

РАДИОТЕХНИКА  
И ЭЛЕКТРОНИКА

и антенны



основы радиотехники

Г.Б. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ

Г. Б. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ

# ОСНОВЫ РАДИОТЕХНИКИ И АНТЕННЫ

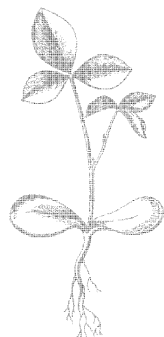
Часть II

## АНТЕННЫ

*Допущено Министерством высшего и среднего  
специального образования СССР в качестве учебника  
для радиотехнических техникумов*



„СОВЕТСКОЕ РАДИО“  
МОСКВА — 1969



**БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ Г. Б.** «Основы радиотехники и антенны», часть II. «Антенны». М., «Советское радио», 1969, 328 стр., т. 170.000 ц 85 коп. в пер. № 7, ц. 82 коп., в пер. № 5.

Книга является второй частью учебника для техникумов «Основы радиотехники и антенны». Эта часть, называемая «Антенны», органически связана с первой частью учебника, посвященной основам радиотехники.

В книге рассматриваются радиотехнические параметры антенн и сразу же, для иллюстрации, определяются параметры и характеристики элементарного вибратора; излагается теория симметричного и несимметричного вибраторов и вслед за этим изучаются антенны различных диапазонов волн, преимущественно сверхвысоких частот. Часть книги посвящена вопросам технической электродинамики: элементам волноводного и фидерного трактов, содержащим и не содержащим ферриты, антенным переключателям и др. В заключение рассматриваются функциональные особенности связанных, навигационных и радиолокационных антенн.

В учебнике анализируется физическая сущность процессов и вместе с тем выводятся количественные соотношения, необходимые для практических расчетов.

Книга может быть полезной не только для учащихся техникумов, но и для техников и инженеров промышленности, а также для студентов вузов.

5 табл., 221 рис., библиограф. 18 назв.

**ГРИГОРИЙ ВЕНЦИОНОВИЧ БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ**  
**ОСНОВЫ РАДИОТЕХНИКИ И АНТЕННЫ**

**Часть II**  
**АНТЕННЫ**

Редактор Э. М. Горелик  
Художественный редактор В. Т. Сидоренко  
Обложка художника Б. Л. Николаева  
Технический редактор А. А. Белоус  
Корректоры Н. М. Белякова, З. Н. Ахмедова

Сдано в набор 7/II—69 г. Подписано в печать 25/VI 69 г. Т-06841.

Формат 60 × 90<sup>1/16</sup>. Бумага типографская № 2

Объем 20,5 усл. п. л. Уч.-изд. л. 20,181.

Тираж 170.000 экз. (1 завод 1—70 000), Зак. 102.

Издательство «Советское радио», Москва, Главпочтамт, п/я 693.  
Московская типография № 4 Главполиграфпрома Комитета по печати  
при Совете Министров СССР

Москва, Б. Переяславская, ул., 46

Цена в пер. № 7 — 85 коп., в пер. № 5 — 82 коп.

## Предисловие

Книга является второй частью учебника для техникумов «Основы радиотехники и антенны» и посвящена теории и технике антенно-фидерных устройств. Она логически и методически связана с первой частью учебника, в которой рассматриваются основы радиотехники, элементы теории электромагнитного поля и распространение радиоволн.

В книге 9 глав.

Глава первая посвящена техническим показателям антенн; этот материал иллюстрируется примерами определения параметров и характеристик элементарного вибратора.

Глава вторая «Симметричные и несимметричные вибраторы» и глава третья «Фидеры» целиком изложены на основе теории длинных линий и теории электромагнитного поля, которые были освещены в первой части учебника.

Антенны различных диапазонов (главы четвертая, пятая, шестая) рассматриваются параллельно с соответствующими разделами теории излучения и приема радиоволн. Это сделано для того, чтобы относительно сложная теория излучения и приема не казалась абстрактной и учащиеся имели возможность сразу же применить ее к практическим схемам и конструкциям.

Главы седьмая и восьмая, в которых изучаются элементы волноводного и фидерного трактов, волноводные мостовые схемы и антенные переключатели, несколько выходят за рамки курса антенно-фидерных устройств и по сути дела освещают технику сверхвысоких частот (техническую электродинамику).

В заключительной девятой главе рассматриваются функциональные особенности антенн, применяемых в радиосвязи, радионавигации и радиолокации.

Во всех главах II части учебника, как и в I, подчеркивается единая логическая схема, которой подчиняется весь курс, единство принципов, на которых основывается современная радиотехника.

В заключение автор приносит глубокую благодарность кандидату технических наук, доценту Г. Б. Резникову за критические замечания и полезные рекомендации, высказанные в обстоятельной рецензии на рукопись учебника.

Отзывы и пожелания по содержанию учебника просим направлять по адресу: Москва, Главпочтамт, п/я 693, издательство «Советское радио».

## ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

### 1. Назначение передающей и приемной антенн

Антенна является необходимой частью любого радиопередающего и радиоприемного устройства. При помощи фидеров (линий передачи) передающая антенна соединяется с радиопередатчиком, а приемная антенна — с радиоприемником. В фидерах распространяются связанные (направляемые) электромагнитные волны, т. е. переменные электромагнитные поля, которые связаны с зарядами и токами. Между антеннами (в линии радиосвязи) распространяются свободные электромагнитные волны. И связанные, и свободные волны являются радиосигналом. Значит, антенно-фидерное устройство должно быть рассчитано на экономичное преобразование энергии связанных волн в энергию свободных волн (и наоборот), а также на неискаженное воспроизведение передаваемой информации.

Этим не исчерпывается назначение антенны. Радиоволны в процессе распространения рассеиваются за пределами линии радиосвязи и поглощаются окружающей средой. Если направление радиосвязи известно и ограничено, то потери можно сократить, концентрируя излучаемые волны в определенных направлениях.

Таким образом, *передающая антенна предназначена для преобразования энергии радиосигнала, имеющего форму связанных электромагнитных волн, в энергию радиосигнала, принимающего форму свободных электромагнитных волн, причем последние должны излучаться в заданных направлениях.*

*Приемная антенна предназначена для преобразования энергии радиосигнала, заключенной в свободных электромагнитных волнах, которые приходят с заданных направлений, в энергию радиосигнала, принимающего форму связанных электромагнитных волн.*

Характер процессов, происходящих в передающей и приемной антеннах, свидетельствует об их обратимости. Здесь можно провести аналогию с динамомашинной и электрическим двигателем: динамомашинная преобразует механическую энергию в электрическую, а электрический двигатель — электрическую энергию в механическую, и поэтому динамомашинная и электрический двигатель обратимы.

Обратимость антенн находит выражение в принципиальной возможности использования одной и той же антенны в качестве передающей и приемной и в сохранении основных параметров антенны неизменными при переходе от режима передачи к режиму приема и обратно.

Этот принцип имеет большое практическое значение. В частности, все импульсные радиолокационные станции, а также предназначенные для связи самолетные и другие передвижные радиостанции имеют, как правило, общую антенну для передачи и приема.

## 2. Антенна как открытый колебательный контур

Представим себе, что выходной каскад передатчика индуктивно связан с замкнутым колебательным контуром  $LC$  (рис. 1.1, *a*). В этом контуре электрическое поле сосредоточено в небольшом зазоре между обкладками конденсатора, а магнитное поле охватывает небольшое пространство вокруг контурной катушки.

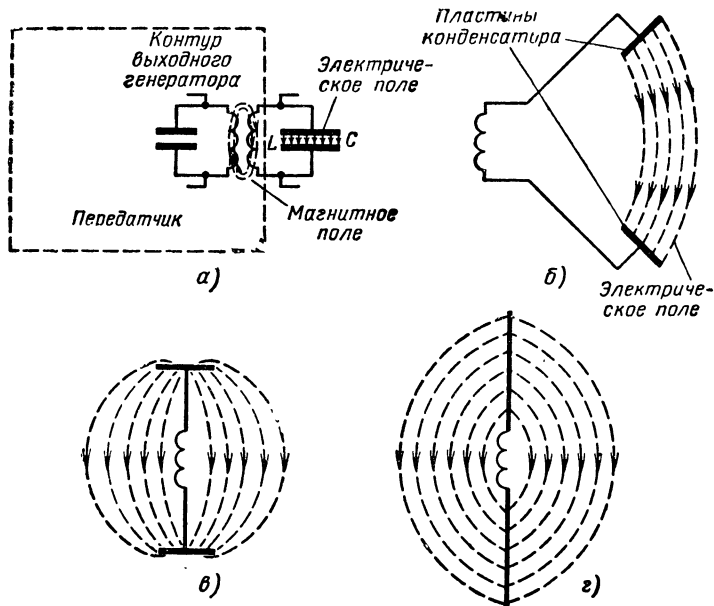


Рис. 1.1. Схема преобразования замкнутого колебательного контура в антенну.

Как известно, электромагнитные волны представляют собой совокупность электрического и магнитного полей, распространяющихся в пространстве со скоростью света. В электромагнитной волне электрическое и магнитное поля не разделены пространственно. Поэтому в данном случае, когда поля разделены (электрическое

сконцентрировано в конденсаторе, а магнитное — в катушке самоиндукции), получение (излучение) электромагнитных волн практически невозможно. Строго говоря, замкнутый колебательный контур излучает радиоволны, поскольку в нем имеется ток смещения, но обычно этот ток не ответвляется от конденсатора в пространство, тогда излучение контура ничтожно мало.

Условия излучения выполняются в открытом колебательном контуре, к которому можно перейти от замкнутого, раздвигая пластины конденсатора и одновременно увеличивая их размеры для сохранения неизменной собственной частоты контура (рис. 1.1, б, в, г).

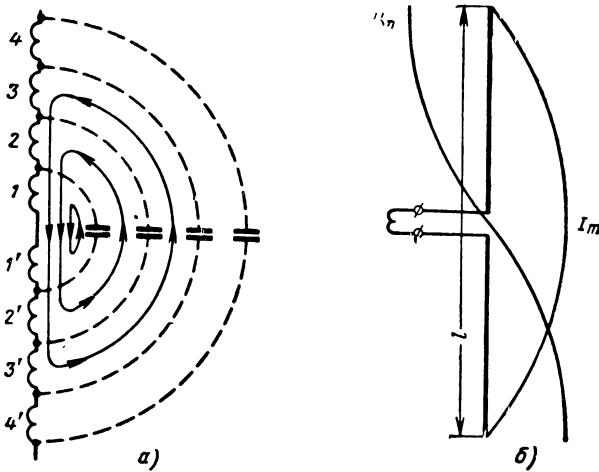


Рис. 1.2. Распределение тока и напряжения в симметричном вибраторе.

Антенна, полученная в результате такого схематично описанного перехода от замкнутого колебательного контура к открытому, отличается геометрической симметрией и потому называется *симметричным вибратором (диполем)*. Такой же вибратор был получен (ч. I, § 88) из разомкнутой длинной линии и это не случайно: длинная линия, работающая в режиме стоячих волн, эквивалентна колебательному контуру.

Симметричные участки вибратора  $1-1'$ ,  $2-2'$ ,  $3-3'$ , ... обладают некоторой индуктивностью, распределенной вдоль проводов, и некоторой емкостью между проводами (рис. 1.2, а). Под влиянием переменного напряжения, приложенного к входным клеммам антенны, в индуктивностях возникает ток проводимости, а в емкостях — ток смещения. Это единый ток, направление которого показано на рисунке стрелками. Поскольку имеющийся ток смещения охватывает большой объем пространства, то становится возможным эффективное излучение электромагнитных волн.



Симметричному vibratorу свойственно неравномерное распределение тока и напряжения. Так, при длине vibratorа  $l \leq \lambda/2$  токи, возникающие на любом элементарном участке антенны, обязательно проходят через зажимы генератора и индуктивности  $1-1'$ , через индуктивности  $2-2'$  уже проходит меньший ток, так как в эту цепь не попадает емкостный ток участка  $1-1'$ ; через индуктивности  $3-3'$  не замыкаются токи смещения не только участка  $1-1'$ , но и  $2-2'$ , и т. д. В итоге амплитуда тока  $I_m$  уменьшается в направлении от середины к концам vibratorа от максимума до нуля (рис. 1.2, б), как в соответствующей разомкнутой линии. Аналогично доказывается, что при  $l \leq \lambda/2$  амплитуда напряжения  $U_m$  уменьшается от максимума до нуля при движении от концов vibratorа к его средней точке (рис. 1.2, б).

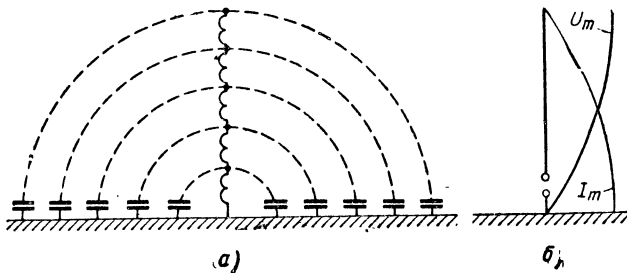


Рис 1.3. Распределение тока и напряжения в несимметричном vibratorе.

На практике широко применяются *несимметричные vibratorы* (рис. 1.3), в которых земля заменяет второй провод симметричного vibratorа. Такая замена возможна благодаря сравнительно хорошей проводимости земли.

В несимметричном vibratorе, как и в симметричном, емкости элементарных участков соединяются между собой параллельно, а индуктивности этих участков — последовательно (рис. 1.3, а). Поэтому на открытом конце несимметричной антенны ток равен нулю при максимальном напряжении, а на заземленном конце vibratorа напряжение равно нулю при максимальном токе (рис. 1.3, б).

### 3. Характеристики и радиотехнические параметры передающих антенн

Рассмотрим основные характеристики и параметры, определяющие качество передающих антенн. В первую очередь обратимся к радиотехническим параметрам, которые характеризуют передающие антенны с точки зрения эффективности преобразования энергии связанных электромагнитных волн в энергию свободных элект-

ромагнитных волн, а затем перейдем к эксплуатационным показателям.

**1. Сопротивление излучения.** Этот параметр связан по смыслу с мощностью излучения антенны  $P_{\Sigma}$ , т. е. со средним значением потока электромагнитной энергии, проходящего в единицу времени сквозь сферу, окружающую антенну. Мощность излучения активная (она не возвращается в передающую антенну и передатчик), поэтому ее можно выразить через активное сопротивление, называемое *сопротивлением излучения*, следующим соотношением:

$$R_{\Sigma} = \frac{P_{\Sigma}}{I^2},$$

где  $I$  — действующее значение тока в антенне.

Сопротивление излучения, являясь активным, все же не вызывает преобразования электрической энергии в тепловую. Оно характеризует способность антенны к излучению электромагнитной энергии. Количественно сопротивление излучения определяется как активное сопротивление, на котором выделяется мощность, численно равная мощности излучения при токе в сопротивлении, равном току в антенне.

Выведем, исходя из этого, формулу сопротивления излучения диполя Герца. Такой диполь, как известно, является элементарным вибратором, длина которого настолько меньше длины волны, что ток считают одинаковым по всей длине диполя Герца.

Пусть диполь совпадает с осью  $Oz$  и центр его совпадает с центром сферы, которая находится в дальней зоне и имеет радиус  $r$  (рис. 1.4). Плоскость, проходящая через центр сферы перпендикулярно оси  $Oz$ , называется *экваториальной*, а плоскости, проходящие через ось  $Oz$ , называются *меридиональными*.

Как видно из рис. 1.4, силовые линии электрического поля вибратора находятся в меридиональной плоскости. Линии магнитного поля, имеющие форму окружности с центром на оси  $Oz$ , расположены в плоскостях, перпендикулярных данной оси. Поэтому меридиональную плоскость называют иначе *E-плоскостью*, а экваториальную — *H-плоскостью*. В соответствии с расположением вектора  $E$  (в меридиональной плоскости, проходящей через данную точку пространства) и вектора  $H$  (в той же точке перпендикулярно меридиональной плоскости) вектор Пойнтинга  $P$  указывает, что электромагнитные волны распространяются по радиусам, исходящим из центра сферы. Иными словами, в данном случае получается сферическая волна, которую вдали от вибратора можно рассматривать как плоскую.

Эта волна является бегущей. На расстоянии  $r$ , соответствующем дальней зоне, и при длине волны  $\lambda$  мгновенные значения напряженностей электрического и магнитного полей выражаются соответственно формулами

$$E_{\text{МГН}} = E_m \sin(\omega t - \beta r) = E_m \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r\right),$$

$$H_{\text{МГН}} = H_m \sin(\omega t - \beta r) = H_m \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r\right).$$

Математический анализ показывает, что при длине элементарного вибратора  $l$  и амплитуде тока в нем  $I_m$  амплитуда напряженности магнитного поля равна

$$H_m = \frac{I_m l}{2r\lambda} \sin \theta, \quad (1)$$

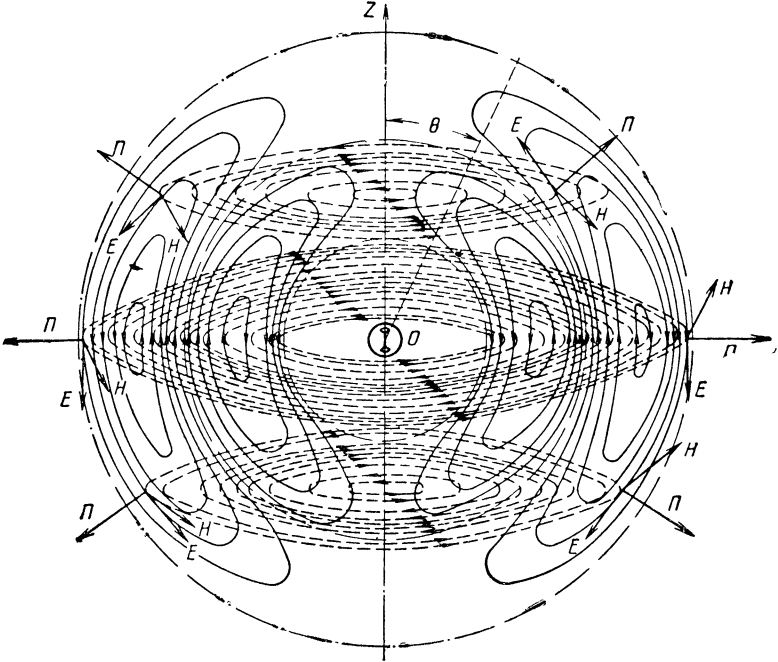


Рис. 1.4. Поля излучения диполя Герца.

а электрического поля

$$E_m = Z_0 H_m = 60\pi \frac{I_m l}{r\lambda} \sin \theta, \quad (2)$$

где  $\theta$  — зенитный угол, образованный осью вибратора и радиусом сферы, проходящим через данную точку пространства.

На основании приведенных формул можно утверждать, что для электромагнитных волн, излучаемых диполем Герца, характерно следующее.

1. Амплитуды напряженностей полей вибратора прямо пропорциональны амплитуде тока в нем; это объясняется тем, что ток

вибратора определяет подводимую к нему мощность, а следовательно, и мощность излучения.

2. Напряженности полей прямо пропорциональны отношению  $l/\lambda$ , что соответствует известному положению об усилении излучения электромагнитных волн с увеличением длины излучателя  $l$  относительно длины волны  $\lambda$  (это справедливо в известных пределах).

3. Напряженности полей обратно пропорциональны расстоянию  $r$  от вибратора; такая закономерность характерна, как известно, для сферической волны.

4. По мере уменьшения зенитного угла  $\theta$  от  $90^\circ$  до  $0$  напряженности полей уменьшаются по закону  $\sin \theta$  от максимума до нуля. В такой неравномерности излучения можно убедиться, сравнивая по рис. 1.4 густоту силовых линий в различных радиальных направлениях.

Определим  $R_\Sigma$ , исходя из вектора Пойнтинга. Его мгновенное значение равно  $P_{\text{мгн}} = E_{\text{мгн}} H_{\text{мгн}}$ . Так как напряженности полей  $E_{\text{мгн}}$ ,  $H_{\text{мгн}}$  изменяются во времени по синусоидальному закону, то для определения среднего значения вектора  $P$  достаточно мгновенные значения  $E_{\text{мгн}}$  и  $H_{\text{мгн}}$  заменить действующими значениями  $E$ ,  $H$ , имея в виду, что  $E = E_m/\sqrt{2}$  и  $H = H_m/\sqrt{2}$ . Тогда согласно формулам (1), (2)

$$P = EH = \frac{E_m H_m}{2} = 60\pi I_m^2 \frac{l^2 \sin^2 \theta}{4r^2 \lambda^2}.$$

Если бы величина  $P$  не зависела от угла  $\theta$ , то мощность излучения  $P_\Sigma$  была бы равна произведению вектора Пойнтинга  $P$  на поверхность сферы  $4\pi r^2$ . В данном же случае нужно проинтегрировать элементарные мощности излучения по этой поверхности (рис. 1.5). Для интегрирования выделяем на поверхности сферы элементарное кольцо, ограниченное двумя параллельными плоскостями, которые расположены перпендикулярно оси вибратора  $Oz$  на бесконечно малом расстоянии друг от друга. Радиус окружности кольца равен  $r \sin \theta$ , а длина ее равна  $2\pi r \sin \theta$ . Всей окружности, ограничивающей сферу в меридиональной плоскости, соответствует угол  $\theta = 2\pi$ , а элементарному кольцу в этой плоскости соответствует угол  $d\theta$ . Следовательно, ширина кольца равна  $r d\theta$  и поверхность кольца

$$dA = 2\pi r \sin \theta r d\theta = 2\pi r^2 \sin \theta d\theta.$$

Через эту поверхность проходит электромагнитный поток, имеющий среднюю мощность  $P dA$ . Интегрируя ее по углу  $\theta$  от  $0$  до  $\pi$ , получаем среднюю мощность электромагнитного потока, излучаемого через всю сферу:

$$P_\Sigma = \int_0^\pi P dA = \int_0^\pi 60\pi \frac{I_m^2 l^2 \sin^2 \theta}{4r^2 \lambda^2} 2\pi r^2 \sin \theta d\theta = \frac{120\pi^2 I_m^2 l^2}{4\lambda^2} \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta,$$

где

$$\begin{aligned} \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta &= \int_0^\pi \sin^2 \theta \sin \theta d\theta = \int_0^\pi (1 - \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta = \\ &= \int_0^\pi \sin \theta d\theta + \int_0^\pi \cos^2 \theta (-\sin \theta d\theta) = \int_0^\pi \sin \theta d\theta - \int_0^\pi \cos^2 \theta d(\cos \theta) = \\ &= |-\cos \theta|_0^\pi + \left| \frac{\cos^3 \theta}{3} \right|_0^\pi = 2 - \frac{2}{3} = \frac{4}{3}. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$P_\Sigma = 40\pi^2 \frac{I_m^2 l^2}{\lambda^2} = 80\pi^2 \frac{l^2}{\lambda^2} I^2, \quad (3)$$

где  $I = I_m / \sqrt{2}$  — действующее значение тока в вибраторе.  
 Множитель при  $I^2$  является сопротивлением излучения

$$R_\Sigma = \frac{P_\Sigma}{I^2} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \approx 800 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2, \quad (4)$$

где  $R_\Sigma$  выражено в омах, а  $l$  и  $\lambda$  — в любых одинаковых единицах.

Как видно из формулы, сопротивление излучения элементарного вибратора пропорционально квадрату отношения длины вибратора к длине волны. Это показывает также, что сопротивление излучения является параметром антенны, чего нельзя сказать о мощности излучения, которая зависит не только от качества антенны, но и от тока в ней.

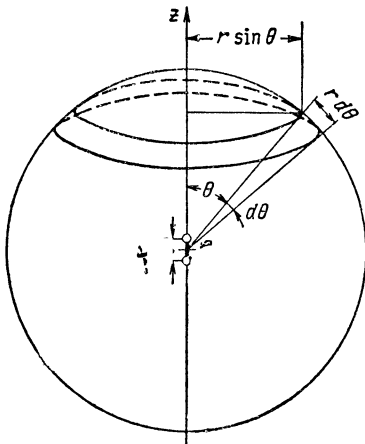


Рис. 1.5. Диполь Герца, окруженный сферой радиусом  $r$ .

2. Сопротивление потерь  $R_\Pi$ . Наряду с полезной мощностью  $P_\Sigma$  имеется некоторая мощность, которая теряется на нагрев проводов, в изоляторах, в земле и в предметах, расположенных вблизи антенны. Этой мощности потерь  $P_\Pi$  соответствует активное сопротивление, называемое сопротивлением потерь

$$R_\Pi = \frac{P_\Pi}{I^2}.$$

3. Полное активное сопротивление антенны  $R_A$ . Мощность

$P_A$ , подводимая к антенне от передатчика, складывается из мощности излучения и мощности потерь:

$$P_A = P_{\Sigma} + P_{\Pi} = I^2 (R_{\Sigma} + R_{\Pi}).$$

Сопротивление, которое соответствует мощности, подводимой к антенне, называется *полным активным сопротивлением антенны*

$$R_A = \frac{P_A}{I^2} = R_{\Sigma} + R_{\Pi}.$$

На примере симметричного и несимметричного вибраторов было показано, что ток вибратора изменяется по его длине. Поэтому *параметры антенны  $R_{\Sigma}$ ,  $R_{\Pi}$  и  $R_A$  неопределенны, если не оговорено, к какому сечению антенны они отнесены*. Обычно сопротивления  $R_{\Sigma}$ ,  $R_{\Pi}$  и  $R_A$  относят к максимальной амплитуде тока антенны или к току в основании антенны (на зажимах генератора).

**4. К. п. д. антенны  $\eta_A$ .** Это отношение мощности излучения к мощности, подводимой к антенне:

$$\eta_A = \frac{P_{\Sigma}}{P_A} = \frac{I^2 R_{\Sigma}}{I^2 R_A} = \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_{\Pi}}.$$

Из формулы видно, что для увеличения к. п. д. антенны необходимо увеличивать сопротивление излучения и уменьшать сопротивление потерь.

**5. Входное сопротивление антенны.** Это сопротивление на входных зажимах антенны, которое в общем случае имеет активную  $R_{вх}$  и реактивную  $X_{вх}$  составляющие. Активная составляющая  $R_{вх}$  по сути дела представляет собой полное активное сопротивление антенны  $R_A$ , отнесенное к ее входным зажимам, а реактивная составляющая обусловлена тем, что в зоне индукции антенны имеются электрическое и магнитное поля, которые сдвинуты по фазе на  $90^\circ$  и обладают реактивной энергией. Для увеличения эффективности антенны ее настраивают в резонанс с частотой колебаний генератора. Тогда  $X_{вх} = 0$  и антенна представляет для генератора чисто активную нагрузку.

**6. Характеристики направленности антенны.** Если антенна направленная, то плотность потока мощности излучения такой антенны в разных направлениях различная. Абсолютно ненаправленным является только точечный изотропный излучатель, а всякая реальная антенна хотя бы в какой-то мере направлена. О направленных свойствах антенны судят по ее характеристике направленности и параметрам — ширине диаграммы направленности, коэффициентам направленного действия и усиления антенны.

*Характеристикой направленности антенны называется зависимость напряженности поля излучения от направления при условии измерения этого поля на одинаковом расстоянии от антенны.*

Напряженность поля в полной мере характеризуется амплитудой, фазой и поляризацией. В связи с этим можно говорить об ам-

плитудной, фазовой и поляризационной характеристиках направленности. Чаще всего пользуются амплитудной характеристикой направленности; в ее названии обычно опускают слово «амплитудная». Функция, выражающая эту характеристику, называется *функцией направленности*. Графически представленная функция направленности называется *диаграммой направленности*.

Если мысленно поместить антенну в центре сферы определенного радиуса, то для получения пространственной (объемной) диа-

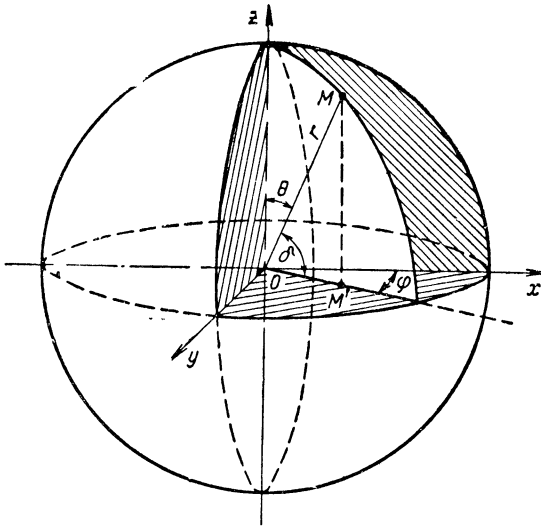


Рис. 1.6. Пространственные координаты точки  $M$ .

граммы направленности следует измерить в разных точках сферы амплитуду  $E_m$  (или действующее значение  $E$ ) напряженности поля, а затем изобразить зависимость  $E_m$  (или  $E$ ) от направления.

Положение любой точки  $M$  на сфере полностью характеризуется тремя координатами (рис. 1.6): радиусом сферы (наклонной дальностью)  $OM = r$ ; азимутальным углом  $\varphi$  между проекцией радиуса  $OM$  на горизонтальную плоскость ( $OM'$ ) и условной линией отсчета азимута  $Ox$ ; углом места  $\delta$  между радиусом  $OM$  и его проекцией на горизонтальную плоскость. В ряде случаев вместо угла места  $\delta$  удобнее пользоваться дополнительным углом  $\theta$  между радиусом  $OM$  и осью  $Oz$ , т. е. *зенитным углом*.

Для построения пространственной диаграммы направленности требуется изменять и угол азимута  $\varphi$  и зенитный угол  $\theta$  с тем, чтобы представить эту диаграмму в виде поверхности, описываемой функцией  $f(\varphi, \theta)$ .

Иногда диаграмму направленности строят по плотности потока мощности  $P$ . Тогда функцией направленности является  $f^2(\varphi, \theta)$ ,

поскольку плотность  $\Pi$  пропорциональна квадрату напряженности электрического или магнитного поля ( $\Pi = E^2/377 = H^2 \cdot 377$ ).

Для упрощения обычно ограничиваются диаграммами направленности в двух плоскостях: горизонтальной и вертикальной. При построении диаграммы направленности в горизонтальной плоскости изменяется угол азимута  $\varphi$  при постоянном зенитном угле  $\theta = 90^\circ$ , а при построении диаграммы направленности в вертикальной плоскости остается неизменным угол  $\varphi$ , а переменным является угол  $\theta$ .

Диаграммы направленности строят в полярной или прямоугольной системе координат (рис. 1.7). В полярной системе координат диаграммы выполняются следующим образом: под углом  $\theta$  к исходному направлению (например,  $\theta = 0, 15, 30, 45^\circ$ ..) откладывают

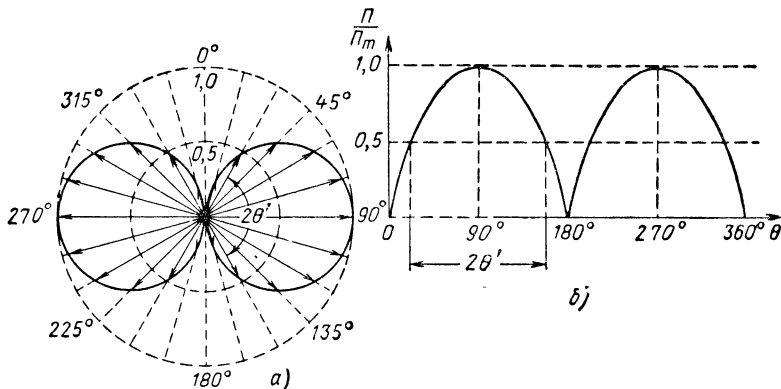


Рис. 1.7. Диаграммы направленности антенны в полярной (а) и прямоугольной (б) системах координат.

радиус-вектор, длина которого пропорциональна напряженности поля  $E$  (или плотности потока мощности  $\Pi$ ) в направлении данного радиуса, а затем концы этих радиусов-векторов соединяют плавной линией. В прямоугольной системе координат по оси абсцисс откладывается угол, характеризующий направление в соответствующей плоскости, а по оси ординат  $E$  (или  $\Pi$ ). Диаграммы направленности, выполненные в полярных координатах, отличаются большей наглядностью, поскольку они дают возможность представить, как изменяется интенсивность поля в пространстве. Диаграммы направленности в прямоугольной системе координат могут иметь любой масштаб по обеим осям, благодаря чему они отличаются большей четкостью, даже в области малой интенсивности электромагнитного поля.

Обратимся к диполю Герца. Из выражений (1), (2) находим, что множитель  $\sin \theta$  определяет зависимость амплитуды напряженности поля от направления. Стало быть, функцией направленности элементарного вибратора по полю и мощности служат соответствен-

$$f(\varphi, \theta) = \sin \theta \quad \text{и} \quad f^2(\varphi, \theta) = \sin^2 \theta. \quad (5)$$



В эти функции входит зенитный угол  $\theta$ , но в них нет азимутального угла  $\varphi$ , т. е. *диполь Герца обладает направленным действием в меридиональной плоскости и не имеет направленности в экваториальной плоскости.*

Для меридиональной плоскости (плоскости  $E$ ) полярная диаграмма направленности диполя имеет форму восьмерки (см. рис. 1.7, а), а для экваториальной плоскости (плоскости  $H$ ) — окружности (рис. 1.8, а). На рис. 1.7, б и 1.8, б показаны соответствующие диаграммы в прямоугольных координатах. Совмещая полярные диаграммы в плоскостях  $E$  и  $H$ , получаем пространственную диаграмму направленности диполя Герца в виде тора (рис. 1.9).

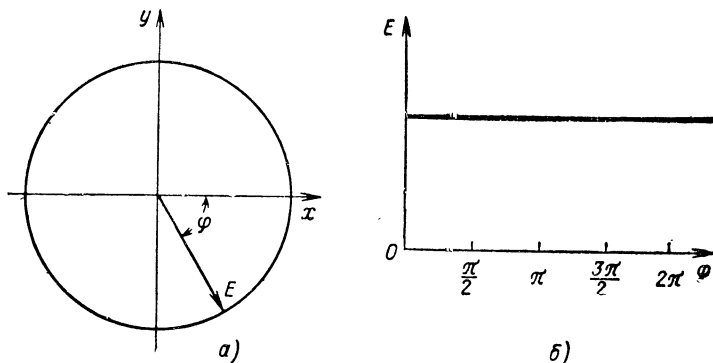


Рис. 1.8. Диаграммы направленности диполя Герца в экваториальной плоскости.

Диаграмма направленности антенны может быть многолепестковой (рис. 1.10). Такая диаграмма, кроме главного (основного) лепестка  $1$ , содержит боковые  $2$  и задний  $3$  (направленный противоположно главному  $1$ ) лепестки. Всегда стремятся к устранению боковых и заднего лепестков в диаграмме, так как они означают бесполезное рассеивание энергии за пределами линии радиосвязи, а в случае радиолокации или радионавигации могут еще вызвать ошибочное определение угловых координат объекта.

Когда речь идет о направленных свойствах антенны, обычно интересуются не абсолютной величиной, а относительным распределением электромагнитного поля. Поэтому на практике широко пользуются *нормированными характеристиками направленности*, в которых величины напряженности поля  $E_m$  или плотности потока мощности  $\Pi$  в направлении  $(\varphi, \theta)$  выражены относительно их максимального значения  $E_{mm}$  (или  $\Pi_m$ ). Функции этих характеристик обозначаются:

$$F(\varphi, \theta) = \frac{f(\varphi, \theta)}{f_m(\varphi, \theta)} = \frac{E_m}{E_{mm}},$$

$$F^2(\varphi, \theta) = \frac{f^2(\varphi, \theta)}{f_m^2(\varphi, \theta)} = \frac{\Pi}{\Pi_m}.$$

На рис. 1.7, б, 1.10, б показаны нормированные диаграммы антенны по мощности.

Во многих случаях, например для диполя Герца, функция  $f(\varphi, \theta)$  имеет максимум  $f_m(\varphi, \theta) = 1$ . При этом условии  $F(\varphi, \theta) = f(\varphi, \theta)$ , т. е. функции нормированной и ненормированной характеристик совпадают.

Пользование диаграммой направленности значительно упрощается применением логарифмической шкалы измерения уровней излучения. Единицами этой шкалы служат непер (*неп*) и децибел (*дб*).

*Непер* является единицей, которой выражается натуральный логарифм отношения любых однородных величин, а *децибел* равен десятой доле бела (*б*),

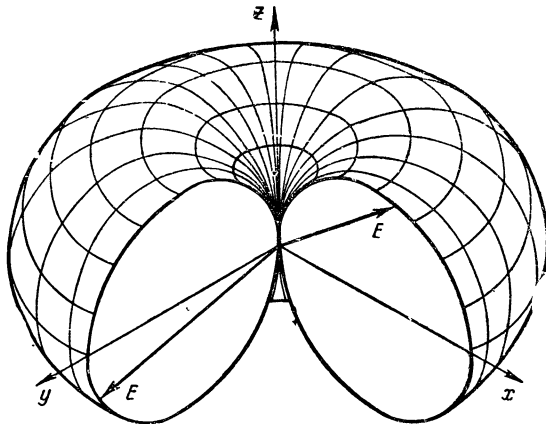


Рис. 1.9. Объемная (пространственная) диаграмма направленности диполя Герца.

который является единицей десятичного логарифма отношения мощностей:

$$N = \ln \frac{P_2}{P_1} [\text{неп}], \quad N = \lg \frac{P_2}{P_1} [\text{б}], \quad N = 10 \lg \frac{P_2}{P_1} [\text{дб}].$$

Так как мощность пропорциональна квадрату напряжения, тока или напряженности поля, то при измерении относительных величин напряженностей поля получается

$$N = \ln \frac{E_2}{E_1} [\text{неп}], \quad N = \lg \frac{E_2^2}{E_1^2} = 2 \lg \frac{E_2}{E_1} [\text{б}],$$

$$N = 20 \lg \frac{E_2}{E_1} [\text{дб}].$$

Имея в виду, что натуральный логарифм любого числа в 2,3 раза больше десятичного логарифма того же числа, можно записать

$$2,3 \lg \frac{E_2}{E_1} [\text{неп}] = 20 \lg \frac{E_2}{E_1} [\text{дб}].$$

Следовательно,

$$1 \text{ неп} = 8,686 \text{ дб}.$$

В табл. 1.1 приведены соотношения между уровнем  $N$ , выраженным в децибелах, и отношениями мощностей  $P_2/P_1$  и напряженностей поля  $E_2/E_1$ .

Согласно диаграмме направленности, приведенной на рис. 1.11, уровень первого бокового лепестка на  $30 \text{ дб}$  ниже, чем уровень главного лепестка. Это значит, что в направлении максимума первого

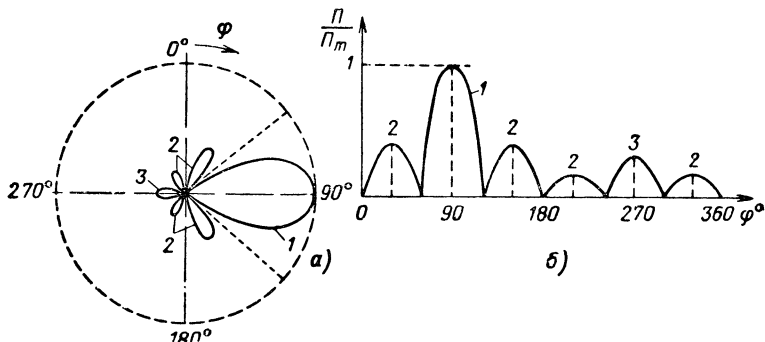


Рис. 1.10. Многолепестковая диаграмма направленности:  
 а—в полярной системе координат; б—в прямоугольной системе координат.

бокового лепестка напряженность поля в 31,6 раза, а плотность потока излучаемой мощности в 1000 раз меньше, чем в направлении максимума главного лепестка.

Таблица 1.1

$P_{\Sigma \text{ макс}}/P_{\Sigma}$	1	1,26	1,58	2	4	10	100	1000	10 000	1 000 000
$E_{\text{ макс}}/E$	1	1,12	1,26	1,41	2	3,16	10	31,6	100	1 000
$N, \text{ дб}$	0	1	2	3	6	10	20	30	40	60

## 7. Параметры, выражающие направленное действие антенны.

Шириной диаграммы направленности называется угловой сектор, охватывающий часть главного лепестка диаграммы, в пределах которого напряженность поля изменяется до  $1/\sqrt{2} = 0,707$  от напряженности поля в направлении максимального излучения. Это, очевидно, соответствует изменению по мощности до  $(1/\sqrt{2})^2 = 0,5$  (3 дб). Например, ширина диаграммы направленности элементарного вибратора  $2\theta' = 78^\circ$ , ширина диаграммы, приведенной на рис. 1.7,  $2\theta' = 120^\circ$ , а на рис. 1.11  $2\varphi' = 1,8^\circ$ .

Иногда ширина диаграммы направленности антенны отсчитывается на нулевом уровне (обозначается  $2\varphi'_{0,1}$ ) или на уровне 0,1 (обозначается  $2\varphi'_{0,1}$ ) от максимума.

Коэффициентом направленного действия (КНД)  $D$  называется отношение плотности потока мощности, излучаемой данной антенной в определенном направлении, к плотности потока мощности, которая излучалась бы абсолютно ненаправленной антенной в любом направлении, при равенстве полной мощности излучения обеих антенн и при условии, что измерения производятся на одинаковом удалении от них. Наибольший интерес представляет КНД в направлении максимального излучения антенны:

$$D = \frac{P_m}{P_{cp}}$$

Этот коэффициент впервые введен А. А. Пистолькорсом в 1929 г.

Обозначим действующие значения напряженности поля на расстоянии  $r$  от данной антенны в направлении ее максимального излучения через  $E_{\max}$  и на том же расстоянии от фиктивного ненаправленного (изотропного) излучателя через  $E_0$ . Так как  $P_m = E_{\max}^2/Z_0$ , а  $P_{cp} = E_0^2/Z_0$ ,

$$D = \frac{P_m}{P_{cp}} = \frac{E_{\max}^2}{E_0^2}. \quad (6)$$

Теперь выведем зависимость коэффициента  $D$  от параметров вибратора с равномерным распределением тока. По определению, мощность излучения этого вибратора  $P_{\Sigma} = I^2 R_{\Sigma}$  должна быть равна мощности излучения изотропного излучателя. Поэтому, разделив  $I^2 R_{\Sigma}$  на поверхность сферы радиуса  $r$ , т. е. на  $4\pi r^2$ , получим плотность потока мощности изотропного излучателя  $P_{cp}$ . Вместе с тем  $P_{cp} = E_0^2/120\pi$ , где  $\frac{E_0^2}{120\pi} = \frac{I^2 R_{\Sigma}}{4\pi r^2}$ .

Отсюда находим

$$E_0^2 = \frac{30 I^2 R_{\Sigma}}{r^2}.$$

Это соотношение и выражение (2) позволяют представить формулу (6) в следующем виде:

$$D = \frac{E_{\max}^2}{E_0^2} = \frac{60^2 \pi^2 I^2 l^2}{r^2 \lambda^2} \frac{r^2}{30 I^2 R_{\Sigma}} = \frac{120 \pi^2 (l/\lambda)^2}{R_{\Sigma}}. \quad (7)$$

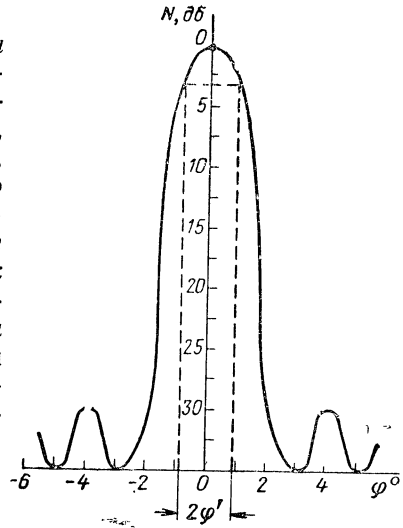


Рис. 1.11. Диаграмма направленности антенны в логарифмическом масштабе по оси ординат.

Для диполя Герца сопротивление излучения  $R_{\Sigma} = 80\pi^2(l/\lambda)^2$  и, следовательно, его коэффициент направленного действия равен

$$D = 1,5. \quad (8)$$

Коэффициентом усиления антенны (КУ)  $G$  называется произведение коэффициента направленного действия на к. п. д. антенны, т. е.

$$G = D\eta_A.$$

КУ более полно характеризует антенну, чем КНД, так как множитель  $D$  учитывает только концентрацию энергии в определенном направлении, а другой множитель  $\eta_A$  — еще и уменьшение излучения вследствие потерь мощности в антенне.

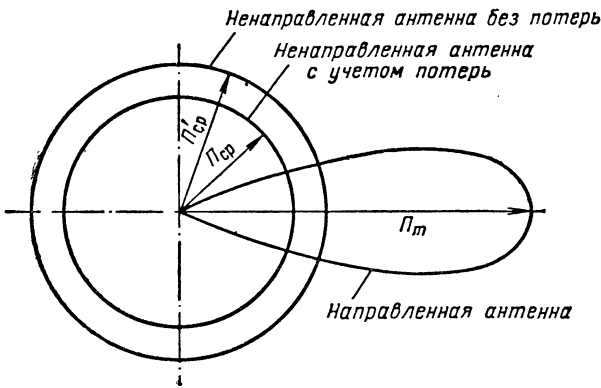


Рис. 1.12. К определению коэффициентов направленного действия и усиления антенны.

Коэффициенты направленного действия и усиления антенны могут быть измерены в неперах и децибелах.

Для выяснения физического смысла КУ рассмотрим диаграмму направленности, приведенную на рис. 1.12. Допустим, что мощность излучения антенны равномерно распределена по всем направлениям, тогда в направлении, где плотность потока мощности максимальна  $P_m$ , она уменьшится до  $P_{cp}$ . Пусть, кроме того, такая ненаправленная антенна станет идеальной, т. е. в ней не будет потерь (к. п. д.  $\eta_A = 1$ ); тогда плотность потока мощности излучения уменьшится менее значительно — до величины  $P'_{cp}$ .

В антенне, не имеющей потерь, мощность излучения равна подводимой. Следовательно, для реальной антенны плотность  $P'_{cp}$  соответствует подводимой мощности и ее к. п. д.  $\eta_A$  равен

$$\eta_A = \frac{P_{cp}}{P'_{cp}},$$

**а** коэффициент усиления

$$G = D\eta_A = \frac{P_m}{P_{cp}} \frac{P_{cp}}{P'_{cp}} = \frac{P_m}{P'_{cp}}.$$

Иначе говоря, коэффициент направленного действия определяется на основе сравнения данной антенны с *ненаправленной, имеющей такие же потери, как данная направленная антенна*, т. е. отношением  $P_m/P_{cp}$ , а коэффициент усиления — на основе сравнения с *ненаправленной и не имеющей потерь антенной*, т. е. отношением  $P_m/P'_{cp}$ .

Так как абсолютно ненаправленных излучателей нет, то коэффициент усиления антенны часто определяют, сравнивая ее с симметричным вибратором длиной  $l = \lambda/2$ .

**8. Диапазонные свойства антенны.** Эти свойства антенны оцениваются диапазоном рабочих частот (полосой пропускания), в пределах которого (которой) любой радиотехнический параметр, например КНД, изменяется в заданных пределах. Рабочий диапазон частот может ограничиваться зависимостью от частоты входного сопротивления и формы диаграммы направленности антенны, режима работы фидера, поляризации излучаемой волны и т. д.

Отсутствие частотных искажений особенно существенно при передаче радиосигналов с широким спектром частот и использованием одной и той же антенны на различных несущих частотах.

**9. Максимальное напряжение в антенне.** Это наибольшее напряжение на вибраторе при возбуждении его модулированным током с заданным коэффициентом модуляции. Если оно превышает допустимую величину, то электрическое поле возле антенны вызывает ионизацию воздуха и электрический разряд. На длинных и средних волнах разряд имеет вид короны (свечения), а на коротких волнах — факела (пламени). Газовый разряд, происходящий при перенапряжениях в антенне, связан с непрерывной затратой энергии на ионизацию и рекомбинацию (восстановление) молекул воздуха. В результате газового разряда увеличиваются потери электромагнитной энергии и уменьшается к. п. д. антенны; возникает опасность разрушения антенны из-за перегорания проводов и пробоя изолятора; увеличиваются искажения передаваемого сигнала в связи с дополнительной модуляцией сигнала беспорядочными токами ионизации.

**Эксплуатационные характеристики передающей антенны.** К передающей антенне предъявляются следующие эксплуатационные требования:

1. Высокая механическая прочность и надежность в эксплуатации. Это свойство особенно важно для самолетных антенн, которые, как и все авиационные приборы, работают в условиях больших изменений температуры, влажности и атмосферного давления, а также сильных механических вибраций.

2. Минимальные габариты и вес. Этот показатель, как и предыдущий, весьма важен для антенн самолетных и передвижных наземных радиостанций.

3. Простота и эффективность согласования элементов антенной системы, необходимые для быстрой настройки антенного устройства.

4. Минимальная стоимость изготовления и установки антенного устройства.

5. Безопасность эксплуатации, особенно для мощных радиостанций, в антеннах которых возбуждаются токи мощностью до нескольких сотен киловатт.

6. Минимальное время, необходимое для развертывания антенны. Это требование в первую очередь относится к антенным устройствам наземных передвижных радиостанций, которые обычно монтируются на автомашинах.

Качественные показатели антенны, вытекающие из перечисленных требований, связаны между собой. Так, например, увеличение сопротивления излучения способствует не только повышению к. п. д. антенны, но и улучшению ее частотной характеристики, поскольку с увеличением сопротивления излучения возрастает затухание, вносимое в антенный контур, и притупляется его резонансная кривая. Есть и такие требования к качественным показателям антенны, которые противоречат друг другу. Например, уменьшение размеров антенны влечет за собой ослабление ее направленного действия и понижение к. п. д. Такие противоречия обычно устраняются на базе компромиссных решений. В зависимости от назначения антенны к ней могут предъявляться дополнительные требования.

## 4. Характеристики и параметры приемных антенн

Хотя характеристики и параметры приемных антенн те же, что и передающих, но физический смысл их имеет некоторые особенности, которые определяются условиями работы приемной антенны.

Допустим, что на антенну  $A$  воздействует плоская волна  $TEM$  с векторами  $E$ ,  $H$  и  $P$ , направленными так, как показано на рис. 1.13.

Электрическое поле, силовые линии которого отмечены кружочками, параллельны вибратору  $A$  и индуцируют в нем э. д. с., вызывающую ток в цепи антенны. Этот ток сопровождается излучением вторичных волн и интерференцией их с первичными волнами. В результате интерференции структура электромагнитного поля приемной антенны изменяется. В направлении к передающей антенне поля приобретают характер стоячих волн и согласно граничным условиям (вибратор обладает высокой проводимостью) электрическое поле на поверхности вибратора почти отсутствует, а магнитное поле, силовые линии которого показаны пунктирными линиями, имеет максимальную напряженность. Интенсивность волн, переизлучаемых приемной антенной, мала и на некотором удалении от нее уже восстанавливается нормальная структура бегущих волн  $TEM$  (изменения полей  $E$  и  $H$  совпадают во времени и в пространстве).

Из сказанного выявляется физический смысл параметра  $R_{\Sigma}$  для приемной антенны: сопротивление излучения  $R_{\Sigma}$  соответствует переизлучаемым (вторичным) волнам.

*Характеристика направленности приемной антенны* выражает зависимость э. д. с. в антенне  $\mathcal{E}_A$  от направления проходящей волны. Убедимся на примере диполя Герца, что направленные свойства антенны одинаковы при работе ее на передачу и прием.

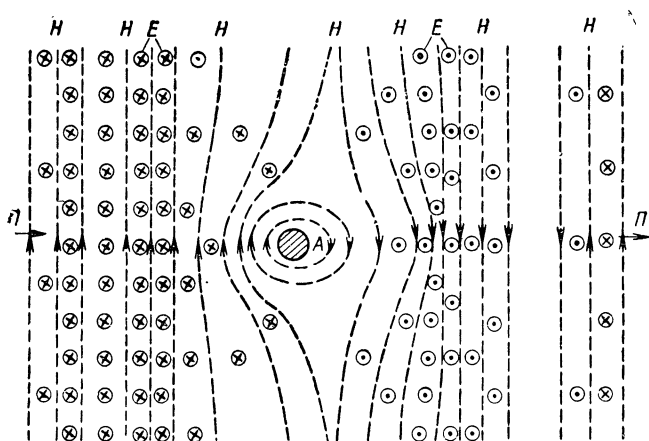


Рис. 1.13. Электромагнитное поле вокруг приемной антенны.

Диполь длиной  $l$  пересекается электромагнитной волной  $\Pi$  под углом  $\theta$  к оси диполя (рис. 1.14). При таком направлении волны вектор электрического поля  $E$  образует угол  $90^\circ - \theta$  с осью диполя, а тангенциальная составляющая электрического поля равна  $E_{\tau} = E \cos(90^\circ - \theta) = E \sin \theta$ . Следовательно, э. д. с., индуцируемая в диполе:

$$\mathcal{E}_A = E_{\tau} l = El \sin \theta.$$

Судя по последнему множителю, характеристика направленности приемного диполя Герца такая же, как передающего:

$$F(\theta) = f(\theta) = \sin \theta.$$

Направленное действие приемной антенны приобретает особое значение в связи с тем, что основной задачей ее является получение на входе приемника максимальной мощности сигнала по сравнению с мощностью помех.

Предположим, что помехи поступают в антенну со всех направлений. При этом условии остронаправленная антенна позволяет уменьшить телесный угол, в пределах которого воспринимаются помехи. В результате отношение сигнал/помеха на входе приемника возрастает.



Если же помехи имеют какое-нибудь преимущественное направление, отличное от направления полезного сигнала (рис. 1.15), то отношение сигнал/помеха можно еще более повысить. Для этого диаграмма направленности антенны должна иметь ярко выраженное направление нулевого приема, которое совмещают с направлением помехи; правда, теперь направление сигнала может не совпасть с максимумом главного лепестка диаграммы и тем не менее отношение сигнал/помеха окажется высоким даже при широкой диаграмме направленности антенны.

Во избежание усиления антенной внешних помех, направление которых соответствует боковым лепесткам диаграммы направленности, нужно, чтобы размеры этих лепестков были как можно меньше.

