1,4	0,4	+0,6	0,6
0,5	-0,4	0,1	+0,2	0,1	2,5	-1,0	0,4	+1,2	0,3
0,6	-0,3	0,1	+0,3	0,1	2,6	-0,5	0,7	+1,5	0,1
0,7	-0,2	0,1	+0,4	0,1	2,7	+0,2	0,7	+1,6	0,2
0,8	-0,1	0,2	+0,5	0,0	2,8	+0,9	0,6	+1,4	0,4
0,9	+0,1	0,1	+0,5	0,1	2,9	+1,5	0,3	+1,0	0,8
1,0	+0,2	0,1	+0,6	0,1	3,0	+1,8	0,1	+0,2	0,8
1,1	+0,3	0,2	+0,5	0,1	3,1	+1,7	0,4	-0,6	0,7
1,2	+0,5	0,2	+0,4	0,1	3,2	+1,3	0,7	-1,3	0,5
1,3	+0,7	0,1	+0,3	0,2	3,3	+0,6	0,9	-1,8	0,1
1,4	+0,8	0,1	+0,1	0,3	3,4	-0,3	0,9	-1,9	0,3
1,5	+0,9	0,1	-0,2	0,3	3,5	-1,2	0,6	-1,6	0,7
1,6	+0,8	0,2	-0,5	0,3	3,6	-1,8	0,2	-0,9	1,0
1,7	+0,6	0,3	-0,8	0,2	3,7	-2,0	0,3	+0,1	1,0
1,8	+0,3	0,4	-1,0	0,1	3,8	-1,7	0,6	+1,1	0,7
1,9	-0,1	0,4	-1,1	0,0	3,9	-1,1	1,0	+1,8	0,3
2,0	-0,5		-1,1		4,0	-0,1		+2,1	

$h=3,5$ 

$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$	$d$	$R$	$\Delta$	$X$	$\Delta$
0,0	+0,3	0,0	0,0	0,0	2,0	-0,1	0,4	+0,9	0,0
0,1	+0,3	0,0	0,0	0,0	2,1	+0,3	0,3	+0,9	0,1
0,2	+0,3	0,0	0,0	0,1	2,2	+0,6	0,2	+0,8	0,2
0,3	+0,3	0,0	-0,1	0,0	2,3	+0,8	0,2	+0,6	0,3
0,4	+0,3	0,0	-0,1	0,0	2,4	+1,0	0,1	+0,3	0,5
0,5	+0,3	0,0	-0,1	0,1	2,5	+1,1	0,1	-0,2	0,4
0,6	+0,3	0,1	-0,2	0,1	2,6	+1,0	0,3	-0,6	0,4
0,7	+0,2	0,1	-0,3	0,0	2,7	+0,7	0,4	-1,0	0,3
0,8	+0,1	0,0	-0,3	0,1	2,8	+0,3	0,5	-1,3	0,1
0,9	+0,1	0,1	-0,4	0,0	2,9	-0,2	0,5	-1,2	0,0
1,0	0,0	0,1	-0,4	0,0	3,0	-0,7	0,5	-1,2	0,4
1,1	-0,1	0,2	-0,4	0,0	3,1	-1,2	0,2	-0,8	0,6
1,2	-0,3	0,1	-0,4	0,1	3,2	-1,4	0,0	-0,2	0,7
1,3	-0,4	0,1	-0,3	0,1	3,3	-1,4	0,3	+0,5	0,5
1,4	-0,5	0,1	-0,2	0,1	3,4	-1,1	0,5	+1,0	0,4
1,5	-0,6	0,0	-0,1	0,2	3,5	-0,6	0,7	+1,4	0,2
1,6	-0,6	0,0	+0,1	0,2	3,6	+0,1	0,7	+1,6	0,2
1,7	-0,6	0,1	+0,3	0,2	3,7	+0,8	0,5	+1,4	0,5
1,8	-0,5	0,2	+0,5	0,2	3,8	+1,3	0,3	+0,9	0,7
1,9	-0,3	0,2	+0,7	0,2	3,9	+1,6	0,0	+0,2	0,8
2,0	-0,1		+0,9		4,0	+1,6		-0,6	

## АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Айзенберга — антенна-мачта верхнего питания 250, 288.  
Айзенберга — сдвоенная ромбическая антенна 353.  
Александрсена антенна 224, 225.  
Антенна-мачта для низовой радиосвязи 377.  
Антенный омметр 433.  
Антирезонансные катушки 326.  
Антишумовая антенна 299.  
Антифединговые антенны 275.  
Аперийодические антенны 312, 337.
- Баллантайна — формула сопротивления излучения 121.  
Башни-антенны 277, 282.  
Бевереджа антенна 256.  
Бегущая волна 45.  
Бегущей волны антенна 358.  
Бегущей волны индикатор 442.  
Брауна — метод расчёта токов на поверхности земли 180.
- Ван-дер-Поля — формула сопротивления излучения 120.  
Верхнего питания антенна 288.  
Взаимное сопротивление 164.  
Взаимное сопротивление вибраторов Герца 292.  
Взаимное сопротивление полуволновых вибраторов 167.  
Взаимности принцип 197.  
Вибратор Герца 108.  
Вибратор заземлённый 177.  
Вибратор магнитный 134, 135.  
Вибратор нагруженный 104.  
Вибратор симметричный 15, 98.  
Вибраторы жесткие 334.  
Волновод 78.  
Волновое сопротивление 31, 32.  
Волновое сопротивление пустоты 74, 109.  
Волновое число 30.  
Волновой канал 420.  
Всеволновая антенна 371.  
Высота действующая 23, 114, 137, 241.
- Герца вибратор 108.  
Грозовая защита 448.
- Двойственности принцип 134.  
Действующая высота 23, 114, 137, 241.  
Действующая самоиндукция 273.  
Диапазонные антенны 307, 337, 341.  
Диполь Надененко 339.
- Заземление 222, 242, 263—271.  
Замирание ближнее 261—263.  
Заряд погонный 99.
- Излучение конденсатора 136.  
Измерения с антеннами 432—438.  
Изоляторы аятечные 336.  
Изоляторы фидерные 365, 393.  
Индикатор бегущей волны 442—443.  
Индикатор направленного излучения 445.
- Кабель высокочастотный 384.  
Кардиоида 253.  
Кессениха — формула волнового сопротивления 102.  
Коллективного пользования антенна 374.  
Коммутатор антенный 388.  
Конденсаторы связи 364.  
Корона 130.  
Коэффициент бегущей волны 46.  
Коэффициент волновой 241.  
Коэффициент направленного действия 189, 205.  
Коэффициент отражения 46.  
Коэффициент полезного действия антенны 20, 243.  
Коэффициент стоячей волны 46.  
Коэффициент усиления антенны 194.  
Кратных волн антенна 341.  
Критическая частота 75.  
Круглая антенна Татаринова 315.  
Круглая антенна для частотно-модулированных вещательных станций 415.
- Линденблада телевизионная антенна 408.