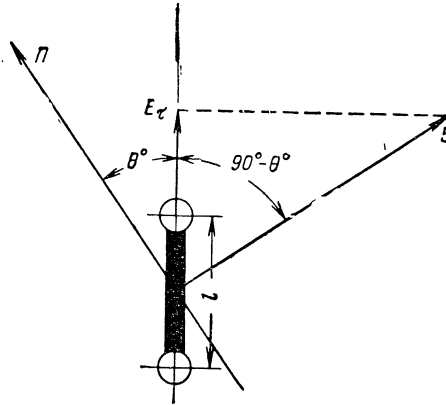


Рис 1.14 Приемный диполь Герца.

Параметры  $\eta_A$ ,  $D$  и  $G$  для приемной антенны формулируются иначе, чем для передающей.

*К. п. д. приемной антенны  $\eta_A$*  равен отношению мощности, поступающей в нагрузку, согласованную с реальной антенной, к мощности, которая подводилась бы к той же нагрузке антенной, отличающейся от данной отсутствием потерь.

*Коэффициент направленного действия приемной антенны  $D$*  есть отношение мощности, подводимой к приемнику от данной антенны, ориентированной в направлении проходящего сигнала, к мощности, которая подводилась бы к приемнику от абсолютно ненаправленной антенны при условии, что к. п. д. обеих антенн и напряженность поля в месте их расположения одинаковые.

*Коэффициент усиления приемной антенны  $G$*  — отношение мощности, подводимой к приемнику от данной антенны, к мощности, подводимой к нему от ненаправленного или полуволнового вибратора без потерь, при условии, что обе антенны ориентированы в направлении проходящего сигнала и находятся в поле одинаковой

напряженности. Для приемной антенны, так же как и для передающей,  $G = D\eta_A$ .

Чтобы оценить э. д. с.  $\mathcal{E}_A$ , индуцируемую в приемной антенне, используют параметр, называемый *действующей высотой*  $h_d$ . Это отношение э. д. с.  $\mathcal{E}_A$  к составляющей напряженности электрического поля  $E_\tau$ , параллельной проводу антенны,

$$h_d = \frac{\mathcal{E}_A}{E_\tau}.$$

Действующая высота равна геометрической  $l$  только при равномерном распределении тока по длине вибратора, а в остальных случаях  $h_d \neq l$ . Параметр  $h_d$  характеризует и передающую антенну, но роль  $h_d$  в теории приемных антенн больше, чем в теории передающих

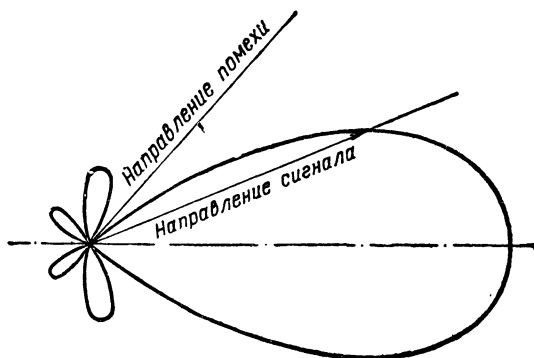


Рис. 1.15. Увеличение отношения сигнал/помеха при помощи направленной приемной антенны.

На УКВ, где внешние помехи сравнительно слабы и соизмеримы по мощности с внутренними шумами приемного устройства, важным параметром приемной антенны является ее *эффективная шумовая температура*  $T_A$ . Это та температура, до которой следует нагреть сопротивление излучения антенны, чтобы оно выделяло мощность, равную мощности шумов данной антенны.

Если бы последняя была идеальной ( $\eta_A = 100\%$ ) и в ее диаграмме направленности не было бы боковых и заднего лепестков, то температура  $T_A$  была бы равна результирующей температуре космических и атмосферных шумов. В реальной антенне имеются тепловые потери ( $\eta_A < 100\%$ ), за счет которых возникают дополнительные шумы и повышается шумовая температура антенны. При наличии в диаграмме направленности боковых и заднего лепестков температура  $T_A$  возрастает еще за счет шумов, улавливаемых этими лепестками. Особенно значительно повышается шумовая температура антенны, когда ее диаграмма направленности охватывает земную поверхность, поскольку потери электромагнитной энергии в земле больше, чем в «холодном» небе. Так, например, остронаправ-

ленная антенна, ориентированная в зенит, имеет  $T_A < 10^\circ\text{K}$ , а ориентированная на землю —  $T_A$  порядка  $300^\circ\text{K}$ .

Шумовая температура антенны  $T_A$  должна быть как можно меньше по сравнению с шумовой температурой приемника  $T_{\text{пр}}$ . В последние годы техника усиления СВЧ достигла высокого уровня развития, благодаря чему удалось достичь величины  $T_{\text{пр}}$ , меньшей  $T_A$ . Например, в квантовых усилителях температура  $T_{\text{пр}} = 5 \div 30^\circ\text{K}$ , а создать антенну с  $T_A < 5 \div 30^\circ\text{K}$  чрезвычайно трудно.

Приемная антенна играет роль генератора для приемника и, следовательно, для отдачи наибольшей мощности в нагрузку (т. е. в приемник) должно быть установлено определенное соотношение между сопротивлениями данной антенны (на выходных клеммах) и входной цепи приемника. При согласованной таким образом антенне основным параметром ее служит *эффективная поверхность*  $S_{\text{эф}}$ , величину которой определяют исходя из того, что если эта поверхность расположена перпендикулярно направлению волны и полностью поглощает энергию волны, то на площади  $S_{\text{эф}}$  должна выделиться такая же мощность  $P_{\text{макс}}$ , какая улавливается реальной антенной. Иначе говоря, эффективная поверхность равна частному от деления мощности  $P_{\text{макс}}$  на плотность потока мощности волны  $\Pi$

$$S_{\text{эф}} = \frac{P_{\text{макс}}}{\Pi}. \quad (9)$$

Во многих устройствах приемные антенны проще передающих по конструкции, они имеют меньшую высоту, в них нет дорогостоящих радиомачт и изоляторов, рассчитанных на большую электрическую прочность; однако по большинству качественных показателей требования к приемным и передающим антеннам одинаковые.

## II

# СИММЕТРИЧНЫЙ И ЗАЗЕМЛЕННЫЙ ВИБРАТОРЫ

## 5. Электромагнитное поле симметричного вибратора

Симметричный вибратор отличается от диполя Герца неравномерным распределением тока по своей длине. Однако теория диполя Герца позволяет выявить свойства симметричного вибратора, так как последний может быть представлен в виде бесконечно большого числа элементарных диполей Герца. В любой точке пространства поля элементарных вибраторов интерферируют и в зависимости от разности фазы между ними результирующее поле усиливается или ослабляется составляющими отдельных элементов симметричного вибратора.

Это определяет схему исследования, которой будем придерживаться при рассмотрении почти всех излучателей: сначала излучатель разбивается на элементарные, поля которых в отдельности известны из пройденной части курса; эти поля суммируются с учетом того, как распределены по амплитуде и фазе токи в излучателе и какова разность хода лучей от элементов вибратора к данной точке пространства; в полученном выражении результирующего поля выявляется амплитуда и множитель, определяющий зависимость этой амплитуды от направления, т. е. функция направленности; последняя нормируется (если это требуется) и представляется в виде диаграммы. Как видно, для исследования симметричного вибратора необходимо прежде всего знать закон распределения тока в нем. В инженерной практике эту задачу решают, исходя из аналогии вибратора с двухпроводной линией. Такая аналогия дает некоторые погрешности:

1. Обычная двухпроводная линия является цепью с равномерно распределенными постоянными, а антенна имеет неравномерно распределенные параметры. В частности, в симметричном вибраторе по мере удаления от зажимов генератора расстояние между симметричными участками провода и его погонные параметры изменяются.

2. Электрическое поле двухпроводной линии потенциальное, а антенны — вихревое. Так как энергия, затрачиваемая на перенос заряда в вихревом поле вибратора, зависит от траектории движения заряда, то разность потенциалов между двумя точками вибратора становится неопределенной. Понятием напряжения на вибраторе можно пользоваться только тогда, когда длина вибратора мала по сравнению с длиной волны или когда речь идет о разности потенциалов на зажимах антенны, где электрическое поле близко к потенциальному. В остальных случаях о потенциалах антенны будем говорить, как о величине, пропорциональной поверхностной плотности зарядов.

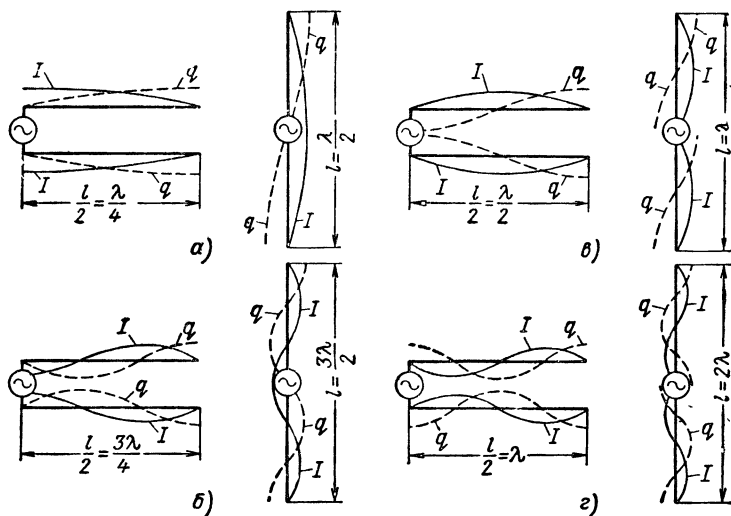


Рис. 2.1. Распределение амплитудных значений тока и заряда по длине разомкнутой линии и соответствующих симметричных вибраторов.

3. Электромагнитное поле линией не излучается, а вибратором излучается, и так как это поле в свою очередь влияет на ток вибратора, то распределение тока получается несколько иным, чем в линии.

Погрешности при использовании указанной аналогии тем больше, чем большую часть длины волны составляют поперечные размеры вибратора. Опыт показывает, что в диапазоне длинных, средних, а в ряде случаев и коротких волн вносимые погрешности не выходят за пределы допустимых.

На рис. 2.1 показано распределение заряда и амплитуды тока в разомкнутой линии и в соответствующем по длине вибраторе при  $l = \lambda/2, \lambda, 3\lambda/2, 2\lambda$ . На концах линии ток равен нулю, а заряды максимальны (узел тока и пучность заряда). По мере приближения к зажимам генератора ток и заряды в линии изменяются по законам

стоячих волн. Переход от линии к вибратору осуществлен поворотом проводов в противоположные стороны на  $90^\circ$  с сохранением кривых изменения тока и заряда. В результате выявляется, что в симметричных сечениях вибратора любой длины заряды численно равны и противоположны по знаку, а токи равны по величине и совпадают по фазе. Последнее обстоятельство столь важно, что полезно запомнить: симметричным вибратором является такой прямолинейный провод, в симметричных точках которого токи равны и совпадают по направлению и фазе.

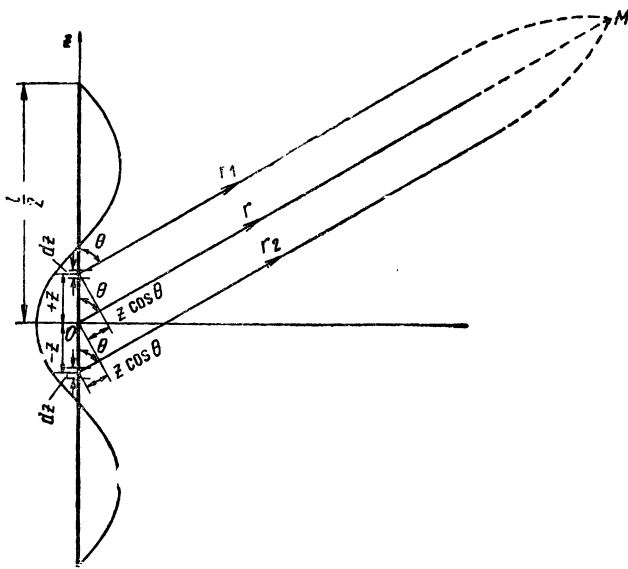


Рис. 2.2. Взаимное расположение симметричного вибратора и точки  $M$ , в которой определяется его поле излучения.

Если вдоль вибратора укладывается целое число полувольт, то вибратор называется *гармонической антенной*. Длина гармонической антенны

$$l = p \frac{\lambda}{2},$$

где  $p$  — номер гармоники.

Найдем симметричного вибратора. На рис. 2.2 ось симметричного вибратора совпадает с осью  $Oz$ , а середина вибратора находится в начале координат.

Если точка  $M$  расположена на расстоянии  $r$  от середины вибратора и под углом  $\theta$  к оси  $Oz$ , то элементарные участки вибратора с координатами  $+z$  и  $-z$  удалены от той же точки на расстояния  $r_1 = r - z \cos \theta$  и  $r_2 = r + z \cos \theta$ .

Разность  $r_2 - r_1 \ll r$ , а поэтому при определении амплитуды элементарных полей  $dE_m$  можно разность  $r_2 - r_1$  не учитывать, т. е. считать, что  $r_1 \approx r_2 \approx r$ . Однако при расчете фазового сдвига полей этого делать нельзя, так как разность хода волн соизмерима с длиной волны, и если, скажем,  $r_2 - r_1 = \lambda/2$ , то в данной точке пространства результирующее поле равно нулю, несмотря на то, что оно вызвано двумя равными и синфазными токами.

В соответствии с этим мгновенные значения напряженности электрического поля, возбуждаемого в точке  $M$  элементарными участками вибратора:

$$dE_1 = dE_m \sin(\omega t - \beta r_1) = dE_m \sin(\omega t - \beta r + \beta z \cos \theta),$$

$$dE_2 = dE_m \sin(\omega t - \beta r_2) = dE_m \sin(\omega t - \beta r - \beta z \cos \theta).$$

Определим результирующее поле, создаваемое обоими участками вибратора, пользуясь подстановкой  $\omega t - \beta r = \xi$ :

$$\begin{aligned} dE &= dE_1 + dE_2 = dE_m [\sin(\xi + \beta z \cos \theta) + \sin(\xi - \beta z \cos \theta)] = \\ &= 2 \sin \xi \cos(\beta z \cos \theta) dE_m. \end{aligned}$$

Так как элементарный участок симметричного вибратора эквивалентен элементарному вибратору длиной  $dz$  при токе с амплитудой  $I_{zm}$ , то в соответствии с формулой (2)

$$dE_m = \frac{60\pi I_{zm} dz}{r\lambda} \sin \theta,$$

а

$$dE = \frac{120\pi I_{zm} \sin \theta}{r\lambda} \sin \xi \cos(\beta z \cos \theta) dz.$$

Для определения напряженности электрического поля всего вибратора данное выражение следует проинтегрировать по  $z$  в пределах от 0 до  $l/2$ , имея в виду, что  $I_{zm}$  зависит, а  $\xi$  не зависит от координаты  $z$ :

$$E_{\text{МГН}} = \frac{120\pi}{r\lambda} \sin \theta \sin \xi \int_0^{l/2} I_{zm} \cos(\beta z \cos \theta) dz.$$

Это выражение согласно приложению I приводится к виду

$$E_{\text{МГН}} = \frac{60I_m}{r} f(\theta) \sin(\omega t - \beta r), \quad (10)$$

где  $I_m$  — амплитуда тока в пучности.

Множитель  $\sin(\omega t - \beta r)$  указывает на то, что симметричный вибратор излучает бегущие волны. В этом множителе фазовый угол  $\omega t - \beta r$  зависит от расстояния  $r$  (а не от  $r_1$  и  $r_2$ ) между точками  $M$  и  $O$  и не зависит от угловых координат. Первое означает, что *средняя точка  $O$  является эквивалентной точкой излучения (фазовым*

центром) всего вибратора, а второе означает, что излучаемые волны сферические.

Первые два множителя определяют амплитуду напряженности электрического поля в направлении угла  $\theta$

$$E_m = \frac{60I_m}{r} f(\theta), \quad (11)$$

причем  $f(\theta)$  является функцией направленности вибратора:

$$f(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \cos \theta\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\sin \theta}. \quad (12)$$

Эта функция угла  $\theta$ , т. е. амплитуда напряженности поля симметричного вибратора вследствие интерференции полей элементарных участков вибратора изменяется в меридиональной плоскости.

Обратная пропорциональность амплитуды поля  $E_m$  и расстояния от вибратора  $r$  — еще один признак того, что симметричный вибратор, как и диполь Герца, излучает сферические волны.

Отсутствие в функции направленности угла  $\theta$  указывает на то, что симметричный вибратор, подобно диполю Герца, не обладает направленными свойствами в экваториальной плоскости.

На рис. 2.3 изображены нормированные диаграммы направленности симметричного вибратора. Уравнение этих диаграмм  $F(\theta)$  составлялось делением функции  $f(\theta)$  [см. формулу (12)] на ее максимум  $f_m(\theta)$ .

Для полуволнового вибратора ( $l = \lambda/2$ ,  $p = 1$ , рис. 2.3, а) нормированная и ненормированная функции направленности одинаковые, так как  $f_m(\theta) = f(90^\circ) = 1$ :

$$F(\theta) = \frac{f(\theta)}{f_m(\theta)} = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}. \quad (13)$$

Диаграмма этой функции весьма незначительно отличается от соответствующей диаграммы диполя Герца (пунктирная линия на рис. 2.3, а) и потому для симметричных вибраторов, длина которых не превышает  $\lambda/2$ , можно пользоваться более простым выражением:  $F(\theta) = \sin \theta$ . В экваториальной плоскости таких вибраторов ( $\theta = 90^\circ$ ) разность хода лучей от симметричных пар элементарных участков равна нулю, вследствие чего излучение в этой плоскости максимально [ $F_m(\theta) = 1$ ] и амплитуда

$$E_m = \frac{60I_m}{r} F_m(\theta) = \frac{60I_m}{r}.$$

В направлении своей оси все элементарные вибраторы, а следовательно, и полуволновый вибратор не излучают энергии.

Для вибратора длиной  $l = \lambda$  (рис. 2.3, б) максимум функции направленности соответствует  $\theta = 90^\circ$  и равен  $f_m(\theta) = 2$ . Поэтому



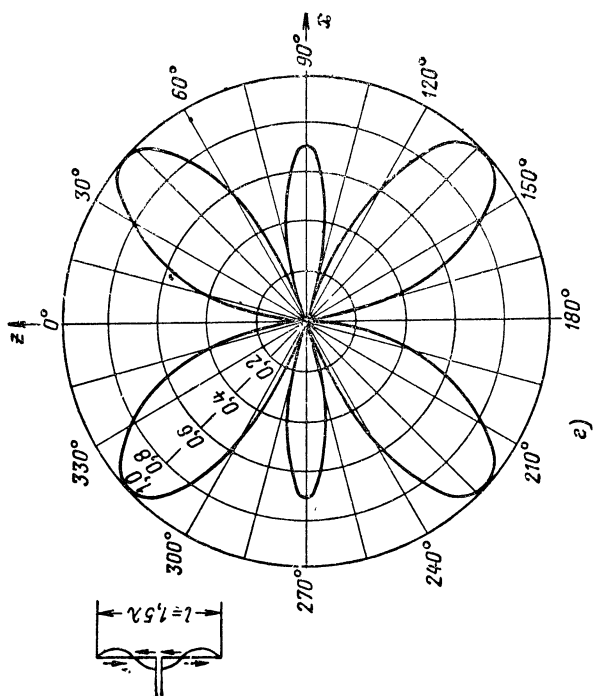
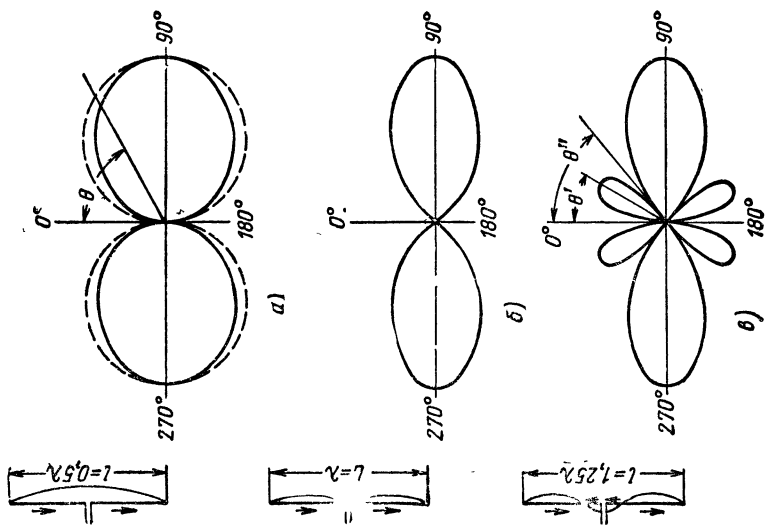
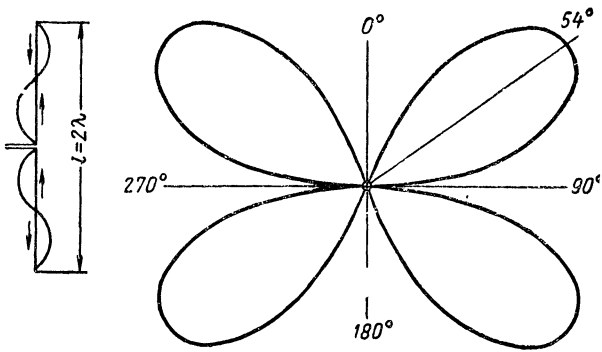
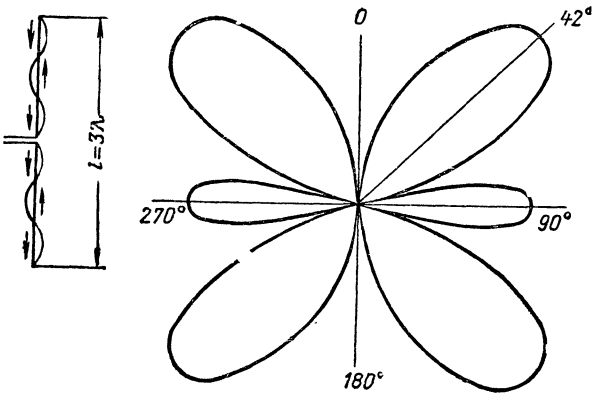


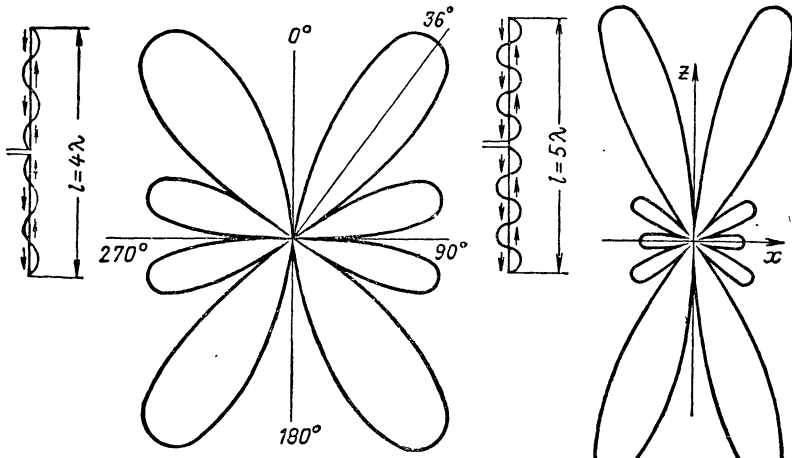
Рис. 2.3. Диаграммы направленности в меридиональной плоскости симметричного вибратора длиной:  
 а)  $l = 0,5\lambda$ ; б)  $l = \lambda$ ; в)  $l = 1,25\lambda$ ; г)  $l = 1,5\lambda$ ;



d)



e)



ж)

3)

d)  $l = 2\lambda$ ; e)  $l = 3\lambda$ ; ж)  $l = 4\lambda$ ; 3)  $l = 5\lambda$ ,

нормированная функция направленности в данном случае имеет вид

$$F(\theta) = \frac{1}{2} \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \cos \theta\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\sin \theta} = \frac{1}{2} \frac{\cos(\pi \cos \theta) + 1}{\sin \theta}.$$

При таком вибраторе наблюдается значительное усиление направленности по сравнению с  $l = \lambda/2$ , что можно объяснить двукратным увеличением числа элементарных вибраторов, каждый из которых обладает некоторыми направленными свойствами в меридиональной плоскости.

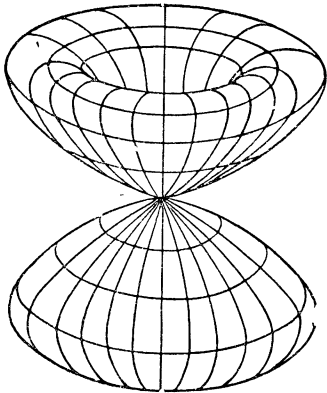


Рис. 2.4. Пространственная диаграмма направленности симметричного вибратора длиной  $l = 2\lambda$ .

При длине вибратора  $l = 1,25\lambda$  (рис. 2.3, в) появляется участок (1/5 часть), на котором ток имеет обратное направление по сравнению с основной частью вибратора. В связи с этим результирующее поле вибратора по мере отклонения от экваториальной плоскости уменьшается быстрее, чем при  $l = \lambda$ , и становится равным нулю уже при  $\theta = \theta''$ . Дальнейшее приближение к оси вибратора сопровождается появлением в диаграмме дополнительного лепестка с максимумом под углом  $\theta'$ , поскольку разность хода волн, а с ней и сдвиг по фазе между полями любой симметричной пары вибраторов продол-

жают возрастать. Заметим, что боковые лепестки могут появиться и в антеннах с синфазными токами, если размеры антенны достаточно велики для получения необходимой разности полей.

При удлинении вибратора до  $l = 1,5\lambda$  (рис. 2.3, г) участок со встречным направлением тока увеличивается до  $0,5\lambda$ , вследствие чего излучение в экваториальной плоскости еще больше уменьшается, а дополнительный лепесток диаграммы направленности увеличивается по размеру, приближаясь своим максимумом к оси вибратора.

При  $l = 2\lambda$  (рис. 2.3, д) участки со встречным направлением тока равны по длине, поэтому излучение в экваториальной плоскости полностью исчезает и на каждую полусферу приходится два лепестка диаграммы направленности.

При  $l = 3\lambda$  (рис. 2.3, е) соотношение между длиной участков вибратора с различным направлением тока такое же, как при  $l = 1,5\lambda$ , и диаграммы направленности в обоих случаях имеют примерно одинаковый характер.

Если  $l = 4\lambda$  (рис. 2.3, ж), то на каждую полусферу приходится четыре лепестка диаграммы направленности, причем в экваториаль-

ной плоскости излучение отсутствует, так как участки вибратора с противоположным направлением тока равны.

При  $l = 5\lambda$  (рис. 2.3, з) это равенство не соблюдается и один из лепестков диаграммы направленности находится в экваториальной плоскости; кроме того, на каждую полусферу приходится еще четыре лепестка диаграммы.

Так как в экваториальной плоскости симметричный вибратор ненаправленный, то его пространственную диаграмму получают вращением диаграммы направленности в меридиональной плоскости относительно оси вибратора. На рис. 2.4 изображена пространственная диаграмма направленности симметричного вибратора длиной  $l = 2\lambda$ .

### Выводы

1. Симметричный вибратор любой длины не излучает вдоль своей оси, так как его элементарные участки, эквивалентные элементарным вибраторам, не создают излучения в этом направлении.

2. Увеличение длины вибратора свыше  $\lambda$  сопровождается уменьшением излучения в экваториальной плоскости в результате того, что появляются участки вибратора со встречным направлением тока.

3. При  $l = 2\lambda, 4\lambda, 6\lambda, \dots$  полностью отсутствует излучение в экваториальной плоскости из-за равенства длины участков, имеющие противоположное направление тока.

4. При  $l = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, 4\lambda, 5\lambda, \dots$  число лепестков диаграммы направленности, приходящихся на каждую полусферу, равно числу длин волн, укладываемых по длине вибратора.

5. По мере увеличения длины вибратора направление максимума основного лепестка все больше удаляется от экваториальной плоскости и приближается к оси вибратора.

## 6. Влияние экрана на электромагнитное поле вибратора

**Метод зеркальных изображений.** Приведенные рассуждения относились к диполю Герца и симметричному вибратору, расположенным в неограниченном свободном пространстве. Теперь нужно выявить влияние проводящего экрана на их излучение. Сначала рассмотрим точечный заряд  $A$ . Его электрическое поле в свободном пространстве во всех направлениях радиальное. Если же вблизи находится идеально проводящая плоскость  $PP'$  (рис. 2.5), то форма электрических силовых линий меняется: они образуют прямой угол с плоскостью  $PP'$ , как этого требуют граничные условия. Такую же конфигурацию, как известно, имеет электростатическое поле двух равных и противоположных по знаку зарядов  $A$  и  $A'$ . Следо-

вательно, действие идеально проводящей поверхности  $PP'$  на поле заряда  $A$  эквивалентно действию мнимого заряда  $A'$  обратного знака, который расположен зеркально относительно плоскости  $PP'$ .

Это положение относится и к токам вибраторов (рис. 2.6). Положительным зарядам  $A, C, E$  соответствуют отрицательные заряды  $A', C', E'$  в их зеркальных изображениях, а отрицательным зарядам  $B, D, F$  — положительные заряды  $B', D', F'$ . Поскольку ток идет от положительного заряда к отрицательному, токи в действитель-

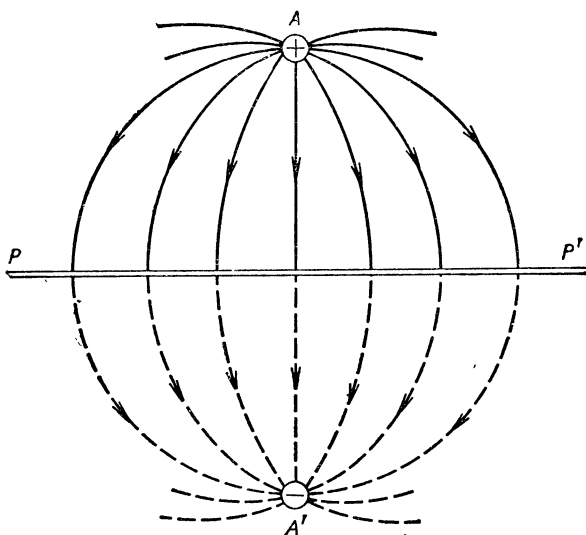


рис. 2.5. Электрическое поле заряда  $A$ , расположенного над идеально проводящей плоскостью  $PP'$ .

ном и мнимом изображениях вертикального вибратора совпадают по направлению и противоположны по направлению при горизонтальном расположении вибратора. Если же вибратор наклонный, то вертикальные составляющие тока  $I_v$  направлены в одну и ту же сторону, а горизонтальные составляющие  $I_g$  противоположны.

Физическая сущность метода зеркального изображения заключается в том, что электромагнитные волны вибратора, падающие на поверхность экрана, возбуждают в нем токи, под действием которых появляется отраженная волна, эквивалентная волне от зеркального изображения вибратора. Например, волны горизонтального вибратора  $A$  (рис. 2.7,  $a$ ) попадают в точку  $M$  двумя лучами: прямым  $ADM$  и отраженным  $ABM$ , причем в точке  $B$  угол падения  $\theta$  равен углу отражения. Кроме того, так как проводимость экрана предполагается идеальной, а поляризация волны горизонтальной, то модуль коэффициента отражения  $\rho = 1$ , а аргумент его  $\psi = 180^\circ$ . Иначе говоря, в момент отражения поля амплитуда

напряженности остается неизменной, а фаза изменяется на обратную. Такая же волна создается мнимым вибратором  $A'$ : изменение фазы падающей волны за время ее движения по пути  $AB$  учитывается равным по длине лучом  $A'B$ , а поворот фазы в точке  $B$  на  $180^\circ$  учитывается противофазой тока в  $A'$  по сравнению с током в  $A$ .

При вертикальном расположении вибратора (рис. 2.7, б) сказанное остается в силе, за исключением того, что фаза волны в момент отражения от экрана не меняется. Это согласуется с одинаковым направлением токов в действительном и мнимом вибраторах, а также с тем, что при идеальной проводимости отражающей поверхности и вертикальной поляризации волны коэффициент отражения имеет модуль  $\rho = 1$  и аргумент  $\psi = 0$ .

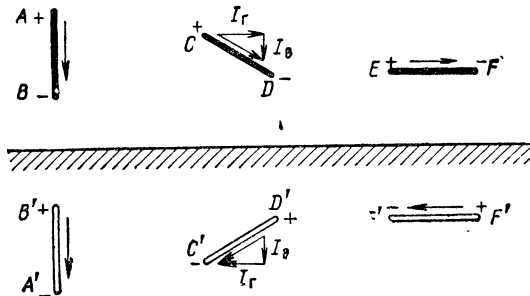


Рис. 2.6. Направление токов в вибраторе и его зеркальном изображении при различном расположении вибратора относительно поверхности Земли.

Заметим, что в случае вертикального вибратора высота его  $h$  над экраном и расстояние  $r$  до точки  $M$  отсчитываются от фазового центра (середины) вибратора. Так как  $r \gg h$ , то при любом расположении вибратора лучи действительного  $A$  и мнимого  $A'$  вибраторов можно считать параллельными.

Теперь рассмотрим влияние идеально проводящего экрана на направленные свойства симметричного вибратора в вертикальной плоскости, имея в виду, что для горизонтального вибратора эта плоскость экваториальная, а для вертикального — меридиональная. Данный вопрос представляет большой интерес еще и потому, что позволяет выявить, как взаимодействуют (интерferируют) два (действительный и мнимый) ненаправленных и направленных вибратора (одиночный вибратор, ненаправленный в экваториальной плоскости и направленный в меридиональной плоскости).

**Влияние горизонтального экрана на излучение горизонтального вибратора.** При горизонтальном расположении вибратора (рис. 2.7, а) между волнами вибратора  $A$  и его зеркального изображения  $A'$  имеется сдвиг по фазе, обусловленный противоположным направлением токов в  $A$  и  $A'$ , а также разностью хода лучей от  $A$

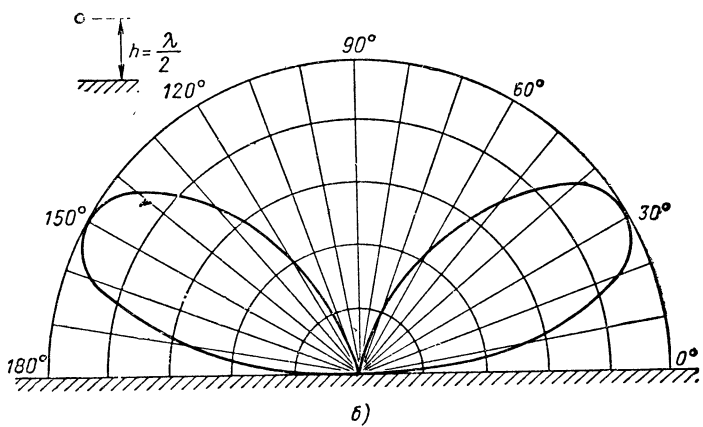
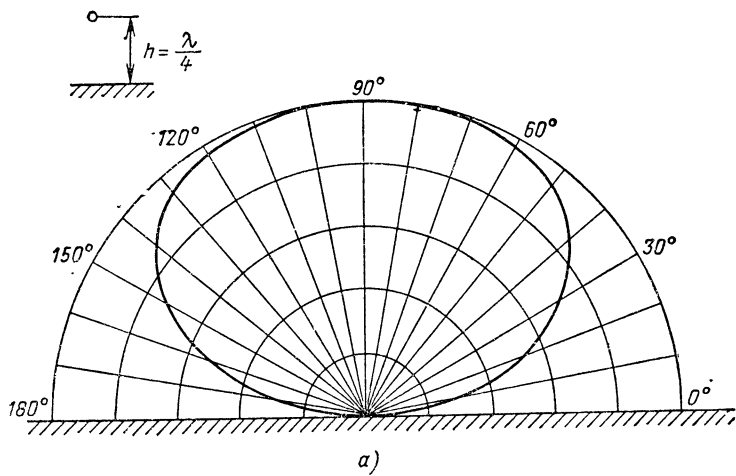
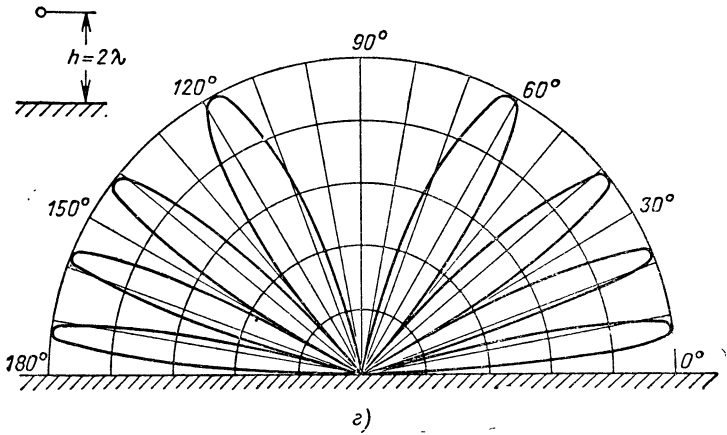
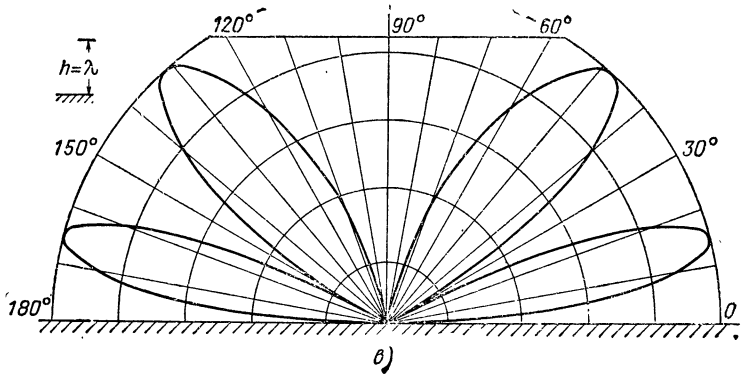


Рис. 2.8. Диаграммы направленности горизонтального виб-  
 а)  $h = \lambda/4$ ; б)  $h = \lambda/2$ ;



радиатора в вертикальной плоскости при высоте подвеса:

а)  $h = \lambda$ ; б)  $h = 2\lambda$ .



и  $A'$ . Если обозначить расстояние  $OM = r$ , то расстояние от вибратора  $A$  до точки  $M$  равно

$$r_1 = AM = OM - OE = r - h \sin \delta,$$

а расстояние от зеркального изображения вибратора  $A'$  до  $M$

$$r_2 = A'M = OM + A'F = r + h \sin \delta.$$

Здесь  $\delta$  — угол наклона луча (угол места), который является дополнительным к зенитному углу  $\theta$ .

Одиночный горизонтальный вибратор не обладает направленными свойствами в вертикальной плоскости, но так как разность

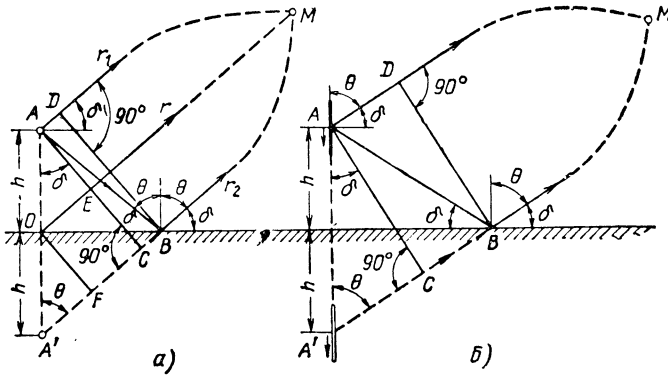


Рис. 2.7. К расчету диаграмм направленности горизонтального (а) и вертикального (б) вибраторов с учетом влияния экрана

хода волн от вибратора и его зеркального изображения  $r_2 - r_1 = r + h \sin \delta - r + h \sin \delta = 2h \sin \delta$  зависит от угла  $\delta$ , то система в целом создает направленное излучение.

Например, если высота подвеса вибратора  $h = \lambda/4$  (рис. 2.8, а), то в направлении  $\delta = 90^\circ$  противофаза полей, вызванная противоположным направлением токов в действительном и мнимом вибраторах, полностью компенсируется разностью хода волн  $2h \sin \delta = 2h = 2\lambda/4 = \lambda/2$ . По мере приближения к экрану разность хода волн от действительного и мнимого вибраторов уменьшается и когда угол наклона становится равным  $\delta = 0, 180^\circ$ , разность хода волн исчезает и сохраняется противофаза полей, обусловленная противоположным направлением токов в вибраторах. Таким образом, диаграмма направленности имеет один лепесток с максимумом, направленным перпендикулярно поверхности экрана ( $\delta = 90^\circ$ ). Этот максимум в два раза больше, чем для одиночного вибратора.

При  $h = \lambda/2$  и  $\delta = 90^\circ$  (рис. 2.8, б) разность хода волн  $2h \sin \delta = 2h = \lambda$ , но результирующее поле отсутствует из-за противо-

положного направления токов в действительном и мнимом вибраторах. С отклонением угла  $\delta$  от  $90^\circ$  разность хода волн уменьшается и, когда  $\delta = 30^\circ$ , эта разность становится равной  $2h \sin \delta = 2\lambda/2 \times \sin 30^\circ = \lambda/2$ . Тем самым компенсируется влияние противоположного направления токов в вибраторе и его зеркальном изображении, поле становится максимальным. Затем с уменьшением  $\delta$  от  $30^\circ$  до  $0^\circ$  разность хода волн  $2h \sin \delta$  уменьшается от  $\lambda/2$  до 0, вследствие чего результирующее поле ослабляется до нуля. Теперь диаграмма направленности имеет два лепестка.

В случае  $h = \lambda$  (рис. 2.8, в) при  $\delta = 90^\circ$  разность хода волн  $2h \sin \delta = 2\lambda$ , т. е. равна четному числу  $\lambda/2$ , в связи с чем суммарное поле равно нулю. Когда  $\delta$  уменьшится до  $48^\circ 36'$ , разность хода волн понизится до  $2h \sin \delta = 2\lambda \sin 48^\circ 36' = 3\lambda/2$ , т. е. станет равной нечетному числу полуволн  $\lambda/2$ , и поле возрастет до максимума. Дальнейшее уменьшение угла места влечет за собой уменьшение разности хода волн до  $\lambda$  ( $\delta = 30^\circ$ , излучения нет),  $\lambda/2$  ( $\delta = 14^\circ 29'$ , излучение максимально), 0 ( $\delta = 0^\circ$ , излучения нет). Таким образом, в диаграмме направленности имеются четыре лепестка. Нетрудно убедиться в том, что при  $h = 2\lambda$  (рис. 2.8, г) число лепестков в диаграмме равно восьми. Итак, с увеличением высоты подвеса вибратора число лепестков его диаграммы направленности в вертикальной плоскости возрастает.

Выведем выражение для мгновенного значения напряженности электрического поля  $E_{\text{мгн}}$ , получаемого в результате интерференции полей горизонтального вибратора и его зеркального изображения в вертикальной плоскости. Если эта плоскость экваториальная, т. е. проходит через середину вибратора, то  $\theta = 90^\circ$  и по формулам (10), (12) напряженность поля прямой волны в точке  $M$  равна

$$E_{1\text{мгн}} = \frac{60I_m}{r} f(\theta) \sin(\omega t - \beta r_1) = \frac{60I_m}{r} \left(1 - \cos \frac{\pi l}{\lambda}\right) \sin(\omega t - \beta r + \beta h \sin \delta),$$

а напряженность электрического поля от зеркального изображения вибратора

$$\begin{aligned} E_{2\text{мгн}} &= \frac{60I_m}{r} \left(1 - \cos \frac{\pi l}{\lambda}\right) \sin(\omega t - \beta r_2 - \pi) = \\ &= -\frac{60I_m}{r} \left(1 - \cos \frac{\pi l}{\lambda}\right) \sin(\omega t - \beta r - \beta h \sin \delta). \end{aligned}$$

Обозначим амплитуду напряженности поля одиночного вибратора и фазовый угол  $\omega t - \beta r$  через

$$E_{1m} = \frac{60I_m}{r} \left(1 - \cos \frac{\pi l}{\lambda}\right) \text{ и } \xi = \omega t - \beta r. \quad (14)$$

Тогда, пользуясь известной тригонометрической формулой

$$\sin \alpha - \sin \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \sin \frac{\alpha - \beta}{2},$$

находим, что мгновенное значение напряженности результирующего электрического поля в точке  $M$  равно

$$E_{\text{мгн}} = E_{1\text{мгн}} + E_{2\text{мгн}} = E_{1m} [\sin(\xi + \beta h \sin \delta) - \sin(\xi - \beta h \sin \delta)] = \\ = 2E_{1m} \cos \xi \sin(\beta h \sin \delta)$$

или

$$E_{\text{мгн}} = \frac{120I_m}{r} \left( 1 - \cos \frac{\pi l}{\lambda} \right) \sin(\beta h \sin \delta) \cos(\omega t - \beta r) = \\ = E_m \cos(\omega t - \beta r), \quad (15)$$

где  $E_m = \frac{120I_m}{r} \left( 1 - \cos \frac{\pi l}{\lambda} \right) \sin(\beta h \sin \delta)$  — амплитуда результирующего поля.

Из выражения (15) следуют выводы:

1. Горизонтальный вибратор, расположенный над экраном, излучает, как и одиночный вибратор, сферические бегущие волны с фазовым центром в средней точке  $O$  между вибратором и его зеркальным отображением (см. рис. 2.7, *a*). Этот вывод следует из множителя  $\sin(\omega t - \beta r)$ , указывающего на то, что фаза волны  $(\omega t - \beta r)$  на данном расстоянии  $r$  постоянная и от угловых координат не зависит. Заметим также, что в полученной волне, поскольку она сферическая, амплитуда поля  $E_m$  обратно пропорциональна расстоянию  $r$ .

2. Если разделить амплитуду результирующего поля  $E_m$  на амплитуду поля одиночного вибратора  $E_{1m}$ , то получим интерференционный множитель  $f_p(\delta)$ , определяющий влияние экрана на форму диаграммы направленности горизонтального вибратора в вертикальной плоскости:

$$f_p(\delta) = \frac{E_m}{E_{1m}} = 2 \sin(\beta h \sin \delta). \quad (16)$$

Построенные по этому уравнению диаграммы направленности (рис. 2.8) полностью подтверждают сделанные выше замечания по этому вопросу.

3. Горизонтальный вибратор при любой высоте подвеса  $h$  не излучает вдоль поверхности экрана. Это вызвано тем, что в плоскости экрана отсутствует разность хода лучей от вибратора и его зеркального изображения, а направление токов в них противоположное.

4. Для рассмотренных диаграмм направленности горизонтального вибратора, расположенного над идеально проводящим экраном, характерно равенство максимумов  $[f_p(\delta) = 2]$ <sup>1)</sup> и наличие нулевых минимумов  $[f_p(\delta) = 0]$  в лепестках диаграммы. Здесь сказывается то, что вибратор и его зеркальное изображение порознь не обладают направленностью излучения и имеют равные токи. От-

<sup>1)</sup> В общем случае это утверждение неточно. Например, при  $\lambda/2 < h < \lambda$  максимум лепестка в направлении, перпендикулярном плоскости экрана, меньше максимумов других лепестков диаграммы

сюда амплитуды падающей и отраженной волн одинаковы ( $E_{1m}$ ) и в тех направлениях, где эти волны синфазны, результирующая амплитуда равна  $E_m = \int_p(\delta)E_{1m} = 2E_{1m}$ , а там, где противофазны,  $E_m = 0$ .

**Влияние горизонтального экрана на излучение вертикального вибратора.** В этом случае (см. рис. 2.7, б) токи в вибраторе  $A$  и его зеркальном изображении  $A'$  совпадают по направлению, а потому сдвиг по фазе между полями действительного и мнимого вибраторов объясняется лишь разностью хода лучей.

Если электрическое поле вибратора  $A$  в точке  $M$  имеет напряженность

$$E_{1\text{МГН}} = E_{1m} \sin(\omega t - \beta r_1) = E_{1m} \sin(\omega t - \beta r + \beta h \sin \delta),$$

то напряженность электрического поля от зеркального изображения вибратора в той же точке  $M$  равна

$$E_{2\text{МГН}} = E_{1m} \sin(\omega t - \beta r_2) = E_{1m} \sin(\omega t - \beta r - \beta h \sin \delta).$$

Обозначив  $\omega t - \beta r = \xi$  и используя тригонометрическую формулу

$$\sin \alpha + \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2},$$

можно выразить напряженность результирующего электрического поля так:

$$\begin{aligned} E_{\text{МГН}} &= E_{1\text{МГН}} + E_{2\text{МГН}} = E_{1m} [\sin(\xi + \beta h \sin \delta) + \sin(\xi - \beta h \sin \delta)] = \\ &= 2E_{1m} \sin \xi \cos(\beta h \sin \delta). \end{aligned}$$

Подставляя в формулу (12) вместо  $\cos \theta$  и  $\sin \theta$  соответственно  $\sin \delta$  и  $\cos \delta$  (так как  $\theta = 90^\circ - \delta$ ), а также учитывая введенное обозначение  $\xi = \omega t - \beta r$ , находим, что амплитуда падающей волны

$$E_{1m} = \frac{60I_m}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \sin \delta\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\cos \delta}, \quad (17)$$

а мгновенное значение напряженности результирующего поля

$$E_{\text{МГН}} = \frac{60I_m}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \sin \delta\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\cos \delta} 2 \cos(\beta h \sin \delta) \sin(\omega t - \beta r). \quad (18)$$

Амплитуда напряженности этого поля равна

$$E_m = \frac{60I_m}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \sin \delta\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\cos \delta} 2 \cos(\beta h \sin \delta). \quad (19)$$

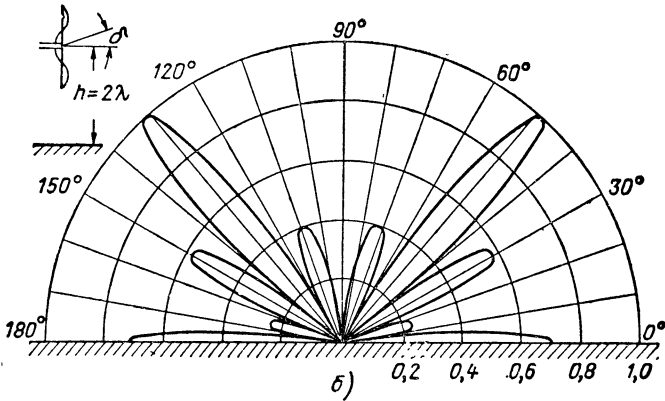
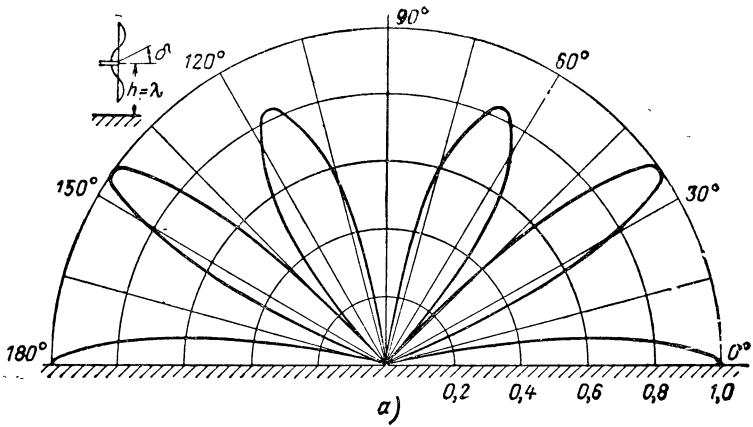


Рис. 2.9. Диаграммы направленности вертикального вибратора в вертикальной плоскости при высоте подвеса:

а)  $h = \lambda$ ; б)  $h = 2\lambda$ .

Разделив  $E_m$  на  $E_{1m}$ , получаем интерференционный множитель  $f_p(\delta)$ , который учитывает влияние идеально проводящего экрана на электромагнитное поле вертикального вибратора:

$$f_p(\delta) = \frac{E_m}{E_{1m}} = 2 \cos(\beta h \sin \delta). \quad (20)$$

Из формулы (19) видно, что в полной мере направленные свойства вертикального вибратора в вертикальной (меридиональной) плоскости выражаются функцией

$$f(\delta) = f_1(\delta) f_p(\delta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \sin \delta\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\cos \delta} 2 \cos(\beta h \sin \delta). \quad (21)$$

Первый множитель функции  $f_1(\delta)$  отражает направленное действие одипочного вибратора, а множитель  $f_p(\delta)$  учитывает влияние экрана, т. е. интерференцию волн действительного и мнимого вибраторов, если бы каждый из них был ненаправленным.

На рис. 2.9 показаны диаграммы направленности, рассчитанные по формуле (21).

Сравним влияние горизонтального экрана на излучение вертикального и горизонтального вибраторов в вертикальной плоскости:

1. В то время как горизонтальный вибратор не излучает вдоль поверхности экрана, вертикальный вибратор в данном направлении создает максимальное излучение. Это объясняется тем, что горизонтальный вибратор в совокупности со своим зеркальным изображением образует противофазную систему, а вертикальный вибратор совместно с его изображением образует синфазную систему, и так как в плоскости экрана отсутствует разность хода волн, то поля действительного и мнимого вибраторов во втором случае полностью складываются.

2. В диаграмме направленности вертикального вибратора не соблюдается равенство максимумов лепестков, характерное для диаграммы горизонтального вибратора. Причина этого заключается в том, что одиночный горизонтальный вибратор ненаправленный, а вертикальный вибратор направленный.

3. С увеличением высоты подвеса вертикального вибратора, так же как и горизонтального, число лепестков в диаграмме направленности увеличивается.

4. Согласно уравнениям (15), (18) фазовый угол  $\omega t - \beta r$  результирующей волны горизонтального или вертикального вибратора определяется расстоянием  $r$ , которое отсчитывается от средней точки  $O$  между вибратором и его зеркальным изображением. Нетрудно убедиться в том, что *если имеется ряд вибраторов, то и их результирующая волна — сферическая с фазовым центром, расположенным в средней точке этого ряда.*

5. Функция (21) содержит два множителя, а функция (16) — один. Последнее объясняется тем, что одиночный горизонтальный вибратор в вертикальной плоскости ненаправленный, и функция (16) учитывает лишь интерференцию волн двух ненаправленных излучателей, расположенных на расстоянии  $2h$ . Вертикальный же вибратор обладает направленными свойствами в вертикальной плоскости и поэтому в функции (21) имеются два множителя: первый учитывает направленность одиночного вертикального вибратора, а второй — взаимодействие действительного и мнимого вибраторов, когда каждый из них ненаправленный.

Теперь увеличим число однотипных вибраторов до четырех (1, 2, 3, 4) и расположим их в один ряд на расстоянии  $d$  один от другого (рис. 2.10). Вибраторы 1, 2 заменяем одним эквивалентным

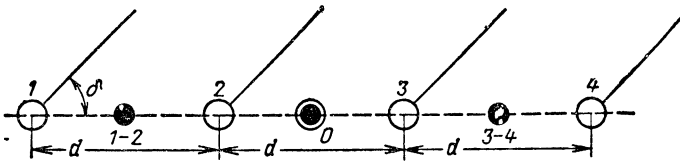


Рис. 2.10 Линейная решетка вибраторов

1—2, а вибраторы 3, 4 — одним эквивалентным 3—4. Каждый из эквивалентных вибраторов расположен посередине между исходными вибраторами. Аналогичным способом заменяем вибраторы 1—2, 3—4 одним общим эквивалентным и убеждаемся, что последний находится в средней точке ряда 0. Можно показать, что функция направленности всего ряда вибраторов равна произведению двух функций, из которых одна выражает направленные свойства *одиночного вибратора*, а другая, называемая *множителем решетки*, — направленные свойства четырех *ненаправленных вибраторов*, расположенных и возбуждаемых так же, как вибраторы данного ряда.

Эта так называемая *теорема умножения диаграмм направленности* справедлива для любой системы однотипных излучателей. Если система сложная, то она делится на группы излучателей, каждый из которых предполагается ненаправленным, затем для любой группы составляется своя функция направленности и их произведение образует множитель решетки. Группируются излучатели так, чтобы простейшим способом получить этот множитель.

На практике для многих вибраторных антенн роль экрана выполняет земля. В диапазонах сверхдлинных и длинных волн проводимость земли настолько высока, что влияние ее на поле излучения антенны не отличается существенно от влияния горизонтального экрана, обладающего идеальной проводимостью. На более высоких радиочастотах нужно учитывать конечную проводимость земли.

Во-первых, с уменьшением проводимости становятся менее интенсивными отраженные и более интенсивными преломленные на поверхности земли волны (т. е. модуль коэффициента отражения

уже меньше единицы); в результате поглощение электромагнитной энергии в земле увеличивается. Во-вторых, сдвиг по фазе волны в момент ее отражения от земли становится иным, чем при идеальной проводимости земли (аргумент коэффициента отражения уже не равен нулю или  $180^\circ$ ). Все это приводит к уменьшению максимумов и увеличению минимумов излучения и к некоторому изменению направления лепестков в диаграмме направленности.

Ближайший к земле лепесток диаграммы направленности горизонтального вибратора мало зависит от проводимости почвы, так как при малых углах возвышения коэффициент отражения для любой почвы близок к  $-1$ .

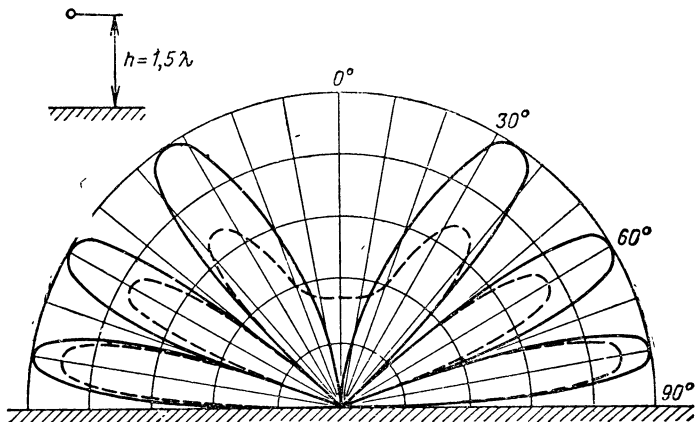


Рис. 2.11. Диаграммы направленности в вертикальной плоскости горизонтального вибратора, расположенного на высоте  $h = 1,5\lambda$  над поверхностью земли, с идеальной и конечной проводимостью.

Если же вибратор расположен вертикально, то уменьшение проводимости почвы вызывает значительно большее ослабление максимума излучения и отклонение его от земной поверхности.

На рис. 2.11 изображены для сравнения диаграммы направленности в вертикальной плоскости горизонтального вибратора при  $h/\lambda = 1,5$  в случае идеальной (сплошная линия) и конечной (пунктирная линия) проводимости земли.

## 7. Действующая высота (длина) несимметричного и симметричного вибраторов

Под заземленным вибратором понимают такой несимметричный вибратор, который подключается к одному зажиму источника э. д. с., другой зажим источника при этом заземляется (рис. 2.12). Заземленный вибратор в совокупности со своим зеркальным изображением



жением образует симметричный вибратор. Поэтому диаграмма направленности заземленного вибратора представляет собой верхнюю половину диаграммы направленности соответствующего симметричного вибратора. Отсюда следует также, что максимум излучения вертикального заземленного вибратора при идеальной проводимости земли находится на ее поверхности.

Для определения сопротивления излучения несимметричного вибратора обратимся к рис. 2.13, на котором начало координат сов-

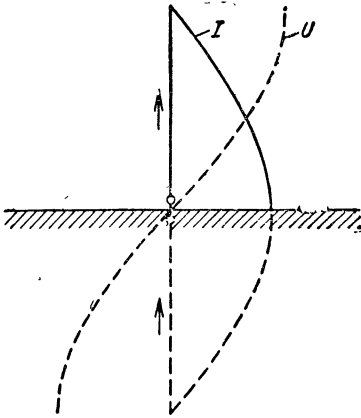


Рис. 2.12. Распределение тока  $I$  и напряжения  $U$  в вертикальном заземленном вибраторе.

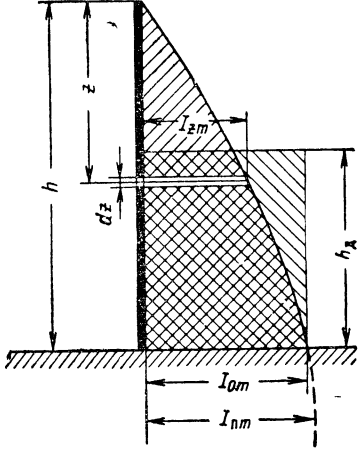


Рис. 2.13. Несимметричный вибратор, его геометрическая и действующая высоты.

падает с вершиной вибратора, ось  $z$  направлена по оси вибратора,  $I_{zm}$  — амплитуда тока на расстоянии  $z$  от вершины вибратора,  $I_{1m}$  — амплитуда тока в пучности,  $I_{0m}$  — амплитуда тока в основании антенны,  $h$  — геометрическая высота вибратора,  $h_d$  — его действующая высота (длина).

Понятие действующей высоты (длины) основано на эквивалентности (в известных пределах) несимметричного или симметричного вибратора и диполя Герца. Эквивалентными считаются такие вибраторы, которые при равных токах питания создают поля равной напряженности в направлении максимального излучения. Зная, что при данной длине волны  $\lambda$  и расстоянии  $r$  максимальная амплитуда напряженности поля диполя Герца  $E_{mm} = 60\pi \frac{I_m l}{r^2}$  однозначно определяется моментом тока  $I_m l$ , получаем условие эквивалентности вибраторов — равенство их моментов тока.

В несимметричном вибраторе, где ток распределяется неравномерно по высоте, момент тока равен интегралу  $\int_0^h I_{zm} dz$ . В эквива-

лентном диполе Герца ток полагаем равным току у основания несимметричного вибратора  $I_{0m}$  и равномерно распределенным по высоте. Высота такого эквивалентного диполя и есть *действующая высота* истинного вибратора.

Из условий равенства моментов тока действительной и эквивалентной антенн

$$h_{\text{д}} I_{0m} = \int_0^h I_{zm} dz$$

определяем действующую высоту

$$h_{\text{д}} = \frac{1}{I_{0m}} \int_0^h I_{zm} dz.$$

При синусоидальном распределении тока в вибраторе

$$I_{zm} = I_{\text{пм}} \sin \beta z, \text{ а } I_{0m} = I_{\text{пм}} \sin \beta h.$$

Отсюда

$$\frac{I_{zm}}{I_{0m}} = \frac{\sin \beta z}{\sin \beta h},$$

а действующая высота вибратора

$$h_{\text{д}} = \frac{1}{I_{0m}} \int_0^h I_{zm} dz = \frac{1}{\sin \beta h} \int_0^h \sin \beta z dz = \frac{1}{\sin \beta h} \left| -\frac{\cos \beta z}{\beta} \right|_0^h = \frac{1 - \cos \beta h}{\beta \sin \beta h}. \quad (22)$$

Учитывая известные тригонометрические формулы

$$\cos \beta h = 1 - 2 \sin^2 \frac{\beta h}{2} \text{ и } \sin \beta h = 2 \sin \frac{\beta h}{2} \cos \frac{\beta h}{2},$$

найдем

$$h_{\text{д}} = \frac{1 - \cos \beta h}{\beta \sin \beta h} = \frac{2 \sin^2 \frac{\beta h}{2}}{\beta 2 \sin \frac{\beta h}{2} \cos \frac{\beta h}{2}} = \frac{\text{tg} \frac{\beta h}{2}}{\beta}.$$

Формула

$$h_{\text{д}} = \frac{\text{tg} (\beta h/2)}{\beta} \quad (23)$$

устанавливает связь между геометрической и действующей высотой вертикального заземленного вибратора. Если  $h \ll \lambda$ , то угол  $\frac{\beta h}{2} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{h}{2} = \frac{\pi h}{\lambda}$  очень мал,

$$\text{tg} \frac{\beta h}{2} \approx \frac{\beta h}{2}, \text{ а } h_{\text{д}} = \frac{\text{tg} (\beta h/2)}{\beta} \approx \frac{\beta h}{2\beta} = \frac{h}{2}.$$

Действующая высота четвертьволнового вибратора  $\left(h = \frac{\lambda}{4}; \frac{\beta h}{2} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi}{4}\right)$

$$h_{\text{д}} = \frac{\text{tg}(\beta h/2)}{\beta} = \frac{\lambda \text{tg} \pi/4}{2\pi} = \frac{\lambda}{2\pi}.$$

Так как в данном случае  $\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{4h}{2\pi} = \frac{2h}{\pi}$ , то можно сказать, что увеличение геометрической высоты заземленного вибратора от весьма малой величины до  $\lambda/4$  сопровождается увеличением его действующей высоты от 0,5 до  $2/\pi = 0,64$  его геометрической высоты.

Для симметричного вибратора величину  $h_{\text{д}}$  будем называть *действующей длиной*, поскольку такой вибратор может быть расположен не вертикально. Эталоны действующей длины симметричного и несимметричного вибраторов различные. Несимметричный вертикальный вибратор высотой  $h$  в совокупности со своим зеркальным изображением образует симметричный вибратор длиной  $l = 2h$ . Значит, действующая длина последнего в два раза больше, чем соответствующего несимметричного вибратора. Например, симметричному вибратору длиной  $l \ll \lambda$  соответствует несимметричный вибратор высотой  $h = l/2 \ll \lambda$  и для такого симметричного вибратора

$$h_{\text{д}} = 2 \left(\frac{h}{2}\right) = 2 \left(\frac{l}{4}\right) = \frac{l}{2}.$$

Аналогично, действующая длина полуволнового симметричного вибратора в два раза больше, чем четвертьволнового несимметричного вибратора:

$$h_{\text{д}} = 2 \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right) = \frac{\lambda}{\pi}.$$

Заменив  $\lambda$  на  $2l$ , убеждаемся, что действующая длина полуволнового вибратора составляет лишь  $2l/\pi = 0,64l$ .

Чтобы приблизить действующую длину (высоту) вибратора к геометрической, нужно получить как можно более равномерное распределение тока в излучающем проводе вибратора. Для этого на концах провода помещают большую емкость или, как говорят, создают емкостную нагрузку. С одним из таких вибраторов мы встретились: это диполь Герца, в котором равномерное распределение тока по длине  $l$  обусловлено не только его длиной  $l \ll \lambda$ , но и емкостной нагрузкой в виде шаров на концах вибратора.

На рис. 2.14, а показан симметричный вибратор с емкостной нагрузкой в форме дисков, а на рис. 2.14, б — несимметричный вибратор с дополнительной емкостью относительно земли, образованной горизонтальными проводами длиной  $l_{\text{г}}$ . И в том, и в другом случае емкостная нагрузка позволяет получить на конце излучающего провода ток, не равный нулю, а это равнозначно удлинению

нию провода от  $l$  до  $l_0$  (на рис. 2.14, а) и от  $h$  до  $h_0$  (на рис. 2.14, б). Соответственно возрастает действующая длина (высота) вибратора  $h_d$ .

Кривая распределения тока, показанная на рис. 2.14, б, построена с учетом того, что этот ток имеет характер стоячих волн. Узел тока расположен на открытом конце  $C$  горизонтальных про-

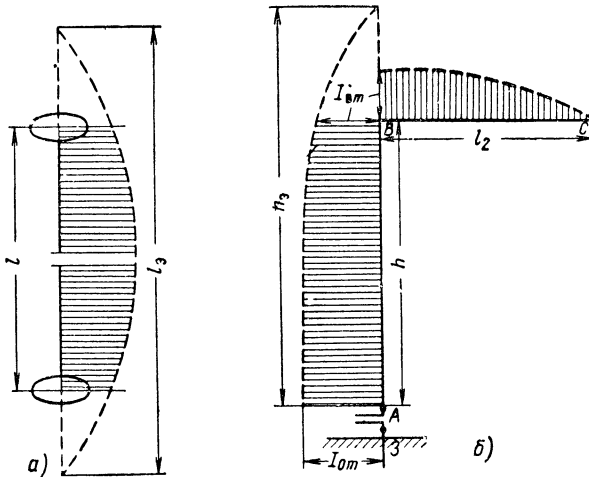


Рис. 2.14. Вибраторы с емкостной нагрузкой.

водов, а в точке  $B$ , общей для горизонтальной и вертикальной (излучающей) частей антенны, ток имеет промежуточную величину  $I_{вм}$ . Естественно, что на концах вертикального провода амплитуды токов  $I_{0m}$  и  $I_{вм}$  отличаются значительно меньше, чем если бы не было емкостной нагрузки.

## 8. Сопротивление излучения симметричного и несимметричного вибраторов

Как известно, сопротивление излучения элементарного вибратора (рис. 2.15, а) равно

$$R_{\Sigma} = 800 \left( \frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (4)$$

Равномерное распределение тока по действующей длине  $h_d$  симметричного вибратора (рис. 2.15, б) позволяет определять для него сопротивление излучения по той же формуле, что и для элементарного вибратора. Следует лишь в формуле (4) заменить  $l$  на  $h_d$

$$R_{\Sigma} = 800 \left( \frac{h_d}{\lambda} \right)^2. \quad (24)$$

Вспомним, что от заземленного вибратора высотой  $h$  (рис. 2.15, в) можно перейти к соответствующему по длине  $l = 2h$  и удвоенной действующую длину  $h_d$ . Значит, если в формуле (24) заменить  $h_d$  на  $2h_d$  и ввести коэффициент  $1/2$ , учитывающий, что заземленный вибратор излучает только в верхнюю полусферу, то получим формулу сопротивления излучения заземленного вибратора

$$R_{\Sigma} = \frac{1}{2} 800 \left( \frac{2h_d}{\lambda} \right)^2 = 1600 \left( \frac{h_d}{\lambda} \right)^2. \quad (25)$$

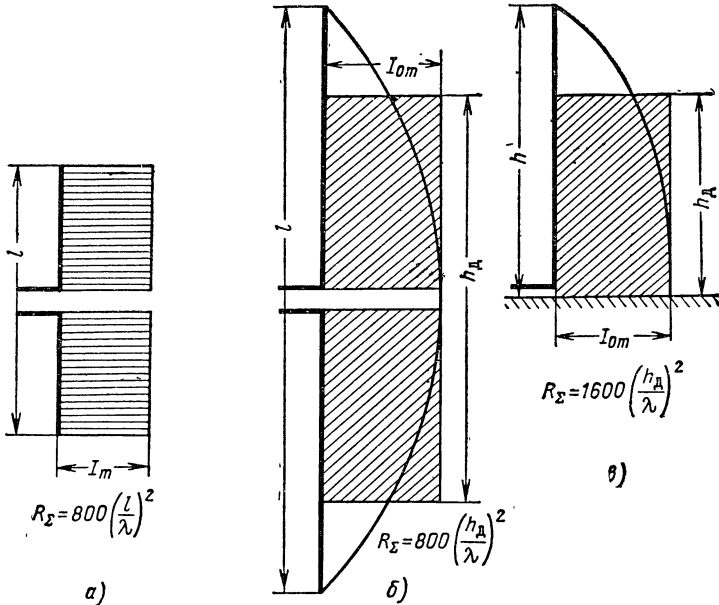


Рис. 2.15 Действующая длина элементарного, симметричного и заземленного вибраторов.

Заметим, что вычисленное через действующую длину (высоту) сопротивление излучения отнесено к току на клеммах антенны.

Второе замечание: формулы (24), (25) могут создать впечатление, что сопротивление излучения симметричного вибратора в 2 раза меньше сопротивления излучения соответствующего заземленного вибратора. Это было бы верно, если бы оба вибратора имели равную действующую высоту. Когда же сравниваются симметричный и заземленный вибраторы, то имеет место обратное соотношение, так как действующая высота симметричного вибратора в 2 раза больше, чем соответствующего ему заземленного вибратора.

Переход от сопротивления излучения  $R_{\Sigma 0}$ , отнесенного к току в основании (на клеммах) антенны  $I_{om}$ , к сопротивлению излучения  $R_{\Sigma n}$ , отнесенному к току в пучности  $I_{um} = I_{om} / \sin \beta h$ ,

основан на том, что мощность излучения  $P_{\Sigma}$  выражается через эти величины следующим образом:

$$P_{\Sigma} = \frac{I_{0m}^2 R_{\Sigma 0}}{2}, \quad P_{\Sigma} = \frac{I_{0m}^2 R_{\Sigma n}}{2} = \frac{I_{0m}^2 R_{\Sigma n}}{2 \sin^2 \beta h}.$$

Приравнявая правые части формул, находим

$$R_{\Sigma n} = R_{\Sigma 0} \sin^2 \beta h. \quad (26)$$

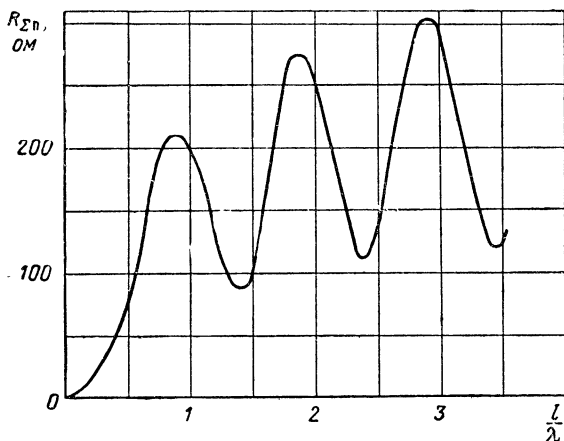


Рис. 2.16. Зависимость сопротивления излучения вибратора от его длины, отнесенной к длине волны.

Если не соблюдается соотношение  $h \leq \lambda/4$  и  $l \leq \lambda/2$ , то формулами

$$R_{\Sigma 0} = 1600 \left( \frac{h_d}{\lambda} \right)^2 \text{ и } R_{\Sigma \sigma} = 800 \left( \frac{h_d}{\lambda} \right)^2$$

пользоваться нельзя. Причина заключается в том, что параметр «действующая высота (длина)»  $h_d$  установлен, исходя из равенства полей данной антенны и диполя Герца только в направлении их максимального излучения, а сопротивление излучения характеризует излучение суммарное, т. е. во всех направлениях. Формулы, выражающие сопротивление излучения реальной антенны через ее действующую высоту, дают ошибку и тем большую, чем больше отличается по форме диаграмма направленности данной антенны от диаграммы диполя Герца. Уже при высоте  $h = \lambda/4$  и длине  $l = \lambda/2$  расхождение в диаграммах направленности вызывает ошибку в определении сопротивления излучения около 10%, а при больших значениях  $h$  и  $\lambda$  эта ошибка становится недопустимо большой.

Ван дер Поль вывел точную формулу сопротивления излучения вибратора с учетом его истинной диаграммы направленности. Это сопротивление, отнесенное к току в пучности, зависит согласно

рис. 2.16 от длины симметричного вибратора  $l$ , отнесенной к длине волны  $\lambda$ . По приведенному графику с увеличением  $l/\lambda$  от 0 до 1 сопротивление излучения вибратора растет, причем для полуволнового вибратора ( $l = \lambda/2$ )  $R_{\Sigma} = 73,1 \text{ ом}$ , а для волнового ( $l = \lambda$ )  $R_{\Sigma} = 200 \text{ ом}$ .

Дальнейшее увеличение  $l/\lambda$  до 1,5 вызывает уменьшение сопротивления излучения до  $100 \text{ ом}$ , которое сменяется увеличением  $R_{\Sigma}$  до  $250 \text{ ом}$  при изменении  $l/\lambda$  от 1,5 до 2,0, после чего происходят колебания сопротивления излучения, сопровождаемые некоторым увеличением его максимума и минимума.

Такой характер изменения сопротивления излучения объясняется тем, что, с одной стороны, увеличение длины вибратора связано с увеличением  $R_{\Sigma}$  за счет роста числа элементов вибратора, участвующих в излучении электромагнитных волн, а, с другой стороны, изменение  $l/\lambda$  (например, от 1 до 1,5) сопровождается появлением участков вибратора со встречным направлением тока, которое и вызывает уменьшение сопротивления излучения. Казалось бы, что с увеличением  $l/\lambda$  от 1,5 до 2 должно произойти дальнейшее уменьшение сопротивления излучения, но этого нет, так как в данном случае увеличение разности хода лучей от симметричных точек вибратора создает в определенных направлениях дополнительный сдвиг по фазе между их полями, который способствует усилению результирующего поля и увеличению общей мощности излучения вибратора.

Из симметричных вибраторов чаще всего применяются полуволновые, как наиболее короткие из всех резонансных. Вторым достоинством полуволновых вибраторов является отсутствие боковых лепестков в их диаграмме направленности.

График, изображенный на рис. 2.16, позволяет определить сопротивление излучения несимметричных вибраторов, разделив пополам сопротивление излучения соответствующего симметричного вибратора. Например, четвертьволновый заземленный вибратор имеет  $R_{\Sigma} = 73,1/2 = 36,5 \text{ ом}$ .

Теперь, когда известны действующая длина и точное значение сопротивления излучения вибратора, можно воспользоваться формулой (7) коэффициента направленного действия излучателя с равномерным распределением тока. В этой формуле вместо  $l$  нужно ввести  $h_d$ :

$$D = \frac{120\pi^2 (h_d/\lambda)^2}{R_{\Sigma}}. \quad (27)$$

Полуволновый вибратор имеет действующую длину  $h_d = \lambda/\pi$  и сопротивление излучения  $R_{\Sigma} = 73,1 \text{ ом}$ . Следовательно, коэффициент направленного действия полуволнового вибратора

$$D = \frac{120\pi^2}{\pi^2 \cdot 73,1} = 1,64. \quad (28)$$

При равных длине волны и токах на клеммах антенны заземленный вибратор высотой  $h$  создает поток излучения в плоскости

земли такой же плотности  $\Pi_m$ , как и симметричный вибратор длиной  $l = 2h$  в экваториальной плоскости, но общая мощность излучения и средний поток  $\Pi_{\text{ср}}$  для заземленного вибратора в два раза меньше (излучение происходит в одну полусферу). Отсюда следует, что в этих условиях коэффициент направленного действия  $D = \Pi_m / \Pi_{\text{ср}}$  для заземленного вибратора в два раза больше, чем для симметричного. Например, четвертьволновый заземленный вибратор имеет  $D = 2 \cdot 1,64 = 3,28$ .

На практике коэффициент усиления  $G$  часто определяют по отношению к полуволновому вибратору, для которого  $D = 1,64$ . Очевидно, что между коэффициентами усиления  $G$  по отношению к абсолютно ненаправленному излучателю и  $G'$  относительно полуволнового вибратора существует зависимость

$$G' = \frac{G}{1,64}.$$

## 9. Входное сопротивление вибратора

Зависимость входного сопротивления симметричного вибратора от его длины, изображенная на рис. 2.17, примерно такая же, как в аналогичной реальной разомкнутой линии. Входное сопротивление вибратора имеет активную  $R_{\text{вх}}$  и реактивную  $X_{\text{вх}}$  составляющие, т. е. такие активное  $R_A = R_{\Sigma} + R_{\Pi}$  и реактивное  $X_A$  сопротивления антенны, которые отнесены к ее входным зажимам.

Если длина вибратора  $l \approx \lambda/2, \lambda, 3\lambda/2, 2\lambda, \dots$ , что соответствует разомкнутой линии в два раза меньшей длины ( $l \approx \lambda/4, \lambda/2, 3\lambda/4, \lambda, \dots$ ), то имеет место резонанс. При этом  $X_{\text{вх}} = 0$  и входное сопротивление содержит только активную составляющую. Здесь следует различать последовательный и параллельный резонанс.

Когда длина симметричного вибратора  $l \approx \lambda/2, 3\lambda/2, 5\lambda/2, \dots$ , то на входе его получают пучность тока и узел напряжения (см. рис. 2.1). В соответствии с этим вибратор находится в состоянии последовательного резонанса: активная составляющая входного сопротивления минимальная и равна полному активному сопротивлению антенны  $R_A$ , отнесенному к пучности тока (напомним, что в данном случае на клеммах антенны расположена пучность тока). С небольшой погрешностью считают для таких вибраторов, что  $R_{\text{вх}} = R_{\Sigma\Pi}$  (когда длина вибратора близка, а тем более превышает  $\lambda/4$ , то можно пренебречь сопротивлением активных потерь в вибраторе по сравнению с его сопротивлением излучения, т. е. считать, что  $R_A = R_{\Sigma} + R_{\Pi} \approx R_{\Sigma}$ ).

Если же симметричный вибратор имеет длину  $l = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ , то на входных зажимах вибратора получают пучность напряжения и узел тока, и так же, как при параллельном резонансе, активная составляющая входного сопротивления имеет максимальную



величину, которую вычисляют по аналогии с разомкнутой линией, настроенной на резонанс токов:

$$R_{\text{вх}} = \frac{Z_{\text{вА}}^2}{R_{\Sigma\text{п}}},$$

где  $Z_{\text{вА}}$  — волновое сопротивление антенны.

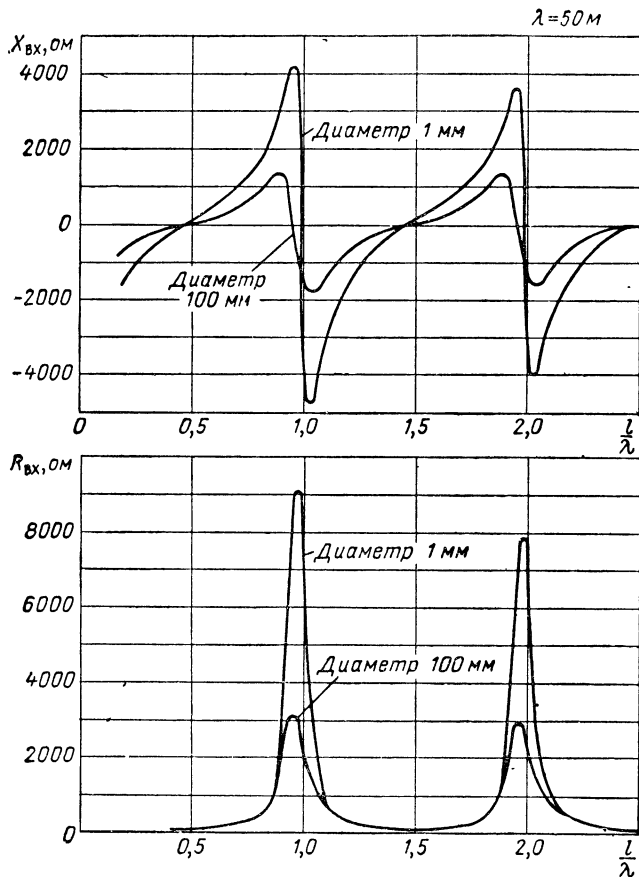


Рис. 2.17. Зависимость входного сопротивления симметричного вибратора от его длины и диаметра.

Если длина симметричного вибратора  $l < \lambda/2$ , то активную составляющую входного сопротивления можно определить по формуле  $R_{\text{вх}} = R_{\Sigma 0} = 800 (h_{\text{д}}/\lambda)^2$ , а реактивную составляющую, как для соответствующей разомкнутой линии,  $X_{\text{вх}} = -Z_{\text{вА}} \text{ctg}(\beta l/2)$ . Отсюда полное входное сопротивление вибратора равно

$$Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + jX_{\text{вх}} = 800 \left( \frac{h_{\text{д}}}{\lambda} \right)^2 - jZ_{\text{вА}} \text{ctg} \left( \frac{\beta l}{2} \right).$$

Если же  $l > \lambda/2$ , то нельзя определять сопротивление излучения через действующую длину, а нужно найти точное значение  $R_{\Sigma\pi}$  по графику рис. 2.16 и пересчитать это сопротивление к входным клеммам вибратора по формуле (26). В итоге получим

$$Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + jX_{\text{вх}} = \frac{R_{\Sigma\pi}}{\sin^2(\beta l/2)} - jZ_{\text{вА}} \operatorname{ctg}\left(\frac{\beta l}{2}\right).$$

Во всех перечисленных расчетах должно быть известно волновое сопротивление антенны. При длине антенны  $l$ , значительно меньшей длины волны  $\lambda$ , когда поле вблизи антенны не отличается существенно от поля двухпроводной линии, волновое сопротивление антенны может быть определено по ее погонным параметрам. Если же условие  $l \ll \lambda$  не соблюдается, то эта задача значительно усложняется.

Для расчета волнового сопротивления симметричного вибратора В. Н. Кессених предложил формулу

$$Z_{\text{вА}} = 120 \left( \ln \frac{\lambda}{\pi r} - 0,577 \right), \quad (29)$$

где  $r$  — радиус провода вибратора.

Применяются и другие формулы:

$$Z_{\text{вА}} = 120 \left( \ln \frac{l}{r} - 1 \right), \quad (30)$$

$$Z_{\text{вА}} = 120 \left( \ln \frac{l}{r} - 0,69 \right). \quad (31)$$

А. А. Пистолькорс рекомендует для ориентировочных расчетов считать волновое сопротивление тонкого симметричного вибратора равным  $Z_{\text{вА}} = 1000 \text{ ом}$ .

В резонансных кривых вибратора (см. рис. 2.17) наблюдается ряд особенностей, на которые необходимо обратить внимание.

1. Вибратор имеет большое активное сопротивление излучения  $R_{\Sigma\pi}$ , которого нет в двухпроводной линии. По этой причине добротность вибратора оказывается небольшой, его резонансные кривые менее острые, чем резонансные кривые линий, а активная составляющая входного сопротивления в минимуме, где  $R_{\text{вх}} = R_{\Sigma\pi}$ , значительно больше и в максимуме, где  $R_{\text{вх}} = Z_{\text{вА}}^2/R_{\Sigma\pi}$ , значительно меньше, чем в линии.

2. Для симметричного вибратора характерно, что его резонансные кривые по мере увеличения диаметра все более притупляются и резонансная длина вибратора уменьшается (см. рис. 2.17). Если первый резонанс наступает в разомкнутой линии при ее длине  $l = \lambda/4$ , что соответствует длине симметричного вибратора  $l = \lambda/2$ , то при большом диаметре вибратора его резонансная длина сокращается до  $0,45\lambda$ . Этот эффект укорочения объясняется тем, что с увеличением диаметра вибратора увеличивается его погонная емкость,

уменьшается его волновое сопротивление, а следовательно, и добротность, которая в ряде случаев падает до нескольких единиц. Подобно тому, как в обычном колебательном контуре значительное уменьшение добротности сопровождается изменением резонансной частоты, в данном случае изменяется (уменьшается) резонансная длина вибратора.

Геометрическая длина полуволнового вибратора с учетом эффекта укорочения равна

$$\frac{\lambda}{2} - 2\Delta l = \frac{\lambda}{2} - \frac{42,5}{\pi Z_{\text{ВА}}}. \quad (32)$$

Входное и волновое сопротивления несимметричного вибратора в 2 раза меньше, чем симметричного соответствующей длины, так как для получения в обоих вибраторах равных токов необходимо на входе несимметричного вибратора создать в 2 раза меньшее напряжение, чем на входе симметричного.

## 10. Собственные и вынужденные колебания в вибраторах

Если вибратору сообщить заряд от внешнего источника тока, а затем отключить источник от входных зажимов и замкнуть их накоротко, то в вибраторе возникнут собственные колебания в форме стоячих волн. Эти колебания, как в обычном колебательном контуре, имеют затухающий характер, но отличаются от собственных колебаний в контуре с сосредоточенными постоянными множеством синусоидальных составляющих кратных частот. Кроме тока основной частоты  $f_0(\lambda_0)$ , в вибраторе возникают токи второй гармоники  $f_2 = 2f_0$  ( $\lambda_2 = \lambda_0/2$ ), третьей гармоники  $f_3 = 3f_0$  ( $\lambda_3 = \lambda_0/3$ ), и т. д.

Связь между длиной волны гармонических составляющих и длиной симметричного вибратора  $l$  можно найти, исходя из того, что на концах такого вибратора ток равен нулю (если вибратор не имеет емкостной нагрузки). Этому условию, как видно из рис. 2.18, а, удовлетворяет любая гармоника и потому

$$l = \frac{\lambda_0}{2}, \lambda_2, \frac{3\lambda_3}{2}, \dots,$$

откуда

$$\lambda_0 = 2l, \lambda_2 = l, \lambda_3 = \frac{2l}{3}, \dots \quad (33)$$

Свободные колебания в заземленном вибраторе (рис. 2.18, б) должны удовлетворять несколько иному условию: на свободном конце должен быть узел тока, а в точке заземления — пучность тока. Это требование удовлетворяется только для нечетных гармо-

ник, длина волны которых связана с высотой вибратора  $h$  зависимостью

$$h = \frac{\lambda_0}{4}, \frac{3\lambda_3}{4}, \frac{5\lambda_5}{4}, \dots \text{ или}$$

$$\lambda_0 = 4h, \lambda_3 = \frac{4h}{3}, \lambda_5 = \frac{4h}{5}, \dots \quad (34)$$

Вынужденные колебания в вибраторе, как в любой цепи, происходят с длиной волны  $\lambda$  генератора. Эта длина волны становится резонансной, когда реактивная составляющая входного сопротив-

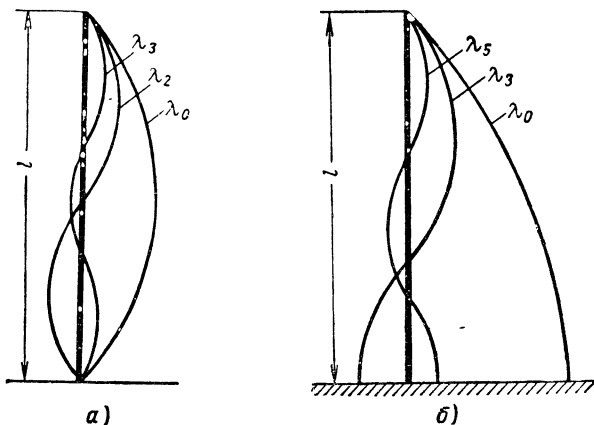


Рис. 2.18. Собственные колебания в симметричном (а) и вертикальном заземленном (б) вибраторах

ления вибратора равна нулю или бесконечности. Для симметричного вибратора такое условие означает

$$X_{\text{вх}} = -Z_{\text{вА}} \operatorname{ctg} \frac{\beta l}{2} = -Z_{\text{вБ}} \operatorname{ctg} \frac{\pi l}{\lambda} = 0; \infty.$$

Отсюда находим зависимость между резонансной длиной волны ( $\lambda = \lambda_0, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ ) и длиной симметричного вибратора ( $l$ ):

$$\lambda_0 = 2l, \lambda_2 = l, \lambda_3 = \frac{2l}{3}, \dots \quad (35)$$

Аналогично доказывается, что резонансные длины волн заземленного вибратора связаны с его высотой  $h$  зависимостью

$$\lambda_0 = 4h, \lambda_3 = \frac{4h}{3}, \lambda_5 = \frac{4h}{5}, \dots \quad (36)$$

Сопоставляя выражения (33), (34) и (35), (36), убеждаемся в том, что резонанс в вибраторах, как и в любой колебательной цепи,

наступает при условии, что длина волны вынужденных колебаний равна длине волны собственных колебаний, но так как вибратор является цепью с распределенными параметрами, то в нем резонанс наступает при множестве кратных частот гармоник. Такое же явление наблюдалось в длинных линиях, работающих в режиме стоячих или смешанных волн. В контуре же с сосредоточенными параметрами существует только одна резонансная частота.

## 11. Формулы идеальной радиопередачи

Так называются формулы, устанавливающие связь между напряженностью поля в данной точке свободного пространства и током или мощностью излучения передающей антенны.

Плотность потока мощности ненаправленной изотропной антенны

$$P = \frac{P_{\Sigma}}{4\pi r^2},$$

но эта же плотность потока равна

$$P = \frac{E^2}{120\pi}.$$

Приравняв оба выражения вектора Пойнтинга  $P$ , получаем

$$\frac{P_{\Sigma}}{4\pi r^2} = \frac{E^2}{120\pi},$$

откуда

$$E \text{ [в/м]} = \frac{\sqrt{30P_{\Sigma} \text{ [вт]}}}{r \text{ [м]}} \quad \text{или} \quad E \text{ [мв/м]} = \frac{\sqrt{30P_{\Sigma} \text{ [вт]}}}{r \text{ [км]}}.$$

Реальная антенна имеет коэффициент направленного действия  $D$ , что равнозначно увеличению мощности излучения в  $D$  раз, и тогда действующее значение напряженности электрического поля равно

$$E \text{ [мв/м]} = \frac{\sqrt{30P_{\Sigma} \text{ [вт]} D}}{r \text{ [км]}} = \frac{173 \sqrt{P_{\Sigma} \text{ [квт]} D}}{r \text{ [км]}}. \quad (37)$$

Если антенна расположена над плоской идеально проводящей землей и излучает такую же мощность  $P_{\Sigma}$ , как в свободном пространстве, то, поскольку в первом случае излучение происходит только в верхнюю полусферу, плотность потока мощности удваивается и напряженность поля возрастает в  $\sqrt{2}$  раз. В результате

$$E \text{ [мв/м]} = \frac{173 \sqrt{2} \sqrt{P_{\Sigma} \text{ [квт]} D}}{r \text{ [км]}} = \frac{245 \sqrt{P_{\Sigma} \text{ [квт]} D}}{r \text{ [км]}}. \quad (38)$$

Выразим теперь  $E$  через действующее значение тока  $I$  симметричного вибратора. Для этого сначала в формуле (2), выражающей

амплитуду напряженности электрического поля диполя Герца  $E_m$  в направлении зенитного угла  $\theta$ , заменим  $l$  на  $h_d$  и подставим  $\theta=90^\circ$  (это даст максимальную величину  $E_m = E_{mm}$  на расстоянии  $r$ ):

$$E_{mm} = \frac{60\pi I_m h_d}{r\lambda}.$$

Отсюда действующее значение напряженности поля

$$E_{\text{макс}} = \frac{E_{mm}}{\sqrt{2}} = \frac{60\pi I h_d}{r\lambda}. \quad (39)$$

Здесь  $E_{\text{макс}}$  выражено в вольтах на метр,  $I$  — в амперах,  $r$  — в метрах, а  $h_d$  и  $\lambda$  в любых одинаковых единицах. Если же за единицу измерения дальности  $r$  принять километр, то  $E_{\text{макс}}$  будет выражено в милливольтгах на метр.

Дополнив формулы идеальной радиопередачи множителем  $F(\theta)$ , выражающим нормированную диаграмму направленности вибратора, можно будет определить напряженность поля не только в направлении максимального излучения, но и под любым углом  $\theta$ . Например для симметричного вибратора

$$E [\text{мв/м}] = E_{\text{макс}} [\text{мв/м}] F(\theta) = \frac{60\pi I [a] h_d}{r [\text{км}] \lambda} F(\theta). \quad (40)$$

При расчете поля в реальных условиях, когда имеются потери электромагнитной энергии в атмосфере и земле, а также сказываются дифракция, рефракция и другие факторы, приведенные формулы дополняются коэффициентом, называемым множителем ослабления.

## 12. Принцип взаимности в применении к антеннам

Процессы, происходящие в приемной антенне, сложнее процессов в передающей антенне. Последняя питается от одного источника э. д. с. — генератора высокой частоты, передающего энергию через элемент связи, а в приемной антенне каждый ее элемент под действием электромагнитных полей, возбуждаемых различными передающими радиостанциями и источниками помех, становится источником э. д. с. Естественно стремление выразить параметры приемной антенны через параметры передающей антенны. Это оказалось возможным благодаря теоремам взаимности, которые были перенесены М. Д. Свешниковой (1927 г.) из теории четырехполюсников в теорию антенн и непосредственно использованы в теории приемных антенн М. С. Нейманом (1935 г.).

В применении к антеннам теорема взаимности формулируется так: если э. д. с. первой антенны  $\mathcal{E}_1$  возбуждает во второй антенне ток  $I_{21}$ , а э. д. с. второй антенны  $\mathcal{E}_2$  возбуждает в первой антенне

$I_{12}$ , то в случае равенства э. д. с.,  $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$ , имеет место равенство токов  $I_{21} = I_{12}$ .

Эта же теорема может быть применена к одной антенне: если э. д. с.  $\mathcal{E}$ , включенная в произвольное сечение 1 антенны, вызывает в сечении 2 той же антенны ток  $I$ , то равная э. д. с.  $\mathcal{E}$ , включенная в сечение 2, вызывает равный ток  $I$  в сечении 1.

Выделим в приемной антенне, имеющей вид вертикального заземленного вибратора высотой  $h$  (рис. 2.19, а) с внешним сопротивлением  $Z_n$  (в данном случае это входное сопротивление приемника),

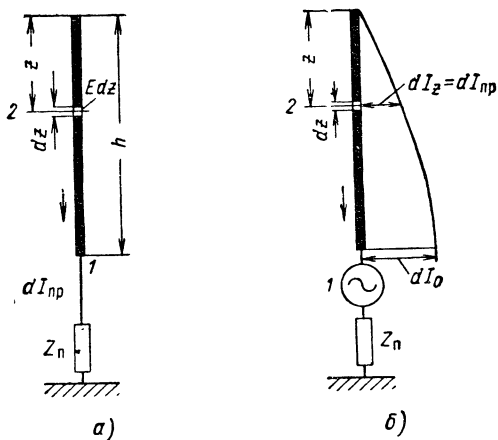


Рис 2.19. Иллюстрация обратимости передающей и приемной антенн.

элементарный участок  $dz$ , расположенный на расстоянии  $z$  от вершины вибратора. Электромагнитная волна возбуждает на участке  $dz$  э. д. с.  $d\mathcal{E}_A = Edz$ , где  $E$  — напряженность продольной составляющей электрического поля электромагнитной волны. Под влиянием этой э. д. с. в приемной антенне возникает ток, который в разных сечениях вибратора имеет различную величину. Обозначим ток, возникший у основания антенны, а следовательно, и на входе приемника,  $dI_{пр}$ . Соотношение между  $d\mathcal{E}_A = Edz$  и  $dI_{пр}$  нам неизвестно. Чтобы выявить его, используем теорему взаимности и поменяем местами э. д. с. и ток. Иначе говоря, включив у основания вибратора источник э. д. с.  $d\mathcal{E}_A = Edz$ , получим в сечении с координатой  $z$  ток  $dI_z$ , равный  $dI_{пр}$  (рис. 2.19, б).

Этим совершен переход от приемной антенны к передающей, так как для последней характерно включение источника э. д. с. у входных клемм. Применив закон Ома к данной передающей антенне, можем определить ток у ее основания.

$$dI_0 = \frac{d\mathcal{E}_A}{Z_A + Z_n} = \frac{Edz}{Z_A + Z_n},$$

где  $Z_A$  — входное сопротивление передающей антенны ( $Z_A = Z_{вх}$ );  $Z_n$  — внешнее сопротивление (при передаче — это выходное сопротивление передатчика).

Из теории передающих антенн известно, что ток в вертикальном вибраторе имеет характер стоячих волн, величина которого в сечении с координатой  $z$  и в основании антенны ( $z = h$ ) соответственно равна

$$dI_z = dI_n \sin \beta z, \quad dI_0 = dI_n \sin \beta h,$$

где  $dI_n$  — ток в пучности.

Отсюда следует, что

$$dI_z = \frac{\sin \beta z}{\sin \beta h} dI_0 = \frac{\sin \beta z}{\sin \beta h} \frac{E dz}{Z_A + Z_n}.$$

Таким образом, перейдя обратно к приемной антенне (рис. 2.19, а) мы располагаем зависимостью тока у основания этой антенны  $dI_{пр} = dI_z$  от э. д. с.  $E dz$ , индуктируемой в ее произвольном сечении с координатой  $z$ . Для того чтобы получить полный ток у основания приемной антенны, нужно сложить э. д. с. всех ее элементарных участков, т. е. полученное выражение  $dI_z$  следует проинтегрировать в пределах от  $z = 0$  до  $z = h$ :

$$I_{пр} = \int_0^h \frac{E \sin \beta z}{\sin \beta h (Z_A + Z_n)} dz.$$

Так как  $\beta h = \frac{2\pi}{\lambda} h$ , сопротивления  $Z_A$  и  $Z_n$  и напряженность поля  $E$  не зависят от  $z$ , то под знаком интеграла остается только  $(\sin \beta z) dz$ . Выражение  $\frac{1}{\sin \beta h} \int_0^h \sin \beta z dz$  нам известно [см. формулу (22)] — это действующая высота вибратора  $h_d$ , работающего в режиме передачи. Таким образом, полный ток на клеммах приемной антенны равен

$$I_{пр} = \frac{E}{(Z_A + Z_n) \sin \beta h} \int_0^h \sin \beta z dz = \frac{E h_d}{Z_A + Z_n}.$$

По аналогии с законом Ома произведение напряженности электрического поля  $E$  на действующую высоту передающей антенны  $h_d$  можно рассматривать как э. д. с. в приемной антенне  $\mathcal{E}_A$ , величину  $Z_A$  можно считать внутренним (выходным) сопротивлением этой антенны, а  $Z_n$  — входным сопротивлением приемника:

$$I_{пр} = \frac{E h_d}{Z_A + Z_n} = \frac{\mathcal{E}_A}{Z_A + Z_n}.$$



По определению, приведенному в § 4, отношение  $\mathcal{E}_A/E$  есть действующая высота (длина) приемной антенны, а в данном параграфе параметр  $h_d$  фигурировал как действующая высота передающей антенны. Отсюда заключаем, что *действующая высота антенны одинакова при работе ее на передачу и прием.*

Второй вывод: *выходное сопротивление приемной антенны равно входному сопротивлению той же антенны при использовании ее в качестве передающей.*

Если к этому прибавить ранее доказанное положение, что направленные свойства антенны одинаковы при работе на передачу и прием, то можно сделать общий вывод: *работает ли антенна как передающая или приемная — параметры и характеристики ее одинаковы.*

### 13. Мощность, отдаваемая приемной антенной приемнику

Пусть  $R_A$  и  $X_A$  — активная и реактивная составляющие сопротивления антенны на ее зажимах, а  $R_{пр}$  и  $X_{пр}$  — активная и реактивная составляющие входного сопротивления приемника. Тогда между э. д. с. в антенне  $\mathcal{E}_A$ , током на ее зажимах  $I_A$  и мощностью  $P_{пр}$ , сообщаемой антенной приемнику, имеется зависимость

$$P_{пр} = I_A^2 R_{пр} = \frac{\mathcal{E}_A^2}{(R_A + R_{пр})^2 + (X_A + X_{пр})^2} R_{пр}.$$

Из курса электротехники известно, что максимальная мощность в нагрузке выделяется тогда, когда реактивное сопротивление цепи равно нулю, а активные сопротивления нагрузки и источника э. д. с. равны между собой. В данном случае антенна по отношению к приемнику играет роль источника э. д. с. и согласование сопротивлений означает, что

$$X_A + X_{пр} = 0 \text{ и } R_A = R_{пр}.$$

При таком согласовании мощность, выделяемая в приемнике, максимальна:

$$P_{пр \text{ макс}} = \frac{\mathcal{E}_A^2 R_{пр}}{4R_{пр}^2} = \frac{\mathcal{E}_A^2}{4R_{пр}} = \frac{\mathcal{E}_A^2}{4R_A}.$$

Не вся мощность, улавливаемая антенной, поступает в приемник. Часть этой мощности расходуется на сопротивлении потерь антенны. Следовательно, антенна, согласованная с приемником и имеющая к. п. д.  $\eta_A$ , должна улавливать мощность

$$P_{\text{макс}} = \frac{P_{пр \text{ макс}}}{\eta_A} = \frac{\mathcal{E}_A^2}{4R_A} \frac{R_A}{R_{\Sigma}} = \frac{\mathcal{E}_A^2}{4R_{\Sigma}} = \frac{E^2 h_d^2}{4R_{\Sigma}}.$$

Заметим, что сопротивления  $R_{\Delta}$  и  $R_{\Sigma}$  в приведенных выражениях относятся к току на клеммах антенны.

Для характеристики способности антенны к поглощению мощности, переносимой электромагнитной волной, используем ранее упомянутый параметр — эффективную поверхность антенны.

Величина вектора Умова — Пойнтинга

$$P = \frac{E^2}{120 \pi}$$

определяет мощность потока электромагнитной энергии, проходящего через единичную поверхность, перпендикулярную к направлению распространения волны. Поэтому эффективная поверхность антенны

$$S_{\text{эф}} = \frac{P_{\text{макс}}}{P} = \frac{E^2 h_{\Delta}^2}{4R_{\Sigma}} \frac{120 \pi}{E^2} = \frac{30 \pi h_{\Delta}^2}{R_{\Sigma}}. \quad (41)$$

Эта поверхность в основном зависит от направленности антенны. *Отношение коэффициента направленного действия антенны к ее эффективной поверхности для любой антенны является постоянной величиной, равной  $4\pi/\lambda^2$ .*

Действительно, на основании формулы (27) коэффициент направленного действия антенны —

$$D = \frac{120 \pi^2 h_{\Delta}^2}{\lambda^2 R_{\Sigma}},$$

а так как эффективная поверхность антенны определяется формулой (41), то отношение

$$\frac{D}{S_{\text{эф}}} = \frac{120 \pi^2 h_{\Delta}^2}{\lambda^2 R_{\Sigma}} \frac{R_{\Sigma}}{30 \pi h_{\Delta}^2} = \frac{4\pi}{\lambda^2}.$$

Отсюда

$$S_{\text{эф}} = D \frac{\lambda^2}{4\pi}. \quad (42)$$

Эффективная поверхность одиночных вибраторов больше геометрической. Так, например, в случае элементарного вибратора

$$S_{\text{эф}} = D \frac{\lambda^2}{4\pi} = 1,5 \frac{\lambda^2}{4\pi} = \frac{\lambda^2}{8,37},$$

а в случае полуволнового вибратора ( $D = 1,64$ )

$$S_{\text{эф}} = D \frac{\lambda^2}{4\pi} = 1,64 \frac{\lambda^2}{4\pi} \approx \frac{\lambda^2}{8}.$$

Такую площадь имеет прямоугольник со сторонами  $\lambda/2$  и  $\lambda/4$ . Полученное соотношение между эффективной и геометрической поверхностями вибраторов объясняется тем, что последние привни-

мают электромагнитные волны, которые не только непосредственно пересекают вибраторы, но и проходят на некотором расстоянии от них. Об этом свидетельствует изменение структуры полей электромагнитной волны вокруг приемного вибратора (см. рис. 1.13).

В дальнейшем мы ознакомимся с поверхностными антеннами, в которых излучение и прием осуществляются большой плоской (или иной формы) поверхностью. В случае плоской площадки, равномерно и синфазно обтекаемой током, эффективная  $S_{\text{эф}}$  и геометрическая  $S_A$  поверхности равны между собой, а поэтому коэффициент направленного действия такой антенны

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{\text{эф}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_A.$$

В реальных условиях поверхностные антенны возбуждаются неравномерно и их эффективная поверхность меньше геометрической. Отношение эффективной поверхности антенны к геометрической называется *коэффициентом использования поверхности антенны*

$$\gamma = \frac{S_{\text{эф}}}{S_A}.$$

В заключение приведем зависимость между э.д.с., индуктируемой в приемной антенне, и ее коэффициентом направленного действия.

Мощность, поступающая в приемник, согласованный с антенной, выражается через коэффициент усиления антенны  $G$  следующим образом:

$$P_{\text{пр макс}} = P_{\text{макс}} \eta_A = P S_{\text{эф}} \eta_A = \frac{E^2}{120\pi} \frac{D\lambda^2}{4\pi} \eta_A = \frac{E^2 G \lambda^2}{480\pi^2}. \quad (43)$$

С другой стороны, эта мощность равна

$$P_{\text{пр макс}} = \frac{\mathcal{E}_A^2}{4R_{\text{пр}}} = \frac{\mathcal{E}_A^2}{4R_A}.$$

Отсюда следует, что

$$\frac{E^2 G \lambda^2}{480\pi^2} = \frac{\mathcal{E}_A^2}{4R_A},$$

а э.д.с. в приемной антенне

$$\mathcal{E}_A = \frac{E\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{GR_A}{120}}. \quad (44)$$

На основании формул (43) и (44) приходим к заключению, что *мощность, отдаваемая антенной приемнику, прямо пропорциональна коэффициенту усиления антенны, а э.д.с., индуктируемая в приемной антенне, пропорциональна квадратному корню из этого коэффициента*. Это позволяет сделать и другой вывод: в тех случаях, когда существенное значение имеют внутренние шумы приемника (имеется в виду диапазон УКВ) и качество приема определяется мощностью сигнала, важно иметь не только высокий коэффициент направленного действия приемной антенны  $D$ , но и большой к. п. д.  $\eta_A$  с тем, чтобы достичь максимального коэффициента усиления  $G = D\eta_A$ .

Формулы (43) и (44) впервые выведены М. С. Нейманом.

### III

## ФИДЕРЫ

### 14. Требования, предъявляемые к фидерам

Слово фидер происходит от английского глагола «to feed» (питать). В радиотехнике фидеры используют для передачи энергии, преимущественно высокочастотной, от одного устройства к другому, удаленному от первого на расстояние, соизмеримое с длиной волны.