- Максвелла уравнения 69.  
 Маркони петлевая антенна 331.  
 Многоугольные антенны 286.  
 Моррисона антенна 287—288.  
 Мощность, отдаваемая приёмной антенной 200—201.  
 Мьюса антенна (MUSA) 363—371.
- Надененко диполь 339.  
 Неймана — сдвоенная ромбическая антенна 354—355.  
 Нюквиста формула 209.
- Однонаправленного приёма схема 252—254.  
 Однофазная волна 184, 213, 391  
 Омметр антенный 433—434  
 Освещение мачт 446—448
- Параболический рефлектор 428—429  
 Перенапряжения 130—134  
 Площадь тока 114, 182  
 Поляризация проходящих волн 216, 264, 308, 401  
 Принцип взаимности 197  
 Принцип двойственности 134  
 Прогрев антенны 452—455  
 Противофазная волна 184, 210, 392  
 Пучность напряжения 34  
 Пучность тока 34
- Радиогониометр 250—252  
 Рамка 134, 249, 301—304  
 Распределение тока в приёмном проводе 211, 215  
 Рефлектометр 444  
 Рефлектор 16, 324, 428  
 Ромбическая антенна 343—355  
 Ромбическая антенна, сдвоенная по Айзенбергу 353  
 Ромбическая антенна, сдвоенная по Нейману 354—355  
 Ромбическая антенна согнутая 355  
 Рупорные антенны 424—428
- Рюденберга — формула сопротивления излучения 118—241
- Синфазная горизонтальная антенна 316—325  
 Синфазная диапазонная антенна 341—343  
 Собственная волна 240—241
- Татарина круглая антенна 315
- Уголкового антенна 340, 421—423
- Факельное истечение 131—133
- Фидеры:  
 коаксиальные 17, 381—383, 391  
 коммутация 388, 397—398  
 передающие 379—389  
 приёмные 389—398  
 теория 42—59
- Франклина антенна 326—327
- Характеристика направленности 21, 22  
 Характеристика направленности нормированная 112—113  
 Хоу — метод расчёта ёмкости 227—238
- Цилиндрический волновод 80—83
- Частотная характеристика 23  
 Частотная характеристика длинноволновой антенны 245—248  
 Частотная характеристика радиовещательной антенны 272—274
- Шлейф 65—68  
 Шлейф-антенна 402—403, 407  
 Шлейф-вibrator 402—403
- Щелевая антенна 138—140, 418—420
- Эдкока антенна 305  
 Экспоненциальное переходное устройство 339—340, 385—387, 394—395.

Редактор *С. И. Надененко*  
Техн. редактор  
*Л. Б. Вейнтрауб*

---

Л134007. Сд. в набор 28/XI 1946 г.  
Подписано к печати 11/XII  
1947 г. 30 п. л., 31,37 уч.-изд. л.,  
30,86 авт. л. Заказ изд-ва № 2745  
Тираж 10000 экз. Знаков в 1 печ.  
л. 46208. Бумага 60×92 доля  $\frac{1}{16}$ .  
Цена 14 руб. 50 к. Заказ № 1662.

---

3-я типография «Красный про-  
летарий» треста «Полиграф-  
книга» ОГИЗа при Совете  
Министров СССР. Москва,  
Краснопролетарская, 16.

**В книге А. А. Пистолькорса «Антенны»  
замечены следующие опечатки**

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть	По чьей вине
51	19 сверху	$e = \frac{\rho^2}{z_k}$	$Z_e = \frac{\rho^2}{z_k}$	типографии
60	1 снизу	$I = \frac{-j\omega}{\gamma}$	$I = \frac{-j\omega}{\gamma} Q$	»
169	10 сверху	$z = j \frac{I_z}{c} \cos mz$	$Q_z = j \frac{I_z}{c} \cos mz$	»
200	4 снизу	$\approx \frac{E^2 \lambda^3 D}{4750}$	$\approx \frac{E^2 \lambda^3 D}{4750}$	автора
309	4 сверху	3328	33,28	редактора
315	8 снизу	$\frac{60 \pi I_m c}{r}$	$\frac{60 \pi I_m p}{r}$	корректора
325	13 сверху	$\frac{\rho_{oe}}{R_{\Sigma II} + \beta z_{12} e^{j\beta z}}$	$\frac{\rho^2_{oe}}{R_{\Sigma II} + \beta z_{12} e^{j\beta z}}$	автора