К фидерам, независимо от их конструкции, предъявляют следующие требования:

1. Потери энергии в фидере должны быть минимальными. Они складываются из потерь на нагревание проводов, потерь в диэлектрике и потерь на излучение электромагнитной энергии во внешнюю среду.

2. Фидер должен допускать передачу заданной мощности.

3. Фидер не должен излучать и принимать электромагнитные волны, чтобы избежать излучения и приема их, т. е. должен отсутствовать антенный эффект.

4. Измерения в фидере должны быть простыми.

5. Фидер не должен нарушать режим работы генератора и изменять частоту его колебаний.

6. Во всем спектре частот передаваемых сигналов качественные показатели фидера должны удовлетворять техническим условиям, и, в частности, затухание, вносимое всеми звеньями фидера, не должно превышать допустимой величины.

7. Стабильность параметров фидера должна быть достаточной, чтобы изменения температуры, влажности и давления внешней среды, механические вибрации и другие дестабилизирующие факторы не сказывались на устойчивости работы антенного устройства.

8. Габариты и вес фидера должны быть приемлемыми.

9. Фидер должен быть механически прочным и простым в изготовлении.

Режим бегущих волн наиболее полно удовлетворяет перечисленным требованиям. Положим, что фидер длиной  $l$  работает именно в этом режиме. Тогда амплитуды напряжения и тока в начале

$(U_{1m}, I_{1m})$  и в конце  $(U_{2m}, I_{2m})$  фидера связаны зависимостью, которая определяется только затуханием:

$$U_{2m} = U_{1m} e^{-\alpha l}, \quad I_{2m} = I_{1m} e^{-\alpha l}.$$

Отсюда мощности колебаний в начале и конце фидера соответственно равны

$$P_1 = \frac{U_{1m} I_{1m}}{2},$$

$$P_2 = \frac{U_{2m} I_{2m}}{2} = \frac{U_{1m} I_{1m}}{2} e^{-2\alpha l} = P_1 e^{-2\alpha l}. \quad (45)$$

К.п.д. фидера равен отношению мощности на нагрузке, включенной в конце фидера, к мощности, подводимой к его входу:

$$\eta_{\text{ф}} = \frac{P_2}{P_1} = e^{-2\alpha l}. \quad (46)$$

Физический смысл формулы очевиден: чем больше коэффициент затухания  $\alpha$  и длина фидера  $l$ , тем больше общее затухание в фидере  $\alpha l$  и меньше его к п.д.

Если фидер работает в режиме смешанных волн, то к.п.д. его оказывается меньшим, чем при бегущих волнах. Причина этого заключается в том, что при наличии стоячих волн некоторая доля падающей волны и вся отраженная волна не выделяют мощности в нагрузку. Активная мощность этих волн теряется на сопротивлении проводов и за счет утечки тока фидера, снижая тем самым его к.п.д. Уменьшение к.п.д. сказывается тем сильнее, чем больше коэффициент стоячих волн в фидере. Это подтверждается формулой

$$\eta_{\text{ф}} \approx \frac{1}{1 + \alpha l \left( k_{\text{св}} + \frac{1}{k_{\text{св}}} \right)}. \quad (47)$$

В режиме бегущих волн ( $k_{\text{св}} = 1$ )

$$\eta_{\text{ф}} \approx \frac{1}{1 + 2\alpha l}.$$

Такой же результат дает формула (46) [можно доказать, что если  $\alpha$  — малая величина, то  $e^{-2\alpha l} \approx 1/(1 + 2\alpha l)$ ].

Режим бегущих волн является наиболее благоприятным и с точки зрения мощности, максимально допустимой для передачи по фидеру. Средняя мощность, передаваемая от генератора к нагрузке, во всех сечениях фидера одинакова и выражается через действующие значения напряжения  $U_x$  и тока  $I_x$  следующим образом:  $P = U_x I_x$ . Например, для фидера, работающего в режиме смешанных волн, в сечении, где напряжение  $U_x$  максимально, и, следовательно, ток  $I_x$  минимальный, мощность

$$P = U_{x \text{ макс}} I_{x \text{ мин}}.$$

Так как минимальные ток  $I_{x \text{ мин}}$  и напряжение  $U_{x \text{ мин}}$  получаются за счет бегущей волны, то  $I_{x \text{ мин}} = U_{x \text{ мин}}/Z_B$ , а

$$P = U_{x \text{ макс}} I_{x \text{ мин}} = \frac{U_{x \text{ макс}} U_{x \text{ мин}}}{Z_B}.$$

Учитывая соотношение  $U_{x \text{ мин}} = U_{x \text{ макс}}/k_{св}$ , находим, что

$$P = \frac{U_{x \text{ макс}}^2}{Z_B k_{св}}.$$

Мощность  $P$  становится максимально допустимой для передачи по фидеру  $P_{\text{доп}}$  тогда, когда напряжение  $U_{x \text{ макс}}$  достигает величины пробивного напряжения  $U_{\text{пр}}$ :

$$P_{\text{доп}} = \frac{U_{\text{пр}}^2}{Z_B k_{св}}. \quad (48)$$

Полученное выражение показывает, что, во-первых, допустимая мощность максимальна в режиме бегущих волн ( $k_{св} = 1$ ) и уменьшается с усилением стоячих волн (повышением  $k_{св}$ ); во-вторых, при увеличении  $k_{св}$  для сохранения неизменной допустимой мощности  $P_{\text{доп}}$  требуется увеличить пробивное напряжение  $U_{\text{пр}}$ , но это влечет за собой удорожание конструкции фидера и рост диэлектрических потерь в его изоляции.

Наличие стоячих волн в фидере нежелательно еще и потому, что при этом в его входном сопротивлении появляется реактивная составляющая  $X_{вх}$ , за счет чего вносится расстройка в колебательную систему генератора, к которому подключен фидер. Расстройку можно компенсировать, но так как  $X_{вх}$  — величина непостоянная, то частота и мощность генератора оказываются нестабильными.

И последнее обстоятельство: при смешанных волнах измерения в фидере затрудняются, так как действующие значения напряжения и тока изменяются по его длине.

Итак, *режим бегущих волн наиболее благоприятен для фидера и установление этого режима имеет большое практическое значение.*

## 15. Согласование сопротивлений в антенно-фидерной системе

В большинстве случаев сопротивление нагрузки фидера отличается от его волнового сопротивления. Это не исключает возможности работы фидера в режиме бегущих волн, для чего предназначено согласующее устройство  $B$  (рис. 3.1). Роль его заключается в том, чтобы при данном сопротивлении нагрузки (антенны)  $Z_a$  сделать сопротивление между входными точками 5—6, измеренное со стороны фидера, равным его волновому сопротивлению  $Z_B$ .

Эта задача не всегда точно выполняется, особенно в широкополосных устройствах, где неизбежно отражение волн к генератору в какой-то части диапазона частот. В таких случаях вводят дополнительное согласующее устройство  $A$  между генератором и началом фидера, чтобы избежать вторичного отражения волн от генератора к нагрузке. Устройство  $A$  должно обеспечить между точками 3—4 сопротивление, которое в направлении к генератору должно быть равно волновому  $Z_B$ .

Генератор передатчика только при работе в определенном режиме отдает заданную мощность при высоком к.п.д. В частности, его колебательная система должна иметь определенное оптимальное входное сопротивление  $R_{\text{онт}}$ , которое обычно отличается от волно-

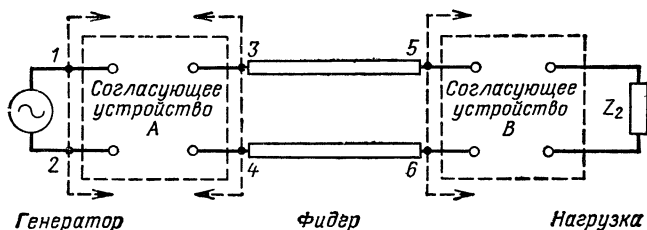


Рис. 3.1. Общая схема согласования фидера с нагрузкой и генератором.

вого сопротивления фидера  $Z_B$ . Эта задача решается тем же согласующим устройством  $A$ : между точками 1—2, но уже в направлении к фидеру создается сопротивление, равное  $R_{\text{онт}}$ . Аналогичные задачи решаются при согласовании фидеров, питающих приемники, и т. д.

Согласующее устройство выполняется в виде трансформатора сопротивлений или реактивного шунта. Наиболее употребительными согласующими устройствами являются: четвертьволновый трансформатор, экспоненциальный трансформатор, одиночный шлейф и двухшлейфовый трансформатор (под шлейфом понимается отрезок длинной линии).

Все согласующие линии можно практически считать идеальными, так как длина их мала по сравнению с длиной основной линии и потери в согласующих устройствах весьма незначительны. Поэтому во всех последующих выводах входное сопротивление замкнутой и разомкнутой согласующих линий принимается чисто реактивным.

**1. Согласование при помощи четвертьволнового трансформатора.** Четвертьволновый трансформатор представляет собой отрезок коаксиальной или симметричной двухпроводной линии длиной  $x = \lambda/4$ , который вводится последовательно в основную линию передачи. Таким трансформатором согласовываются только активные сопротивления.

На рис. 3.2, а показано включение четвертьволнового трансформатора с волновым сопротивлением  $Z_{вс}$  между фидером с волновым сопротивлением  $Z_{в1}$  и нагрузкой (например, антенной) с активным входным сопротивлением  $R_2$ . Поскольку  $R_2$  не равно  $Z_{вс}$ , то в согласующем отрезке возникают смешанные волны,  $k_{св}$  которых определяется отношением  $R_2$  и  $Z_{вс}$ . За счет стоячих волн в этом отрезке на одном конце его, обращенном к меньшему согласуемому сопротивлению, получают минимум напряжения и максимум тока

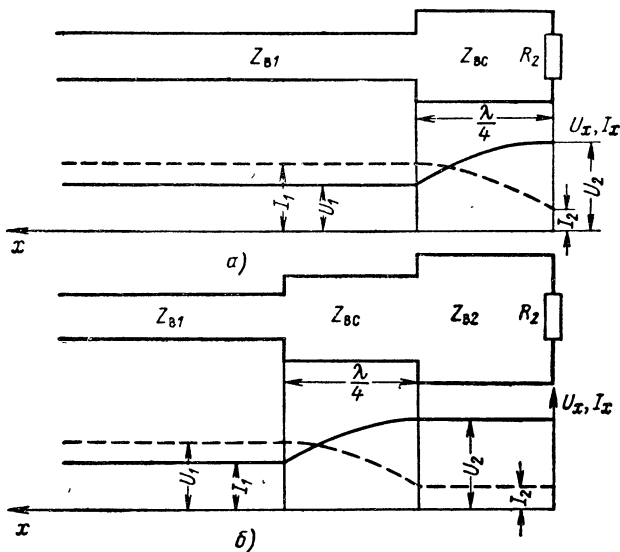


Рис. 3.2. Согласование сопротивлений при помощи четвертьволнового трансформатора.

(последовательный резонанс), что соответствует сопротивлению  $Z_{вс}/k_{св}$ . На другом конце трансформатора, обращенном к большему согласуемому сопротивлению, получают максимум напряжения и минимум тока (параллельный резонанс), что соответствует сопротивлению  $Z_{вс} k_{св}$ .

Допустим, что сопротивление нагрузки  $R_2 > Z_{в1}$ . Тогда к выходным концам трансформатора относится равенство  $Z_{вс} k_{св} = R_2$ , откуда  $k_{св} = R_2/Z_{вс}$ , а входное сопротивление трансформатора равно  $Z_{вс}/k_{св} = Z_{вс}^2/R_2$ . Поскольку это сопротивление ( $Z_{вс}^2/R_2$ ) служит нагрузкой фидера с волновым сопротивлением  $Z_{в1}$ , то для установления в нем бегущих волн должно соблюдаться условие

$$Z_{вс} = \sqrt{Z_{в1} R_2}. \quad (49)$$

Как видно из формулы полное согласование фидера с нагрузкой происходит при равенстве волнового сопротивления четвертьволнового трансформатора  $Z_{вс}$  среднему геометрическому



из волнового сопротивления фидера  $Z_{в1}$  и сопротивления нагрузки  $R_2$ ; если  $R_2 > Z_{в1}$ , то сопротивление  $Z_{вс}$  должно быть меньше  $R_2$ , но больше  $Z_{в1}$ ; если же  $R_2 < Z_{в1}$ , то соотношение должно быть обратным:  $R_2 < Z_{вс} < Z_{в1}$ .

При согласовании по схеме рис. 3.2, а имеем  $Z_{в1} = U_1/I_1$  и  $R_2 = U_2/I_2$ .

Поскольку  $U_2 > U_1$ , а  $I_2 < I_1$ , то соблюдается неравенство

$$Z_{в1} < R_2.$$

Аналогично в схеме рис. 3.2, б имеют место соотношения

$$Z_{в1} = \frac{U_1}{I_1} < Z_{в2} = \frac{U_2}{I_2},$$

так как  $U_2 > U_1$ , а  $I_2 < I_1$ .

В основных линиях при соблюдении этих условий получаются бегущие волны. Наличие стоячих волн в трансформаторе практически не связано с потерями энергии, так как длина согласующего отрезка значительно меньше длины основных линий.

Сущность согласования при помощи четвертьволнового трансформатора можно объяснить иначе. Волны, идущие от генератора к нагрузке, отражаются как от начала, так и от конца согласующего трансформатора, причем в начале трансформатора обе отраженные волны складываются в противофазе, поскольку одна из них проходит дополнительное расстояние  $\lambda/2$  (от начала четвертьволнового участка к его концу и обратно).

При правильном подборе волнового сопротивления согласующего трансформатора  $Z_{вс}$  коэффициент стоячих волн, обусловленный переходом от фидера к трансформатору и от трансформатора к нагрузке, имеет одинаковую величину:

$$k_{св} = \frac{Z_{вс}}{Z_{в1}} = \frac{R_2}{Z_{вс}}$$

(это согласуется с формулой  $Z_{вс} = \sqrt{R_2 Z_{в1}}$ ).

Тогда волны, отраженные от начала и конца трансформатора, равны по амплитуде, и в фидере сохраняются только волны, бегущие в направлении к нагрузке.

**2. Широкополосные трансформаторы сопротивлений.** Четвертьволновый трансформатор является узкополосным согласующим устройством, так как при отклонении длины волны  $\lambda$  от среднего значения  $\lambda_0$  электрическая длина трансформатора уже не равна  $\lambda/4$ . В связи с этим в основной линии кроме бегущей волны появляются стоячие волны, а входное сопротивление линии становится комплексным. Для расширения полосы пропускания согласующее устройство составляют из нескольких трансформаторов, каждый из которых имеет длину  $\lambda_0/4$ . Если, например, согласование производят при помощи двух четвертьволновых трансформаторов (рис. 3.3), то волновые сопротивления отрезков трансформатора  $Z'_{вс}$  и  $Z''_{вс}$  подбирают с таким расчетом, чтобы от сечений  $a - a'$  и  $b - b'$  волны отражались бы с одинаковой амплитудой, а от сечения  $c - c'$  — с вдвое большей амплитудой. Поскольку волна от  $a - a'$  до  $b - b'$  и обратно проходит путь  $2\lambda_0/2 = \lambda_0$ , то волны, отраженные

от  $a - a'$  и  $b - b'$ , совпадают по фазе и складываются. Вместе с тем, они полностью компенсируются волной, отраженной от сечения  $c - c'$ , так как путь от  $a - a'$  до  $c - c'$  и обратно равен  $2\frac{\lambda_0}{4} = \frac{\lambda_0}{2}$ , что соответствует сдвигу по фазе на  $180^\circ$ .

Примерно так же компенсируются в основной линии волны, отраженные от элементов согласующего трансформатора, при длине волны передаваемых колебаний  $\lambda$ , не равной среднему значению ее  $\lambda_0$ . Пусть  $\lambda < \lambda_0$ . Тогда каждый участок трансформатора имеет длину, несколько большую, чем  $\lambda/4$ . Это позволяет сказать, что отраженные волны суммируются в сечении  $a - a'$  следующим

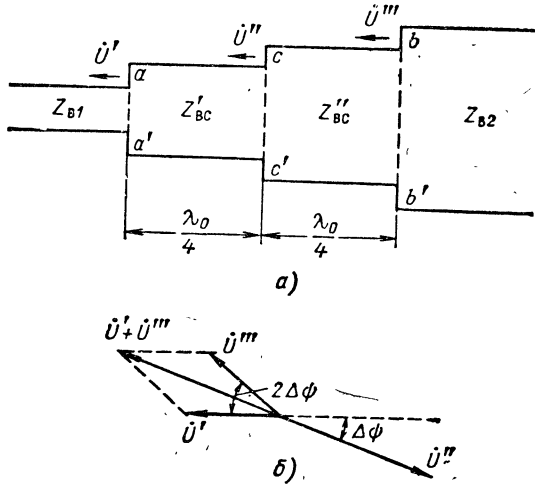


Рис. 3.3. Согласование сопротивлений при помощи ступенчатого трансформатора.

шим образом (рис. 3.3, б): волна  $\dot{U}''$ , отраженная от  $c - c'$ , отстает по фазе на угол  $180^\circ + \Delta\psi$ , а волна  $\dot{U}'''$ , отраженная от  $b - b'$ , отстает на угол  $2(180^\circ + \Delta\psi) = 360^\circ + 2\Delta\psi$  относительно волны  $\dot{U}'$ , отраженной от  $a - a'$ . В результате суммарное напряжение  $\dot{U}' + \dot{U}'''$  оказывается почти в противофазе с напряжением  $\dot{U}''$ , и так как  $\dot{U}'' = 2\dot{U}' = 2\dot{U}'''$ , то отраженные волны почти полностью компенсируют друг друга.

Расчеты показывают, что для согласования в диапазоне частот волновые сопротивления трансформирующих переходов должны удовлетворять равенствам

$$Z'_{BC} = \sqrt{Z_{B1} Z_{B1} Z_{B2}}$$

и

$$Z''_{BC} = \sqrt{Z_{B2} Z_{B1} Z_{B2}}. \quad (50)$$

Существуют схемы расширения полосы пропускания одиночных четвертьволновых трансформаторов. Одна из этих схем показана на рис. 3.4, а. К низкоомному концу четвертьволнового трансформатора ( $a - b$ ) подключен шлейф длиной  $\lambda_0/4$ . Для волны  $\lambda_0$  входное сопротивление этого шлейфа в сечении  $a - b$  настолько велико, что шлейф практически не влияет на согласование основной линии, имеющей волновое сопротивление  $Z_{B1}$ , с нагрузкой  $R_2$ . Теперь допустим, что длина волны передаваемых колебаний  $\lambda < \lambda_0$ . Тогда длина трансформирующего участка оказывается больше, чем  $\lambda/4$ , и так

как этот участок замкнут на сопротивление  $R_2 > Z_{BC}$ , то во входном сопротивлении участка, кроме активной составляющей, появляется реактивная составляющая индуктивного характера. Эта составляющая компенсируется емкостным сопротивлением, вносимым шлейфом в сечение  $a - b$ . Емкостный характер сопротивления обусловлен тем, что электрическая длина шлейфа стала больше, чем  $\lambda/4$ . Таким образом, основная линия оказывается нагруженной на активное сопротивление, близкое к ее волновому сопротивлению  $Z_{B1}$ . Аналогично происходит согласование при отклонении длины волны  $\lambda$  в сторону увеличения от  $\lambda_0$ .

Если реактивный шунт вводится с высокоомного конца четвертьволнового трансформатора, то используется шлейф длиной  $\lambda_0/4$ , который разомкнут на конце и включен последовательно в схему (рис. 3.4, б). На волне  $\lambda_0$  вход-

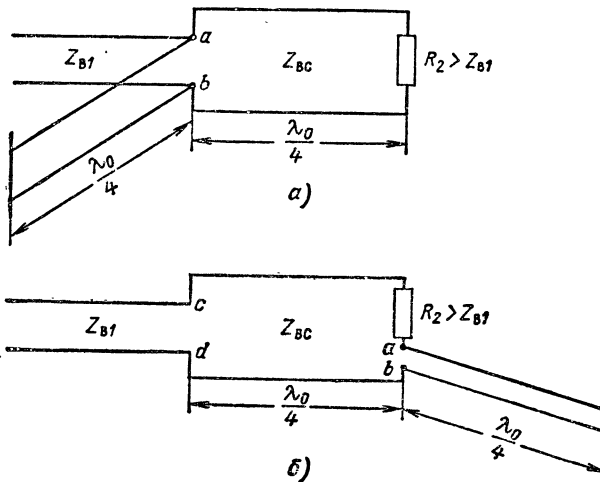


Рис. 3.4. Широкополосное согласование сопротивлений при помощи двухпроводных шлейфов.

ное сопротивление шлейфа (между  $a - b$ ) практически равно нулю и сопротивления согласуются так, как в простейшем трансформаторе. Если же  $\lambda > \lambda_0$ , то входное сопротивление шлейфа приобретет емкостный характер, поскольку электрическая длина шлейфа меньше, чем  $\lambda/4$ , и за счет этого нагрузка согласующей линии станет комплексной.

Благодаря появлению емкостной составляющей в сопротивлении нагрузки и тому, что длина трансформирующего участка стала меньше  $\lambda/4$ , входное сопротивление этого участка в  $c - d$  сохраняется активным, как при последовательном резонансе, и близким к волновому сопротивлению  $Z_{B1}$ .

**3. Согласование при помощи экспоненциального трансформатора.** Экспоненциальным трансформатором называется линия, по длине которой волновое сопротивление изменяется по экспоненциальному закону (рис. 3.5). Это достигается изменением расстояния между проводами или их диаметра и соответственно изменением погонной индуктивности и емкости трансформатора по его длине.

Если расстояние между проводами увеличивается от начала к концу (рис. 3.5, а), то с ростом координаты  $x$  (приближением к на-

чалу линии) погонная емкость возрастает от  $C_{12}$  до  $C_{1x}$  (сближаются провода), а погонная индуктивность уменьшается от  $L_{12}$  до  $L_{1x}$  (на каждую единицу длины приходится провода меньшей протяженности). Соответственно уменьшается волновое сопротивление от  $Z_{B2}$  до  $Z_{Bx}$ :

$$L_{1x} = L_{12} e^{-bx}, \quad C_{1x} = C_{12} e^{bx},$$

$$Z_{Bx} = \sqrt{\frac{L_{1x}}{C_{1x}}} = \sqrt{\frac{L_{12} e^{-bx}}{C_{12} e^{bx}}} = \sqrt{\frac{L_{12}}{C_{12}}} e^{-bx} = Z_{B2} e^{-bx},$$

где  $b$  — коэффициент, характеризующий степень изменения параметров вдоль линии.

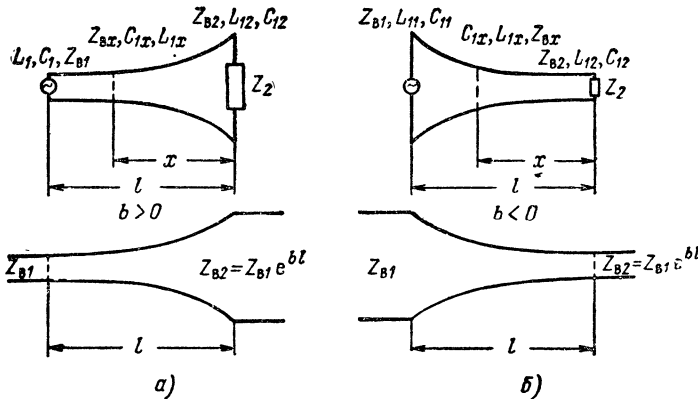


Рис. 3.5. Экспоненциальный трансформатор.

Этот коэффициент положительный для схемы рис. 3.5, а и отрицательный для рис. 3.5, б. Во втором случае линия сужается от начала к концу и в соответствии с приведенными формулами увеличение  $x$  сопровождается ростом погонной индуктивности, уменьшением погонной емкости и соответствующим увеличением волнового сопротивления.

К началу экспоненциальной линии ( $x = l$ ) относятся погонные параметры  $L_{11}$ ,  $C_{11}$  и волновое сопротивление  $Z_{B1}$ , а к концу ( $x = 0$ ) — соответственно  $L_{12}$ ,  $C_{12}$ ,  $Z_{B2}$ . Эти величины связаны зависимостью

$$Z_{B1} = \sqrt{\frac{L_{11}}{C_{11}}} = \sqrt{\frac{L_{12} e^{-bl}}{C_{12} e^{bl}}} = \sqrt{\frac{L_{12}}{C_{12}}} e^{-bl} = Z_{B2} e^{-bl}.$$

Отсюда

$$\frac{Z_{B2}}{Z_{B1}} = e^{bl},$$

а длина экспоненциального трансформатора равна

$$l = \frac{1}{b} \ln \frac{Z_{B2}}{Z_{B1}} = \frac{2,3}{b} \lg \frac{Z_{B2}}{Z_{B1}}. \quad (51)$$

Как показывает формула (51), длина трансформатора  $l$  должна быть тем больше, чем больше отношение  $Z_{B2}/Z_{B1}$ , называемое *коэффициентом трансформации*, и чем меньше параметр  $b$ , т. е. чем меньше степень изменения погонных параметров линии по ее длине.

Такой трансформатор позволяет согласовать сопротивления, равные  $Z_{B1}$  и  $Z_{B2}$ . Как показано в нижней части рис. 3.5, вход трансформатора подключается к фидеру с волновым сопротивлением  $Z_{B1}$ , а выход — к фидеру с волновым сопротивлением  $Z_{B2}$ . Если волновое сопротивление трансформатора изменяется по его длине доста-

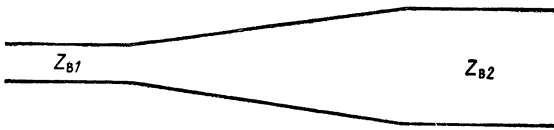


Рис. 3.6. Трансформатор сопротивлений с линией, но изменяющимися параметрами.

точно плавно (коэффициент  $b$  невелик), то отражения в нем не превышают допустимой величины ( $k_{св}$  близок к единице) и по всей линии передачи удастся получить режим, близкий к бегущим волнам. Важно, что этот режим сохраняется в экспоненциальном трансформаторе в широком диапазоне волн.

Параметры  $b$  и  $k_{св}$  связаны зависимостью

$$|b| = \frac{8\pi}{\lambda_{\max}} k_{св}.$$

Смысл этой зависимости ясен: величину  $|b|$  нужно брать тем меньшей, а следовательно, длину трансформатора  $l$  тем большей, чем меньше допустимый  $k_{св}$  в линии передачи (выше требования к качеству согласования) и больше максимальная длина волны  $\lambda_{\max}$  рабочего диапазона; последнее связано с уменьшением отношения  $l/\lambda_{\max}$ , от которого фактически зависит интенсивность стоячих волн при данном коэффициенте трансформации  $Z_{B2}/Z_{B1}$ .

Физическая сущность согласования экспоненциальным трансформатором заключается в том, что по мере увеличения его волнового сопротивления амплитуда напряжения возрастает, а амплитуда тока уменьшается, причем эти изменения происходят достаточно плавно, так что режим бегущих волн практически сохраняется.

Существуют стандартные экспоненциальные линии следующих типов: ТФ2  $\frac{700}{350}$  — трансформатор фидерный двухпроводный с коэффициентом трансформации  $\frac{Z_{B2}}{Z_{B1}} = \frac{700}{350}$ ; ТФ4  $\frac{300}{600}$  — трансформатор

фидерный четырехпроводный,  $Z_{в1} = 300 \text{ ом}$ ,  $Z_{в2} = 600 \text{ ом}$ ;  
 ТФ4П  $\frac{340}{208}$  — трансформатор фидерный четырехпроводный приемный, коэффициент трансформации  $\frac{Z_{в2}}{Z_{в1}} = \frac{340}{208}$ .

На практике, особенно в диапазоне сверхвысоких частот, широко применяются отрезки линий, поперечные размеры которых изменяются по линейному закону (рис. 3.6). Изготовление таких трансформаторов проще, чем экспоненциальных, а при достаточно большой длине они близки по эффективности согласования к экспоненциальным.

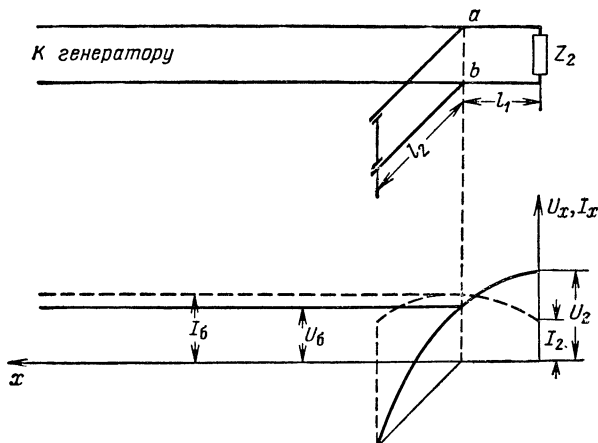


Рис. 3.7. Согласование сопротивлений при помощи одиночного шлейфа.

Впервые экспоненциальный трансформатор был разработан и применен для согласования диапазонных антенн Г. З. Айзенбергом.

**4. Согласование при помощи одиночного шлейфа.** В открытых двухпроводных линиях широко применяется согласование при помощи реактивного шунта в виде разомкнутого или короткозамкнутого шлейфа (рис. 3.7). Такой способ согласования был предложен В. В. Татариновым.

Как известно, в несогласованной линии имеются сечения в которых с интервалом в  $\lambda/4$  чередуются последовательный и параллельный резонансы. Входное сопротивление в этих сечениях активное ( $Z_{вх} = R_{вх}$ ) и по величине либо минимальное  $R_{вх \text{ мин}} = Z_в/k_{св}$  (последовательный резонанс), либо максимальное  $R_{вх \text{ макс}} = Z_в k_{св}$  (параллельный резонанс). Значит в каждом интервале  $\lambda/4$  обязательно находится такое сечение  $a-b$ , где сопротивление  $R_{вх} = Z_в$ , а проводимость  $G_{вх} = 1/Z_в = g_в$ .

Но в этом сечении нет резонанса и, следовательно, имеется реактивная составляющая входной проводимости  $jb_{вх}$ . Для ее компен-

сацией предназначен шлейф, который включается в то же сечение  $a-b$ . Являясь отрезком короткозамкнутой или разомкнутой линии, шлейф имеет входную проводимость реактивного характера. Ее устанавливают равной и противоположной по знаку  $b_{вх}$ , подбирая длину  $l_2$ . Тогда вся основная часть фидера (от генератора до  $a-b$ ) замкнута на активную нагрузку, проводимость которой равна волновой  $g_в$ , и потому в этой части фидера имеются только бегущие волны с напряжением  $U_6$  и током  $I_6$ .

Принципиально шлейф может быть как разомкнутой, так и короткозамкнутой линией, но чаще применяют последнюю, так как длина ее легко регулируется и можно использовать имеющуюся

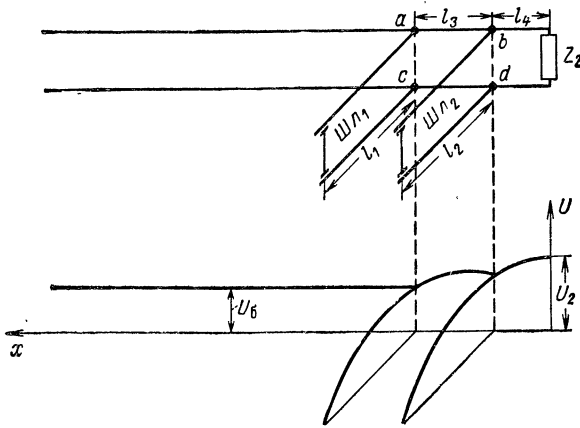


Рис. 3.8. Согласование сопротивлений при помощи двух шлейфов.

в ней перемычку в качестве механической опоры. Кроме того, потери в короткозамкнутой линии меньше, чем в разомкнутой. Для уменьшения размеров и потерь в шлейфе длину его, как правило, устанавливают меньшей, чем  $\lambda/4$ .

Входное сопротивление короткозамкнутого шлейфа длиной  $l_2 < \lambda/4$  имеет индуктивный характер, поэтому он включается по ту сторону от резонансного сечения фидера, где сопротивление  $X_{вх}$  имеет емкостный характер. Разомкнутый шлейф включают на равном расстоянии, но по другую сторону от резонансного сечения.

Согласование одиночным шлейфом основано на том, что отраженная от нагрузки волна замыкается через шлейф, отражается от его короткозамкнутого (или разомкнутого) конца и возвращается к нагрузке, не попадая в основную часть фидера, включенную между генератором и шлейфом. Таким образом, стоячие волны существуют только в шлейфе и в той части фидера, которая расположена между шлейфом и нагрузкой. Очевидно, что шлейф следует включать как можно ближе к нагрузке.

**5. Согласование при помощи двух шлейфов.** В коаксиальных фидерах, где трудно перемещать шлейф, согласующее устройство с реактивным шунтом содержит два неподвижных шлейфа, которые замыкаются накоротко подвижными плунжерами (рис. 3.8). Такая схема была предложена советским специалистом Г. А. Михельсоном.

Обычно расстояние между шлейфами  $l_3$  равно  $\lambda/8$  или  $3\lambda/8$ .

Полное согласование достигается в сечении  $a - c$ , к которому подключен первый шлейф  $Шл_1$ , и до этого сечения фидер работает в режиме бегущих волн. Следовательно, в  $a - c$  активная составляющая входной проводимости  $G_{вх}$  по направлению к нагрузке должна быть равна волновой проводимости фидера  $g_b = 1/Z_b$ , а реактивная составляющая той же проводимости компенсируется противоположной реактивной проводимостью шлейфа  $Шл_1$ .

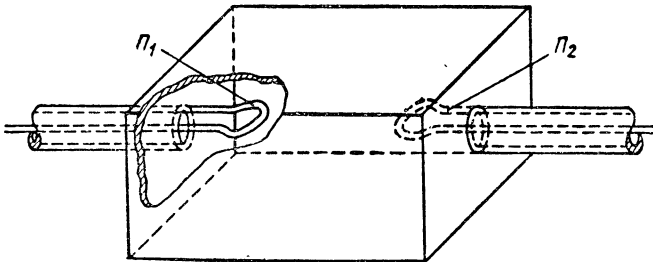


Рис. 3.9. Объемный резонатор как трансформатор сопротивлений.

Как видно, этот шлейф выполняет те же функции, что и подвижный шлейф на рис. 3.7. Различие между этими системами заключается в том, что условие подключения одиночного шлейфа к сечению с  $G_{вх} = g_b$  достигается передвижением шлейфа, а в данном случае (рис. 3.8) для этого изменяется длина  $l_2$  шлейфа  $Шл_2$ .

Отдельно взятый отрезок фидера длиной  $l_4$ , замкнутый на сопротивление  $Z_2$ , имеет входную (между  $b - d$ ) проводимость комплексного характера. К тем же точкам  $b - d$  подключается шлейф  $Шл_2$ , имеющий некоторую реактивную проводимость. Значит с его включением соотношение между активной  $R_{b-d}$  и реактивной  $X_{b-d}$  составляющими эквивалентного сопротивления в сечении ( $b - d$ ) изменяется. Так как это сопротивление можно рассматривать как нагрузку основной части фидера, начинающейся на зажимах генератора и оканчивающейся в  $b - d$ , то от соотношения между  $R_{b-d}$  и  $X_{b-d}$  зависит положение резонанса в рассматриваемой части фидера. Изменяя  $l_2$ , можно сместить резонансные сечения так, чтобы для сечения  $a - c$ , где включен шлейф  $Шл_1$ , соблюдалось равенство  $R_{вх} = Z_b$ . Это и требуется для согласования.

В данном случае в шлейфах  $Шл_1$  и  $Шл_2$  существуют стоячие волны, в фидере (от генератора до  $a - c$ ) — бегущие волны, а от  $a - c$  до нагрузки  $Z_2$  — смешанные волны.



Расчет размеров  $l_1, l_2, l_3, l_4$  производится при помощи круговых диаграмм.

**6. Согласование при помощи объемных резонаторов.** Объемные резонаторы могут быть использованы в качестве трансформаторов сопротивлений. При стоячих волнах в одном месте резонатора образуется максимум электрического поля при минимуме магнитного поля, а в каком-то другом месте — наоборот. В остальных же точках полости резонатора значения напряженностей электрического и магнитного полей промежуточные. Следовательно, входное сопротив-

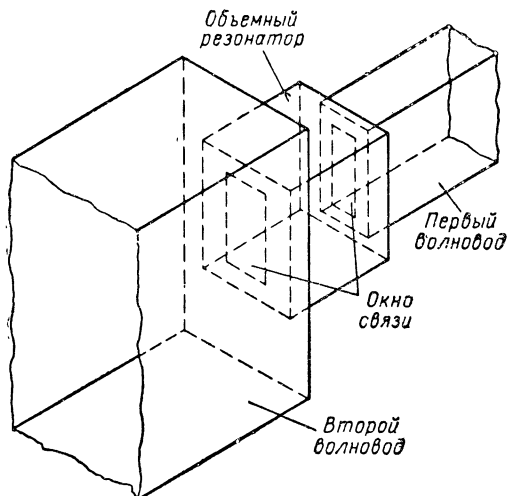


Рис. 3.10 Согласование волноводов объемным резонатором.

ление резонатора в разных точках полости различное, и если энергия в резонатор вводится при помощи петли связи  $\Pi_1$  (рис. 3.9), а выводится петлей связи  $\Pi_2$ , то от места их расположения зависит входное и выходное сопротивления резонатора. Очевидно, что входное сопротивление зависит и от площади витка связи, и от угла между плоскостью витка и линиями магнитного поля. Таким образом, объемный резонатор позволяет трансформировать сопротивления с требуемым коэффициентом трансформации.

Благодаря этому можно использовать объемные резонаторы и для согласования отрезков волновода с различными волновыми сопротивлениями (рис. 3.10). Здесь согласование производят, подбирая размеры окон связи, через которые вводится и выводится энергия из объемного резонатора.

## 16. Векторные диаграммы напряжений и токов в длинной линии

Коэффициент отражения  $\dot{p}$ , соответствующий произвольному сечению линии без потерь, можно выразить, как и коэффициент отражения от нагрузки  $\rho_0$ , в показательной форме, если учесть следующие обстоятельства. За время движения падающей волны от сечения линии, расположенного на расстоянии  $x$  от ее конца, до нагрузки  $Z_2$  фаза волны отстает на угол  $\beta x$ ; следовательно, напряжение и ток изменяются соответственно от  $\dot{U}_{x \text{ пад}}$  и  $\dot{I}_{x \text{ пад}}$  до  $\dot{U}_{2 \text{ пад}} = \dot{U}_{x \text{ пад}} e^{-i\beta x}$  и  $\dot{I}_{2 \text{ пад}} = \dot{I}_{x \text{ пад}} e^{-i\beta x}$ .

В результате отражения от нагрузки напряжение и ток изменяются от  $\dot{U}_{2 \text{ пад}}$  и  $\dot{I}_{2 \text{ пад}}$  до  $\dot{U}_{2 \text{ отр}} = \dot{\rho}_0 \dot{U}_{2 \text{ пад}} = \dot{\rho}_0 \dot{U}_{x \text{ пад}} e^{-i\beta x}$  и  $\dot{I}_{2 \text{ отр}} = -\dot{\rho}_0 \dot{I}_{2 \text{ пад}} = -\dot{\rho}_0 \dot{I}_{x \text{ пад}} e^{-i\beta x}$ , где коэффициент отражения от нагрузки  $\dot{\rho}_0 = \rho_0 e^{i\varphi_0}$  имеет модуль  $\rho_0$  и аргумент  $\varphi_0$ .

Наконец, после обратного движения отраженной волны до исходного сечения линии напряжение и ток становятся соответственно равными

$$\begin{aligned} \dot{U}_{x \text{ отр}} &= \dot{U}_{2 \text{ отр}} e^{-i\beta x} = \dot{\rho}_0 \dot{U}_{x \text{ пад}} e^{-i2\beta x}, \quad \dot{I}_{x \text{ отр}} = \dot{I}_{2 \text{ отр}} e^{-i\beta x} = \\ &= -\dot{\rho}_0 \dot{I}_{x \text{ пад}} e^{-i2\beta x}. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что коэффициент отражения для сечения линии с координатой  $x$  равен

$$\dot{p} = \frac{\dot{U}_{x \text{ отр}}}{\dot{U}_{x \text{ пад}}} = -\frac{\dot{I}_{x \text{ отр}}}{\dot{I}_{x \text{ пад}}} = \dot{\rho}_0 e^{-i2\beta x} = \rho_0 e^{i(\varphi_0 - 2\beta x)}.$$

Таким образом, коэффициент отражения  $\dot{p}$  имеет модуль  $\rho_0$  и аргумент  $\varphi = \varphi_0 - 2\beta x$ , тогда как коэффициент отражения  $\dot{\rho}_0 = \rho_0 e^{i\varphi_0}$  имеет тот же модуль  $\rho_0$ , но аргумент  $\varphi_0$ . Равенство модулей объясняется тем, что в любом сечении линии без потерь отношение амплитуд напряжения отраженной и падающей волн такое же, как в конце линии. Соотношение между аргументами определяется тем, что фазовый угол  $\varphi$  складывается из угла сдвига фазы напряжения в момент отражения волны от нагрузки ( $\varphi_0$ ) и отставания по фазе волны напряжения (тока) в процессе ее распространения от данного сечения к нагрузке и обратно ( $-2\beta x$ ).

На векторной диаграмме (рис. 3.11) коэффициент отражения  $\dot{p}$  представлен в виде вектора  $OA$  длиной  $\rho_0$ , повернутого против часовой стрелки на угол  $\varphi$  относительно исходного направления  $OO''$ . С увеличением длины линии  $x$  угол  $\varphi = \varphi_0 - 2\beta x$  уменьшается на  $2\beta x$  и вектор  $OA = \dot{p}$  вращается по часовой стрелке, описывая

своим концом окружность. Полный оборот вектора коэффициента отражения соответствует длине  $x = \lambda/2$  или фазовому углу

$$2\beta x = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2} = 2\pi.$$

Отсюда следует вывод, что окружность  $d$  с центром в точке  $O$  можно равномерно проградуировать на  $\lambda/2$  и тогда шкала  $d$  явится мерой длины линии.

Поскольку увеличение координаты  $x$  означает движение от нагрузки к генератору, то на рис. 3.11 направление по часовой стрелке обозначено «К генератору», а обратное — «К нагрузке».

Обозначив  $\dot{U}_x$  и  $\dot{I}_x$  — результирующие напряжение и ток на расстоянии  $x$  от конца линии получаем

$$\frac{\dot{U}_x}{\dot{U}_{x \text{ пад}}} = \frac{\dot{U}_{x \text{ п д}} + \dot{U}_{x \text{ отр}}}{\dot{U}_{x \text{ пад}}} = 1 + \frac{\dot{U}_{x \text{ отр}}}{\dot{U}_{x \text{ пад}}} = 1 + \dot{p};$$

$$\frac{\dot{I}_x}{\dot{I}_{x \text{ пад}}} = \frac{\dot{I}_{x \text{ пад}} + \dot{I}_{x \text{ отр}}}{\dot{I}_{x \text{ пад}}} = 1 + \frac{\dot{I}_{x \text{ отр}}}{\dot{I}_{x \text{ пад}}} = 1 - \dot{p}.$$

Согласно полученным выражениям вектор  $O'A = \frac{\dot{U}_x}{\dot{U}_{x \text{ пад}}}$  равен геометрической сумме единичного вектора  $O'O$  и вектора  $OA = \dot{p}$  а  $AO'' = \frac{\dot{I}_x}{\dot{I}_{x \text{ пад}}}$  равен разности единичного вектора  $OO''$  того же направления, что и  $O'O$ , и вектора  $\dot{p}$ .

В показанной векторной диаграмме учитывается почти все, что влияет на напряжение  $\dot{U}_x$  и ток  $\dot{I}_x$  в любом сечении линии. Действительно, точка  $A$  на диаграмме определяется вектором комплексного коэффициента  $\dot{p}$ , который зависит от соотношения между сопротивлением нагрузки и волновым сопротивлением линии (через  $\rho_0 = \frac{1 - k_{\text{бн}}}{1 + k_{\text{бн}}}$ ), от характера нагрузки и отношения длины отрезка  $x$  к длине волны  $\lambda$  (через  $\varphi = \varphi_0 - 2\beta x = \varphi_0 - \frac{4\pi x}{\lambda}$ ).

Если известна точка  $A$  на диаграмме, то известны векторы  $\dot{U}_x/\dot{U}_{x \text{ пад}}$  и  $\dot{I}_x/\dot{I}_{x \text{ пад}}$ , а это обычно позволяет определить искомые напряжение  $\dot{U}_x$  и ток  $\dot{I}_x$ .

Следует обратить внимание на то, что при изменении длины линии  $x$  на  $\lambda/2$  вектор коэффициента отражения  $\dot{p}$ , а с ним и векторы  $\dot{U}_x/\dot{U}_{x \text{ пад}}$  и  $\dot{I}_x/\dot{I}_{x \text{ пад}}$  описывают полную окружность. Такая периодичность шкалы  $d$  согласуется с тем, что напряжение и ток в линии повторяются через отрезки  $\lambda/2$ .

Так как окружность, описываемая концом вектора  $\dot{p}$  при вращении вокруг центра диаграммы, соответствует определенному значению коэффициента отражения а этот коэффициент одно-

значно связан с  $k_{св}$  и  $k_{бв}$  то окружности описанные вокруг центра диаграммы являются геометрическим местом точек с постоянными  $k_{св}$  и  $k_{бв}$ . Величины  $k_{св}$  и  $k_{бв}$  отсчитываются у пересечения с вертикальной осью диаграммы (рис. 3.12).

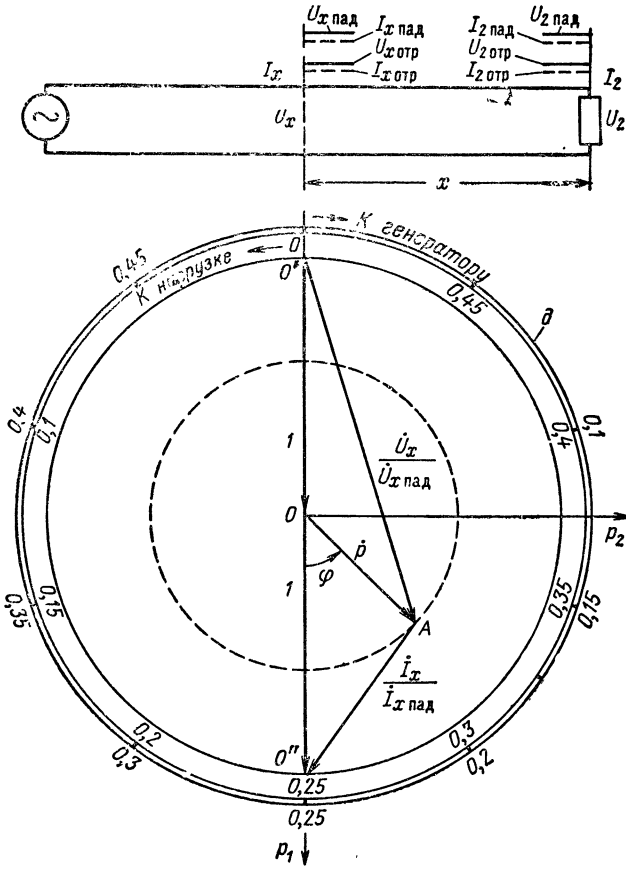


Рис 3.11 Векторная диаграмма напряжений и токов в длинной линии работающей в режиме смешанных волн.

Центру диаграммы соответствует коэффициент отражения  $\rho=0$ , при котором  $k_{св} = k_{бв} = 1$ . Из диаграммы видно, что в этом случае  $U_x / U_{x \text{ пад}} = 1$  и  $I_x / I_{x \text{ пад}} = 1$ , т. е. в линии имеются только падающие (бегущие) волны.

Внешняя окружность диаграммы описывается при коэффициенте отражения  $\rho = 1$ , коэффициенте стоячей волны

$$k_{св} = \frac{1 + \rho}{1 - \rho} = \infty$$

и коэффициенте бегущей волны  $k_{бв} = 1/k_{св} = 0$ .

Следовательно, внешней окружности соответствует режим стоячих волн.

Доказательством этого является также то, что при  $p = 1$  векторы напряжения  $\dot{U}_x / \dot{U}_{x \text{ пад}}$  и тока  $\dot{I}_x / \dot{I}_{x \text{ пад}}$  взаимно перпендикулярны как стороны вписанного треугольника, опирающиеся на диаметр (см. рис. 3.12).

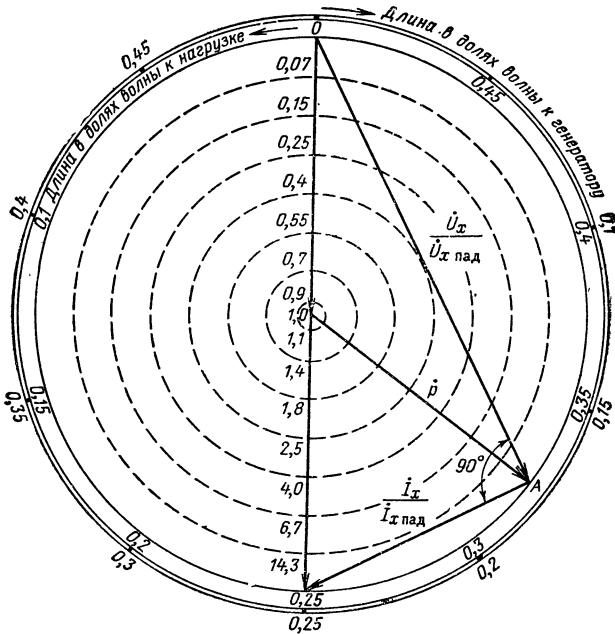


Рис. 3.12. Векторная диаграмма напряжений и токов в длинной линии, работающей в режиме стоячих волн

При смешанных волнах точка  $A$ , характеризующая напряжение и ток в данном сечении линии, занимает промежуточное положение на диаграмме. Чем интенсивнее стоячие и слабее бегущие волны в линии, тем больше удалена точка  $A$  от центра диаграммы.

## 17. Уравнения кривых, образующих круговые диаграммы полных сопротивлений линии передачи

Круговые диаграммы, впервые предложенные советским специалистом А. Р. Вольпертом, связывают между собой составляющие входного сопротивления линии, отношение ее геометрической длины к длине волны, сопротивление нагрузки и коэффициент отра-

жения (или  $k_{св}$  и  $k_{бв}$ ). Круговые диаграммы значительно упрощают расчеты длинных линий.

Основой для построения круговой диаграммы является коэффициент отражения  $\dot{p}$  и связанная с ним векторная диаграмма напряжений и токов в линии. Это понятно: если векторная диаграмма определяет напряжение  $\dot{U}_x$  и ток  $\dot{I}_x$ , то тем самым она определяет и входное сопротивление  $Z_{вх} = \dot{U}_x / \dot{I}_x$ . С помощью векторной диаграммы можно построить семейство кривых, каждая из которых соответствует определенному значению активной  $R_{вх}$  или реактивной  $X_{вх}$  составляющей полного входного сопротивления линии:

$$Z_{вх} = R_{вх} + jX_{вх}.$$

Полученные кривые образуют круговую диаграмму полных сопротивлений. Для того чтобы диаграмму сделать применимой к любым линиям, кривые строят с расчетом на нормированные сопротивления, т. е. полные сопротивления относят к волновому сопротивлению линии:

$$z_{вх} = \frac{Z_{вх}}{Z_B}, \quad r_{вх} = \frac{R_{вх}}{Z_B},$$

$$x_{вх} = \frac{X_{вх}}{Z_B}.$$

Коэффициент отражения  $\dot{p}$ , как всякое комплексное число, может быть записан алгебраически и представлен проекциями на взаимно перпендикулярные оси вещественных ( $p_1$ ) и мнимых ( $p_2$ ) чисел:

$$\dot{p} = p_1 + jp_2.$$

Этот же коэффициент можно выразить через составляющие входного сопротивления. Так как полное входное сопротивление линии равно

$$Z_{вх} = \frac{\dot{U}_x}{\dot{I}_x} = \frac{\dot{U}_{x \text{ пад}} + \dot{U}_{x \text{ отр}}}{\dot{I}_x \text{ пад} + \dot{I}_x \text{ отр}} = \frac{\dot{U}_{x \text{ пад}} (1 + \dot{p})}{\dot{I}_x \text{ пад} (1 - \dot{p})} = Z_B \frac{1 + \dot{p}}{1 - \dot{p}},$$

то нормированная величина входного сопротивления

$$z_{вх} = \frac{Z_{вх}}{Z_B} = \frac{1 + \dot{p}}{1 - \dot{p}} = \frac{1 + p_1 + jp_2}{1 - p_1 - jp_2}.$$

Выразив  $z_{вх}$  через активную и реактивную составляющие, получим

$$r_{вх} + jx_{вх} = \frac{1 + p_1 + jp_2}{1 - p_1 - jp_2}.$$

Отсюда после ряда преобразований найдем уравнения кривых нормированных активной и реактивной составляющих входного сопротивления линии:

$$\left( \rho_1 - \frac{r_{вх}}{1 + r_{вх}} \right)^2 + \rho_2^2 = \left( \frac{1}{1 + r_{вх}} \right)^2, \quad (52)$$

$$(1 - \rho_1)^2 + \left( \rho_2 - \frac{1}{x_{вх}} \right)^2 = \left( \frac{1}{x_{вх}} \right)^2. \quad (53)$$

## 18. Свойства круговых диаграмм полных сопротивлений

Отметим характерные свойства круговых диаграмм полных сопротивлений, основываясь на уравнениях (52) и (53) и рис. 3.13, на котором совместно показаны круговые диаграммы, построенные в системе координат  $\rho_1 - \rho_2$ , и векторная диаграмма напряжений и токов в линии передачи, подобная изображенной на рис. 3.11.

1. Изменим угол  $\varphi$  от 0 до 180°. Точка  $A$  при этом опишет полуокружность радиуса  $\rho_0$  и перейдет из крайнего нижнего положения в крайнее верхнее. В крайних положениях векторы  $\dot{U}_x/\dot{U}_{x \text{ пад}}$  и  $\dot{I}_x/\dot{I}_{x \text{ пад}}$  совпадают по направлению, а это значит, что вертикальной осевой линии соответствует активная составляющая входного сопротивления  $r_{вх}$  и нулевая реактивная составляющая  $x_{вх}$ .

Далее замечаем, что когда  $\varphi = 0$ , то при данном значении коэффициента  $\rho_0$  вектор напряжения  $\dot{U}_x/\dot{U}_{x \text{ пад}}$  имеет наибольшую длину, а вектор тока  $\dot{I}_x/\dot{I}_{x \text{ пад}}$  — наименьшую. Значит по вертикальной оси численные значения  $r_{вх}$  растут сверху вниз. Если точка  $A$  сливается с верхней точкой вертикальной оси, то вектор напряжения  $\dot{U}_x/\dot{U}_{x \text{ пад}} = 0$  и, следовательно,  $r_{вх} = 0$ .

Если же  $A$  сливается с нижней точкой этой оси, то вектор тока  $\dot{I}_x/\dot{I}_{x \text{ пад}} = 0$  и  $r_{вх} = \infty$ .

Если же точка  $A$  находится в центре диаграммы, то векторы  $\dot{U}_x/\dot{U}_{x \text{ пад}}$  и  $\dot{I}_x/\dot{I}_{x \text{ пад}}$  не только совпадают по направлению но и равны между собой. Это соответствует нормированному входному сопротивлению

$$z_{вх} = \frac{\dot{U}_v}{\dot{U}_{A \text{ пад}}} : \frac{\dot{I}_v}{\dot{I}_{x \text{ пад}}} = 1,$$

но так как  $z_{вх} = r_{вх} + jx_{вх}$ , то  $r_{вх} = 1$  и  $x_{вх} = 0$ .

Итак, по вертикальной осевой линии круговой диаграммы откладывается нормированная активная составляющая входного сопротивления, которая в верхней точке диаграммы имеет  $r_{вх} = 0$ , в средней  $r_{вх} = 1$  и в нижней  $r_{вх} = \infty$ . Это согласуется с тем, что

крайние точки вертикальной оси соответствуют режиму стоячих волн («последовательному» и «параллельному» резонансам), а средняя — режиму бегущих волн ( $r_{вх} = R_{вх}/Z_{в} = 1$ ).

2. Установлено, что в сечении линии с «последовательным» резонансом входное сопротивление равно  $R_{вх} = R_{вх \text{ мин}} = Z_{в}/k_{св} = = Z_{в}k_{обв}$ . Это соответствует нормированному сопротивлению  $r_{вх} = = R_{вх}/Z_{н} = k_{обв}$ , а при «параллельном» резонансе  $R_{вх} = R_{вх \text{ макс}} = = Z_{в}k_{св}$  и  $r_{вх} = R_{вх}/Z_{в} = k_{св}$ .

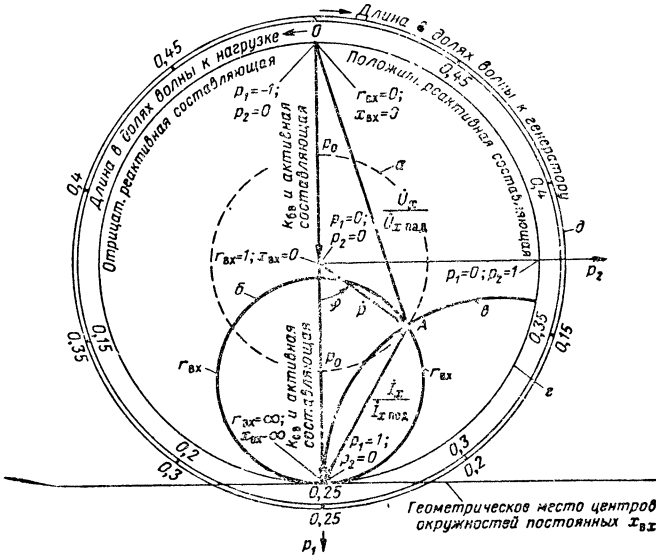


Рис. 3.13. Круговые диаграммы входного сопротивления длинной линии.

Так как  $k_{обв} \ll 1$ , а  $k_{св} \gg 1$ , то можно сделать вывод, что верхняя половина вертикальной оси диаграммы относится к сечениям линии, в которых наблюдается «последовательный» резонанс и указанные на ней значения  $r_{вх}$  одновременно определяют  $k_{обв}$ , а нижняя половина той же оси соответствует «параллельному» резонансу и указанные на ней числа определяют  $r_{вх}$  и  $k_{св}$ .

3. Сравнивая уравнения (52) и (53) с известным уравнением окружности, центр которой имеет координаты  $x = a$  и  $y = b$ , а радиус равен  $R$ ,

$$(x - a)^2 + (y - b)^2 = R^2,$$

можно убедиться в том, что кривые, соответствующие постоянным значениям активной и реактивной составляющих входного сопротивления линии, представляют собой окружности, причем первая

окружность имеет радиус  $\frac{1}{1 + r_{вх}}$  и координаты центра  $\rho_1 = \frac{r_{вх}}{1 + r_{вх}}$ ,



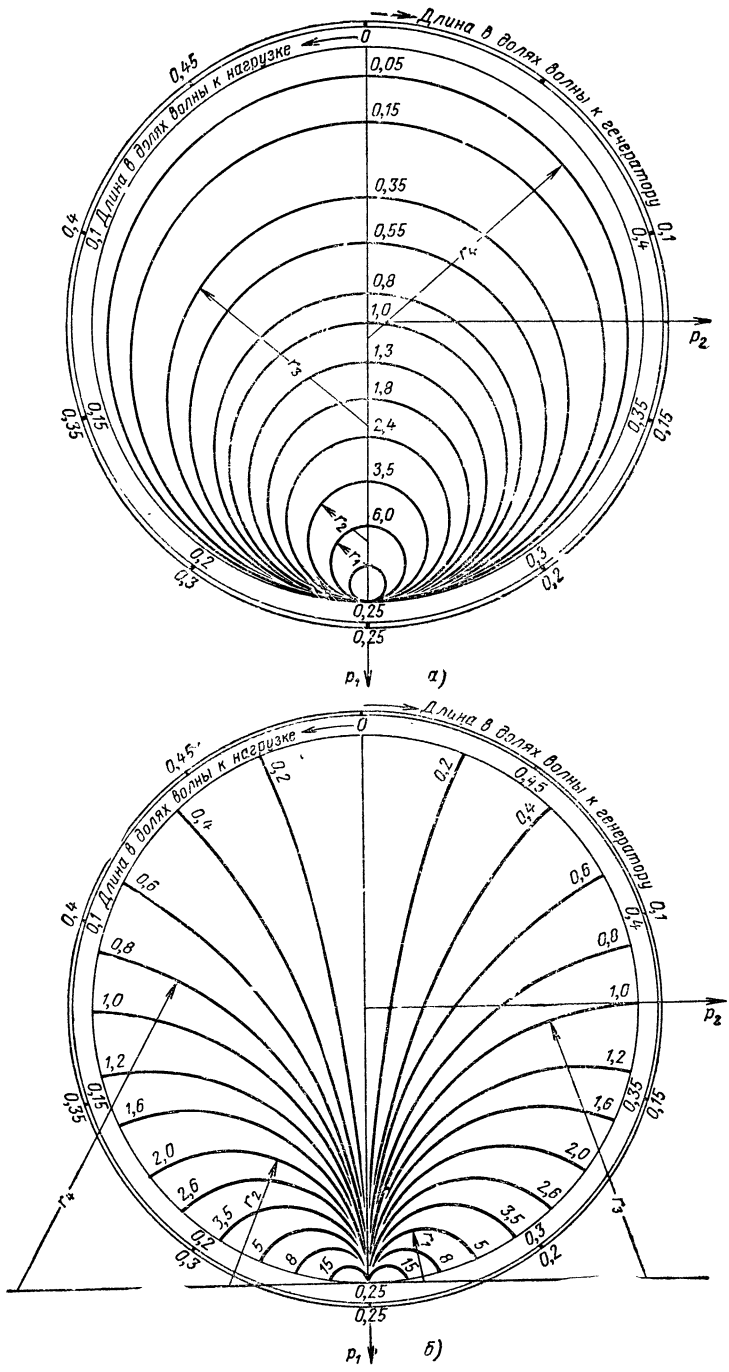


Рис. 3.14. Круговые диаграммы активной (а) и реактивной (б) составляющих входного сопротивления длинной линии.

$p_2 = 0$ , а вторая окружность имеет радиус  $1/x_{\text{вх}}$  и координаты центра  $p_1 = 1$  и  $p_2 = 1/x_{\text{вх}}$ . Следовательно, центры окружностей  $b$  (см. рис. 3.13) постоянных значений  $r_{\text{вх}}$  расположены на вертикальной оси ( $p_2 = 0$ ), а центры окружностей  $a$ , построенные для постоянных значений  $x_{\text{вх}}$ , находятся на горизонтальной линии, касательной к нижней точке круговой диаграммы ( $p_1 = 1$ ). Эти окружности проходят через нижнюю точку диаграммы.

Величина  $r_{\text{вх}}$  отсчитывается по точке пересечения окружности  $b$  с вертикальной линией диаграммы; эта же величина нанесена на каждой окружности по обе стороны от вертикальной линии, как изображено на рис. 3.14, *a*. Здесь для примера указаны радиусы нескольких окружностей постоянных значений нормированной активной составляющей входного сопротивления линии: окружности радиусом  $r_1$  соответствует  $r_{\text{вх}} = k_{\text{св}} = 6$ ; радиусом  $r_2$  соответствует  $r_{\text{вх}} = k_{\text{св}} = 3,5$ ; радиусом  $r_3$  соответствует  $r_{\text{вх}} = k_{\text{бв}} = 0,35$  и радиусом  $r_4$  соответствует  $r_{\text{вх}} = k_{\text{бв}} = 0,05$ .

Величина  $x_{\text{вх}}$  отсчитывается по цифрам, нанесенным на промежуточную точку кривой  $a$  и у точки пересечения этой кривой с окружностью  $z$  (см. рис. 3.13).

4. Судя по координате центра окружности знаки у  $x_{\text{вх}}$  и  $p_2 = 1/x_{\text{вх}}$  совпадают, т. е. *справа от вертикальной оси диаграммы* ( $p_2 > 0$ ) *находится область положительных реактивных сопротивлений, а слева* ( $p_2 < 0$ ) *— область отрицательных реактивных сопротивлений*. То же самое показывает векторная диаграмма (см. рис. 3.13): справа от вертикальной оси вектор тока  $I_x/I_{x\text{пад}}$  отстает по фазе от вектора напряжения  $\dot{U}_x/\dot{U}_{x\text{пад}}$ , а слева от этой оси вектор тока опережает по фазе вектор напряжения.

5. Имеется полная аналогия между входным сопротивлением и входной проводимостью линии передачи<sup>1)</sup>. На этом основании *диаграмма полных сопротивлений может быть полностью использована в качестве диаграммы полной проводимости, нужно лишь сопротивление нагрузки заменить проводимостью*. Кривые активной составляющей входного сопротивления будут соответствовать активной составляющей входной проводимости, а кривые реактивной составляющей входного сопротивления — кривым реактивной составляющей входной проводимости. При этом следует помнить, что индуктивное сопротивление  $j\omega L$  имеет такой же знак, как емкостная проводимость  $j\omega C$ , а емкостное сопротивление  $\frac{1}{j\omega C} = -j \frac{1}{\omega C}$  совпадает по знаку с индуктивной проводимостью:  $\frac{1}{j\omega L} = -j \frac{1}{\omega L}$ . Например, на рис. 3.14, *б* радиусу окружности  $r_1$  соответствует нормированное индуктивное сопротивление  $x_{\text{вх}} = 5$  или нормированная емкостная проводимость  $b_{\text{вх}} = 5$ , а ра-

<sup>1)</sup> См. формулы (290) и (291) в книге Белоцерковского Г. Б. «Основы радиотехники». Изд-во «Советское радио», 1968.

диусу  $r_4$  соответствует нормированное емкостное сопротивление  $x_{вх} = -0,8$  или нормированная индуктивная проводимость  $b_{вх} = -0,8$ .

Попутно заметим, что в верхней точке диаграммы полных сопротивлений  $r_{вх} = 0$  и в той же точке диаграммы полных проводимостей  $g_{вх} = 0$ , т. е. в первом случае эта точка отражает короткое замыкание в линии, а во втором — разомкнутую цепь. Аналогично в диаграмме полных сопротивлений нижняя точка ( $r_{вх} = \infty$ ) соответствует разрыву цепи в данном сечении линии, а в диаграмме полных проводимостей та же точка соответствует короткому замыканию ( $g_{вх} = \infty$ ). Диаграмма подтверждает, что эти точки смещены вдоль линии передачи на  $\lambda/4$ .

В приложении V на вклейке изображены круговые диаграммы сопротивлений и проводимостей длинной линии. Примеры применения диаграмм для расчета фидеров приведены в [3].

## 19. Сравнение фидеров различных конструкций

*Открытые (воздушные) двухпроводные линии* отличаются наибольшей простотой конструкции, но они вносят большое затухание за счет потерь на поверхностный эффект и эффект близости в металле и на излучение во внешнюю среду. С ростом частоты потери увеличиваются, и когда расстояние между проводами становится соизмеримым с длиной волны, излучение открытых симметричных линий так возрастает, что использовать их в качестве фидеров не удастся. Вследствие антенного эффекта такие линии сильно влияют на другие цепи и сами слабо защищены от помех. Все это ограничивает диапазон использования открытых двухпроводных линий низкими радиочастотами.

*Экранированный симметричный кабель* не излучает энергии, так как в нем имеется металлический экран, но в этом кабеле существуют дополнительные потери: на поляризацию диэлектрика и на вихревые токи, наводимые в оплетке экрана. Такого рода фидеры применяются в схемах, которые работают на частотах не более сотен мегагерц и требуют симметричного входа (выхода).

*Четырехпроводные открытые (воздушные) фидеры* отличаются относительной простотой конструкции, слабо выраженным антенным эффектом и возможностью передачи волн повышенной мощности  $P_{д.п.}$ . Наблюдаемое в данном случае ослабление излучения и приема электромагнитных волн можно объяснить следующим образом. Каждая пара прямого и обратного проводов, симметричных относительно оси линии, эквивалентна одному проводу, расположенному по этой оси, но так как направление токов на каждой паре проводов встречное, то они почти не излучают энергии. Увеличение  $P_{доп}$  обусловлено тем, что четырехпроводные линии имеют меньшее волновое сопротивление, чем воздушные двухпроводные линии

$\left( P_{\text{доп}} = \frac{U_{\text{пр}}^2}{k_{\text{св}} Z_{\text{в}}} \right)$ . Все это определило применение четырехпроводных линий в качестве приемных фидеров на магистральных (дальних) линиях радиосвязи и в качестве передающих фидеров на наиболее мощных радиостанциях.

*Коаксиальные кабели со сплошным исполнением диэлектрика* используются особенно широко. В них отсутствуют потери на излучение и благодаря большому диаметру наружного провода поверхностный эффект вызывает в их металле меньшие потери, чем в металле симметричных линий и кабелей.

В противоположность симметричным линиям мешающее влияние коаксиального кабеля с повышением частоты уменьшается, поскольку при этом токи кабеля все более концентрируются на обращенных друг к другу поверхностях внутреннего и внешнего проводов. Радиочастотные кабели со сплошной полиэтиленовой изоляцией применяются при частотах, не превышающих 1 000 Мгц.

*Коаксиальные линии с металлическими изоляторами* свободны не только от потерь на излучение, но и от диэлектрических. Эти линии являются единственными из двухпроводных линий, которые успешно работают на сантиметровых волнах. За пределами диапазона УКВ коаксиальные фидеры с металлическими изоляторами не применяются, ибо на более длинных волнах размеры изолятора становятся чрезмерно большими.

Следует, однако, иметь в виду, что короткозамкнутая линия является превосходным изолятором только при определенной частоте. Отклонение от этой частоты сопровождается значительным уменьшением входного сопротивления изолятора за счет появления реактивной проводимости.

Существует диапазонный металлический изолятор (рис. 3.15), который отличается от описанного тем, что в нем металлический изолятор примыкает к середине некоторого участка фидера длиной  $2l = \lambda_0/2$  с пониженным волновым сопротивлением. Это сопротивление уменьшают увеличением диаметра внутреннего провода коаксиального фидера на данном участке. Наиболее выгодное соотношение между волновыми сопротивлениями  $Z_{\text{в1}}$  основной части фидера и  $Z_{\text{в2}}$  участка с увеличенным диаметром внутреннего провода равно  $\frac{Z_{\text{в2}}}{Z_{\text{в1}}} = 0,816$ .

Когда рабочая длина волны  $\lambda$  равна средней длине волны заданного диапазона  $\lambda_0$ , короткозамкнутая линия является четверть-волновой ( $l = \lambda_0/4$ ) и не влияет на передачу энергии по фидеру. Длина участка с сопротивлением  $Z_{\text{в2}}$  равна  $\lambda_0/2$ , а следовательно, и этот участок не нарушает режима бегущих волн в линии передачи.

Если же  $\lambda < \lambda_0$ , то на участках длиной  $l$  укладывается больше, чем четверть рабочей длины волны. Заметим к тому же, что этот участок замкнут на сопротивление  $Z_{\text{в1}}$ , большее его волнового сопротивления  $Z_{\text{в2}}$ . Все это вызывает в сечении  $b - e$  со стороны корот-

козамкнутой линии — появление емкостной проводимости, а со стороны отрезка линии  $b - c$ ,  $e - f$  — появление проводимости с индуктивной и активной составляющими. Если теперь определить входную проводимость второго участка линии  $ab - de$ , замкнутого на суммарную проводимость сечения  $b - e$ , то окажется, что нагрузка основной линии между точками  $ad$  имеет чисто активный характер и величину, близкую к волновому сопротивлению  $Z_{B1}$ .

При  $\lambda > \lambda_0$  указанные реактивные проводимости изменяют знак на обратный и так же, как при  $\lambda < \lambda_0$ , взаимно компенсируются в се-

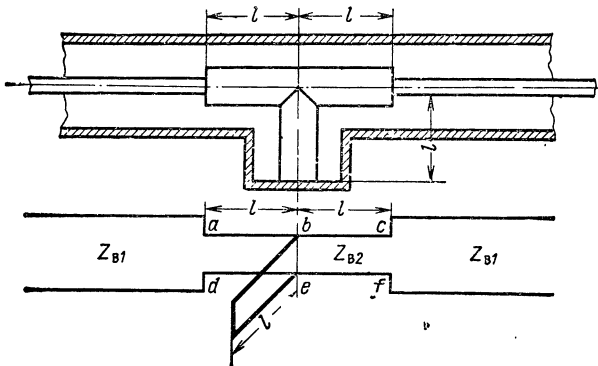


Рис. 3.15. Широкополосный металлический изолятор.

чении  $a - d$ . Полная симметрия схемы дает основания утверждать, что при этих условиях режим бегущих волн устанавливается в фидере по обе стороны от диапазонного изолятора.

Описанная конструкция рассчитана на согласование в диапазоне частот  $\pm 15\%$  от средней частоты.

Имеются еще *коаксиальные линии с шайбами*. В них провода изготавливают из красной меди и латуни, а шайбы — из керамики.

Вся конструкция фидера жесткая. В таких линиях большое значение имеет состояние токонесущих поверхностей, так как загрязнение проводов и увеличение их сопротивления вызывают не только возрастание потерь, но и увеличивают вероятность пробоя. Чтобы исключить эти явления, токонесущие поверхности фидера серебрят, а иногда пространство между проводами заполняют инертным газом под небольшим давлением.

В месте расположения опорных шайб волновое сопротивление уменьшается за счет заполнения линии диэлектриком с относительной постоянной  $\epsilon$ :

$$Z_B = \frac{138}{\sqrt{\epsilon}} \lg \frac{D}{d}.$$

Для того чтобы это не нарушало режима бегущих волн в линии, опорным шайбам придают определенный профиль или размещают

их на определенном расстоянии вдоль линии. Например, используют шайбы, внутренний диаметр которых  $d'$  настолько меньше диаметра внутреннего провода  $d$  (рис. 3.16, а), что соблюдается постоянство волнового сопротивления по всей линии:

$$\frac{138}{\sqrt{\varepsilon}} \lg \frac{D}{d'} = 138 \lg \frac{D}{d}.$$

Другой способ заключается в использовании таких опорных шайб, каждая пара которых находится на расстоянии  $\lambda_0/4$

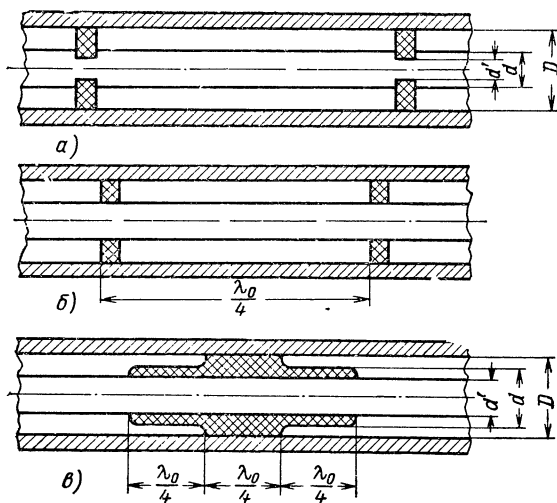


Рис. 3.16. Коаксиальные линии с диэлектрическими шайбами.

(рис. 3.16,б), благодаря чему волны, отраженные от одной шайбы, компенсируются волнами, отраженными от другой.

На рис. 3.16, в показана опорная шайба, состоящая из трех участков длиной  $\lambda_0/4$  каждый. Наружный диаметр  $d$  крайних участков шайбы подбирают с таким расчетом, чтобы эти участки играли роль четвертьволновых трансформаторов, согласующих коаксиальную линию на участке, не содержащем шайбы, со средним участком опорной шайбы. Размеры шайбы легко определить, если учесть, что волновое сопротивление четвертьволнового трансформатора должно быть равно среднему геометрическому из волновых сопротивлений согласуемых участков линии.

Среди коаксиальных фидеров конструкции с шайбами используются реже других.

Волноводы свободны от потерь на излучение и в диэлектрике. Кроме того, затухание в волноводе снижается за счет отсутствия в нем внутреннего провода, на долю которого приходится 80% потерь в металле коаксиальной линии.

В то время как в симметричном двухпроводном и в коаксиальном фидерах затухание  $\alpha$  непрерывно увеличивается с частотой  $f$  (рис. 3.17, а), в прямоугольном волноводе оно снижается, начиная от критической частоты  $f_{кр}$  и кончая оптимальной  $f_{опт}$ ; при дальнейшем увеличении  $f$  затухание  $\alpha$  незначительно возрастает пропорционально  $\sqrt{f}$ . Напомним причины этого явления: при  $f < f_{кр}$  распространение волн в волноводе вообще невозможно, а при  $f >$

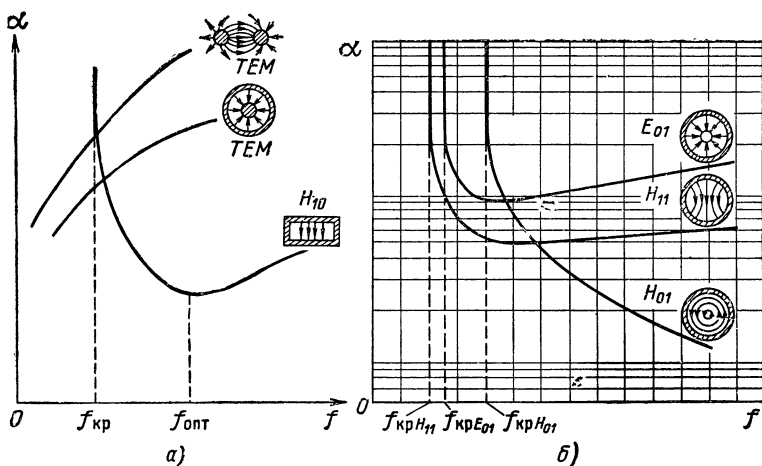


Рис. 3.17. Зависимость затухания от частоты в фидерах различной конструкции.

$> f_{кр}$ , увеличение  $f$  вызывает, с одной стороны, уменьшение  $\alpha$  вследствие уменьшения числа отражений от стенок волновода, а с другой стороны, увеличение  $\alpha$  вследствие поверхностного эффекта. Примерно такая же картина наблюдается в круглых волноводах при волнах  $E_{01}$  и  $H_{11}$ , и только на волне  $H_{01}$  затухание непрерывно уменьшается с повышением частоты (рис. 3.17, б). Волноводы благодаря полной экранировке своих полей отличаются высокой помехозащищенностью. Их недостатки заключаются в следующем: ограничение частотного диапазона, связанные с наличием критической частоты, и трудности соблюдения однородности по всему волноводному тракту. Металлические волноводы применяются в диапазоне частот  $f = (1 \div 100)$  ГГц, а диэлектрические — в диапазоне частот  $f = (10 \div 1000)$  ГГц.

## 20. Согласование волновода с нагрузкой

В основу согласования волноводных линий положены те же принципы, на которых базируется согласование двухпроводных линий. Элементами согласования волноводов служат реактивные шунты и трансформаторы сопротивлений.

Реактивные шунты включают в ближайших к нагрузке сечениях волновода, в которых входная проводимость имеет активную составляющую, равную волновой проводимости. Эти сечения, как известно, являются промежуточными между сечениями с сопротивлениями (проводимостями)  $R_{\text{вх мин}} (G_{\text{вх макс}})$  и  $R_{\text{вх макс}} (G_{\text{вх мин}})$ .

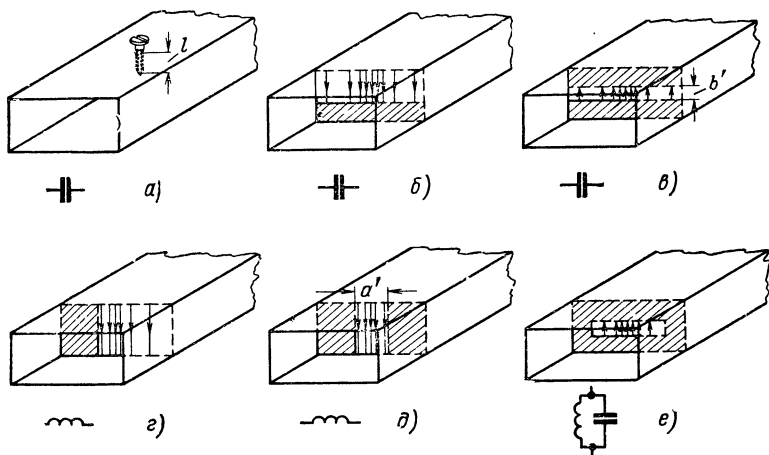


Рис. 3.18 Элементы согласования сопротивлений волноводных линий передачи

Проводимость шунта должна быть численно равной и противоположной по знаку реактивной составляющей входной проводимости волновода. Тогда основная часть волноводной линии, обращенная от шунта к генератору, работает в режиме бегущих волн.

В то время как в двухпроводных линиях роль реактивных шунтов выполняют короткозамкнутые или разомкнутые шлейфы, в волноводных линиях реактивными шунтами служат в основном настроечные винты (штыри) и тонкие перегородки — диафрагмы, расположенные в поперечных сечениях волновода.

Настроечные винты (рис. 3.18, а) ввинчиваются перпендикулярно широкой стенке волновода, а следовательно, они расположены параллельно электрическим силовым линиям волны  $H_{10}$ . При этом условии настроечный винт эквивалентен несимметричному вибратору, который, как известно, имеет проводимость емкостного характера при длине  $l < \lambda/4$  и индуктивного характера при длине  $l > \lambda/4$ . Для уменьшения вероятности пробоя между винтом и стен-



кой волновода винт погружают не больше чем на четверть волны. Иногда согласование производится системой из двух-трех штырей, аналогичной согласующей системе из двух-трех шлейфов для коаксиальной линии.

Введение диафрагмы, перпендикулярной электрическим силовым линиям (рис. 3.18, б, в), эквивалентно сближению обкладок конденсатора или созданию емкостной проводимости. В диафрагмах, установленных вдоль силовых линий электрического поля (рис. 3.18, г, д), возникают вертикальные токи, образующие местные магнитные поля. Действие таких перегородок эквивалентно введению индуктивной проводимости.

Диафрагмы называются *симметричными* (рис. 3.18, в, д), если они в равной мере вводятся в поперечное сечение волновода с двух противоположных стенок. При одностороннем расположении диафрагма называется *несимметричной* (рис. 3.18, б, г). Имеются еще *смешанные диафрагмы* — комбинация из емкостной и индуктивной диафрагм (рис. 3.18, е). При определенной (резонансной) частоте индуктивная и емкостная проводимости диафрагмы взаимно компенсируются и наступает резонанс.

Проводимость диафрагм зависит от глубины погружения в волновод и длины волны. Так как емкостная проводимость возрастает с увеличением частоты колебаний и при сближении обкладок, образующих емкость, то реактивная проводимость емкостной диафрагмы тем больше, чем меньше длина волны в волноводе и меньше зазор  $b'$  между перегородками (рис. 3.18, в). В случае индуктивной диафрагмы ее реактивная проводимость также увеличивается с уменьшением зазора между перегородками ( $a'$  на рис. 3.18, д) и изменяется прямо пропорционально длине волны.

Емкостные диафрагмы используются преимущественно в мало-мощных, а индуктивные — в мощных волноводных системах, так как сокращение расстояния между широкими стенками волновода способствует электрическому пробое. Согласование волноводов с помощью трансформаторов сопротивлений описано в § 51.

## 21. Способы возбуждения волноводов

Обычно высокочастотную энергию подводят к волноводу через коаксиальную линию, имеющую с волноводом электрическую или магнитную связь. Кроме того, возбуждение волновода возможно через щели и отверстия в нем. Элемент возбуждения должен быть расположен в волноводе так, чтобы возбуждаемые им электрическое и магнитное поля совпадали по структуре с соответствующими полями данного типа волны.

При электрической связи (рис. 3.19, а) продолжение внутреннего провода коаксиального фидера 2 используется в качестве штыревого вибратора, а наружный провод фидера соединяется со стен-

кой волновода 1. Исходя из принципа обратимости антенны, штырь следует располагать в таком месте волновода, где возможен наиболее эффективный прием. Для этого штырь должен быть параллелен электрическим силовым линиям, и кроме того, для получения максимальной мощности в нагрузке нужно согласовать возбуждаемый волновод 1 с его нагрузкой и коаксиальным фидером 2. Тогда и в фидере и в волноводе (от штыря до нагрузки) будут чисто бегущие волны. Чтобы эти волны распространялись только в направлении

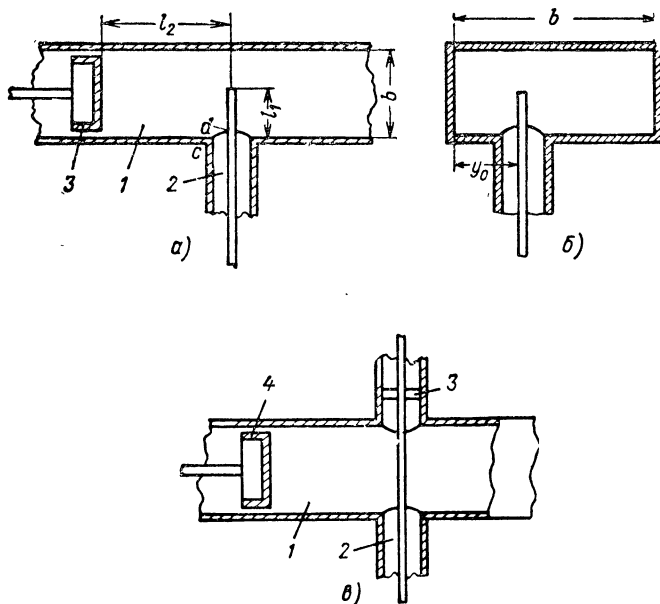


Рис. 3.19. Эскизы устройств возбуждения прямоугольного волновода на волне  $H_{10}$ .

к нагрузке, по другую сторону от штыря на расстоянии  $l_2$  от него волновод замыкается накоротко поршнем 3. На короткозамкнутом участке  $l_2$  существуют стоячие волны.

Для получения бегущих волн в остальной части волновода достаточно последний согласовать с нагрузкой. Остается еще согласовать штырь с волноводом, чтобы получить бегущие волны в коаксиальном фидере. Для этого входное сопротивление штыревого вибратора  $Z_{вх} = R_{вх} + jX_{вх}$ , которое измеряется в его основании  $d$ , должно быть чисто активным и равным волновому сопротивлению фидера  $Z_{вх} = R_{вх} = Z_{вф}$ ,  $X_{вх} = 0$ . В таких условиях из коаксиального фидера в волновод будет поступать максимальная мощность.

Если бы штырь находился в свободном пространстве, то составляющие  $R_{вх}$ ,  $X_{вх}$  определялись бы действующей высотой штыря, отнесенной к длине волны, и в какой-то мере отношением его диаметра к длине волны. Когда же штырь возбуждает волновод, то нагруз-

ка на него и ток в основании  $d$  зависят еще от длины короткозамкнутого участка волновода  $l_2$ , а также от расстояния  $y_0$  между осью вибратора и ближайшей (узкой) стенкой волновода (рис. 3.19, б). На реактивную составляющую  $X_{вх}$  дополнительно влияет то, что вибратор возбуждает в волноводе не только волну  $H_{10}$ , но и волны высших типов. Волна  $H_{10}$  достигает нагрузки и поглощается ею, поскольку для распространения этой волны имеются благоприятные условия (на волне  $H_{10}$  волновод согласован с нагрузкой и  $\lambda < \lambda_{кр}$ ); для волн высших типов таких условий нет, они существуют лишь в непосредственной близости от вибратора. Иначе говоря, мощность волн высших типов реактивная и влияет только на реактивную составляющую входного сопротивления штыря.

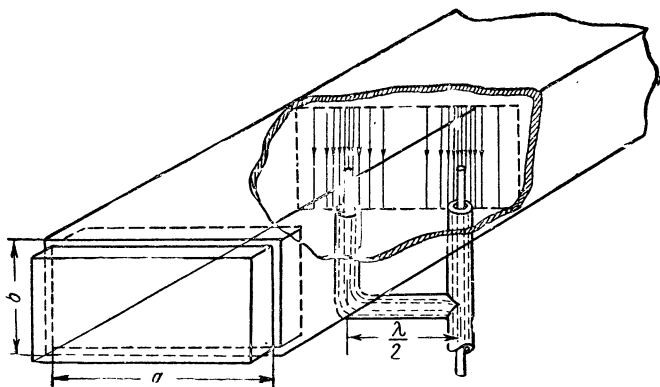


Рис. 3.20. Эскиз устройства возбуждения прямоугольного волновода на волне  $H_{20}$ .

Составляющая  $R_{вх}$  максимальна при  $l_2 = \lambda_b/4$  и  $y_0 = \lambda_b/4$ . Действительно, если  $l_2 = \lambda_b/4$ , то за счет волны, отраженной от поршня, электрическое поле у штыря удваивается, а если  $y_0 = \lambda_b/4$ , то штырь оказывается в середине широкой стенки волновода, где амплитуда электрического поля максимальна. Одновременно желательно, чтобы длина штыря была близка к резонансной ( $l_1 \approx \lambda/4$ ), но в таких условиях сопротивление  $R_{вх}$  обычно больше  $Z_{вф}$ , и, чтобы их уравнять, штырь укорачивают. Теперь, когда  $l_1 < \lambda/4$ , нужно компенсировать возникшую емкостную составляющую входного сопротивления штыря. Компенсация производится индуктивным сопротивлением короткозамкнутого участка волновода, т. е. размер  $l_2$  устанавливают несколько меньшим, чем  $l_b/4$ . Если этого недостаточно для согласования, то смещают штырь из среднего положения по широкой стенке волновода, т. е. подбирают размер  $y_0$ , который влияет и на  $R_{вх}$  и на  $X_{вх}$ .

С изменением частоты колебаний особенно значительно изменяется реактивное сопротивление  $X_{вх}$  и нарушается условие  $X_{вх} = 0$ . Для расширения полосы пропускания устройства желательно

иметь это сопротивление минимальным, что, как известно, достигается утолщением штыря. Обычно на утолщенном участке штырю придают вид пестика или «пуговицы» на конце, благодаря чему одновременно уменьшается опасность электрического пробоя с конца штыря на ближайшую стенку волновода.

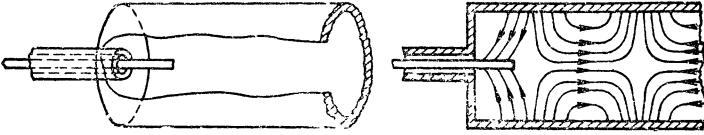


Рис. 3.21. Эскиз устройства возбуждения круглого волновода на волне  $E_{01}$ .

В конструкции, показанной на рис. 3.19, в, шлейф образован продолжением коаксиальной линии и замкнут накоротко поршнем. Так как этот шлейф включен последовательно с входным сопротивлением штыря, то поршнем 3 можно компенсировать реактивную составляющую этого сопротивления. Поршень 4 регулирует сопротивление излучения. Полоса пропускания такой конструкции меньше, чем ранее описанной, особенно если в последней используется утолщенный вибратор.

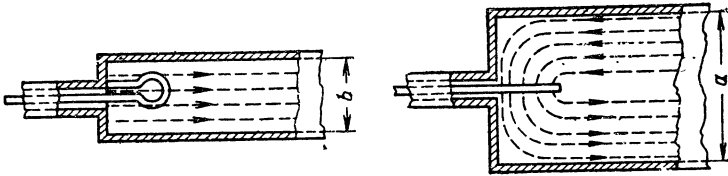


Рис. 3.22. Эскиз устройства возбуждения прямоугольного волновода при помощи петли связи на волне  $H_{10}$ .

Для возбуждения волны  $H_{20}$  (рис. 3.20) требуются два штыря, которые питаются в противофазе. Это достигается удлинением на  $\lambda/2$  коаксиальной линии, подводящей питание ко второму штырю, по сравнению с линией питания первого штыря.

Электрические волны также можно получить с помощью штыря. Так, например, при возбуждении волны  $E_{01}$  в круглом волноводе (рис. 3.21) штырь располагают вдоль его оси в соответствии с направлением силовых линий электрического поля данной волны.

Магнитная связь с волноводом осуществляется петлей, которая питается коаксиальной линией (рис. 3.22). Если требуется максимальная связь с волноводом, то петлю располагают перпендикулярно линиям магнитного поля в области ее максимальной напряженности.

Энергия из волновода отводится аналогично возбуждению.

## IV

### АНТЕННЫ ДЛИННЫХ И СРЕДНИХ ВОЛН

#### 22. Общие сведения

Вертикальный заземленный вибратор наиболее полно удовлетворяет условиям распространения длинных волн (ДВ). Это следует из того, что волны вертикального вибратора вертикально-поляризованные и максимум их излучения совпадает с поверхностью земли либо возвышается на небольшой угол. Кроме того, заземление вибратора позволяет при одинаковой действующей высоте  $h_d$  удвоить сопротивление излучения  $R_\Sigma$ . Напомним, что для симметричного вибратора, расположенного в свободном пространстве,  $R_\Sigma = 800 \times (h_d/\lambda)^2$ , а для вертикального заземленного вибратора  $R_\Sigma = 1600 \times (h_d/\lambda)^2$ .

Однако и заземленный вибратор имеет на ДВ малое сопротивление излучения: даже при высоте вибратора  $h = 250$  м сопротивление  $R_\Sigma$  исчисляется десятками долями — единицами ом. Вместе с тем сопротивление потерь в антенне  $R_n$  в лучшем случае немногим меньше 1 ом. В результате антенна работает с очень низким к.п.д.

$$\eta_A = \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_n}.$$

Малое  $R_\Sigma$  требует большого тока  $I$  в антенне, чтобы обеспечить заданную мощность излучения. Небольшое  $R_\Sigma$  означает также малое затухание антенны  $d_A$ , и так как несущая частота  $f_0$  тоже малая, то полоса пропускания ДВ антенны оказывается очень узкой.

Для увеличения  $R_\Sigma$  вертикальный вибратор дополняют сетью горизонтальных или наклонных проводов, которые в совокупности с землей образуют значительную емкость. Емкостная нагрузка приближает действующую высоту  $h_d$  к геометрической  $h$  и тем самым увеличивает  $R_\Sigma$ . За счет этого к.п.д. длинноволновых антенн возрастает до 30%, а средневолновых — до 75—85%.

Одновременное уменьшение тока  $I$  (за счет увеличения  $R_\Sigma$ ) и рост емкости  $C$  позволяют снизить напряжение  $U = I \frac{1}{\omega C}$  и устранить опасности пробоя в антенне. Кроме того, емкостная нагрузка

вибратора уменьшает его волновое сопротивление, а это наряду с ростом  $R_{\Sigma}$  увеличивает затухание антенны и тем самым расширяет полосу пропускания.

Таким образом, определился характер длинноволновых и средневолновых антенн как вертикальных заземленных проводов с горизонтальной частью. Вертикальные провода называют иначе *снижением*, а горизонтальные или наклонные — *верхней частью или крышей антенны*.

По расположению снижения и верхней части антенны различают Г-образные (рис. 4.1, а), Т-образные (рис. 4.1, б) и зонтичные (рис. 4.1, в) антенны. В Г-образных антеннах вертикальный провод присоединяется к одному концу горизонтальной части, а в Т-

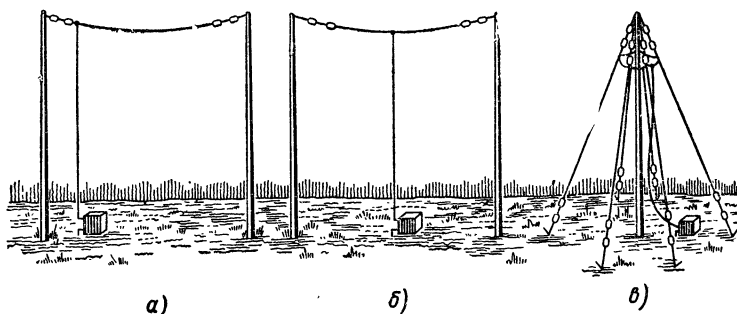


Рис. 4.1. Г-образная (а), Т-образная (б) и зонтичная (в) антенны.

образных антеннах — к ее середине. В зонтичных антеннах верхняя часть состоит из наклонных проводов, благодаря чему можно подвешивать антенну на одной мачте. Все же чаще применяются Г- и Т-образные антенны, так как емкость и действующая высота их при прочих равных условиях больше.

Потери в длинноволновых и средневолновых антеннах главным образом определяются потерями в земле. Для уменьшения их применяют специальное заземление в виде одиночного провода или ряда проводов, зарытых в землю.

М. В. Шулейкин на основании опытных данных предложил формулу для вычисления сопротивления потерь в заземлении

$$R_{\Pi} = A \frac{\lambda}{\lambda_0},$$

где  $\lambda$  — рабочая длина волны;

$\lambda_0$  — собственная длина волны антенны;

$A$  — коэффициент, зависящий от качества заземления.

Если  $\lambda = \lambda_0$ , то  $R_{\Pi} = A$ , т. е. коэффициент  $A$  равен сопротивлению потерь в антенне при равенстве рабочей и собственной длин волн. При хорошем заземлении  $A = (0,5 \div 2)$  ом, при удовлетворительном  $A = (2 \div 4)$  ом и при плохом  $A = (4 \div 7)$  ом.

Длинные волны преимущественно используются для служебной радиосвязи и радионавигации, где не требуется широкой полосы пропускания и очень важно иметь устойчивые условия распространения радиоволн. Средние волны позволяют получить более широкую полосу пропускания радиоканала, чем длинные. Поэтому они применяются для радиовещания и в меньшей мере для радиосвязи и радионавигации.

Вертикальные вибраторы независимо от того, имеется или отсутствует в них емкостная нагрузка, не обладают направленным действием в горизонтальной плоскости. Это в навигационных станциях компенсируется направленным действием приемных антенн (рамочных, кардиоидных или гониометрических); в радиовещании направленности антенн в горизонтальной плоскости не требуется. Здесь возникает другая проблема: в средневолновом диапазоне необходимо устранить ближнее замирание сигналов. Эту задачу выполняют антифединговые антенны.

Ближнее замирание особенно сказывается там (50—200 км от передающей антенны), где пространственные и поверхностные волны имеют примерно равную интенсивность. В эту область приходят пространственные волны, излучаемые антенной под углом  $55^\circ$  —  $75^\circ$ . Отсюда следует, что антифединговые антенны не должны излучать под углом, большим  $55^\circ$  к земной поверхности. Такую «прижатую к земле» диаграмму направленности, вообще говоря, желательно иметь и на более длинных волнах, чтобы сократить бесполезное рассеяние электромагнитной энергии в вертикальной плоскости, но это конструктивно выполнимо только при длинах волн  $\lambda < 600$  м.

## 23. Настройка в резонанс проволочных антенн

Если вибратор питается от генератора, то в нем устанавливаются вынужденные колебания, которые независимо от собственной длины волны вибратора  $\lambda_0, \lambda_2, \lambda_3, \dots$  соответствуют длине волны генератора  $\lambda$ . Однако соотношение между длинами волн  $\lambda$  и  $\lambda_0, \lambda_2, \lambda_3, \dots$  имеет большое практическое значение. Здесь возможны три частных случая, которые рассмотрим сначала применительно к вертикальному заземленному вибратору без емкостной нагрузки.

1. *Вибратор настроен в резонанс*, т. е. длина волны генератора  $\lambda$  равна собственной волне вибратора. При этом имеют в виду основную собственную волну  $\lambda_0 = 4h$ , так как для настройки на 3-ю, 5-ю и т. д. гармоники высота вибратора  $h$  должна составлять не  $1/4$ , а  $3/4, 5/4, \dots$  от длины волны  $\lambda$ , что конструктивно невыгодно, а на сверхдлинных, длинных и средних волнах попросту невыполнимо. Вибратор с высотой  $h = \lambda/4$  называется *четвертьволновым* (рис. 4.2, а). В нем амплитуда тока у основания  $I_{0m}$  равна амплитуде тока в пучности  $I_{pm}$ .

2. *Длина волны генератора  $\lambda > \lambda_0$* , но поскольку  $\lambda_0 = 4h$ , то  $h < \lambda/4$  (рис. 4.2, б). Так как по высоте вибратора укладывается

меньше четверти длины волны, то в основании его амплитуда тока меньше, чем должна быть в пучности:  $I_{0m} < I_{nm}$ . Входное сопротивление вибратора за счет расстройки ( $\lambda > \lambda_0$ ) содержит кроме активной составляющей  $R_{вх}$  реактивную  $X_{вх}$ , равную

$$X_{вх} = -Z_{вА} \operatorname{ctg} \beta h = Z_{вА} \operatorname{ctg} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda_0}{4} \right) = -Z_{вА} \operatorname{ctg} \left( \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right). \quad (54)$$

Эта составляющая имеет отрицательный знак (емкостный характер), так как  $\lambda > \lambda_0$ , а  $\operatorname{ctg} \left( \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) > 0$ . Если к входным

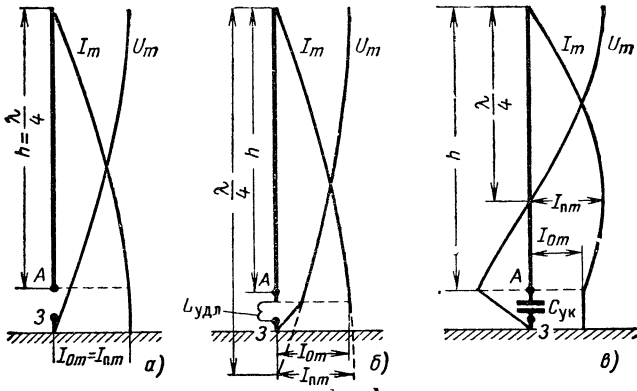


Рис. 4.2. Частные случаи настройки вертикального вибратора в резонанс.

клеммам приложено синусоидальное напряжение с амплитудой  $U_{\Lambda m}$ , то амплитуда тока на клеммах равна

$$I_{0m} = \frac{U_{\Lambda m}}{\sqrt{R_{вх}^2 + X_{вх}^2}}.$$

Желательно получить ток  $I_{0m}$  большим, чтобы при данном сопротивлении излучения вибратора  $R_{\Sigma 0}$  получить максимальную мощность излучения  $P_{\Sigma} = I_{0m}^2 R_{\Sigma 0} / 2$ . Для увеличения  $I_{0m}$  вибратор настраивают в резонанс, включая *удлинительную катушку*  $L_{удл}$ , индуктивное сопротивление которой  $X_{удл} = \omega L_{удл}$  численно равно и противоположно по знаку емкостному сопротивлению  $X_{вх}$ . Удлинительная катушка называется потому, что она «удлиняет» собственную волну  $\lambda_0$  до длины волны генератора  $\lambda$ . В итоге настройки вибратора ток  $I_{0m}$  достигает величины  $I_{0m} = U_{\Lambda m} / R_{вх}$  (пренебрегаем потерями в удлинительной катушке, которые должны быть сведены к минимуму).



Расчет индуктивности  $L_{удл}$  производится исходя из условия резонанса:

$$X_{удл} + X_{в\lambda} = \omega L_{удл} - Z_{в\lambda} \operatorname{ctg} \left( \frac{2\pi}{\lambda} h \right) = 0,$$

откуда

$$\omega L_{удл} = Z_{в\lambda} \operatorname{ctg} \left( \frac{2\pi}{\lambda} h \right).$$

Выразив индуктивное сопротивление удлинительной катушки через длину волны

$$\omega L_{удл} = \frac{1880 L_{удл} [\text{мкГн}]}{\lambda [\text{м}]},$$

получаем следующую формулу для расчета индуктивности:

$$L_{удл} [\text{мкГн}] = \frac{\lambda [\text{м}]}{1880} Z_{в\lambda} [\text{ом}] \operatorname{ctg} \left( \frac{2\pi}{\lambda} h \right). \quad (55)$$

На участке удлинительной катушки как элемента с сосредоточенными параметрами амплитуда тока  $I_m$  остается без изменения, а амплитуда напряжения  $U_m$  линейно уменьшается до нуля (на клемме заземления «З»).

3. *Длина волны генератора*  $\lambda < \lambda_0$  и соответственно высота вибратора  $h = \lambda_0/4$  больше, чем  $\lambda/4$  (рис. 4.2, в). При таком соотношении  $h$  и  $\lambda$  пучность  $I_{pm}$  находится в промежуточном сечении вибратора.

Легко убедиться в том, что во входном сопротивлении вибратора в связи с его расстройкой имеется реактивная составляющая индуктивного характера. Для настройки в резонанс такого вибратора у основания его включают конденсатор  $C_{ук}$ , который называется *укорачивающим конденсатором* (при помощи  $C_{ук}$  собственная волна  $\lambda_0$  укорачивается до величины  $\lambda$ ). Емкость конденсатора вычисляется по формуле

$$C_{ук} [нф] = \frac{530 \lambda [\text{м}]}{Z_{в\lambda} \operatorname{ctg} \left( \frac{2\pi}{\lambda} h \right)}. \quad (56)$$

Условие резонанса в антенне с верхней частью устанавливают путем замены антенны эквивалентной неоднородной линией. Один участок этой линии заменяет вертикальный провод высотой  $h$ , а другой — горизонтальный провод длиной  $l_r$  (рис. 4.3). Погонная емкость проводов антенны относительно Земли различная. Соответственно и волновое сопротивление  $Z_{в\lambda}$  их неодинаковое: у вертикального провода  $Z_{в\lambda} = Z_{вв}$ , а у горизонтального  $Z_{в\lambda} = Z_{гг}$ . Иначе говоря, неоднородная линия, эквивалентная Г-образной антенне, имеет один участок длиной  $h$  с волновым сопротивлением  $Z_{вв}$  и второй участок длиной  $l_r$  с волновым сопротивлением  $Z_{гг}$  (рис. 4.4, а).

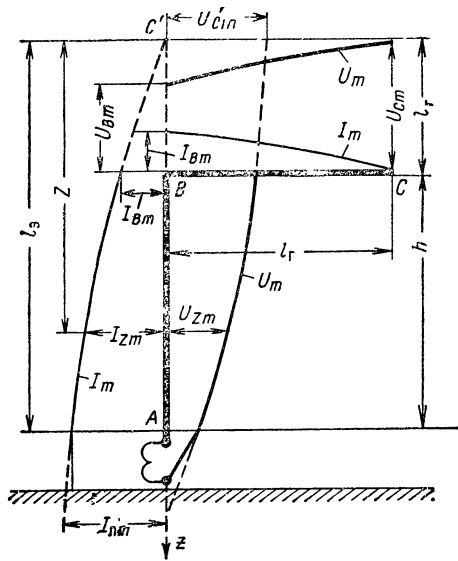


Рис. 4.3. Распределение напряжения в тока в Г-образной антенне.

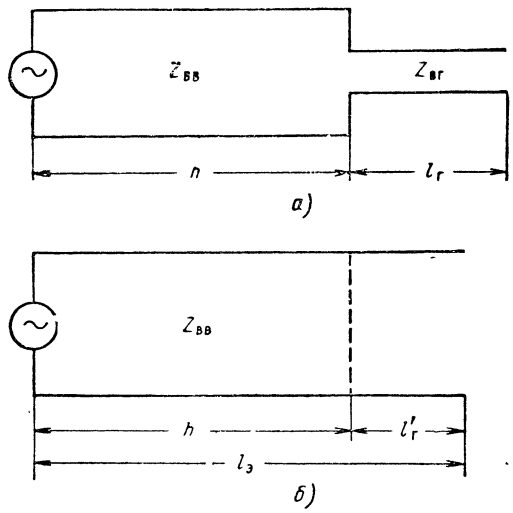


Рис 4.4. Неоднородная (а) и однородная (б) линии, эквивалентные Г-образной антенне.

Входное сопротивление второго участка  $Z_{вх} = -jZ_{вг} \operatorname{ctg} \beta l_r$  можно выразить через волновое сопротивление  $Z_{вв}$ , если длину его сделать равной не  $l_r$ , а  $l_g$ . Равенство

$$-jZ_{вг} \operatorname{ctg} \beta l_r = -jZ_{вв} \operatorname{ctg} \beta l_g$$

позволяет перейти от неоднородной линии к однородной с волновым сопротивлением  $Z_{вв}$  и длиной  $l_g = h + l_r$  (рис. 4.4, б). Если теперь обратно перейти к антенне, то последняя будет представлять собой вертикальный вибратор с таким же волновым сопротивлением  $Z_{вв}$ , как и прежде, но с большей высотой  $l_g$  и без горизонтальной части (рис. 4.3). При  $l_g = \lambda/4$  антенна оказывается настроенной в резонанс без дополнительных элементов. Если же  $l_g < \lambda/4$ , то производят настройку удлинительной катушкой (как на рис. 4.3), а при  $l_g > \lambda/4$  — укорачивающим конденсатором. Более подробно этот вопрос освещен в приложении II.

Ток и напряжение распределяются в рассматриваемой Г-образной антенне следующим образом. Вдоль эквивалентного вибратора  $C'A$  ток увеличивается от нуля, начиная с вершины  $C'$ , и достигает максимума в основании  $A$ . Таким остается ток и в удлинительной катушке, поскольку она представляет сосредоточенную индуктивность. В точке  $B$ , в которой горизонтальный провод присоединяется к вертикальному, амплитуда тока  $I_{Lm}$  имеет промежуточное значение, а в конце горизонтального провода  $C$  ток, очевидно, равен нулю. Следовательно, вдоль горизонтальной части антенны амплитуда тока изменяется от  $I_{Bm}$  до нуля.

Изменения амплитуды напряжения  $U_m$  вдоль Г-образной антенны имеют обратный характер: от  $C$  до  $B$  амплитуда напряжения уменьшается от максимума  $U_{Cm}$  до промежуточной величины  $U_{Bm}$ , которую можно определить, исходя из распределения напряжения вдоль эквивалентного вибратора  $C'A$ . При этом следует иметь в виду, что в точке заземления напряжение равно нулю, а в удлинительной катушке оно увеличивается по прямой.

Формулы для расчета амплитуд напряжения и тока в антенне выведены в приложении III.

## 24. Конструкции проволочных длинноволновых и средневолновых антенн

— Антенны низких радиочастот разделяют на *проволочные*, излучателем которых служит система проводов, а мачты их — конструктивной опорой, и так называемые *антенны-мачты* и *антенны-башни*, в которых металлические мачты и башни являются одновременно излучателями.

На рис. 4.5 изображено устройство типовой проволочной передающей антенны. Вертикальный провод  $I$  одним концом соединя-

ется с горизонтальной частью 2 антенны, а другим подключается к передатчику 3 через ввод в здание радиостанции. В это же здание вводится провод от заземления 4. Горизонтальная часть антенны состоит из нескольких параллельных проводов. Требуемое расстояние между ними фиксируется рейями 5. Провода антенны через изоляторы 6 подвешиваются на двух мачтах 7 при помощи тросов 8, которые используются для подъема антенны. Один из этих тросов закреплен неподвижно, а другой при подъеме и спуске антенны освобождается. Мачты поддерживаются несколькими ярусами оттяжек 9, закрепленных в основаниях 10 из бетона или дерева, которые

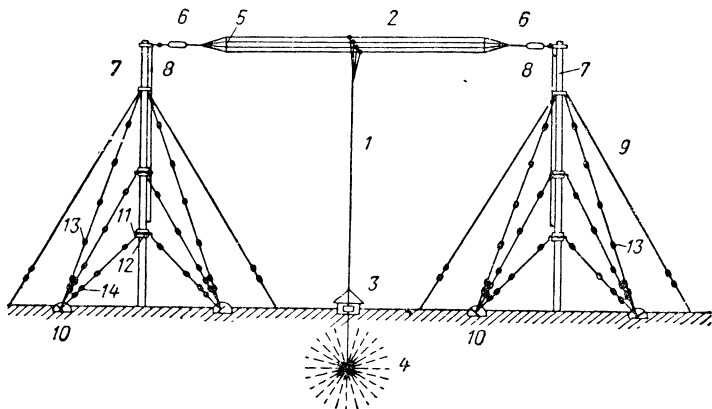


Рис. 4.5. Проволочная Т-образная передающая антенна.

зарываются в землю. Каждая оттяжка крепится к мачте крюком 11, соединенным с бугелем мачты 12. С другого конца оттяжки крепится к основанию 10 тальрепом 14, состоящим из винта и двух гаек. Поворачивая винт, можно изменять расстояние между гайками и размер оттяжки.

Мачты являются наиболее дорогими элементами проволочной антенны. Их стоимость определяется высотой. Однако увеличение геометрической высоты мачты способствует увеличению действующей высоты, а следовательно, и сопротивления излучения антенны. Средняя высота мачты 100—200 м, максимальная 250 м. Расстояние между ними не должно превышать 300—400 м во избежание чрезмерного провисания горизонтальных проводов антенны.

Мачты могут быть деревянными или металлическими. При малой высоте более экономичны деревянные мачты, а при большой—металлические. Для уменьшения потерь металлические мачты проволочной антенны устанавливают на опорных изоляторах.

Оттяжки радиосети представляют собой стальные тросы диаметром от 5 до 20 мм и длиной, меньшей  $\lambda/4$ . Для ослабления вредного влияния оттяжек на электромагнитное поле антенны количество их должно быть сокращено до минимума. Обычно в каждом ярусе имеются три-четыре оттяжки, которые отделены друг от друга изо-

ляторами. Без изоляторов в оттяжках может возникнуть резонанс, в результате которого из антенны отсасывается значительная часть энергии и искажается ее диаграмма направленности.

*Сигнальное освещение антенны* служит для безопасности полетов самолетов. В цепь световой сигнализации должны быть включены фильтры для защиты питающих проводов и сигнальных ламп от токов высокой частоты. Это усложняет антенное устройство.

*Заземлить антенну* следует с учетом характера ее электрического поля. Ток проводимости, проходящий через вертикальный и горизонтальные провода, переходит в ток смещения в воздухе, а затем замыкается через землю в виде токов проводимости и смещения (рис. 4.6, а).

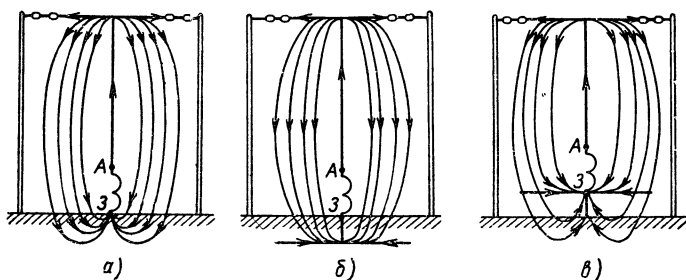


Рис. 4.6. Цепи токов проводимости и смещения антенны: в отсутствие (а) и при наличии (б) заземления, при наличии противовеса (в).

Заземление предназначено для уменьшения сопротивления Земли проходящим через нее токам антенны. С этой целью на уровне грунтовых вод закапывают массивный проводник или систему проводов, которые соединяются с элементом связи антенного контура передатчика (рис. 4.6, б). В результате токи в земле замыкаются преимущественно через провода заземления, и потери в антенне уменьшаются.

Желательно металлизировать максимальную площадь вокруг антенны. Практически площадь металлизации выносят за пределы горизонтальной проекции антенны в продольном и поперечном направлениях примерно на величину высоты антенны. Сплошную металлизацию осуществить трудно, ее заменяют системой проводов, расположенных соответствующим образом в земле. Так как электрическое поле антенны и соответственно плотность потока в земле максимальны под снижением антенны, то хорошие результаты дает заземление в виде радиально расходящихся проводов от проекции снижения антенны, как показано на рис. 4.5.

При скалистом грунте и сухой почве вместо заземления применяют *противовес* представляющий систему проводов, расположенных на небольшой высоте над землей (рис. 4.6, в). Рекомендуе-

мая высота противовеса для маломощных станций равна 0,5 — 1,5 м, а для мощных 2 — 6 м. Качество противовеса тем выше, чем большая часть тока антенны замыкается через его провода и чем меньшая часть проходит в земле.

Обычно заземление дает лучшие результаты, чем противовес, но монтаж качественного заземления связан со значительной затратой времени и поэтому в передвижных станциях чаще применяется противовес. В самолетных радиостанциях роль противовеса выполняют металлические части самолета.

## 25. Сложные длинноволновые и средневолновые антенны

Для увеличения сопротивления излучения, уменьшения сопротивления заземления и увеличения емкости длинноволновых антенн созданы сложные антенны, представляющие собой комбинацию Г-образных и Т-образных антенн.

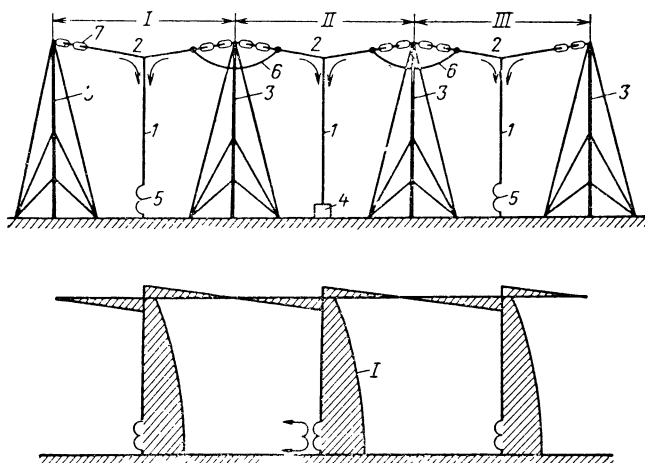


Рис 4.7. Антенна 500-киловаттной станции под Москвой и схема распределения токов в ней.

В качестве примера можно привести антенну отечественной радиовещательной станции мощностью 500 *квт*, работающей на волне  $\lambda = 1850$  м (рис. 4.7). Эта антенна выполнена по схеме Александерсена: она состоит из трех (I, II, III) Т-образных антенн, которые вытянуты в одну линию и соединяются между собой перемычками. Крепятся провода на четырех мачтах, расположенных друг от друга на расстоянии 300 м. Антенна возбуждается от выходного генератора передатчика 4 через элемент связи, включенный у основания снижения 1 антенны II. Крайние Т-образные антенны I и III за-

земляются через индуктивности  $\delta$ , которые подобраны с таким расчетом, чтобы во всех снижениях токи совпадали по величине и фазе.

Так как в излучении электромагнитных волн участвуют снижения всех трех Т-образных антенн, то общее сопротивление излучения антенны равно сумме сопротивлений излучения составляющих антенн. К тому же суммарное сопротивление излучения каждой Т-образной антенны увеличивается за счет вносимого сопротивления из двух других антенн. В результате получается весьма значительный выигрыш в сопротивлении излучения.

Заземление антенны концентрируется возле каждого снижения. Опыт показывает, что разнесение заземлителей способствует уменьшению общего сопротивления заземления.

К преимуществам описываемой антенны по сравнению с обычной Г-образной или Т-образной относится также дополнительное увеличение емкости ее, обусловленное взаимным влиянием вертикальных проводов. Все это позволяет значительно уменьшить амплитуду напряжения в пучности и увеличить к.п.д., максимальную мощность излучения и полосу пропускания антенны.

Кроме того, сложные антенны дают возможность даже в длинноволновом диапазоне создать некоторую направленность излучения в горизонтальной плоскости. Направление максимального излучения антенны перпендикулярно плоскости ее расположения.

## 26. Антифединговые антенны

Основная особенность антифединговых антенн заключается в том, что они не излучают волны под большими углами (свыше  $55^\circ$  к земной поверхности). Требуемую диаграмму направленности в вертикальной плоскости получают при помощи вертикального вибратора (рис. 4.8), высота которого  $h$  примерно соответствует электрической длине  $\beta h = 190^\circ$ . Такой вибратор в совокупности со своим зеркальным изображением оказывается симметричным с электрической длиной  $\beta l = 2 \cdot 190 = 380^\circ$  или геометрической  $l = \frac{380^\circ \lambda}{2\pi} = \frac{380^\circ \lambda}{360^\circ} = \frac{19}{18} \lambda$ . Из рис. 2.3, б видно, что при этих размерах отсутствует излучение под углами более  $55^\circ$  относительно экваториальной плоскости (в данном случае Земли). Таким образом устраняется фединг.

Антифединговые антенны имеют следующие особенности:

1. Тогда как высота обычных длинноволновых и средневолновых антенн меньше или незначительно больше  $\lambda/4$ , высота антифединговых антенн превышает  $\lambda/2$ . Вот почему максимальная рабочая волна этих антенн не более 600—700 м — ведь геометрическая высота антенных мачт, за редкими исключениями, меньше 300 м.

2. В основании обычной антенны длинных и средних волн напряжение близко к нулевому, а в основании антифединговой ан-

тенны, поскольку высота ее порядка  $\lambda/2$ , напряжение близко к значению в пучности. В таких условиях через изолятор, который служит опорой для мачты, проходят большие емкостные токи. Для уменьшения потерь опорный изолятор соединяют с заземлением через металлический экран больших размеров.

3. В антифединговой антенне нельзя применять верхнюю часть сколько-нибудь значительных размеров, так как при высоте подвеса над землей порядка  $\lambda/2$  горизонтальная часть антенны активно излучает и этим искажает диаграмму направленности.

4. В связи с тем, что в антифединговой антенне отсутствует горизонтальная часть и ток ее на верхнем конце имеет малую вели-

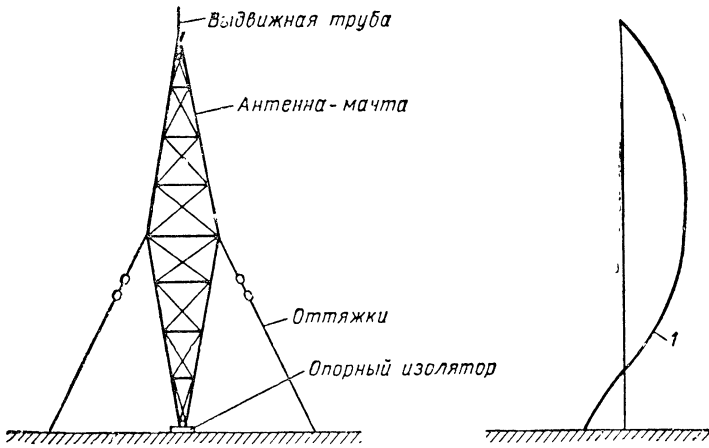


Рис. 4.8. Антифединговая антенна — мачта переменного сечения ( $I$  — распределение тока в антенне)

чину, такую антенну можно сделать одномачтовой. Вблизи ее нельзя располагать здание радиостанции, оно исказит диаграмму направленности и внесет дополнительные потери. Антифединговую антенну соединяют с передатчиком при помощи фидера.

Рассмотрим три конструкции.

На рис. 4.8 антифединговой антенной служит металлическая мачта, сечение которой максимально в середине. Точная подгонка высоты антенны производится при помощи выдвигной трубы. Такая форма мачты позволяет ограничиться одним ярусом оттяжек для ее поддержки.

Во второй конструкции (рис. 4.9) антенна представляет собой вертикальный провод, проходящий внутри свободно стоящей деревянной башни. На вершине башни вертикальный провод соединяется с зонтом, составленным из латунных трубок. Зонт создает дополнительную емкость, необходимую для получения некоторого тока на верхнем конце вертикального провода, благодаря чему можно уменьшить геометрическую высоту антенны. При правильном под-



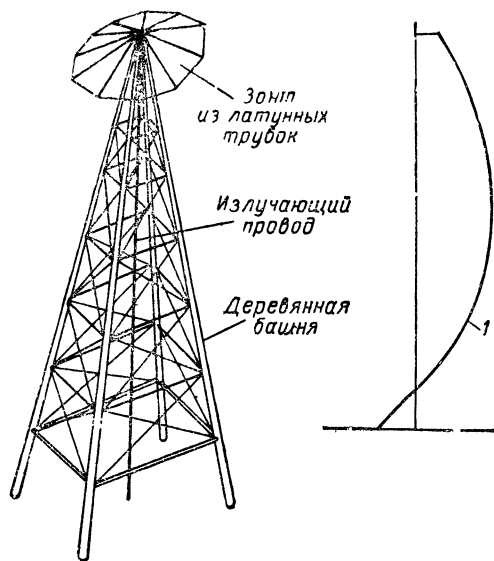


Рис. 4.9. Антифединговая антенна-башня

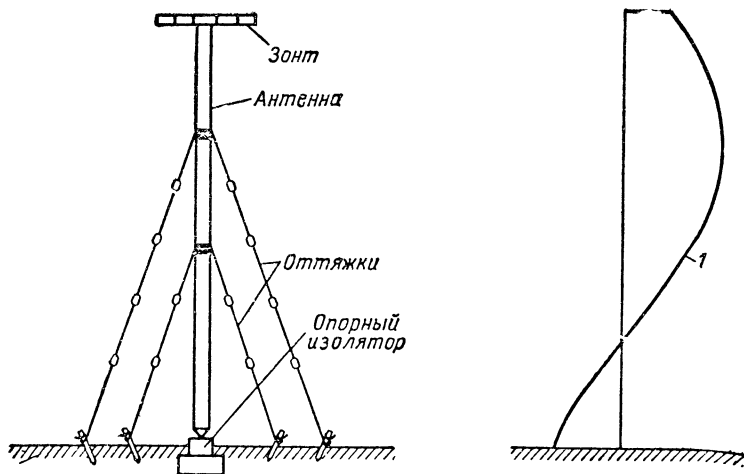


Рис. 4.10. Антифединговая антенна-мачта постоянного сечения

боре размеров и конструкции зонта и высоты башни получается требуемая для антифединговой антенны диаграмма направленности.

На рис. 4.10 антенной служит металлическая мачта небольшого и постоянного поперечного сечения. Мачта соединяется с зонтом и поддерживается несколькими ярусами оттяжек.

Все описываемые антенны у основания соединяются через согласующий контур с фидером, который подключается к передатчику.

В первой конструкции (рис. 4.8) большое поперечное сечение мачты определяет большую погонную емкость и соответственно малое волновое сопротивление излучателя. С этим связано увеличение коэффициента затухания и как следствие отклонение стоячей волны тока в антенне от синусоидальной формы, которое усиливается изменением сечения вибратора (мачты) по высоте. В результате диаграмма направленности антенны должна заметно отличаться от требуемой для устранения фединга.

В антифединговой антенне со свободно стоящей деревянной мачтой (рис. 4.9) излучающий провод тонкий и не изменяется по сечению с высотой, а поэтому в нем распределение тока близко к синусоидальному и диаграмма направленности соответствует назначению антенны. Кроме того, наличие зонта позволяет уменьшить высоту антенны. К недостаткам конструкции относится малый срок службы деревянной мачты и опасность ее загорания от токов высокой частоты.

Третья конструкция (рис. 4.10) не имеет этого недостатка и наиболее широко применяется на практике.

## 27. Питание средневолновых антенн

Питание антенны-мачты производится по-разному в зависимости от того, изолирована она от земли или имеет заземленное основание. В первом случае используется схема нижнего питания (рис. 4.11, а), в котором фидер, идущий от передатчика, включается между основанием мачты и землей.

Согласно ГОСТ 8806-58 антенна-мачта нижнего питания при высоте мачты  $h$  обозначается АМНП  $h$ . Аналогичная башня нижнего питания имеет обозначение АБНП  $h$ . Если эти антенны содержат емкостную нагрузку в виде лучей, расходящихся от вершины мачты или башни, то используется обозначение АМНП  $h/nQ\phi$  или АБНП  $h/nQ\phi$ , где  $n$  — количество лучей емкостной нагрузки,  $Q$  — длина каждого луча в долях высоты мачты (башни),  $\phi$  — угол между лучом и осью мачты (башни).

Существуют, например, стандартные антенны АМПН  $\frac{125}{4 \cdot 0,5 \cdot 45}$ , АБНП  $\frac{125}{4 \cdot 0,5 \cdot 45}$ , в которых  $h = 125$  м;  $n = 4$ ;  $Q = 0,5h = 62,5$  м и  $\phi = 45^\circ$ . Эти антенны работают в диапазоне волн 200—2000 м с к.п.д. не ниже 0,7 — 0,85.

В антеннах с заземленным основанием применяют другие способы возбуждения. На рис. 4.11,б изображена схема верхнего питания, предложенная Г. З. Айзенбергом. Коаксиальный фидер, по которому подводится питание от передатчика, входит у основания в тело полый мачты и проходит внутри нее до вершины. Здесь наружный провод фидера соединяется с мачтой, а внутренний — с зонтом, расположенным над мачтой. Таким образом питание производится между вершиной зонта (*a*) и вершиной мачты (*b*). В результате ток антенны замыкается по цепи наружная поверхность тела мачты — земля — воздух (ток смещения) — зонт — точка *a* —

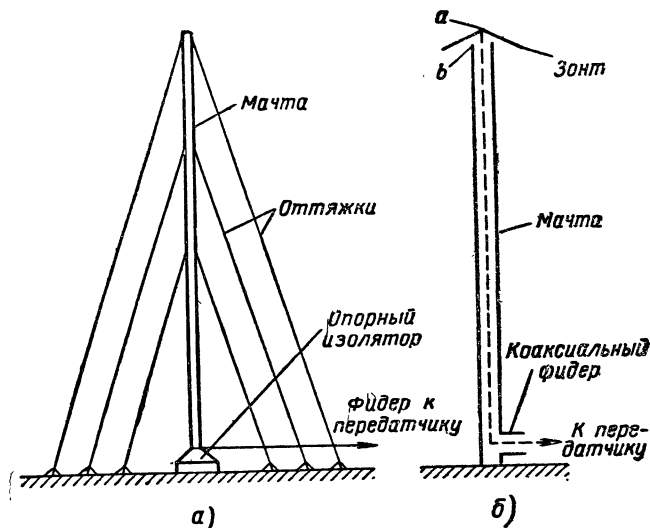


Рис. 4.11. Возбуждение антенн-мачт по схеме нижнего питания (а) и по схеме верхнего питания (б).

внутренней провод фидера — передатчик — внутренняя поверхность наружного провода фидера — точка *b* — мачта. Пучность тока находится у заземленного основания антенны, а питание, как видно, подводится вне пучности тока (*a* — *b*).

Распределение тока по высоте  $h$  близко к равномерному (рис. 4.12, а) и действующая высота оказывается незначительно меньше геометрической  $h$ . Входное сопротивление провода индуктивную составляющую  $R_{вх}$  и реактивную составляющую  $X_{вх}$  индуктивного характера. Кроме того, генератор нагружен на емкость  $C$  между зонтом и землей. На этом основании составляем эквивалентную схему (рис. 4.12, б) в виде последовательного контура. Последний может быть не согласован с питающим фидером и тогда требуется специальный согласующий контур.

Этот недостаток устранен в видоизмененной схеме (рис. 4.12, в), предложенной также Г. З. Айзенбергом. Вместо зонта в схеме

используется открытый вертикальный вибратор высотой  $h_2$ , который дополняет заземленный вибратор высотой  $h_1$  до величины  $h = \lambda/4$ . Ток распределяется в них согласно рис. 4.12, а. Первый вибратор имеет входное сопротивление с составляющими  $R'_{вх}$ ,  $X'_{вх}$ , а второй — с составляющими  $R''_{вх}$ ,  $X''_{вх}$  (рис. 4.12, д). Так как вибратор с заземленным концом эквивалентен короткозамкнутой линии длиной  $h_1$ , а с открытым концом — разомкнутой линии длиной  $h_2 = \lambda/4 - h_1$ , то сопротивления  $X'_{вх}$  и  $X''_{вх}$  противоположны по знаку и численно равны ( $X'_{вх} > 0$ , а  $X''_{вх} < 0$ ).

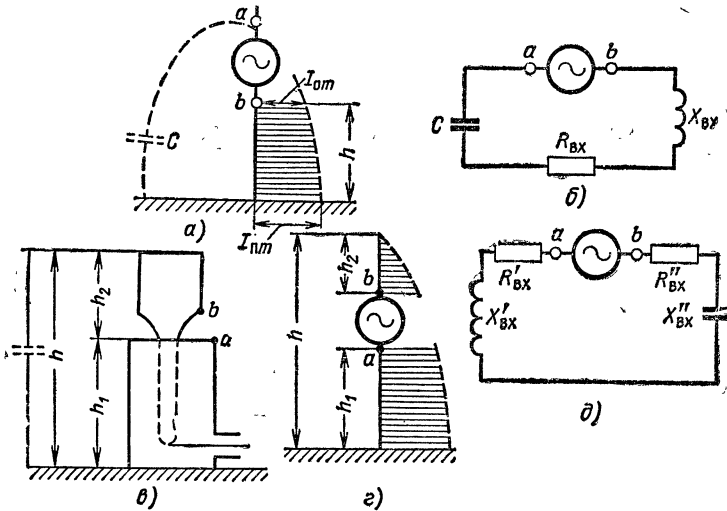


Рис. 4.12. Диаграммы распределения тока по высоте (а, г) и эквивалентные схемы (б, в, д) антенны с верхним питанием.

В итоге нагрузкой генератора оказывается активное сопротивление  $R'_{вх} + R''_{вх}$ , которое устанавливаем равным волновому сопротивлению фидера, подбирая  $h_1$  и  $h_2$ . Тем самым обеспечивается согласование в сравнительно широком диапазоне волн.

Сравнивая рассмотренные схемы возбуждения, можно отметить преимущества антенн с заземленным основанием: 1) отсутствие опорного изолятора значительно удешевляет конструкцию антенны; 2) более надежное крепление антенны позволяет уменьшить сечение мачты и увеличить ее высоту; 3) световая сигнализация может быть осуществлена без фильтров; 4) увеличение высоты антенны позволяет увеличить мощность в антенне и ее к. п. д.; 5) отсутствие опорного изолятора делает ненужной грозовую шашку.

Антенны с заземленным основанием не позволяют устранить фединги, так как высота их близка к  $\lambda/4$ .

## 28. Приемные антенны длинных и средних волн

Для приема в длинноволновом и средневолновом диапазонах используются открытые и замкнутые антенны и их комбинации. К открытым антеннам относятся вертикальный вибратор, Г-образные, Т-образные антенны и антенна типа «наклонный луч», а к замкнутым — рамки и гониометры. Примером комбинации открытой и замкнутой антенн может служить кардиоидная антенна.

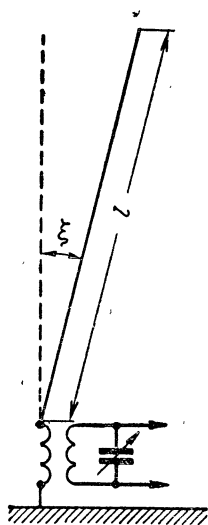


Рис. 4.13. Антенна «наклонный луч».

Открытые приемные антенны можно считать ненаправленными, если не учитывать весьма слабого направленного действия Г-образной антенны и антенн типа «наклонный луч». Рамочные и гониометрические антенны обладают направленными свойствами. Кардиоидная антенна к тому же позволяет осуществить односторонний прием.

**Открытые приемные антенны.** Э.д.с., индуктируемая в приемной вертикальной Г-образной или Т-образной антенне, определяется по формуле

$$\mathcal{E}_A = E_{\tau} h_d,$$

где  $E_{\tau}$  — составляющая напряженности электрического поля, касательная к проводу антенны;

$h_d$  — ее действующая высота, которая определяется по формулам, выведенным для соответствующей передающей антенны.

При вертикальной поляризации электромагнитной волны, имеющей напряженность электрического поля  $E$ , касательная составляющая этого поля в наклонном проводе (рис. 4.13) равна

$$E_{\tau} = E \cos \xi,$$

где  $\xi$  — угол отклонения провода от вертикального положения.

В соответствии с этим э.д.с.  $\mathcal{E}'_A$ , индуктируемая в наклонном проводе, может быть выражена через э.д.с.  $\mathcal{E}_A$ , индуктируемую в вертикальном проводе такой же длины:

$$\mathcal{E}'_A = \mathcal{E}_A \cos \xi.$$

Открытая приемная антенна по устройству значительно проще соответствующей передающей. В приемной антенне используется бронзовый или стальной канатик диаметром 3 мм. Горизонтальная часть антенны имеет длину порядка 25—50 м, а две опорные мачты имеют высоту свыше 15 м над землей. Провода антенны изолируют

от мачт изоляторами, а ввод в здание осуществляют через изоляционную трубку из фарфора.

Для заземления приемной антенны рекомендуется использовать большой лист оцинкованного железа или массивную водопроводную трубу, которые следует располагать на уровне грунтовых вод. Если грунтовые воды находятся на большой глубине, то заземляющий предмет должен быть помещен в яму глубиной 2—2,5 м, заполненную древесным углем или коксом для задержки влаги в месте заземления.

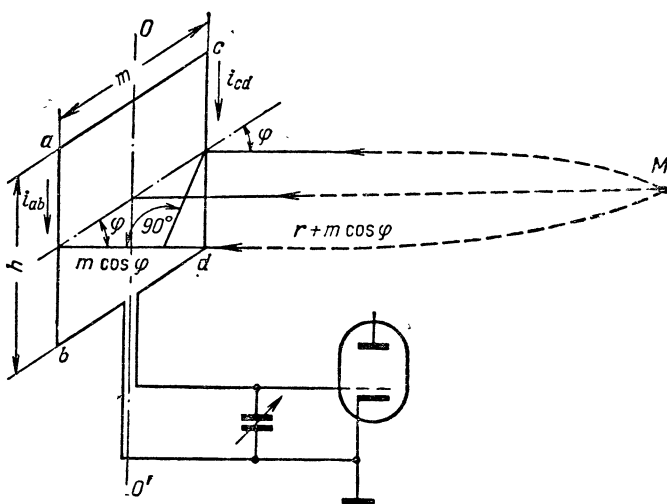


Рис. 4.14. Схема включения простейшей рамочной антенны.

В данном случае несмотря на принятые меры сопротивление заземления имеет большую величину порядка 25—50 ом, что определяет весьма низкий к.п.д. приемной антенны. Это не имеет существенного значения, так как на длинных и средних волнах уровень внешних помех очень велик.

Наряду с описанными антеннами в профессиональных приемных центрах используют направленные антенны, Это позволяет повысить отношение сигнал/помеха на входе приемника.

**Рамочные антенны.** В простейшем случае рамочная антенна представляет собой плоский виток провода прямоугольной формы с осью вращения  $OO'$ , совпадающей с осью симметрии рамки (4.14). Положим, что такая рамочная антенна расположена в вертикальной плоскости и пересекается вертикально поляризованной волной, направление распространения которой образует в горизонтальной плоскости угол  $\varphi$  с плоскостью рамки. В связи с вертикальной поляризацией волны э.д.с. индуцируется только в вертикальных про-

дах рамки  $ab$  и  $cd$ . Допустим, что на оси  $OO'$  напряженность электрического поля в момент времени  $t$  равна

$$E_{\text{мгн}} = E_m \sin \omega t, \quad (57)$$

где  $E_m$  — амплитуда напряженности электрического поля.

В тот же момент времени фаза электрического поля у провода  $cd$  имеет опережение, а у провода  $ab$  — отставание относительно фазы поля у оси на величину  $\beta \left( \frac{m}{2} \cos \varphi \right)$ , где  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$  — коэффициент фазы, а  $m$  — ширина рамки. Причина этого в том, что от точки излучения  $M$  до первого провода расстояние меньше, а до второго — больше на  $\frac{m}{2} \cos \varphi$ . Умножив соответствующую напряженность электрического поля на высоту рамки, получаем э. д. с., индуцируемую в проводах рамки:

$$\mathcal{E}_{cd} = E_m h \sin \left( \omega t + \frac{\beta m}{2} \cos \varphi \right),$$

$$\mathcal{E}_{ab} = E_m h \sin \left( \omega t - \frac{\beta m}{2} \cos \varphi \right).$$

Так как провода  $ab$  и  $cd$  соединяются между собой последовательно, то индуцируемые э. д. с.  $\mathcal{E}_{ab}$  и  $\mathcal{E}_{cd}$  действуют навстречу друг другу и результирующая э. д. с. в рамке равна

$$\mathcal{E}_A = \mathcal{E}_{cd} - \mathcal{E}_{ab} = E_m h \left[ \sin \left( \omega t + \frac{\beta m}{2} \cos \varphi \right) - \sin \left( \omega t - \frac{\beta m}{2} \cos \varphi \right) \right].$$

Пользуясь известной тригонометрической формулой

$$\sin \alpha - \sin \gamma = 2 \sin \frac{\alpha - \gamma}{2} \cos \frac{\alpha + \gamma}{2},$$

преобразуем полученное выражение

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_A &= 2E_m h \sin \left( \frac{\beta m}{2} \cos \varphi \right) \cos \omega t = \\ &= 2E_m h \sin \left( \frac{\beta m}{2} \cos \varphi \right) \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right). \end{aligned}$$

При наличии  $N$  витков в рамке (рис. 4.15) этот результат следует увеличить в  $N$  раз, имея в виду, что во всех  $N$  проводах каждой стороны рамки индуцируемые э. д. с. совпадают по величине и по фазе:

$$\mathcal{E}_A = 2E_m N h \sin \left( \frac{\beta m}{2} \cos \varphi \right) \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right).$$

В длинноволновом и средневолновом диапазонах  $m \ll \lambda$ , следовательно, угол  $\frac{\beta m}{2} \cos \varphi = \frac{\pi m}{\lambda} \cos \varphi$  очень мал и

$$\sin \left( \frac{\beta m}{2} \cos \varphi \right) \approx \frac{\pi m}{\lambda} \cos \varphi.$$

Учитывая также, что  $hm = S$  — площадь рамки, приведем формулу мгновенного значения э.д.с. в рамке к виду

$$\mathcal{E}_A = \frac{2E_m \pi NS}{\lambda} \cos \varphi \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right). \quad (58)$$

Амплитуда этой э. д. с. равна

$$\mathcal{E}_{mA} = \frac{2E_m \pi NS}{\lambda} \cos \varphi. \quad (59)$$

На основании формул (58), (59) можно сделать выводы:

1. Рамка в горизонтальной плоскости обладает направленными свойствами. В соответствии с функцией направленности

$$f(\varphi) = \cos \varphi \quad (60)$$

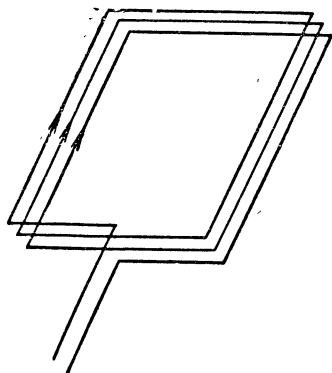


Рис. 4.15. Многовитковая рамка.

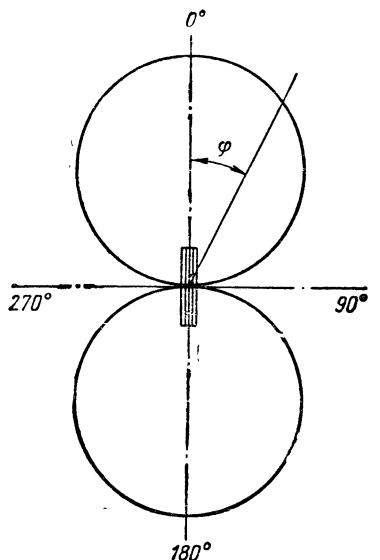


Рис. 4.16. Диаграмма направленности рамочной антенны.

полярная диаграмма направленности рамочной антенны имеет форму восьмерки (рис. 4.16). В направлении, перпендикулярном плоскости рамки ( $\varphi = 90^\circ$ ), отсутствует разность хода волн к ее противоположным вертикальным проводам, и э. д. с., индуцируемая в проводах одной стороны, полностью компенсируется действующей навстречу э.д.с. проводов другой стороны. В результате прием отсутствует ( $\mathcal{E}_{mA} = 0$ ).

По мере отклонения волны от перпендикуляра к плоскости рамки разность хода волн к ее противоположным вертикальным сторонам увеличивается, достигая максимума при  $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 180^\circ$ . При этом в наибольшей степени компенсируется встречное действие э.д.с. противоположных проводов рамки и получается наибольшая амплитуда результирующей э.д.с.



$$\mathcal{E}_{m\Lambda} = E_m \frac{2\pi NS}{\lambda}.$$

2. Разделив  $\mathcal{E}_{m\Lambda}$  на  $E_m$ , получим действующую высоту рамки

$$h_{\text{д}} = \frac{2\pi NS}{\lambda}. \quad (61)$$

Эта формула верна для рамки не только прямоугольной формы, но и любой другой (на практике наиболее широко применяются круглые и треугольные рамки). Таким образом, действующая высота, а следовательно, и э.д.с., индуцируемая в рамке любой формы, прямо пропорциональны площади, ограниченной контуром рамки, числу витков в ней и обратно пропорциональны длине волны.

3. Рамочная антенна, как видно из формулы (60), имеет такие же направленные свойства, как элементарный вибратор. Следовательно, для рамочной антенны справедливы формулы

$$R_{\Sigma} = 800 \left( \frac{h_{\text{д}}}{\lambda} \right)^2, \quad D = 1,5.$$

4. В диполе Герца э.д.с. совпадает по фазе с напряженностью электрического поля, а в рамке они сдвинуты на  $90^\circ$  [ср. формулы (57) и (58)]. Появление этого сдвига можно легко объяснить, если рассматривать индуцирование э.д.с. в рамке как результат пересечения ее площади  $S$  (точнее,  $S \cos \varphi$ ) магнитным полем радиоволны. По закону электромагнитной индукции между индуцируемой э.д.с. и магнитным полем  $H$  (а следовательно, и электрическим полем  $E$ , так как  $E$  и  $H$  в волне  $TEM$  синфазны) имеется сдвиг по фазе на  $90^\circ$ . Значит по направленным свойствам рамочная антенна и диполь Герца идентичны, но между ними имеются и различия, в силу которых диполь Герца называют *электрическим диполем*, а рамочную антенну — *магнитным диполем*.

**Пример.** Определить сопротивление излучения круглой рамочной антенны диаметром  $d = 30$  см, имеющей 10 витков провода ( $N = 10$ ) при длине волны  $\lambda = 500$  м.

Определим площадь, ограниченную контурами рамки:

$$S = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3,14 \cdot 0,3^2}{4} = 7,07 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2.$$

Следовательно, действующая высота рамки

$$h_{\text{д}} = \frac{2\pi NS}{\lambda} = \frac{2\pi \cdot 10 \cdot 7,07 \cdot 10^{-2}}{500} = 8,88 \cdot 10^{-3} \text{ м},$$

а сопротивление излучения

$$R_{\Sigma} = 800 \left( \frac{h_{\text{д}}}{\lambda} \right)^2 = 800 \left( \frac{8,88 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 10^2} \right)^2 = 0,251 \cdot 10^{-6} \text{ ом}.$$

Действующая высота рамки, как видно из примера, значительно меньше геометрической. Поэтому рамка имеет очень малые сопротивление излучения и к. п. д., и применяется она только в качестве приемной антенны.

Направленные свойства приемной рамки используются для уменьшения влияния помех и для определения направления на радиостанцию. В первом случае плоскость рамки располагают перпендикулярно направлению помехи, и тогда помеха не влияет на радиоприем.

Во втором случае, вращая рамку до получения в ней максимума э.д.с., устанавливают направление на радиостанцию. Именно так рамочные антенны работают в радиопеленгаторах — приборах, предназначенных для обнаружения направления (пеленга) на радиостанцию. Минимум диаграммы рамки острее максимума, в связи с чем пеленгация при помощи рамочной антенны чаще производится по минимуму приема.

Рамочные антенны должны быть симметричными. В применении к прямоугольной рамке это означает, что оба вертикальных провода должны иметь одинаковую емкость по отношению к земле. В противном случае даже тогда, когда плоскость рамки перпендикулярна направлению на радиостанцию, от вертикальных проводов рамки ответвляются на землю разные токи и на входе приемника э.д.с. не равна нулю. Это влечет за собой ошибочное определение пеленга на радиостанцию. Такое явление устраняют экранированием рамки металлической трубой. Для того чтобы труба не была короткозамкнутой, в ней делают разрез  $a-b$  и заполняют его диэлектриком (рис. 4.17). Электромагнитная волна наводит э.д.с. на наружной поверхности экранирующей трубы. Индуцированная э.д.с. приложена к разрезу  $a-b$  и вызывает ток во внутренней поверхности трубы, который, в свою очередь, наводит э.д.с. в проводах рамки. В этом случае выходные клеммы рамки  $c-d$  совершенно симметричны относительно земли.

*Магнитные антенны* являются разновидностью рамочных антенн. Отличительная черта магнитных антенн — наличие сердечника с высокой магнитной проницаемостью внутри рамки  $L_1, L_2$  (рис. 4.18, *a*). В качестве сердечника чаще всего используются ферритовые стержни. Их магнитная проницаемость  $\mu_{ст}$  уменьшается за счет размагничивающего действия полюсов, которое сказывается

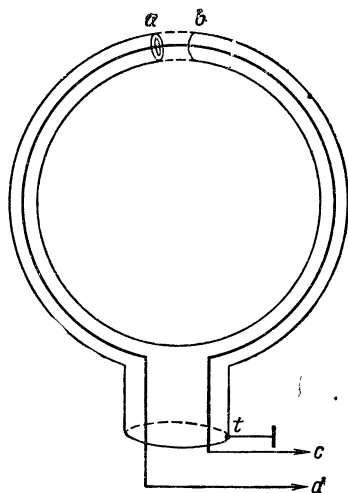


Рис. 4.17. Экранированная рамка.

тем сильнее, чем больше поперечное сечение и меньше длина стержня. Сердечники магнитных антенн поэтому изготавливают длинными и малого диаметра ( $l/d \gg 1$ ).

В радиоприемниках с магнитной антенной обмотка  $L_1$ ,  $L_2$  включается в схему как индуктивность входного контура  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $C$  (рис. 4.18, б). Этот контур с добротностью  $Q$  настраивается в резонанс на

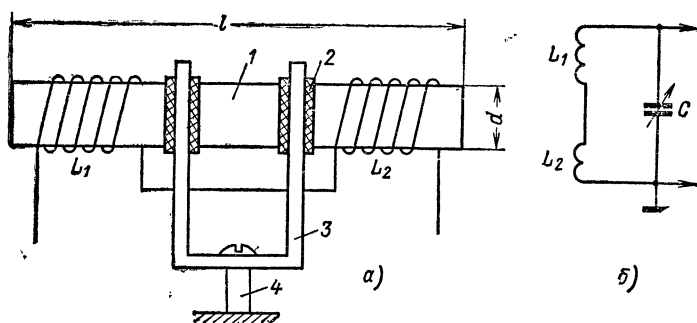


Рис. 4.18. Магнитная антенна (а) и схема включения ее во входной контур приемника (б):

1 — ферритовый стержень с намоткой; 2 — резиновый амортизатор; 3 — скоба; 4 — стойка крепления к шасси приемника.

несущую частоту принимаемой станции. Введение сердечника в рамочную антенну и появление резонанса во входном контуре дают выигрыш в амплитуде э.д.с. сигнала в  $\mu_{ст} Q$  раз. В такой же мере увеличивается действующая длина антенны  $h_d$ . Например, при длине стержня  $l = 100 - 200$  мм, диаметре  $d = 5 \div 10$  мм, магнитной проницаемости  $\mu_{ст} = 100 - 400$  величина  $h_d$  достигает нескольких метров.

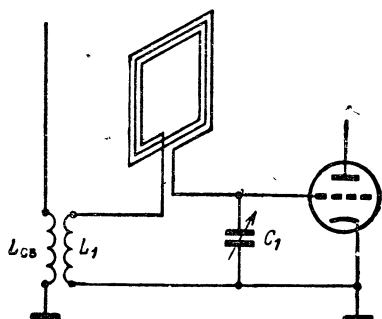


Рис. 4.19. Кардиоидная антенна.

Имеется еще одно преимущество в магнитных антеннах: их монтируют в приемнике таким образом, чтобы стержень с намоткой можно было поворачивать вокруг вертикальной оси, и так как рамочная антенна обладает направленностью в горизонтальной плоскости (диаграмма имеет форму восьмерки), то для усиления сигнала и подавления помех используется кроме частотной избирательности пространственная. Это очень важно.

Кардиоидные антенны. Применение одиночной рамки в качестве антенны не позволяет избежать двузначности показаний, так как минимальный (или максимальный) прием невозможен с двух противоположных направлений:  $\varphi = 90^\circ$  и  $\varphi = 270^\circ$  (или  $\varphi = 0^\circ$

и  $\varphi = 180^\circ$ ). Для устранения этой неопределенности используют комбинацию из рамочной (направленной) и вертикальной (ненаправленной) антенн.

На рис. 4.19 изображена входная цепь приемника с вертикальной и рамочной антеннами. Ток вертикальной антенны, проходящий через катушку связи  $L_{св}$ , индуцирует э.д.с. в контурной катушке  $L_1$ . Последовательно во входной контур  $L_1 C_1$  включена рамка, а поэтому напряжение на участке сетка — катод первой лампы равно сумме напряжений от вертикальной и рамочной антенн. Входной контур приемника настраивается в резонанс на частоту принимаемого сигнала конденсатором  $C_1$ .

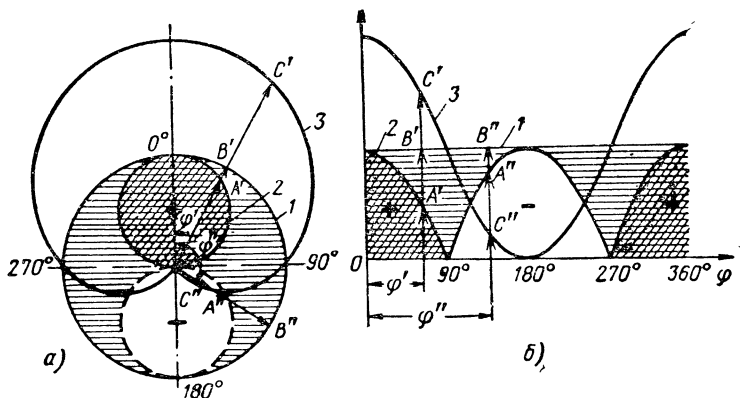


Рис. 4.20. Диаграмма направленности кардиоидной антенны.

Электромагнитные волны равной напряженности, имеющие произвольное направление  $\varphi$  в горизонтальной плоскости, индуцируют в вертикальном вибраторе э.д.с.  $\mathcal{E}'_A$ , а в рамочной антенне — э.д.с.  $\mathcal{E}''_A \cos \varphi$ . Можно всегда добиться того, чтобы на входе первой лампы приемника напряжения, обусловленные  $\mathcal{E}'_A$  и  $\mathcal{E}''_A$ , были равны между собой ( $\mathcal{E}'_A = \mathcal{E}''_A = \mathcal{E}_A$ ) и совпадали по фазе. Тогда результирующее напряжение на сетке первой лампы

$$\mathcal{E}_{A\varphi} = \mathcal{E}_A (1 + \cos \varphi). \quad (62)$$

Коэффициент  $1 + \cos \varphi = 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}$  выражает диаграмму направленности антенны в горизонтальной плоскости, называемую *кардиоидной*.

Кардиоидную диаграмму направленности можно получить следующим графическим построением (рис. 4.20, а). Вертикальный вибратор имеет диаграмму направленности в форме окружности 1 радиуса  $\mathcal{E}_A$ , а рамка — в форме восьмерки 2 с максимумом, равным величине  $\mathcal{E}_A$ .

С изменением направления волны от  $\varphi = 0^\circ$  до  $\varphi = 360^\circ$  полярность э.д.с. в рамке изменяется на обратную при переходе через значения  $\varphi = 5B^*$

$= 90^\circ$  и  $\varphi = 270^\circ$ , так как если при углах  $\varphi = 270 \div 360^\circ, 0 \div 90^\circ$  (см рис. 4.14) волна сначала пересечет провод  $cd$ , а затем провод  $ab$ , то с увеличением  $\varphi$  от  $90^\circ$  до  $270^\circ$  последовательность пересечения волной проводов  $ab$  и  $cd$  и соответственно полярность э. д. с. в рамке получаются обратными. В соответствии с этим на рис. 4.20, а на одной половине восьмерки (заштрихованной) указана положительная полярность, а на другой (незаштрихованной) поставлен знак минус. Если алгебраически сложить радиус окружности 1 и радиус-вектор диаграммы 2, имеющей форму восьмерки, то получим кардиоиду 3.

В прямоугольной системе координат результирующую характеристику 3 кардиоидной антенны получают сложением ординат характеристики вертикальной антенны в виде прямой 1, параллельной оси абсцисс, и характеристики рамки в виде косинусоиды 2 с учетом ее полярности (рис. 4.20, б).

Уравнение

$$\mathcal{E}_{A\varphi} = \mathcal{E}_A (1 + \cos \varphi)$$

и изображенные на рис. 4.20 диаграммы направленности показывают, что в данном случае при  $\varphi = 0^\circ$  э. д. с.  $\mathcal{E}_{A\varphi} = 2\mathcal{E}_A$ ; при  $\varphi = 90^\circ$  и  $\varphi = 270^\circ$   $\mathcal{E}_{A\varphi} = \mathcal{E}_A$  и при  $\varphi = 180^\circ$   $\mathcal{E}_{A\varphi} = 0$ .

Таким образом, в кардиоидной антенне направления максимального и минимального приема противоположны, т. е. эта антенна однонаправленная.

## V

# КОРОТКОВОЛНОВЫЕ АНТЕННЫ

## 29. Общие сведения

В диапазоне коротких волн (КВ) отношение длины антенны к длине волны может быть получено, как правило, достаточно большим, чтобы построение антенны с большим сопротивлением излучения и высоким к.п.д. не вызывало затруднений. Благодаря большому сопротивлению излучения коротковолновая антенна имеет полосу пропускания, вполне достаточную для качественного воспроизведения передаваемых сигналов. По той же причине значительно уменьшается вероятность перенапряжений в антенне.

Исследование одиночного вибратора показало, что увеличение его длины  $l$  по сравнению с длиной волны  $\lambda$  сужает главный лепесток диаграммы направленности, и так как на КВ можно получить большое отношение  $l/\lambda$ , то создание коротковолновых направленных антенн — реальная задача. Актуальность этой задачи определяется тем, что таким образом можно не только повысить уровень сигнала (усиление передающей и приемной антенн в  $G$  раз эквивалентно увеличению мощности передатчика в  $G^2$ ), но и ослабить интерференцию, вызывающую на коротких волнах глубокое замирание сигналов (феддинг).

Диаграмма направленности коротковолновой антенны должна удовлетворять следующим требованиям:

1. Диаграмма должна быть по возможности постоянной в широком диапазоне волн, так как на КВ по условиям их распространения приходится часто сменять рабочую волну. Антенны, удовлетворяющие этому требованию, называются *диапазонными* в отличие от *настроенных* антенн, диаграмма направленности которых практически остается неизменной лишь при весьма незначительном отклонении частоты от номинальной. Если настроенную антенну использовать в широком диапазоне волн, то при смене волны отношение сигнал/помеха резко понизится.

2. В диаграмме направленности антенны боковые и задний лепестки должны быть сведены к минимуму. На это требование следует

обращать особое внимание, так как на КВ велика вероятность интерференции волн, принимаемых с различных направлений.

3. Направление максимального излучения и приема нужно выбирать, исходя из минимального числа отражений волн от ионосферы и земли, поскольку каждый «скачок» волны сопровождается потерями энергии. Значит линиям связи большей протяженности соответствует меньший угол возвышения луча  $\delta$ . Например, для линий протяженностью 600 км выбирают  $\delta = 30 \div 45^\circ$ , а для линий длиной 3000 км  $\delta = 3 \div 20^\circ$ .

4. Направленное действие антенны не должно быть чрезмерно большим, иначе излучаемая волна окажется вне действия приемной

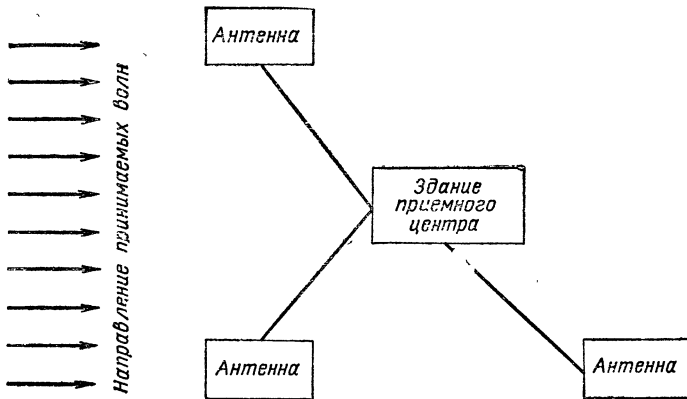


Рис. 5.1. Прием на разнесенные антенны.

антенны вследствие неустойчивости ионосферы. Ширину угла диаграммы направленности коротковолновой антенны рекомендуется устанавливать не меньше  $4 - 6^\circ$  для горизонтальной плоскости и не меньше  $10^\circ$  для вертикальной плоскости.

5. Для осуществления связи путем отражения волн от ионосферы и ослабления приема от расположенных на земле источников промышленных помех максимум диаграммы направленности приемной антенны не должен быть слишком близким к земной поверхности. С этой точки зрения в коротковолновых антеннах предпочтительнее использовать горизонтальные, а не вертикальные вибраторы. К тому же на излучение горизонтальных вибраторов проводимость Земли оказывает меньшее влияние. Вместе с тем расположение КВ вибраторов не следует связывать с вопросом о плоскости поляризации, поскольку при отражении волн от ионосферы положение этой плоскости беспорядочно изменяется.

К числу особых требований, предъявляемых к коротковолновым антеннам, относится необходимость ослабления дальнего замирания. В связи с этим применяют систему разнесенных антенн, под-

ключенных к отдельным приемникам с общим выходом (рис. 5.1). Если за счет фединга поле ослабевает у одной антенны, то в какой-то мере это компенсируется усилением поля у других антенн, в результате чего интенсивность приема в общем выходном приборе оказывается почти постоянной.

### 30. Несимметричный вибратор в качестве коротковолновой антенны

Несимметричный (заземленный) вибратор относится к группе диапазонных антенн, не обладающих направленными свойствами в горизонтальной плоскости, но имеющих небольшую направленность в вертикальной плоскости. Направление максимального излучения заземленного вибратора совпадает с поверхностью идеально проводящей Земли и незначительно возвышается над ней при конечной проводимости Земли. В таких условиях коротковолновый несимметричный вертикальный вибратор может обеспечить связь только поверхностной волной на небольшие расстояния.

При значительном удалении антенны от передатчика (приемника) включается фидер. Последний необходимо согласовать как с антенной, так и с передатчиком (приемником).

Эффективное согласование антенны и фидера означает, что волновое сопротивление фидера равно активной составляющей входного сопротивления антенны, а реактивная составляющая этого сопротивления компенсирована, т. е. антенна настроена в резонанс.

Обычно антенну и фидер не удается полностью согласовать во всем рабочем диапазоне волн. Приходится уменьшать волновое сопротивление антенны с тем, чтобы увеличить затухание антенного контура и сгладить изменения входного сопротивления антенны с частотой. Волновое сопротивление вибратора понижают путем увеличения его диаметра.

Несимметричный вибратор с пониженным волновым сопротивлением (рис. 5.2) состоит из ряда вертикальных проводов, расположенных по образующим цилиндра. Провода соединяются у

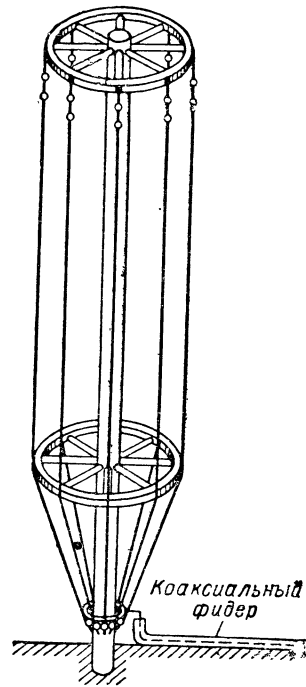


Рис. 5.2. Вертикальный вибратор с пониженным волновым сопротивлением.



основания мачты между собой и подключаются к внутреннему стержню коаксиальной линии. Наружная оболочка линии заземляется. Провода антенны изолируются от мачты. Требуемое волновое сопротивление антенны обеспечивается надлежащим выбором диаметра цилиндра.

### 31. Симметричный вибратор в качестве коротковолновой антенны

Симметричный вибратор применяется в КВ диапазоне как слабонаправленная антенна, которая может работать на фиксированной волне или в диапазоне волн. По соображениям, высказанным в § 29, симметричный вибратор располагается горизонтально и соответственно обозначается ВГ (вибратор горизонтальный).

Так как ВГ имеет направленное действие в горизонтальной плоскости, то хорошего согласования с фидером уже недостаточно, чтобы сделать вибратор диапазонным. Нужно еще сохранить неизменными в рабочем диапазоне волн форму диаграммы направленности или, по крайней мере, направление максимального излучения и приема. Для этого согласно рис. 2.3 вибратор должен быть расположен перпендикулярно направлению на пункт связи и иметь длину  $l < < 1,25\lambda$ , т. е. рабочая длина волны  $\lambda$  должна быть больше  $0,8 l$ .

Максимальная длина волны ограничивается условиями согласования вибратора с фидером. Если антенна работает на фиксированной волне, то ограничения в этом отношении, казалось бы, не должно быть, потому что любую расстройку можно компенсировать согласующим устройством. Но это не так: при большом естественном (т. е. в отсутствии элементов согласования) коэффициенте стоячей волны ( $k_{св} > 7 \div 10$ ) изменение метеорологических условий заметно изменяет входное сопротивление антенны и нарушает согласование. Естественный  $k_{св}$  особенно велик при  $l < 0,4\lambda$ , когда сопротивление излучения вибратора мало, а реактивная составляющая  $|x_{вх}|$  быстро возрастает с расстройкой. Из этих соображений устанавливается второй предел:  $l/\lambda > 0,4$  или  $\lambda < 2,5l$ . Таким образом, длина волны симметричного вибратора, работающего в коротковолновом диапазоне, должна находиться в пределах

$$0,8 l < \lambda < 2,5 l.$$

Высоту подвеса вибратора выбирают с учетом диаграммы направленности вибратора в вертикальной плоскости и рекомендуемого угла наклона лучей при радиосвязи в данном участке диапазона волн.

Согласно формуле (16) нормированная диаграмма направленности горизонтального вибратора в вертикальной (экваториальной) плоскости выражается функцией

$$F(\delta) = \sin(\beta h \sin \delta),$$

где  $h$  — высота вибратора над землей;

$\delta$  — угол наклона луча.

В общем случае данная диаграмма направленности получается многолепестковой (см. рис. 2.9), причем максимум излучения соответствует углам наклона лучей  $\delta_{\text{макс}}$ , удовлетворяющим уравнению

$$\sin(\beta h \sin \delta_{\text{макс}}) = 1$$

или

$$\beta h \sin \delta_{\text{макс}} = (2k + 1) \frac{\pi}{2},$$

где  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

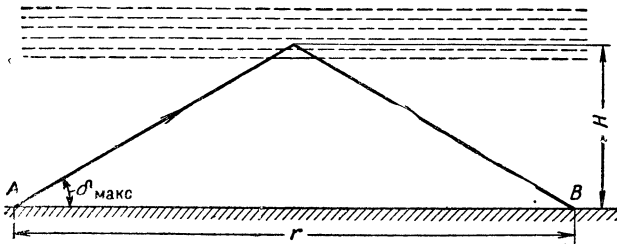


Рис. 5.3. Определение дальности связи при однократном отражении волны от ионосферы.

Отсюда следует, что

$$\sin \delta_{\text{макс}} = \frac{(2k + 1) \pi}{2\beta h} = \frac{(2k + 1) \lambda}{4h}.$$

Ближайший к поверхности земли лепесток диаграммы направленности, определяющий наибольшую дальность связи, имеет максимум при  $k = 0$  или  $\sin \delta_{\text{макс}} = \frac{\lambda}{4h}$ .

Зная направление излучаемой волны ( $\delta_{\text{макс}}$ ) и высоту ионизированного слоя  $H$  (рис. 5.3), можно определить расстояние  $r$  между передающей и приемной станциями, которые поддерживают связь с помощью волны, однократно отраженной от ионосферы:

$$H = \frac{r}{2} \operatorname{tg} \delta_{\text{макс}},$$

$$r = \frac{2H}{\operatorname{tg} \delta_{\text{макс}}} = \frac{2H \cos \delta_{\text{макс}}}{\sin \delta_{\text{макс}}} = \frac{2H \sqrt{1 - \sin^2 \delta_{\text{макс}}}}{\sin \delta_{\text{макс}}}.$$

Так как  $\sin \delta_{\text{макс}} = \frac{\lambda}{4h}$ , то дальность связи

$$r = \frac{2H \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{16h^2}}}{\frac{\lambda}{4h}} = \frac{8Hh \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{16h^2}}}{\lambda} \quad (63)$$

Как видно из формулы, при неизменной длине волны вибратор должен быть расположен тем выше ( $h$ ), чем больше дальность связи ( $r$ ).

Приведенные формулы неточны. Они выведены в предположении, что земля представляет собой идеально проводящую плоскость, а волны от излучателя к ионосфере и от ионосферы к приемной антенне распространяются по прямой линии. Действительные условия распространения радиоволн таковы, что горизонтальный вибратор обычно устанавливают на высоте  $0,25 \div 0,65\lambda$ , причем нижняя граница относится к небольшим линиям связи (до 250 км), а верхняя — к дальним (до 1500 км).

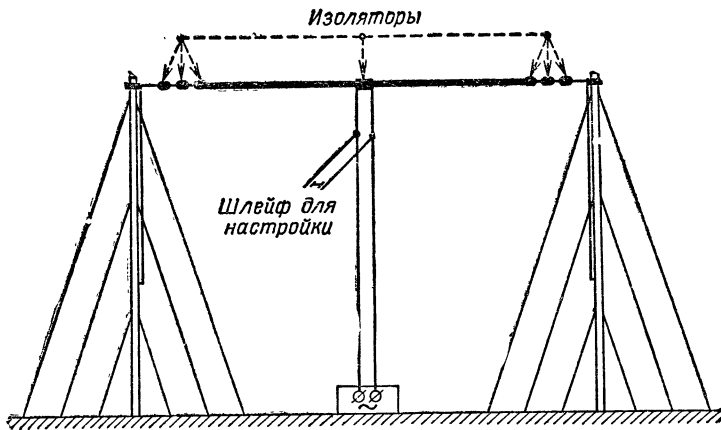


Рис. 5.4. Горизонтальный вибратор.

Горизонтальный вибратор (рис. 5.4) подвешивается на двух деревянных мачтах и изолируется от них несколькими изоляторами. Симметричные половины вибратора также отделяются друг от друга изолятором. Двухпроводный фидер соединяет передатчик (приемник) с ближайшими к среднему изолятору точками обеих половин вибратора.

Полуволновый вибратор ( $l = \lambda/2$ ) питается в пучности тока, входное сопротивление его имеет активный характер и равно сопротивлению излучения (резонанс напряжений)

$$Z_{вх} = R_{вх} = R_{\Sigma п} = 73,1 \text{ ом.}$$

Если же  $l = \lambda$ , то вибратор питается в пучности напряжения, его входное сопротивление активное и максимально по величине (резонанс токов):

$$Z_{вх} = R_{вх} = \frac{Z_{вА}^2}{R_{\Sigma п}} = \frac{800^2}{200} = 3200 \text{ ом,}$$

где  $Z_{вА}$  — волновое сопротивление вибратора, которое принято равным  $800 \text{ ом}$ .

И в том, и в другом случае входное сопротивление вибратора значительно отличается от волнового сопротивления фидера ( $Z_{вф} = 400 \div 600 \text{ ом}$ ), естественный  $k_{св}$  велик и необходим согласующий элемент (например, индуктивный шлейф, как на рис. 5.4).

Существует способ параллельного питания симметричного полуволнового вибратора, позволяющий без дополнительных элементов согласовать фидер с антенной на фиксированной волне. В этой конструкции (рис. 5.5) вибратор длиной  $l = 0,47\lambda$  (с учетом эффекта «укорочения») не имеет промежуточного изолятора. В средней точке вибратора, где имеются пучность тока и узел

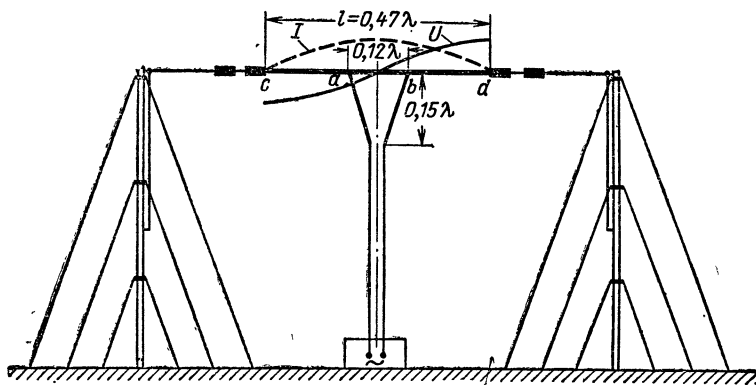


Рис. 5.5. Схема параллельного питания симметричного вибратора.

напряжения ( $U = 0$ ), активная составляющая входного сопротивления  $R_{вх} = 0$ , а в крайних точках вибратора  $a, d$ , где существует пучность напряжения и узел тока, при  $Z_{вА} = 800 \text{ ом}$

$$R_{вх} = \frac{Z_{вА}^2}{R_{\Sigma\Pi}} = \frac{800^2}{73,1} = 8750 \text{ ом}.$$

Это значительно больше волнового сопротивления фидера  $Z_{вф}$  и, следовательно, на вибраторе можно найти такие симметричные точки  $a, b$ , в которых активная составляющая входного сопротивления  $R_{вх} = Z_{вф}$ . К этим точкам вибратора и следует подключить фидер.

Для согласования необходимо также, чтобы между точками  $a$  и  $b$  не было реактивной проводимости ( $x_{вх} = \infty$ ). В выполнении этого условия можно убедиться, если учесть, что между  $a$  и  $b$  параллельно включены две части вибратора, из которых одна — внутренняя — эквивалентна короткозамкнутой линии длиной  $x = ab/2$  с реактивным входным сопротивлением  $jZ_{вА} \operatorname{tg} \beta x$ , а другая — внешняя — эквивалентна разомкнутой линии длиной  $ca = bd = \lambda/4 - x$  с реактивным входным сопротивлением

$$-jZ_{вА} \operatorname{ctg} \left[ \beta \left( \frac{\lambda}{4} - x \right) \right] = -jZ_{вА} \operatorname{ctg} \left( \frac{\pi}{2} - \beta x \right) = -jZ_{вА} \operatorname{tg} \beta x.$$

При таких размерах линии реактивная составляющая входного сопротивления вибратора между  $a - b$  равна

$$x_{\text{вх}} = \frac{(jZ_{\text{вА}} \operatorname{tg} \beta x) (-jZ_{\text{вА}} \operatorname{tg} \beta x)}{jZ_{\text{вА}} \operatorname{tg} \beta x - jZ_{\text{вА}} \operatorname{tg} \beta x} = \frac{Z_{\text{вА}}^2 \operatorname{tg}^2 \beta x}{0} = \infty,$$

что означает параллельный резонанс. При параллельном резонансе входное сопротивление вибратора имеет чисто активный характер и его можно подсчитать по формуле

$$R_{\text{вх}} = \frac{Z_{\text{вА}}^2}{R_{\Sigma a-b}} = \frac{Z_{\text{вА}}^2}{R_{\Sigma \pi}} \sin^2 \beta x = \frac{Z_{\text{вА}}^2}{73,1} \sin^2 \beta x.$$

Здесь  $R_{\Sigma a-b} = R_{\Sigma \pi} / \sin^2 \beta x$  — сопротивление излучения полуволнового вибратора, отнесенное к точкам  $a-b$ .

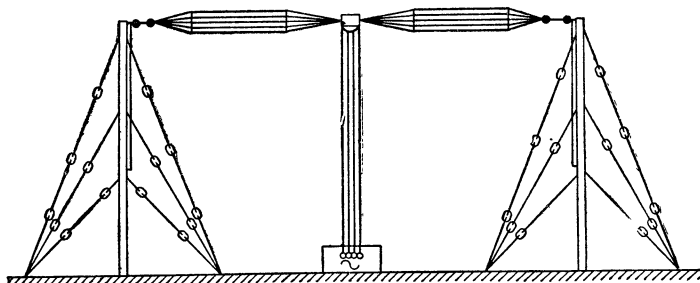


Рис. 5.6. Диполь Надененко.

Если  $x = \lambda/4$ , то

$$R_{\text{вх}} = \frac{Z_{\text{вА}}^2}{R_{\Sigma \pi}} \sin^2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{4} \right) = \frac{Z_{\text{вА}}^2}{R_{\Sigma \pi}} = \frac{Z_{\text{вА}}^2}{73,1}.$$

Это согласуется с формулой, приведенной выше.

При работе в диапазоне волн согласование такой схемы ухудшается по мере отклонения от волны  $\lambda$ , для которой указаны на рис. 5.5 наиболее выгодные размеры.

В коротковолновом диапазоне симметричный вибратор чаще всего применяется в форме *диполя Надененко* (рис. 5.6). Так называется предложенная С. И. Надененко конструкция горизонтального симметричного вибратора, выполненного в виде параллельных проводов, расположенных по образующим цилиндра радиусом 0,25 — 1 м. Увеличение диаметра вибратора приводит к уменьшению его волнового сопротивления до 250—300 ом, а это сглаживает изменения активной и реактивной составляющих входного сопротивления вибратора при расстройке.

Если питание к диполю Надененко подводится четырехпроводным фидером, имеющим пониженное волновое сопротивление ( $Z_{\text{вф}} = 200 \div 300$  ом) по сравнению с двухпроводным фидером, то в большей части диапазона волн  $\lambda = (0,8 \div 2)l$  можно без дополнительных согласующих элементов обеспечить коэффициент бегущей волны порядка 0,45 — 0,5. Диполь Надененко, таким образом, является

диапазонной антенной. Если питание к диполю подводится двухпроводным фидером, необходим согласующий элемент в виде промежуточной экспоненциальной линии типа ТФ4 600/300.

Цилиндры диполя образуются из 6—8 проводов, монтируемых на кольцах из оцинкованной железной проволоки. Для того чтобы ослабить увеличение распределенной емкости диполя по мере приближения к фидеру, провода вибратора по краям его половин собирают в жгуты. Это облегчает согласование фидера и вибратора, которые соединяют непосредственно или через промежуточную линию, выполняющую роль снижения антенны. Линия снижения может служить элементом согласования фидера с вибратором.

В соответствии с ГОСТ 6497-53 и 8025-56 диполь Надененко обозначают, например, ВГД  $\frac{20}{15}$  2, т. е. «Вибратор горизонтальный диапазонный с длиной одного плеча 20 м, со средней высотой подвеса над землей 15 м и диаметром вибратора 2 м».

## 32. Синфазные горизонтальные антенны

**Принцип действия.** Направленное действие антенны можно значительно усилить, переходя от одиночного излучателя к системе однотипных излучателей, которые расположены определенным образом в пространстве и возбуждаются токами, равными между собой

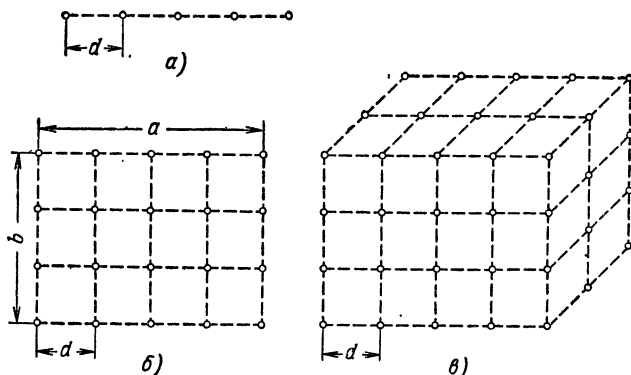


Рис. 5.7. Прямолинейная (а), плоская (б) и объемная (в) решетки вибраторов.

либо закономерно отличающимися по амплитуде и фазе. Такая система называется *решеткой вибраторов*.

Решетка, излучатели (элементы) которой расположены по прямой линии, называется *линейной* (рис. 5.7, а). Если вся система излучателей размещается в одной плоскости, то решетка называется *плоской* (рис. 5.7, б), а если в двух или более плоскостях — то *объемной* или *пространственной* (рис. 5.7, в). При равном расстоянии

между элементами решетка называется *эквидистантной*. Плоская решетка обычно образуется из прямолинейных излучателей, а объемная — из плоских.

Простейшая решетка — двухвibratorная — уже встречалась. Тогда вертикальный вибратор со своим зеркальным изображением создавал синфазную систему, а горизонтальный — противофазную.

Значительно большую направленность можно получить в *синфазной многовibratorной антенне* (рис. 5.8). Это плоская решетка, состоящая из  $n$  этажей ( $n$  прямолинейных решеток), в каждом (каждой) из которых имеется  $p$  синфазных полуволновых вибрато-

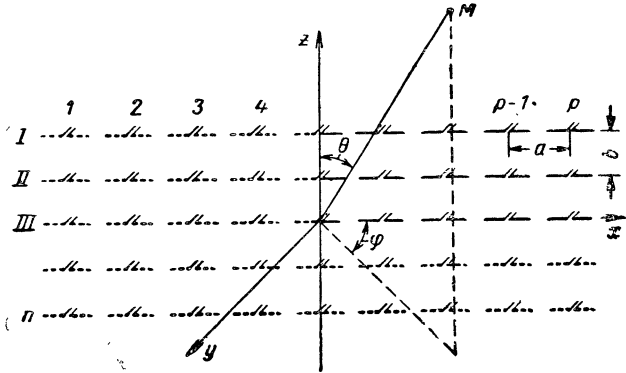


Рис. 5.8. Многовibratorная антенна.

ров, расположенных горизонтально. Обозначается синфазная горизонтальная антенна  $СГ \frac{n}{p}$ , а при наличии рефлектора  $СГ \frac{n}{p} Р$ . Рефлектор предназначен для однонаправленного (только по одну сторону от плоскости решетки  $zx$ ) излучения и приема. Эти антенны эквидистантные: в них расстояние по горизонтали между соседними вибраторами равно  $a = \lambda/2$  и между этажами  $b = \lambda/2$ .

Функция направленности многовibratorной антенны представляет собой произведение трех множителей, из которых первый учитывает направленные свойства одиночного вибратора, второй — наличие  $p$  вибраторов в одном этаже, третий — наличие  $n$  этажей в антенне. Второй и третий образуют так называемый *множитель решетки*.

Горизонтальный симметричный вибратор не обладает направленными свойствами в вертикальной плоскости, поскольку эта плоскость для него является экваториальной. Функция направленности горизонтального полуволнового вибратора в меридиональной плоскости

$$f_{\mathbf{1}}(\varphi) = F_{\mathbf{1}}(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi}$$

отличается от функции (13) тем, что зенитный угол  $\theta$  заменен азимутальным углом  $\varphi$ . Такая замена вызвана тем, что функция (13) выведена для вертикального вибратора, а в данном случае применяются горизонтальные вибраторы.

Введем второй множитель в функцию направленности антенны. Для этого каждый из  $p$  вибраторов, составляющих один этаж антенны, заменяем ненаправленным вибратором, расположенным в фазовом центре (в пучности тока) действующего вибратора (рис. 5.9, а).

Значительная удаленность точки  $M$  от антенны позволяет считать, что лучи, соединяющие эту точку с вибраторами, направлены

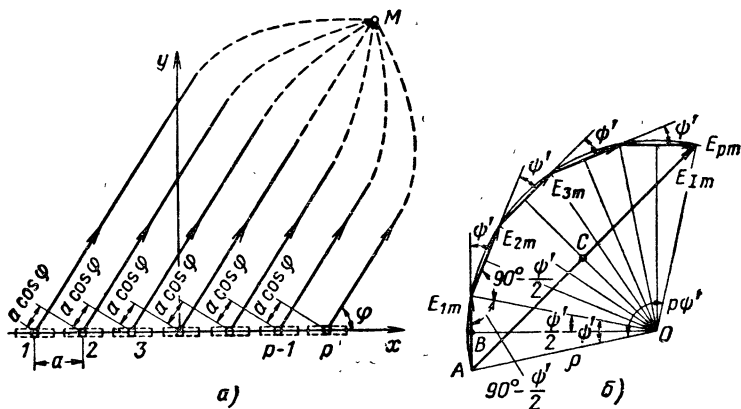


Рис. 5.9. Прямолинейная решетка горизонтальных вибраторов.

параллельно и амплитуды напряженности полей отдельных вибраторов равны между собой:

$$E_{1m} = E_{2m} = E_{3m} = \dots = E_{pm}.$$

При этих условиях поля вибраторов, расположенных рядом на расстоянии  $a = \lambda/2$ , отличаются только сдвигом по фазе  $\psi'$ , обусловленным разностью хода волн

$$\psi' = \beta (a \cos \varphi) = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{\lambda}{2} \cos \varphi \right) = \pi \cos \varphi.$$

На рис. 5.9, б показана векторная диаграмма сложения полей отдельных вибраторов, сдвинутых по фазе относительно друг друга на угол  $\psi'$ . Векторы образуют правильный многоугольник ( $E_{1m} = E_{2m} = E_{3m} = \dots = E_{pm}$ ), замыкающая сторона которого  $E_{1m}$  соответствует результирующей напряженности поля в точке  $M$ .

Из геометрии известно, что правильный многоугольник может быть вписан в окружность, центр которой находится на пересечении перпендикуляров, восстановленных к серединам сторон многоугольника. Исходя из этого легко доказать, что центральный



угол, охватывающий каждый из составляющих векторов, равен  $\psi'$ , а центральный угол, соответствующий результирующему вектору  $E_{1m}$ , равен  $\rho\psi$ .

Из решения прямоугольного треугольника  $OAB$  следует, что радиус окружности равен

$$\rho = \frac{AB}{\sin \frac{\psi'}{2}} = \frac{E_{1m}}{2 \sin \frac{\psi'}{2}},$$

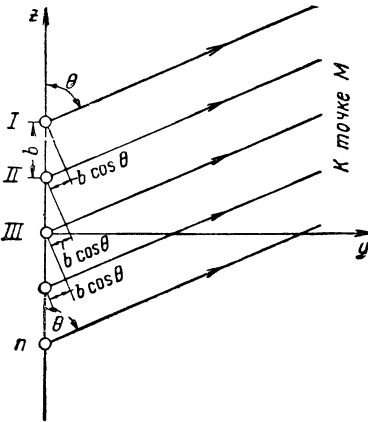


Рис. 5.10. Прямолинейная решетка эквивалентных вибраторов, расположенных по вертикали.

а из треугольника  $OAC$  тот же радиус

$$\rho = \frac{AC}{\sin \frac{\rho\psi'}{2}} = \frac{E_{1m}}{2 \sin \frac{\rho\psi'}{2}}.$$

Разделив амплитуду результирующего поля  $E_{1m}$  на амплитуду поля одного вибратора  $E_{1m}$ , получаем интерференционный множитель  $f_2(\varphi)$ , который характеризует усиление направленности антенны за счет вибраторов, расположенных в одном этаже:

$$f_2(\varphi) = \frac{E_{1m}}{E_{1m}} = \frac{\sin \frac{\rho\psi'}{2}}{\sin \frac{\psi'}{2}} = \frac{\sin \left( \frac{\rho\pi}{2} \cos \varphi \right)}{\sin \left( \frac{\pi}{2} \cos \varphi \right)}. \quad (64)$$

Для того чтобы учесть наличие  $n$  этажей в антенне, заменим все вибраторы, расположенные в каждом этаже, одним ненаправленным вибратором I, II, III, ...,  $n$ , расположенным в средней точке ряда (на оси  $z$ ) (рис. 5.10). В данном случае поля соседних вибраторов имеют в экваториальной плоскости  $zy$  ( $\varphi = 90^\circ$ ) сдвиг по фазе  $\psi''$ , соответствующий разности хода волн  $b \cos \theta$ :

$$\psi'' = \beta (b \cos \theta) = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{\lambda}{2} \cos \theta \right) = \pi \cos \theta.$$

Следовательно, по аналогии с предыдущим случаем третий множитель функции направленности антенны можно представить в таком виде

$$f_3(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}.$$

Данная формула верна только для экваториальной плоскости. Если поле определяется вне этой плоскости, в точке с угловыми координатами  $\theta$  и  $\varphi$ , то разность хода волн от соседних вибраторов I, II, III, ...,  $n$  может быть найдена как проекция отрезка  $b \cos \theta$  на плоскость, повернутую относительно экваториальной на угол  $\pi/2 - \varphi$ . Это дает сдвиг по фазе, обусловленный разностью хода волн,

$$\beta \left[ b \cos \theta \cos \left( \frac{\pi}{2} - \varphi \right) \right] = \frac{2\pi}{\lambda} b \cos \theta \sin \varphi = \pi \cos \theta \sin \varphi,$$

и множитель

$$f_3(\theta, \varphi) = \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos \theta \sin \varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \sin \varphi\right)}.$$

Таким образом, функция направленности синфазной много-вибраторной антенны равна

$$\begin{aligned} f(\theta, \varphi) &= f_1(\varphi) f_2(\varphi) f_3(\theta, \varphi) = \\ &= \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi} \frac{\sin\left(\frac{p\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)} \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos \theta \sin \varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \sin \varphi\right)}. \end{aligned} \quad (65)$$

**Направленные свойства плоской решетки синфазных вибраторов.** На основании уравнения (65) можно сделать следующие выводы:

1. Для направления, перпендикулярного плоскости антенны ( $\varphi = 90^\circ$ ,  $\theta = 90^\circ$ ), множители  $f_2(\varphi)$ ,  $f_3(\theta, \varphi)$  имеют неопределенное значение

$$\begin{aligned} f(\theta, \varphi) &= \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos 90^\circ\right)}{\sin 90^\circ} \frac{\sin\left(\frac{p\pi}{2} \cos 90^\circ\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos 90^\circ\right)} \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos 90^\circ \sin 90^\circ\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos 90^\circ \sin 90^\circ\right)} = \\ &= 1 \frac{0}{0} \frac{0}{0}. \end{aligned}$$

Эту неопределенность можно раскрыть, если учесть, что синус малого угла равен самому углу. Тогда

$$f(\theta, \varphi) = 1 \frac{\rho \frac{\pi}{2} \cos 90^\circ}{\frac{\pi}{2} \cos 90^\circ} \frac{\frac{n\pi}{2} \cos 90^\circ \sin 90^\circ}{\frac{\pi}{2} \cos 90^\circ \sin 90^\circ} = \rho n.$$

Иначе говоря, в направлении оси  $y$ , перпендикулярной плоскости решетки ( $zx$ ), напряженность поля максимальна — в  $n$  раз больше напряженности поля одного вибратора. В этом направлении отсутствует разность хода волн от вибраторов, и так как последние возбуждаются токами равной амплитуды и фазы, то поля их арифметически складываются и в  $\rho n$  раз (по числу вибраторов) больше, чем у одного вибратора.

2. Множитель решетки для вертикальной плоскости ( $\varphi = 90^\circ$ )

$$f'(\theta) = \rho \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}$$

имеет максимум при  $\theta = 90^\circ$ , равный  $f'_m(\theta) = \rho n$ . Поэтому нормированная диаграмма направленности антенны в вертикальной плоскости выражается функцией

$$F(\theta) = \frac{f'(\theta)}{f'_m(\theta)} = \frac{1}{n} \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}. \quad (66)$$

Как показывает это выражение, форма данной диаграммы зависит исключительно от числа этажей  $n$  и соответственно от размеров решетки вибраторов по вертикали.

3. Если подставить в общее выражение (65) угол  $\theta = 90^\circ$ , то получим функцию направленности антенны в горизонтальной плоскости

$$f''(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\varphi\right)}{\sin\varphi} \frac{\sin\left(\frac{\rho n \pi}{2} \cos\varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos\varphi\right)} n$$

с максимумом  $f''_m(\varphi) = \rho n$ . Следовательно, нормированной функцией направленности антенны в горизонтальной плоскости является

$$F(\varphi) = \frac{f''(\varphi)}{f''_m(\varphi)} = \frac{1}{\rho} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\varphi\right)}{\sin\varphi} \frac{\sin\left(\frac{\rho n \pi}{2} \cos\varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos\varphi\right)}. \quad (67)$$

Как видим, функция  $F(\varphi)$  зависит уже от числа вибраторов и размеров решетки по горизонтали.

Обобщая сказанное, заключаем, что форма диаграммы направленности антенны в горизонтальной и вертикальной плоскостях устанавливается независимо одна от другой подбором числа вибраторов соответственно по горизонтальному и вертикальному размерам решетки вибраторов.

4. Согласно функции (66) антенна не излучает в тех направлениях вертикальной плоскости ( $\theta = \theta_0$ ), в которых  $F(\theta) = 0$ . Для определения  $\theta_0$  достаточно числитель функции приравнять нулю:  $\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos \theta_0\right) = 0$ , откуда  $\frac{n\pi}{2} \cos \theta_0 = k\pi$ , где  $k = 1, 2, 3, \dots$ . При этом

$$\cos \theta_0 = \frac{2k}{n} \quad (68)$$

Первое ( $k = 1$ ) направление нулевого излучения получается при

$$\cos \theta_{01} = \frac{2}{n}. \quad (69)$$

Так как  $-1 \leq \cos \theta_{01} \leq 1$ , то нулевое направление может появиться лишь при условии, что число этажей в антенне не меньше двух. Это согласуется с тем, что одиночный симметричный вибратор ненаправленный в экваториальной плоскости.

Двухэтажная антенна ( $n = 2$ ) не излучает при  $\cos \theta_{01} = 1$ , т. е. в плоскости антенны ( $\theta_0 = 0^\circ$ ). При  $n = 4$  ( $k = 1; 2$ ) антенна не излучает при  $\cos \theta_0 = 1/2; 1$ , что соответствует  $\theta_0 = 60^\circ; 0^\circ$ . Если  $n = 6$  ( $k = 1; 2; 3$ ) то  $\cos \theta_0 = 1/3; 2/3; 1$ , а  $\theta_0 = 70^\circ 30'; 48^\circ 10'; 0^\circ$  и т. д.

Если  $n \gg 1$ , то размер антенны по вертикали  $l_B$  можно представить как

$$l_B = (n - 1)b = (n - 1) \frac{\lambda}{2} \approx n \frac{\lambda}{2}, \quad (70)$$

а угол  $\delta_0$ , дополнительный к  $\theta_{01}$ , считать равным синусу данного угла. Это с учетом формул (69) и (70) позволяет записать

$$\delta_0 \approx \sin \delta_0 = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \delta_0\right) = \cos \theta_{01} = \frac{2}{n} = \frac{2\lambda}{2l_B} = \frac{\lambda}{l_B}.$$

Удвоенное значение угла  $\delta_0$  является шириной диаграммы направленности по нулевым уровням:

$$2\delta_0 = \frac{2\lambda}{l_B} [\text{рад}] = \left(57,3 \frac{2\lambda}{l_B}\right)^\circ = \left(115 \frac{\lambda}{l_B}\right)^\circ. \quad (71)$$

Таким образом, чем больше вертикальный размер синфазной решетки вибраторов  $l_B$  по сравнению с длиной волны  $\lambda$ , тем меньше ширина ее диаграммы направленности  $2\delta_0$  и больше число ( $k$ ) боковых лепестков в этой диаграмме (рис. 5.11).

5. Антенна не излучает в горизонтальной плоскости в тех направлениях, для которых согласно функции (67)  $\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\varphi_0\right) = 0$  и  $\sin\left(\frac{p\pi}{2} \cos\varphi_0\right) = 0$ . Первое выражение дает одно значение угла  $\varphi_0$ , при котором одиночный симметричный вибратор не излучает. Это  $\varphi_0 = 0$  (по оси вибратора).

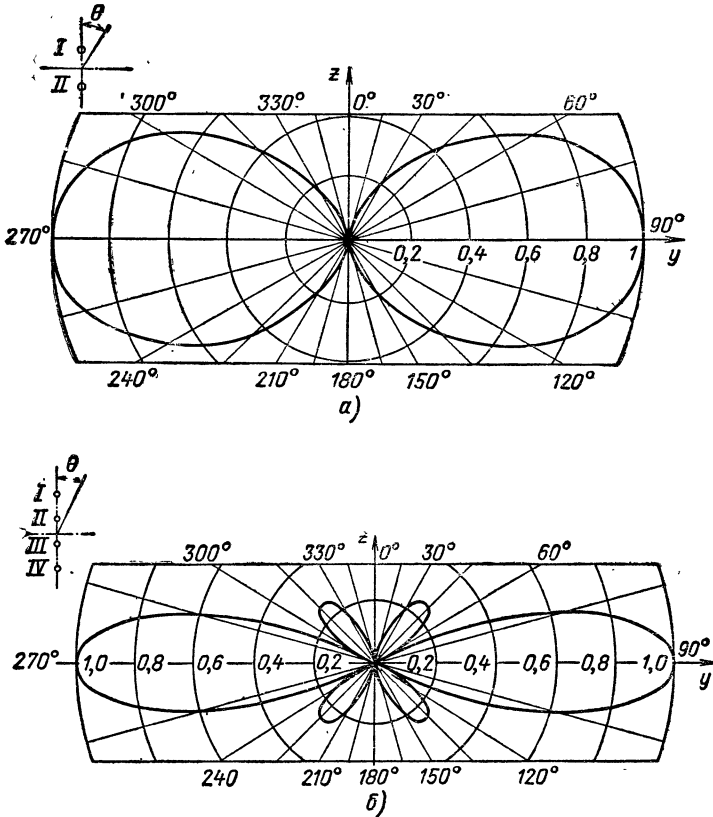


Рис. 5.11. Диаграммы направленности в вертикальной плоскости антенны  $CP \frac{n}{p}$  без учета влияния земли при числе этажей:

а —  $n=2$ ; б —  $n=4$ .

Из второго выражения следует, что  $\frac{p\pi}{2} \cos \varphi_0 = k\pi$ , а  $\cos \varphi_0 = \frac{2k}{p}$ , где  $k = 1, 2, 3, \dots$ . Полученное соотношение аналогично ранее выведенной формуле  $\cos \theta_0 = 2k/n$ . На этом основании можно утверждать, что с увеличением числа вибраторов ( $p$ ) в каждом этаже, а следовательно, и размера антенны по горизонтали  $l_a$  количество

боковых лепестков в диаграмме направленности, соответствующей горизонтальной плоскости, возрастает (рис. 5.12) и ширина этой диаграммы уменьшается согласно формуле

$$2\varphi_0 = \frac{2\lambda}{l_a} [\text{рад}] = \left( 115 \frac{\lambda}{l_a} \right)^\circ. \quad (72)$$

Очевидно, что увеличение числа вибраторов в антенне  $np$  и соответственно ее площади влечет за собой обострение основного лепестка пространственной диаграммы направленности антенны.

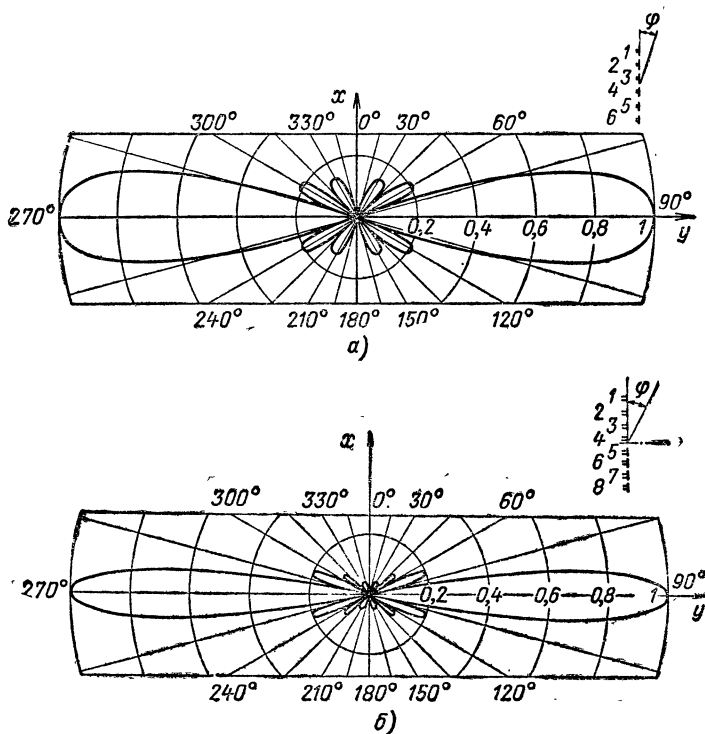


Рис. 5.12. Диаграммы направленности антенны  $СГ \frac{n}{p}$  в горизонтальной плоскости при наличии в каждом этаже  $p$  полуволновых вибраторов:  
 $a-p=6$ ;  $b-p=8$

**Влияние рефлектора и земли на направленные свойства антенны.** Рефлектор (отражатель), как было сказано, предназначен для получения однонаправленного действия антенны. Различают активные и пассивные рефлекторы. *Активный рефлектор* возбуждается током от того же генератора, что и основные излучатели антенны, а *пассивный рефлектор* — электромагнитным полем основных (активных) излучателей.

В синфазных горизонтальных антеннах рефлектор может быть выполнен в виде плоской решетки такой же структуры, как и основная решетка, но со смещением по оси  $y$  на определенное расстояние  $d$  (рис. 5.13). Каждая из двух решеток эквивалентна одному вибратору  $A, R$ , расположенному в центре соответствующей решетки и обладающему направленностью согласно функции (65). Чтобы учесть влияние рефлектора, нужно эту функцию дополнить интерференционным множителем взаимодействия двух вибраторов  $A$  и  $R$ , составленным в предположении, что каждый из них ненаправленный. Если рефлектор  $R$  активный, то расстояние между решетками  $d = \lambda/4$ , а токи в них должны быть численно равны и сдвинуты по фазе с опережением в вибраторах рефлектора на угол  $\psi = 90^\circ$ .

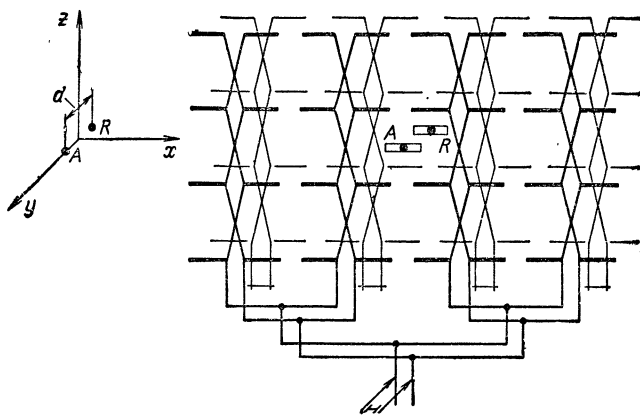


Рис. 5.13. Схема синфазной горизонтальной антенны с рефлектором.

Решим сначала задачу об интерференции полей вибраторов в общем виде. Имеется прямофазная решетка из  $m$  ненаправленных вибраторов с равными токами (рис. 5.14). *Прямофазной* эта решетка называется потому, что токи соседних вибраторов сдвинуты по фазе на одинаковый угол  $\psi$ . Это вызывает в полях соседних вибраторов, излучаемых в направлении угла  $\theta$ , фазовый сдвиг  $\psi$ , к которому прибавляется сдвиг обратного знака за счет разности хода волн  $d \sin \theta$ . В результате поле каждого вибратора отстает по фазе от поля предыдущего на угол

$$\psi' = \psi - \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta.$$

Пользуясь выражением (64), можно написать, что множитель  $f_p(\theta)$  данной решетки вибраторов имеет вид

$$f_p(\theta) = \frac{\sin \frac{m\psi'}{2}}{\sin \frac{\psi'}{2}} = \frac{\sin \left( \frac{m\psi}{2} - \frac{m\pi}{\lambda} d \sin \theta \right)}{\sin \left( \frac{\psi}{2} - \frac{\pi}{\lambda} d \sin \theta \right)}. \quad (73)$$

Применим полученную функцию к системе вибраторов  $A$  и  $R$  (рис. 5.15). В этом случае  $m = 2$ ,  $d = \lambda/4$  и  $\psi = \pi/2$ . Следовательно,

$$f_p(\theta) = \frac{\sin 2 \left( \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \sin \theta \right)}{\sin \left( \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \sin \theta \right)} =$$

$$= \frac{2 \sin \left( \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \sin \theta \right) \cos \left( \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \sin \theta \right)}{\sin \left( \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \sin \theta \right)} = 2 \cos \left( \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \sin \theta \right). \quad (74)$$

Диаграмма направленности, выраженная полученным уравнением, имеет форму кардиоиды. На рис. 5.15 кроме этой диаграммы изображены эпюры напряженностей полей антенны  $A$  (сплошная

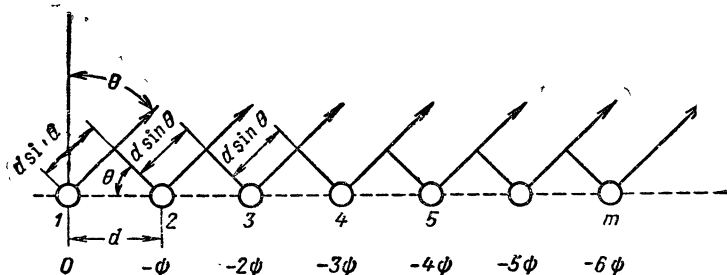


Рис. 5.14. Схема прямофазной решетки.

тонкая линия), рефлектора  $R$  (пунктирная линия) и всей системы (жирная линия) для четырех направлений:  $\theta = 0, 90, 180$  и  $270^\circ$ .

В направлении  $\theta = 270^\circ$  интерференционный множитель равен нулю:

$$f_p(\theta) = 2 \cos \left( \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \sin 270^\circ \right) = 2 \cos \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \right) = 0.$$

Действительно, в этом направлении поля антенны и рефлектора находятся в противофазе и уничтожаются, так как ток в  $A$  отстает по фазе от тока в  $R$  на  $90^\circ$ , а за счет разности хода волн  $d = \lambda/4$  поле антенны запаздывает относительно поля рефлектора еще на такой же угол.

При  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 180^\circ$  отсутствует разность хода волн от вибраторов  $R$  и  $A$  и сохраняется только сдвиг по фазе на  $90^\circ$  между их полями, вызванный фазовым сдвигом между токами. Это приводит к увеличению амплитуды напряженности  $E_m$  от  $E_{1m}$  до  $1,41E_m$ :

$$f_p(\theta) = 2 \cos \left( \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \sin 0^\circ \right) = \sqrt{2} = 1,41.$$

В направлении от рефлектора к антенне ( $\theta = 90^\circ$ ) отставание по фазе на  $90^\circ$  тока в антенне от тока в рефлекторе компенсируется



равным сдвигом по фазе их полей за счет разности хода волн. В результате поле антенны в направлении  $\theta = 90^\circ$  удваивается под влиянием рефлектора ( $E_m = 2E_{1m}$ ):

$$f_p(\theta) = 2 \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \sin 90^\circ\right) = 2.$$

Поскольку множитель  $f_p(\theta)$  имеет максимум  $f_{pm}(\theta) = 2$ , то его нормированное выражение

$$F_p(\theta) = \frac{f_p}{f_{pm}} = \frac{1}{2} \left[ 2 \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \sin \theta\right) \right] = \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \sin \theta\right). \quad (75)$$

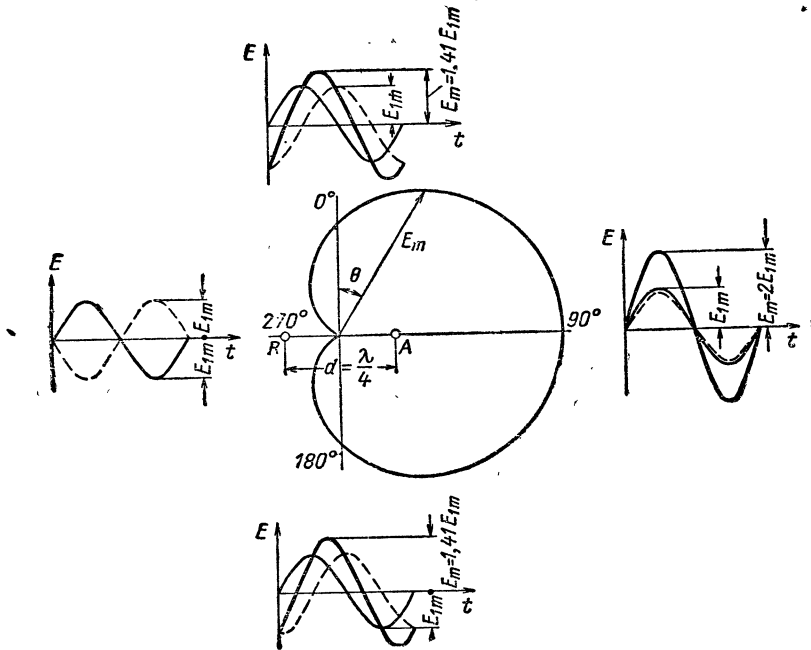


Рис. 5.15. Диаграмма направленности, обусловленная рефлектором.

Введем этот множитель в выражение (67), заменив в нем предварительно  $\theta$  на  $\varphi$ . Тогда получим нормированную функцию направленности синфазной антенны с активным рефлектором в горизонтальной плоскости

$$F(\varphi) = \frac{1}{p} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right) \sin\left(\frac{p\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi \sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)} \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \sin \varphi\right). \quad (76)$$

При составлении уравнения нормированной диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости нужно выражение (66)

дополнить не только множителем  $F_p(\theta)$ , учитывающим влияние рефлектора, но и нормированным множителем  $\sin(\beta h \cos \theta) = \sin\left(\frac{2\pi h}{\lambda} \cos \theta\right)$ , учитывающим влияние земли на излучение горизонтальных вибраторов:

$$F(\theta) = \frac{1}{n} \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)} \sin\left(\frac{2\pi h}{\lambda} \cos \theta\right) \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \sin \theta\right). \quad (77)$$

Здесь  $h$  — средняя высота антенны (при ее вычислении следует иметь в виду, что нижний этаж антенны обычно находится над землей на уровне  $\lambda/2$ ).

При пассивном рефлекторе  $R$  нужно внести поправки на уменьшение тока в нем за счет рассеяния полей антенны  $A$ . Для получения максимального отражения от такого рефлектора расстояние  $d$  приходится выбирать несколько меньшим, чем  $0,25\lambda$ .

**Сопротивление излучения антенны.** Метод определения мощности и сопротивления излучения с помощью вектора Пойнтинга оказывается неполноценным для исследования многовибраторных антенн, так как он не дает представления о распределении мощности излучения между отдельными вибраторами.

Здесь на помощь приходит метод наведенных э. д. с., который был предложен независимо Д. А. Рожанским и Л. Бриллюэном, а затем разработан для практического применения И. Г. Кляцкиным и А. А. Пистолькорсом.

Идея этого метода заключается в следующем. Каждый элементарный участок провода индуцирует э. д. с. на других участках провода, причем между током и э. д. с. любого элементарного участка провода имеется сдвиг по фазе, отличный от  $90^\circ$  (см. рис. 13.22)<sup>1)</sup>. Составляющая поля  $E_2$ , направленная навстречу току  $I$ , определяет мощность, излучаемую элементарным участком:

$$dP_\Sigma = |E_2 I dz|.$$

Составляющая поля  $E_1$ , сдвинутая по фазе относительно тока на  $90^\circ$ , определяет реактивную мощность, создаваемую данным элементарным участком:

$$dP_x = |E_1 I dz|.$$

Если просуммировать значения  $dP_\Sigma$  и  $dP_x$  по всему вибратору, то в результате будет получена соответственно активная (излучаемая) и реактивная мощности. Полученные значения мощности, отнесенные к току в пучности, определяют активную и реактивную составляющие сопротивления антенны.

<sup>1)</sup> Белоцерковский Г. Б. «Основы радиотехники». Изд-во «Советское радио», 1968.

Активная составляющая представляет собой сопротивление излучения вибратора. При большой длине вибратора может оказаться, что на его отдельных участках сдвиг по фазе между током и э.д.с. превышает  $360^\circ$ , но меньше  $450^\circ$ . Это эквивалентно сдвигу по фазе от 0 до  $90^\circ$ . Тогда активная составляющая входного сопротивления изменяет знак, что означает уменьшение мощности излучения под влиянием э.д.с., наводимых токами удаленных участков вибратора. С таким явлением мы встречались при рассмотрении графика зависимости сопротивления излучения вибратора от его длины (см. рис. 2.16).

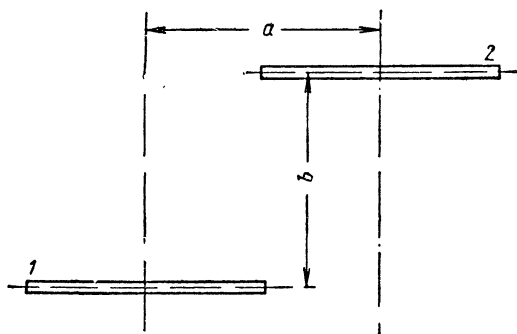


Рис. 5.16. Решетка из двух полуволновых вибраторов.

При наличии двух вибраторов в антенне (рис. 5.16) на любом элементарном участке вибратора 1 индуцируется э.д.с. за счет токов в этом и во втором вибраторе 2. Первая часть э.д.с. определяет мощность и входное сопротивление собственно вибратора 1, которое обозначается  $Z_{11}$ , а второй части э.д.с. соответствуют мощность и входное сопротивление, вносимые токами второго вибратора. Последнее сопротивление обозначается  $Z_{12}$ .

Аналогично во втором вибраторе индуцируется э.д.с. за счет собственного тока  $I_2$  и тока первого вибратора  $I_1$ . Первая часть э.д.с. и ток  $I_2$  определяют мощность и входное сопротивление  $Z_{22}$  собственно второго излучателя, а вторая часть э.д.с. и ток  $I_1$  соответствуют мощности и вносимому сопротивлению  $Z_{21}$ , которые обусловлены влиянием первого вибратора на второй. Если токи  $I_1$  и  $I_2$  равны между собой, то вносимые сопротивления  $Z_{12}$  и  $Z_{21}$  являются взаимными. Аналогично линейным связанным цепям взаимные сопротивления  $Z_{12}$  и  $Z_{21}$  равны между собой.

С помощью табл. 5.1, рассчитанной А. А. Пистолькорсом, можно определить активную составляющую взаимного сопротивления двух полуволновых вибраторов, расположенных, как показано на рис. 5.16. При пользовании таблицей следует иметь в виду, что знак сопротивления изменяется на обратный для вибраторов, возбуждаемых в противофазе.

Таблица 5.1

	0,0 λ	0,5 λ	1,0 λ	1,5 λ	2,0 λ	2,5 λ	3,0 λ	4,0 λ	4,5 λ	5,0 λ	5,5 λ	6,0 λ
0,0 λ	+78,1	-12,4	+4,1	-1,8	+1,2	-0,8	+0,4	+0,2	-0,2	+0,2	-0,1	+0,1
0,5 λ	+26,4	-11,6	+3,8	-5,8	+3,8	-2,8	+1,9	+1,1	-0,9	+0,7	-0,6	+0,6
1,0 λ	-4,1	-0,8	+3,6	-6,3	+6,1	-5,7	+4,5	+3,1	-2,5	+2,1	-1,8	+1,6
1,5 λ	+1,8	+0,8	-2,9	+2,00	+0,2	-2,4	+3,2	+3,7	-3,4	+3,1	-2,9	+2,6
2,0 λ	-1,0	-1,0	+1,1	+0,6	-2,6	+2,7	-2,1	+0,5	-1,3	+1,8	-2,2	+2,3
2,5 λ	+0,6	+0,5	-0,4	-1,0	+1,6	-0,3	-1,6	-2,5	+2,1	-1,4	+0,5	-0,1
3,0 λ	-0,4	-0,3	+0,1	+0,9	-0,5	-0,1	+1,7	-0,1	+1,1	-1,9	+1,6	-2,0

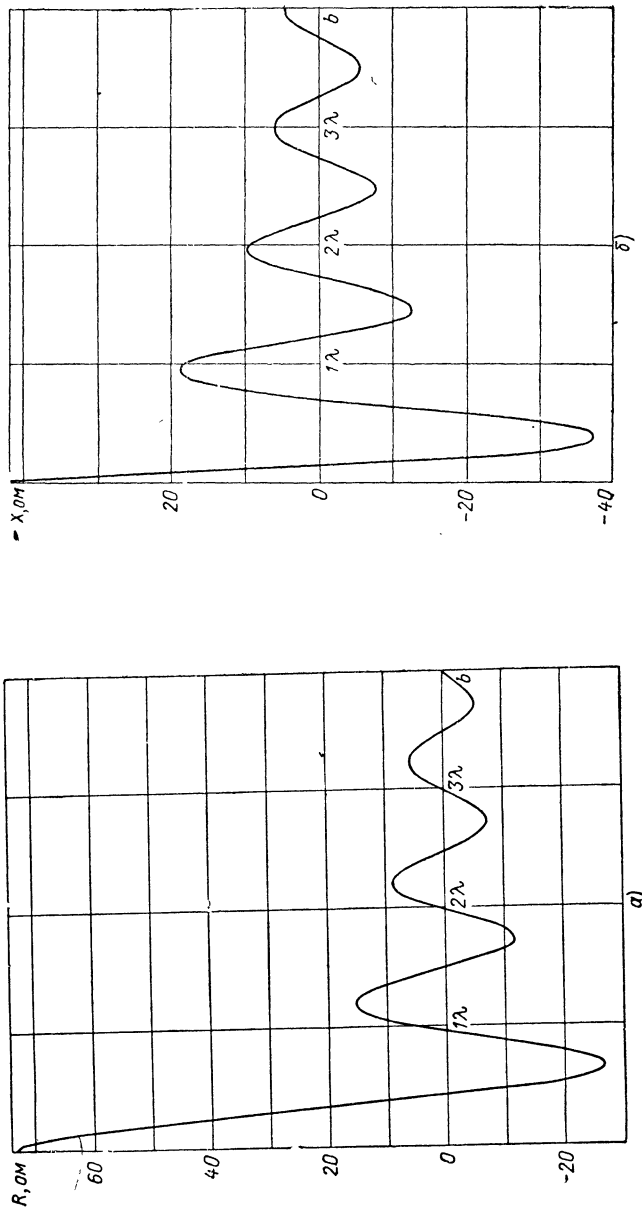


рис. 5.17. Зависимость активной (а) и реактивной (б) составляющих взаимного сопротивления двух вибраторов от расстояния между ними.

На рис. 5.17 изображен график, определяющий активную и реактивную составляющие взаимного сопротивления двух вибраторов, расположенных без взаимного сдвига в осевом направлении ( $a = 0$ ), в зависимости от расстояния  $b$  между вибраторами. График построен В. В. Татариновым.

Отрицательные значения активной составляющей взаимного сопротивления, полученные при некоторых значениях  $b$ , указывают на то, что под влиянием одного вибратора уменьшается мощность, излучаемая вторым вибратором.

По мере уменьшения  $b$  до нуля связанная система переходит к одиночному вибратору. Согласно приведенным кривым одиночный полуволновый вибратор имеет сопротивление излучения  $R_{\Sigma} = 73,1 \text{ ом}$ , что согласуется с графиком рис. 2.16, и реактивную составляющую входного сопротивления  $X_{\text{вх}} = 42,05 \text{ ом}$ . Это индуктивное сопротивление является причиной укорочения вибратора для настройки его в резонанс.

Аналогично определяется входное сопротивление, активная и реактивная мощности отдельных вибраторов многовибраторной антенны. В общем случае при наличии  $p$  вибраторов с равными токами входные сопротивления  $1, 2, 3, \dots, p$  вибраторов соответственно равны:

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &= Z_{11} + Z_{12} + Z_{13} + \dots + Z_{1p}, \\ Z_2 &= Z_{22} + Z_{21} + Z_{23} + \dots + Z_{2p}, \\ Z_3 &= Z_{33} + Z_{31} + Z_{32} + \dots + Z_{3p}, \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ Z_p &= Z_{pp} + Z_{p1} + Z_{p2} + \dots + Z_{p(p-1)}. \end{aligned} \right\}$$

Первый индекс указывает, в какой вибратор вносится сопротивление, а второй — из какого.

Таким образом, метод наводимых э.д.с. позволяет определить мощность излучения и входное сопротивление каждого вибратора и взаимное влияние элементов антенной системы.

**Пример.** Пусть требуется определить сопротивление излучения антенны, состоящей из трех синфазных горизонтальных полуволновых вибраторов, расположенных друг от друга на расстоянии  $a = \lambda/2$  и подвешенных над землей на высоте  $h = \lambda/2$  (рис. 5.18).

Определим сопротивление излучения первого вибратора:

$$R_{\Sigma 1} = R_{11} + R_{12} + R_{13} + R_{11}' + R_{12}' + R_{13}'.$$

Согласно табл. 5.1

$$R_{11} = 73,1 \text{ ом} \quad (a = 0, b = 0); \quad R_{12} = 26,4 \text{ ом} \quad \left( a = \frac{\lambda}{2}, b = 0 \right);$$

$$R_{13} = -4,1 \text{ ом} \quad (a = \lambda, b = 0); \quad R_{11}' = -4,1 \text{ ом} \quad (a = 0, b = \lambda);$$

$$R_{12}' = -8,8 \text{ ом} \quad \left( a = \frac{\lambda}{2}, b = \lambda \right); \quad R_{13}' = -3,6 \text{ ом} \quad (a = \lambda, b = \lambda)$$

(последние три значения сопротивлений взяты с обратным знаком по сравнению с табличными, так как горизонтальные вибраторы и их зеркальные изображения возбуждаются в противофазе).

Следовательно,

$$R_{\Sigma 1} = R_{11} + R_{12} + R_{13} + R_{11}' + R_{12}' + R_{13}' = \\ = 73,1 + 26,4 - 4,1 - 4,1 - 8,8 - 3,6 = 78,9 \text{ ом.}$$

Определим сопротивление излучения второго вибратора:

$$R_{\Sigma 2} = R_{22} + R_{21} + R_{23} + R_{21}' + R_{22}' + R_{23}'.$$

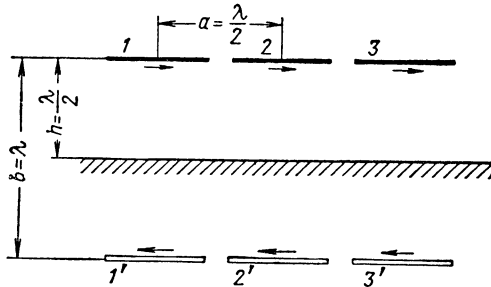


Рис. 5.18. Решетка из трех синфазных вибраторов, расположенных на высоте  $h = \lambda/2$  относительно земли.

Так как

$$R_{22} = 73,1 \text{ ом} \quad (a = 0, b = 0); \quad R_{21} = 26,4 \text{ ом} \quad \left( a = \frac{\lambda}{2}, b = 0 \right);$$

$$R_{23} = 26,4 \text{ ом} \quad \left( a = \frac{\lambda}{2}, b = 0 \right); \quad R_{21}' = -8,8 \text{ ом} \quad \left( a = \frac{\lambda}{2}, b = \lambda \right);$$

$$R_{22}' = -4,1 \text{ ом} \quad (a = 0, b = \lambda); \quad R_{23}' = -8,8 \text{ ом} \quad \left( a = \frac{\lambda}{2}, b = \lambda \right),$$

то

$$R_{\Sigma 2} = 73,1 + 26,4 + 26,4 - 8,8 - 4,1 - 8,8 = 104,2 \text{ ом.}$$

Сопротивление излучения третьего вибратора равно сопротивлению излучения первого вибратора в связи с тем, что эти вибраторы симметричны:

$$R_{\Sigma 3} = R_{\Sigma 1} = 78,9 \text{ ом.}$$

Общее сопротивление излучения антенны

$$R_{\Sigma} = R_{\Sigma 1} + R_{\Sigma 2} + R_{\Sigma 3} = 78,9 + 104,2 + 78,9 = 262 \text{ ом.}$$

**Схема и конструкция.** Конструкция синфазной горизонтальной антенны должна удовлетворять следующим требованиям.

Необходимо обеспечить надежное крепление всей системы вибраторов. Вибраторы по возможности должны занимать в пространстве горизонтальное положение (не провисать), а их взаимное расположение должно строго фиксироваться (расстояние между этажами  $b = \lambda/2$  и между центрами вибраторов по горизонтали  $a = \lambda/2$ ).

Вибраторы должны быть тщательно изолированы друг от друга и от земли. Необходимо обеспечить возбуждение всех вибраторов в фазе и с равной амплитудой тока.

Механическое крепление вибраторов должно быть увязано с системой питания антенны (рис. 5.19, а).

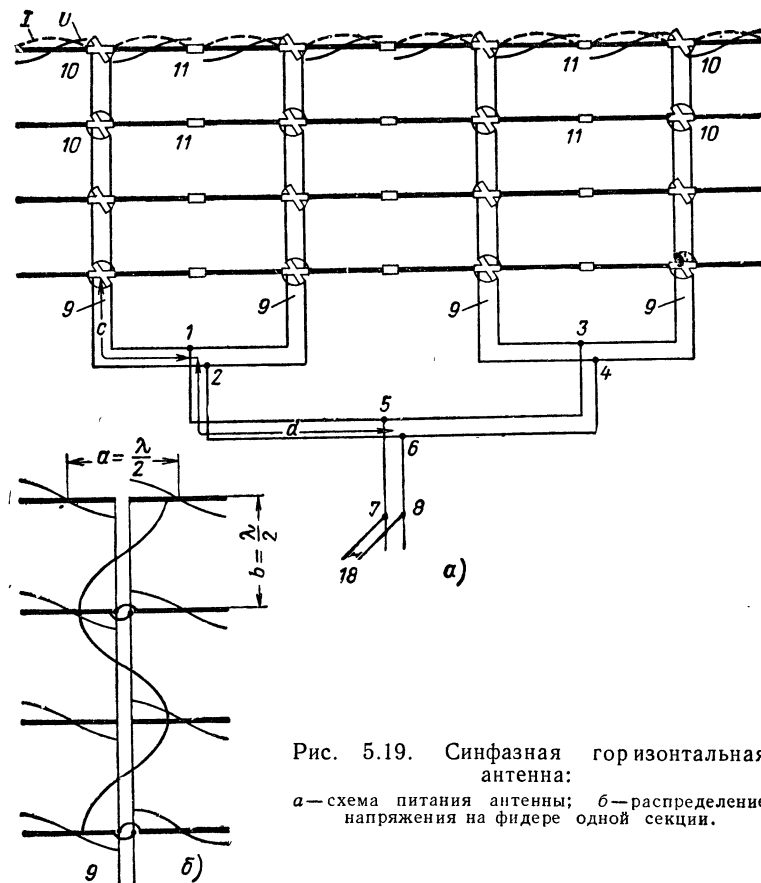


Рис. 5.19. Синфазная горизонтальная антенна:

а — схема питания антенны; б — распределение напряжения на фидере одной секции.

Фидер от генератора в точках 5—6 разветвляется на две линии, каждая из которых в точках 1—2, 3—4 подключается к двухпроводным линиям 9, непосредственно подводящим питание к вибраторам.

Так как каждый вибратор имеет электрическую длину  $\lambda/2$ , то в точках подключения линии к вибраторам находятся пучность напряжения и узел тока, а следовательно, в данном случае входное сопротивление каждой пары вибраторов велико и больше волнового сопротивления линии. По этой причине линия 9 работает в режиме смешанных волн.



Как показано на рис. 5.19, б, напряжение на проводах линии 9 при переходе с одного этажа на другой меняется по фазе на  $180^\circ$  ( $b = \lambda/2$ ), но так как вибраторы должны питаться синфазно, то одноименные вибраторы соседних этажей подключаются к противоположным проводам линии питания. Для облегчения согласования антенной системы длина участков фидера от сечений 1—2, 3—4 до сечения 5—6 (рис. 5.19, а) должна быть одинаковой и кратной  $\lambda/2$ . Согласование основного фидера с антенной производится индуктивным шлейфом 18.

Основой для крепления антенны являются свободно стоящие металлические башни или деревянные мачты с оттяжками (рис. 5.19, 5.20). Вибраторы каждого этажа механически соединяются между

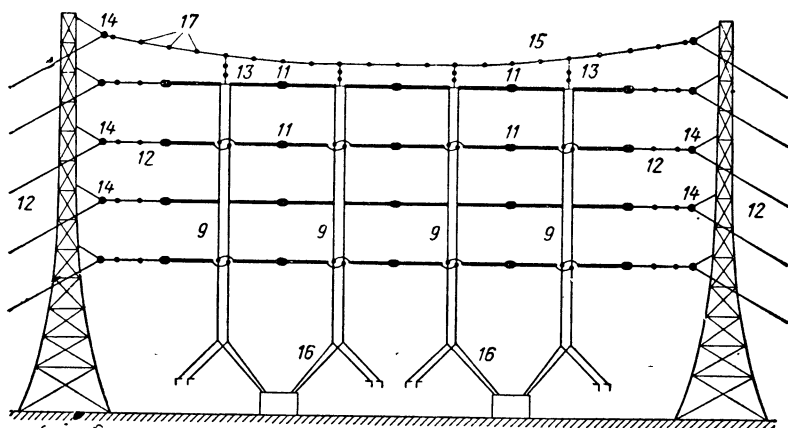


Рис. 5.20. Крепление полотна вибраторов синфазной горизонтальной антенны.

собой изоляторами 10, 11, причем изоляторы 10 имеют специальную (крестообразную) форму, позволяющую фиксировать взаимное расположение проводов линии 9 и получить перекрещивание в схеме питания для синфазного возбуждения вибраторов. Крайние вибраторы каждого этажа соединяются со стальными тросами 12, которые через блоки 14 создают натяжение соответствующего ряда вибраторов.

В многвибраторных антеннах этого обычно недостаточно, чтобы исключить провисание горизонтальных проводов. В таких случаях конструкцию дополняют верхним стальным тросом 15, называемым леером, к которому через вертикальные тросы 13 подвешиваются линии питания 9. Снизу эти линии прикрепляются к тросам 16, которые так же как тросы 12, натягиваются через блоки.

Для компенсации емкости изоляторов между вибраторами последние дополнительно укорачивают. Обычно длина вибратора меньше половины длины волны на 3—8%.

Вибраторы и линии питания должны быть тщательно изолированы от тросов. Кроме того, тросы необходимо разбить на небольшие участки, чтобы исключить паразитный резонанс. Для этого предназначены изоляторы 17.

Таким образом, многовибраторная антенна конструктивно представляет жесткую систему. Аналогично выполняется решетка вибраторов рефлектора (не показана на рис. 5.20). Она расположена параллельно решетке антенны на расстоянии  $(0,2-0,25)\lambda$  от нее. Обычно рефлектор пассивный и настраивается индуктивными шлейфами до получения минимума обратного излучения и приема.

**Основные электрические показатели.** Поскольку сопротивление излучения многовибраторных антенн велико (от сотен до нескольких тысяч ом), к.п.д. этих антенн высокий (не ниже 95%) и приближается к 100%. Входное сопротивление антенн СГ, как показано в приложении IV, равно

$$R_{вхА} = \frac{Z_{вА}^2}{R_{\Sigma А}},$$

где  $Z_{вА}$  — волновое сопротивление вибратора;

$R_{\Sigma А}$  — сопротивление излучения всей антенны.

**Пример.** Определить входное сопротивление антенны СГ  $\frac{4}{8}P$ . Судя по табл. 5.2, для данной антенны  $R_{\Sigma А} = 4359$  ом. Полагая далее, что  $Z_{вА} = 1000$  ом, находим входное сопротивление антенны

$$R_{вхА} = \frac{Z_{вА}^2}{R_{\Sigma А}} = \frac{1000^2}{4359} = 229,4 \text{ ом.}$$

Таблица 5.2

Тип антенны (СГ $\frac{n}{p}P$ )	$R_{\Sigma А}$ , ом	$D$	$G$	$2\varphi'$ , град	$2\theta'$ , град	$\delta_{макс}$ , град	$\Delta\lambda$
СГ $\frac{1}{4}P$	514	43	26	28	32	30	—
СГ $\frac{2}{4}P$	1117	60	37	28	20	17	$(0,9 \div 1,2)\lambda_0$
СГ $\frac{2}{8}P$	2300	116	71	12	20	17	$(0,9 \div 1,2)\lambda_0$
СГ $\frac{4}{8}P$	4359	262	160	12	10	9	$(0,95 \div 1,08)\lambda_0$
СГ $\frac{6}{8}P$	6705	375	211	12	7	7	$(0,96 \div 1,05)\lambda_0$

Обычно питание антенны производится двухпроводным фидером с волновым сопротивлением  $Z_{вф} = 600 \text{ ом}$ .

Входное сопротивление антенны, как видно из примера, отличается от волнового сопротивления основного фидера, а поэтому для создания режима бегущих волн в фидере (от генератора до сечения 7—8) необходимо включить согласующий элемент, которым в данном случае является короткозамкнутый шлейф 18.

В табл. 5.2 приведены сопротивления излучения  $R_{\Sigma A}$ , коэффициенты усиления  $G'$ , рассчитанные относительно полуволнового вибратора ( $G' = D\eta_A/1,64$ ), ширина диаграммы направленности в горизонтальной плоскости ( $2\theta'$ ) и в вертикальной плоскости ( $2\theta''$ ), углы наклона главного максимума диаграммы  $\delta_{\text{макс}}$  и диапазон использования синфазных горизонтальных антенн  $\Delta\lambda$ . Таблица составлена согласно ГОСТ 6255-52. Данные таблицы подтверждают следующее:

— с увеличением числа вибраторов сопротивление излучения антенны значительно увеличивается;

— с увеличением числа вибраторов, а следовательно, и площади антенны увеличиваются коэффициенты направленного действия и усиления;

— ширина угла диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости  $2\theta''$  и угол наклона максимального луча  $\delta_{\text{макс}}$  зависят от числа этажей  $n$  и не зависят от числа вибраторов  $p$  в этаже;

— ширина угла диаграммы направленности антенны в горизонтальной плоскости  $2\theta'$  определяется числом вибраторов  $p$  в этаже и не зависит от числа этажей  $n$ .

Влияние земли на диаграмму направленности горизонтальной синфазной антенны таково, что коэффициент направленного действия  $D$  увеличивается в 2 (при большом числе этажей) и даже в 3,5 раза (для одноэтажной антенны). Если бы земля обладала идеальной проводимостью, то коэффициент направленного действия, как и мощность излучения, увеличился бы в 4 раза. В табл. 5.2 приведены значения  $D$  с учетом влияния земли.

Рабочий диапазон синфазной антенны очень узкий. С отклонением частоты от резонансной происходит расстройка каждого вибратора вследствие изменения его электрической длины, нарушается работа рефлектора из-за изменения отношения расстояния между антенной и рефлектором к длине волны и, наконец, нарушается нормальное распределение напряжения в питающем фидере из-за изменения электрической длины его участков между вибраторами. Все это приводит к резкому искажению диаграммы направленности антенны и уменьшению к.п.д. питающей линии. По мере увеличения числа этажей в антенне границы допустимого отклонения рабочей длины волны от номинальной  $\lambda_0$  все более сокращаются и достигают  $\pm 5\%$ . Резонансные свойства и трудности фазирования синфазных горизонтальных антенн значительно ограничивают область их применения.

### 33. Расширение рабочего диапазона волн антенн СГ

Для расширения рабочего диапазона волн антенн СГ были созданы антенны кратных волн и синфазные диапазонные антенны.

Антенна кратных волн, предложенная С. И. Надененко, относится к группе остронаправленных. Она обозначается КГ  $\frac{n}{p}$  Р и так же, как антенна СГ  $\frac{n}{p}$  Р состоит из  $n$  этажей, в каждом из которых имеется  $p$  горизонтальных вибраторов, возбуждаемых синфазно.

Если в антенне СГ пути тока от магистрального (основного) фидера только до каждой секции равны между собой, то в антенне

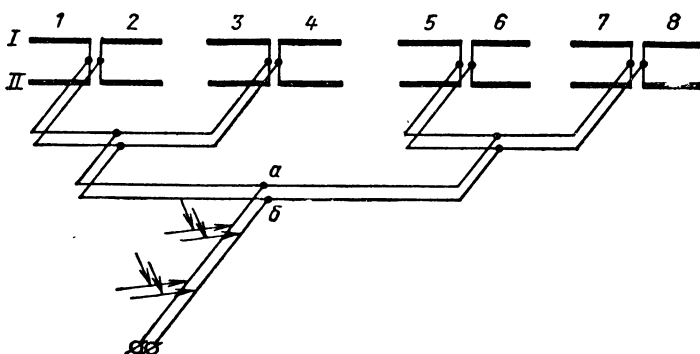


Рис. 5.21. Антенна кратных волн.

КГ соблюдается равенство участков фидера от общих точек разветвления  $a, b$  (рис. 5.21) вплоть до каждого вибратора. Благодаря этому все вибраторы независимо от длины волны возбуждаются синфазно, тогда как в антенне СГ при отклонении частоты от номинальной нарушается нормальное распределение тока в линии питания секции и, как следствие, синфазное возбуждение вибраторов.

Имея в виду, что симметричный вибратор сохраняет направленные свойства в сравнительно широком диапазоне волн, можно синфазную антенну, предложенную С. И. Надененко, использовать как диапазонную, если обеспечить согласование антенны и фидера во всем диапазоне волн. Такое согласование сначала удалось получить только для двух кратных волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2 = 2\lambda_1$ , из которых одна ( $\lambda_1$ ) использовалась в качестве дневной волны, а другая ( $\lambda_2$ ) — ночной. Отсюда и название — антенна кратных волн. В дальнейшем были предложены схемы настройки антенны на две произвольные волны в пределах рабочего диапазона вибратора.

Основными недостатками антенны кратных волн являются возможность одновременной настройки только на две волны, усложнения конструкции антенны за счет специфической схемы питания

вибраторов и неустойчивость в работе. Все это исключает возможность увеличения числа этажей  $n$  свыше двух-четырёх. В результате ухудшается направленность антенны в вертикальной плоскости.

*Синфазная диапазонная антенна*, разработанная Г. З. Айзенбергом, В. Д. Кузнецовым и Л. К. Олифиным, рассчитана на работу в непрерывном диапазоне волн с отношением  $\lambda_{\max}/\lambda_{\min} = 2,5$ . Это достигается использованием вибраторов с пониженным волновым сопротивлением ( $Z_{вА} = 250 \div 500 \text{ ом}$ ) и широкополосных схем согласования фидерной системы. Обозначаются эти антенны СГД $^n$ РН и СГД $^n$ РА, что означает: синфазная горизонтальная диапазонная

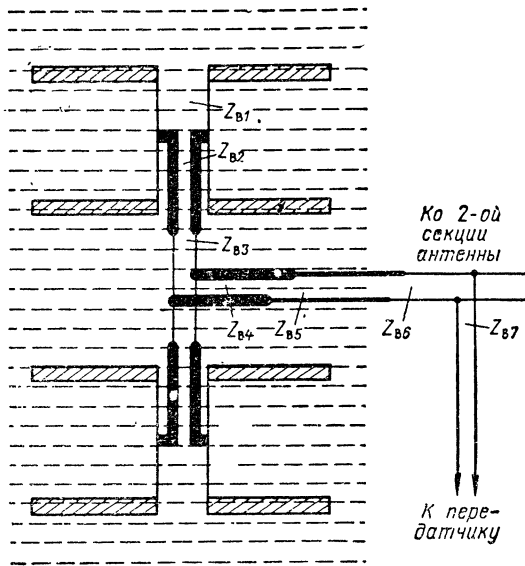


Рис. 5.22 Схема питания антенны СГД  $\frac{4}{4}$  РА.

антенна, содержащая  $n$  этажей по  $p$  вибраторов каждый, с пассивным рефлектором, который либо настраивается подвижными короткозамыкателями (РН), либо не настраивается — аperiodический (РА). Точнее, последний не содержит вибраторов, как РН, а представляет собой экранирующую сетку из проводов, параллельных осям вибраторов.

На рис. 5.22 показана схема питания одной секции антенны СГД $^4$ РА (в антенне имеется еще одна секция). Основными элементами широкополосного согласования фидеров являются ступенчатые четвертьволновые (для оптимальной волны  $\lambda_0$ ) трансформаторы с волновыми сопротивлениями  $Z_{в2} = 398 \text{ ом}$ ,  $Z_{в4} = 366 \text{ ом}$ ,  $Z_{в3} = 550 \text{ ом}$ ,

$Z_{в5} = 480 \text{ ом}$ . Главный фидер имеет  $Z_{в1} = 275 \text{ ом}$  а распределительные  $Z_{в1} = Z_{в6} = 550 \text{ ом}$ . Волновое сопротивление вибраторов  $Z_{вв} = 470 \text{ ом}$ . Провода аperiодического рефлектора расположены с интервалом  $0,035 \lambda_0$ . Расстояние между вибраторами антенны и рефлектором  $0,3 \lambda_0$ .

В главном фидере благодаря принятым мерам коэффициент бегущей волны превышает 0,5 в диапазоне  $(0,9 \div 1,7) \lambda_0$  и 0,3 в диапазоне  $(0,7 \div 1,9) \lambda_0$ .

### 34. Ромбические антенны

Ромбические антенны относятся к группе широкодиапазонных остронаправленных антенн. Напомним, что для построения такой антенны необходимо разрешить две задачи: обеспечить без перестройки согласование элементов антенно-фидерной системы во всем диапазоне волн, сохранить при изменении длины волны постоянным

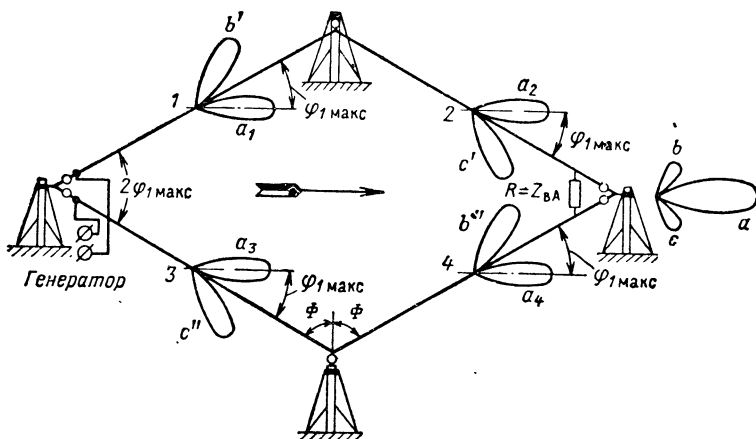


Рис. 5.23 Принципиальная схема ромбической антенны.

направление максимального действия антенны, а если можно, то и всю диаграмму направленности. Для этого наиболее подходящим режимом антенной системы является режим бегущих волн. Ромбические антенны работают с бегущей волной тока, благодаря чему их входное сопротивление остается постоянным и активным во всем рабочем диапазоне волн.

Изображенная на рис. 5.23 антенна состоит из четырех горизонтальных проводов 1, 2, 3, 4, образующих стороны ромба. Генератор подключается к началу проводов 1 и 3 при помощи фидера, волновое сопротивление которого равно волновому сопротивлению антенны:

$$Z_{вф} = Z_{вА} = (600 \div 700) \text{ ом}$$

Концы проводов 2 и 4 замкнуты на активное сопротивление  $R = Z_{\text{в.а.}}$ . Это необходимо для получения режима бегущих волн во всей антенной системе.

Ромбическая антенна обозначается так:  $РГ \frac{\Phi}{l'} h'$ , где  $\Phi$  — половина тупого угла ромба в градусах,  $l' = l/\lambda_0$  и  $h' = h/\lambda_0$  — соответственно длина одного провода и высота подвеса антенны, выраженные через длину волны  $\lambda_0$ , при которой антенна имеет наиболее выгодные параметры.

Чтобы понять принцип действия ромбической антенны, рассмотрим излучение прямолинейного провода с бегущей волной тока.

**Излучение провода с бегущей волной тока.** Направим координатную ось  $x$  вдоль провода длиной  $l$ , обтекаемого бегущей волной

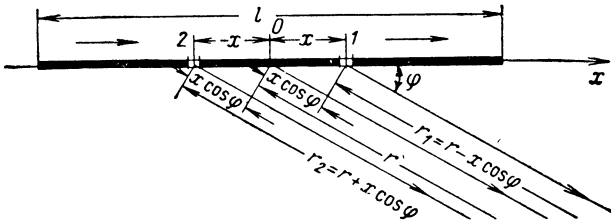


Рис. 5.24. Провод, обтекаемый бегущей волной тока.

тока, и поместим начало координат в его среднюю точку  $O$  (рис. 5.24). Затем выделим в сечениях провода с координатами  $x$  и  $-x$  два элементарных участка  $1, 2$  длиной  $dx$ . Если в элементарном участке  $dx$ , расположенном в середине провода  $O$ , имеется синусоидальный ток с амплитудой  $I_m$  и нулевой начальной фазой, то на расстоянии  $r$  в направлении угла  $\varphi$  относительно оси  $x$  возбуждается электрическое поле, напряженность которого согласно формуле (2) имеет амплитуду

$$dE_m = \frac{60\pi I_m}{r\lambda} \sin \varphi dx$$

и мгновенное значение

$$dE_0 = \frac{60\pi I_m}{r\lambda} \sin \varphi dx \sin(\omega t - \beta r).$$

Для бегущей волны тока характерно, что во всех сечениях провода амплитуда тока одинакова, а фаза волны по мере ее распространения на расстояние  $x$  отстает на угол  $\beta x = \frac{2\pi}{\lambda} x$ . Следовательно, при направлении тока, показанном на рис. 5.24, ток в сечении  $1$  отстает, а в сечении  $2$  опережает по фазе на угол  $\beta x$  ток в середине провода.

Имея в виду это обстоятельство и то, что точка  $M$  удалена от сечений с координатами  $x$  и  $-x$  соответственно на  $r_1 = r - x \cos \varphi$

и  $r_2 = r + x \cos \varphi$ , находим мгновенное значение напряженности элементарных полей, возбуждаемых током сечений  $I$  и  $2$ :

$$\begin{aligned} dE_{1\text{МГН}} &= \frac{60\pi I_m}{r\lambda} \sin \varphi dx \sin (\omega t - \beta r_1 - \beta x) = \\ &= \frac{60\pi I_m}{r\lambda} \sin \varphi [\sin (\omega t - \beta r + \beta x \cos \varphi - \beta x)] dx, \\ dE_{2\text{МГН}} &= \frac{60\pi I_m}{r\lambda} \sin \varphi [\sin (\omega t - \beta r_2 + \beta x)] dx = \\ &= \frac{60\pi I_m}{r\lambda} \sin \varphi [\sin (\omega t - \beta r - \beta x \cos \varphi + \beta x)] dx. \end{aligned}$$

Обозначим

$$\begin{aligned} E_{\varphi m} &= \frac{60\pi I_m \sin \varphi}{r\lambda}, \quad \xi = \omega t - \beta r, \\ \gamma &= \beta (1 - \cos \varphi) \end{aligned} \quad (78)$$

и определим напряженность результирующего поля элементарных участков провода  $I$ ,  $2$

$$\begin{aligned} dE_{\text{МГН}} &= dE_{1\text{МГН}} + dE_{2\text{МГН}} = E_{\varphi m} [\sin (\xi - \gamma x) + \sin (\xi + \gamma x)] dx = \\ &= E_{\varphi m} 2 \left( \sin \frac{\xi - \gamma x + \xi + \gamma x}{2} \cos \frac{\xi - \gamma x - \xi - \gamma x}{2} \right) dx = \\ &= 2E_{\varphi m} \sin \xi \cos \gamma x dx. \end{aligned}$$

Для определения напряженности поля всего провода интегрируем это выражение в пределах от  $x = 0$  до  $x = l/2$ :

$$\begin{aligned} E_{\text{МГН}} &= 2E_{\varphi m} \sin \xi \int_0^{l/2} \cos \gamma x dx = \\ &= 2E_{\varphi m} \sin \xi \left| \frac{\sin \gamma x}{\gamma} \right|_0^{l/2} = \frac{2E_{\varphi m} \sin \xi \sin \frac{\gamma l}{2}}{\gamma}. \end{aligned}$$

Учитывая обозначения (78), получаем следующее выражение для мгновенного значения напряженности электрического поля провода:

$$\begin{aligned} E_{\text{МГН}} &= \frac{120\pi I_m \sin \varphi}{r\lambda} \frac{\sin (\omega t - \beta r) \sin \left[ \frac{\beta l}{2} (1 - \cos \varphi) \right]}{\beta (1 - \cos \varphi)} = \\ &= \frac{60 I_m}{r} \frac{\sin \varphi}{1 - \cos \varphi} \sin \left[ \frac{\beta l}{2} (1 - \cos \varphi) \right] \sin (\omega t - \beta r). \end{aligned}$$

Отсюда выявляем, что фазовый центр провода находится в его середине (на расстоянии  $r$  от точки наблюдения) и что функция направленности в меридиональной плоскости провода с бегущей волной тока имеет вид

$$f(\varphi) = \frac{\sin \varphi}{1 - \cos \varphi} \sin \left[ \frac{\beta l}{2} (1 - \cos \varphi) \right]. \quad (79)$$



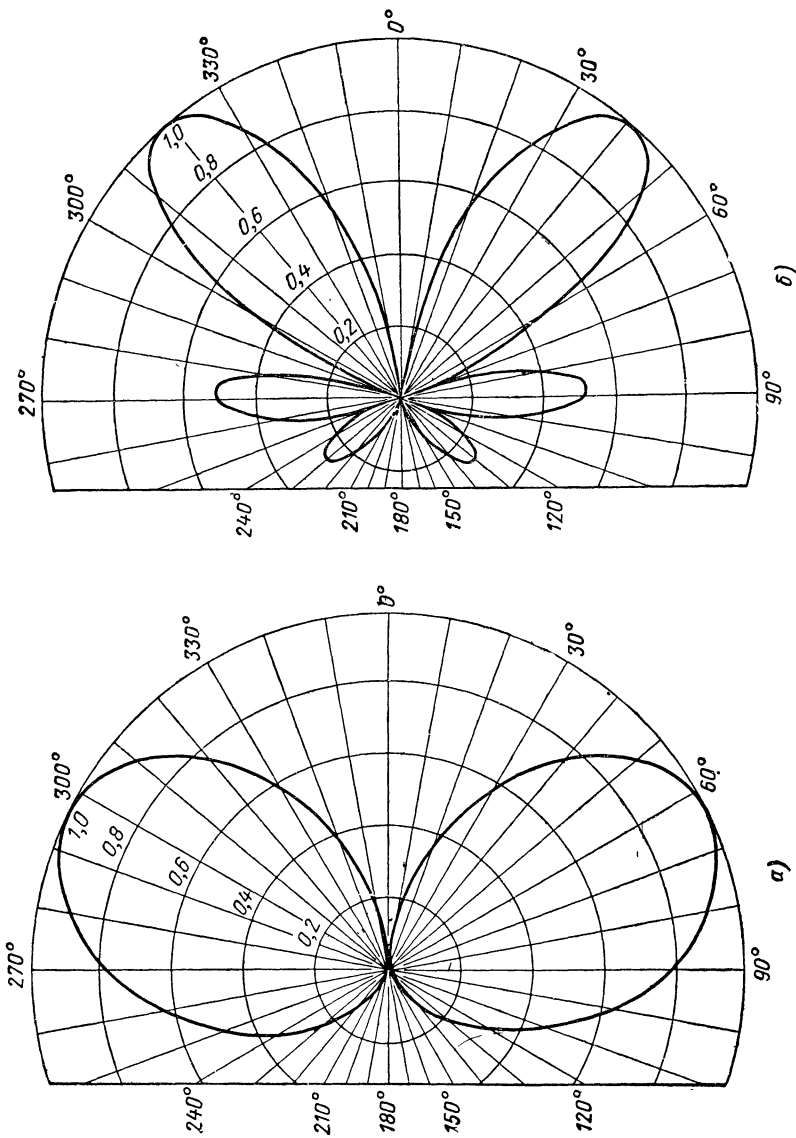
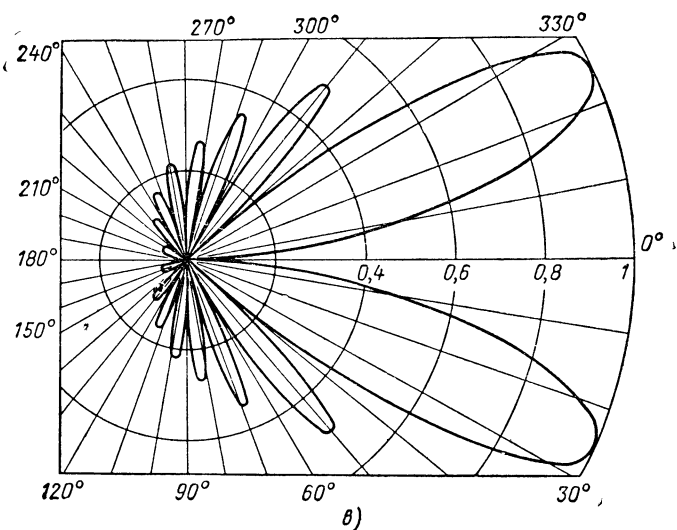


Рис. 5.25 Диаграммы направленности провода с бегущей волной тока при длине провода:  
 а)  $l = 0,5\lambda$ ; б)  $l = 1,5\lambda$ ;



в)  $l = 4\lambda$ .

Исследуем эту функцию:

1. Для того чтобы определить направления нулевого излучения ( $\varphi = \varphi_0$ ) достаточно приравнять нулю множители  $\sin \varphi_0 = 0$  и  $\sin \left[ \frac{\beta l}{2} (1 - \cos \varphi_0) \right] = 0$ .

Равенство  $\sin \varphi_0 = 0$  дает  $\varphi_0 = 0$ , т. е. *вдоль провода любой длины, обтекаемого бегущей волной тока, излучения не происходит*. Причина этого заключается в отсутствии излучения вдоль оси каждого элементарного вибратора, из которых составляется провод.

Второе равенство дает

$$\frac{\beta l}{2} (1 - \cos \varphi_0) = k\pi$$

или

$$\cos \varphi_0 = 1 - \frac{2k\pi}{\beta l} = 1 - \frac{k\lambda}{l}, \quad (80)$$

где  $k = 0; 1; 2; 3; \dots$  определяет число нулевых направлений в пределах одной четверти диаграммы направленности. Имея в виду возможные значения косинуса ( $-1 \leq \cos \varphi_0 \leq 1$ ), убеждаемся, что с удлинением провода ( $l$ ) увеличивается число боковых лепестков ( $k$ ) в диаграмме направленности: если  $l = 1,5\lambda$ , то  $k = 1$ ; при  $l = n\lambda$   $k = n$  (рис. 5.25).

Таким образом, *диаграмма направленности длинного провода, обтекаемого бегущей волной тока, содержит большое количество боковых лепестков*.

2. Направление максимумов лепестков диаграммы направленности примерно определяется из условия

$$\sin \left[ \frac{\beta l}{2} (1 - \cos \varphi_{\text{макс}}) \right] = 1,$$

которое удовлетворяется при

$$\frac{\beta l}{2} (1 - \cos \varphi_{\text{макс}}) = (2k + 1) \frac{\pi}{2},$$

$$\cos \varphi_{\text{макс}} = 1 - \frac{(2k + 1) \frac{\pi}{2} \cdot 2}{\beta l} = 1 - \frac{(2k + 1) \lambda}{2l},$$

где  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Максимум основного лепестка диаграммы направленности соответствует  $k = 0$ :

$$\cos \varphi_{1 \text{ макс}} = 1 - \frac{\lambda}{2l}. \quad (81)$$

Отсюда следует вывод, что *направление максимального излучения провода с бегущей волной тока составляет с проводом угол, который уменьшается с увеличением отношения длины провода к длине волны.*

3. Согласно диаграммам направленности (рис. 5.25), рассчитанным по уравнению (79), провод, обтекаемый бегущей волной тока, обладает однонаправленным излучением. Это согласуется с тем, что в режиме бегущих волн энергия движется только от генератора к нагрузке. Если же в проводе возникает отраженная волна, как в симметричном вибраторе, то появится такое же излучение в обратном направлении и диаграмма направленности станет симметричной относительно прямой, перпендикулярной проводу ( $\varphi = 90^\circ, 270^\circ$ ).

Практический вывод: *в антеннах с бегущей волной тока не требуется рефлектор, а в антеннах со стоячей волной однонаправленное излучение возможно только при наличии рефлектора.*

**Принцип действия и свойства ромбических антенн.** Возвратимся к схеме ромбической антенны (рис. 5.23). Острый угол ромба устанавливается равным  $2\varphi_{1 \text{ макс}}$ , где  $\varphi_{1 \text{ макс}} = \arccos \left( 1 - \frac{\lambda}{2l} \right)$  — угол между первым максимумом излучения провода с бегущей волной тока и его осью [см формулу (81)]. Благодаря этому основные лепестки  $a_1, a_2, a_3, a_4$  диаграммы направленности всех четырех проводов совпадают по форме и направлению. Значит ромбическая антенна обладает направленным действием, максимум которого совпадает с направлением *большой диагонали ромба.*

Как видно из формулы (81), при достаточно большой длине провода ( $l > 4\lambda$ ) изменение длины волны не меняет существенно угол  $\varphi_{1 \text{ макс}}$  и направление максимального излучения ромбической антенны сохраняется постоянным в широком диапазоне волн. Удовлет-

воряется и второе условие образования диапазонной антенны: хорошее согласование фидера и антенны достигается независимостью входного сопротивления антенны от частоты.

В ромбической антенне исключено увеличение напряжения и тока на отдельных участках провода, которое получается в антеннах с использованием стоячей волны тока. Отсюда вытекает дополнительное преимущество ромбической антенны: можно значительно увеличить мощность излучения по сравнению с другими антеннами. Ромбическая антенна очень проста и удобна в эксплуатации, имеет сравнительно малую высоту (до 50 м), но по направленным свойствам и к.п.д. уступает антеннам СГ, СГД и КГ.

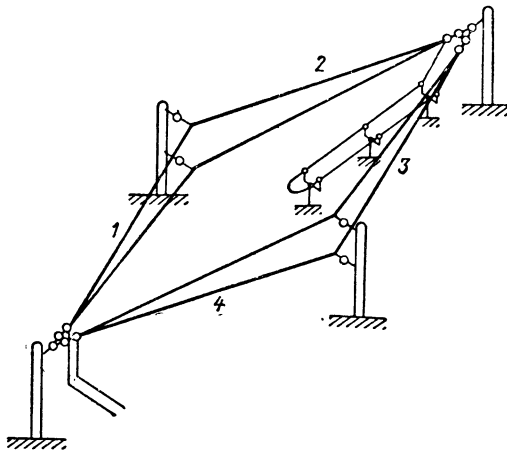


Рис. 5.26 Конструктивное выполнение простой ромбической антенны.

Наличие боковых лепестков в диаграмме направленности антенны выражено в еще большей мере, чем в диаграмме направленности отдельных проводов. На рис. 5.23 видно, что даже основные лепестки ( $b'$ ,  $b''$ ,  $c'$ ,  $c''$ ) диаграммы направленности отдельных проводов ромба образуют боковые лепестки в диаграмме направленности всей антенны. На излучение в боковых направлениях бесполезно затрачивается много энергии, поэтому коэффициент направленного действия ромбической антенны обычных размеров не превышает 125—150.

Существенным недостатком ромбической антенны является ее низкий к.п.д., обусловленный тем, что часть энергии, поступающей от генератора, поглощается в сопротивлении нагрузки  $R$  и не расходуется на излучение.

Низкий к.п.д. описанных ромбических антенн, который не превышает 75—80%, а в среднем равен 60—70% и сравнительно малый коэффициент направленного действия определяют относительно низкий коэффициент усиления антенны.

Для магистральных линий связи протяженностью 900 км Г. З. Айзенберг рекомендует  $\Phi = 60^\circ$ ,  $l = 2\lambda_0$  и  $h = 0,5\lambda_0$ , что соответствует антенне РГ  $\frac{60}{2} 0,5$ , а для линий протяженностью свыше 1500 км — антенну РГ  $\frac{65}{4} 1$  ( $\Phi = 65^\circ$ ,  $l = 4\lambda_0$  и  $h = \lambda_0$ ).

Обычно простая ромбическая антенна осуществляется таким образом, что каждая сторона ромба образуется двумя проводниками, которые расходятся к вершине тупого угла и сходятся у вершины острого (рис. 5.26). Это позволяет компенсировать уменьшение погонной емкости, обусловленное удалением проводов 1—4 и 2—3 друг от друга, и таким образом сохранить постоянным волновое сопротивление антенны по ее длине.

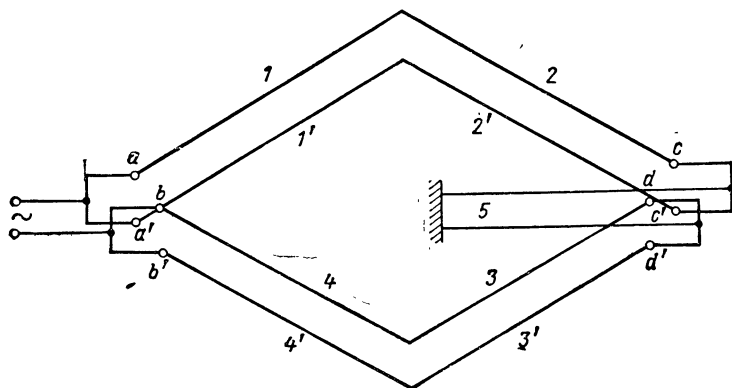


Рис. 5.27. Двойная ромбическая антенна Г. З. Айзенберга.

В приемных антеннах поглощающее сопротивление — неволочное или изготовленное из тонкого провода (безреактивное), а в передающих антеннах — это линия длиной в сотни метров, изготовленная из хромоалюминиевой (фехральной) или стальной («железная линия») проволоки. Поглощающая линия располагается на невысоких столбах вдоль большой диагонали ромба. Материал и размеры поглощающей линии выбираются с учетом того, что в ней теряется до 20—40% мощности, подводимой к антенне.

Ввиду отмеченных недостатков простую ромбическую антенну совершенствовали. Г. З. Айзенберг предложил схему двойной ромбической антенны, обозначаемой РГД  $\frac{\Phi}{\gamma} h'$ .

Эта антенна (рис. 5.27) состоит из двух одинаковых ромбов 1, 2, 3, 4 и 1', 2', 3', 4', которые смещены в горизонтальной плоскости (по малой диагонали ромба) на  $0,8\lambda_0 \div \lambda_0$  и включены параллельно у входных  $a-b$ ,  $a'-b'$  и выходных  $c-d$ ,  $c'-d'$  зажимов. Поглощающее сопротивление 5 является общим для обоих ромбов. Взаимное расположение ромбов таково, что поля наиболее значительных бо-

ковых лепестков оказываются в противофазе и уничтожаются. Это немного увеличивает коэффициент направленного действия антенны.

Дальнейшее принципиальное усовершенствование ромбических антенн было сделано М. С. Нейманом, предложившим использовать в антенне обратную связь (рис. 5.28) для увеличения ее к.п.д. В этой антенне поглощающее сопротивление заменено фидером 5, который соединяет выход  $a-b$  ромба  $1-2-3-4$  с входом  $c-d$  ромба  $1'-2'-3'-4'$ . Благодаря такому соединению поглощается лишь та мощность, которая не использована обоими ромбами для излучения. Это составляет 3—5% мощности, подведенной к антенне, и к.п.д. такой антенны достигает 95—97%. Соответственно увеличивается и коэффициент усиления антенны.

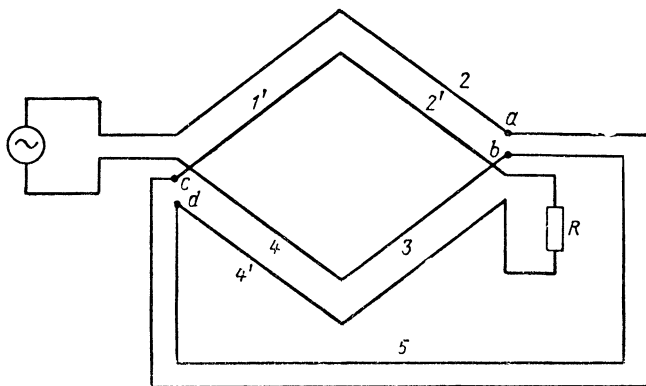


Рис. 5.28 Ромбическая антенна с обратной связью.

Недостаток ромбической антенны, предложенной М. С. Нейманом, заключается в ограничении ее диапазоновых свойств, связанном с необходимостью изменения длины фидера обратной связи при переходе с одной волны на другую. Путь тока по замкнутому контуру должен быть равен или кратен длине волны; следовательно, при данном значении  $\lambda$  длина линии 5 должна быть вполне определенной. При использовании кратных волн для дневной и ночной связи необходимые соотношения получаются без изменения длины фидера обратной связи.

Волновое сопротивление одинарной ромбической антенны 600—700 ом, в связи с чем между генератором и входом такой антенны включается открытая двухпроводная линия с волновым сопротивлением  $Z_{\text{вф}} = 600$  ом без согласующих элементов. Волновое сопротивление двойной ромбической антенны 300—350 ом и потому в качестве главного фидера антенн РГД используется четырехпроводный 300-омный фидер. В ромбической антенне Неймана применяются экспоненциальные фидеры.

Диапазон рабочих волн для антенн РГ и РГД широкий: от  $\lambda_{\text{мин}} = (0,6 \div 0,8)\lambda_0$  до  $\lambda_{\text{макс}} = (1,5 \div 2)\lambda_0$ . Дальнейшее расширение диапазона не рекомендуется, так как оно приводит к значительному изменению электрической длины сторон ромба, а следовательно, и коэффициента усиления антенны.

### 35. Антенна бегущей волны

**Принцип действия.** Для приема коротких волн, как правило, используются диапазонные антенны, в том числе горизонтальный симметричный вибратор, относящийся к слабонаправленным антеннам, ромбические антенны РГ и РГД и антенны бегущей волны, обладающие значительной направленностью.

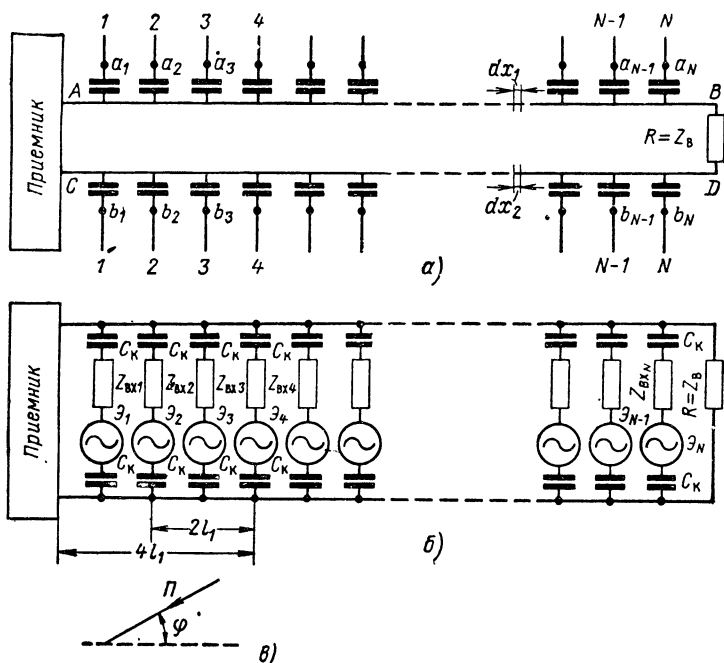


Рис. 5.29. Принципиальная (а) и эквивалентная (б) схемы антенны бегущей волны и ориентация волны относительно антенны (в).

Антенна бегущей волны (рис. 5.29, а) состоит из двухпроводной линии  $AB, CD$ , которая в начале соединяется с входом приемника, а в конце замкнута на активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии  $R = Z_B$ , и  $N$  симметричных вибраторов, подключенных к двухпроводной линии на равном расстоянии

$l_1$  через конденсаторы  $C_k$ . Половина длины одного вибратора равна  $l/2$ . Антенна расположена горизонтально на высоте  $h$  над землей.

Одиночная антенна бегущей волны такого вида обозначается БЕ  $\frac{N}{l/2} \frac{C_k}{l_1} h$ , где БЕ означает «Бегущая емкостная». Антенны бегущей волны с емкостной связью, в которых для усиления направленности используются два параллельно включенных полотна, обозначаются БЕ2  $\frac{N}{l/2} \frac{C_k}{l_1} h$ . Здесь  $h$ ,  $l$  и  $l_1$  выражены в метрах, а  $C_k$  — в пикофарадах.

Электромагнитные волны, пересекая симметричные вибраторы 1; 2; 3;...;  $N$ , возбуждают в них соответственно э.д.с.  $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3, \dots, \mathcal{E}_N$ . Поэтому в эквивалентной схеме антенны (см. рис. 5.29, б) вибраторы заменены источниками э.д.с.  $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3, \dots, \mathcal{E}_N$  с входными сопротивлениями  $Z_{вх1}, Z_{вх2}, \dots, Z_{вхN}$  (между  $a_1, b_1, a_2, b_2, \dots, a_N, b_N$ ). Каждый источник э.д.с. вызывает в линии одну бегущую волну напряжения и тока в направлении к сопротивлению  $R$ , а другую — в направлении к приемнику. Так как  $R = Z_{в}$ , то первая волна полностью поглощается в нагрузке и не имеет влияния на э.д.с.  $\mathcal{E}_A$ , поступающую в приемник.

Расстояние между проводами линии значительно меньше длины волны. В связи с этим э.д.с., индуцируемые непосредственно в симметричных сечениях линии (например, в  $dx_1$  и  $dx_2$ ), равны по величине и по фазе, и так как они направлены навстречу друг другу, то линия не участвует в создании э.д.с. на входе приемника. Роль линии заключается лишь в том, чтобы подвести э.д.с. от всех вибраторов к приемнику, поэтому линия и называется *собирающей*.

Антенна бегущей волны имеет островаправленное действие. Процесс появления э.д.с.  $\mathcal{E}_A$  на входе приемника можно представить состоящим из возбуждения э.д.с. в вибраторах и распространения этих э.д.с. по собирающей линии в виде бегущих волн от вибраторов до входных зажимов приемника.

Допустим, что фазовая скорость электромагнитных волн одинакова как в собирающей линии, так и вне ее. Если при этом условии электромагнитная волна  $\Pi$  приходит (см. рис. 5.29, в) со стороны сопротивления  $R$  и направлена вдоль линии ( $\varphi = 0^\circ$ ), то сначала э.д.с. ( $\mathcal{E}_N$ ) будет индуцироваться в вибраторе  $N$ . Когда же э.д.с.  $\mathcal{E}_N$  будет передана по линии к вибратору  $N - 1$ , то в этом вибраторе будет индуцироваться дополнительная э.д.с.  $\mathcal{E}_{N-1}$ , обусловленная электромагнитными волнами, которые распространяются независимо от линии. Теперь от вибратора  $N - 1$  по линии передается удвоенная э.д.с.  $2\mathcal{E}$ . Когда эта э.д.с. достигнет вибратора  $N - 2$ , то на его зажимах появится э.д.с.  $3\mathcal{E}$ , поскольку электромагнитные волны, идущие от передатчика, пересекают в этот момент вибратор  $N - 2$ . Таким образом, каждый вибратор антенны усиливает волну напряжения, бегущую от нагрузки к приемнику, и амплитуда э.д.с. на входе приемника  $\mathcal{E}_m$  получается в  $N$  раз больше амплитуды э.д.с.  $\mathcal{E}_{1m}$ , подводимой от одного вибратора.



Если же электромагнитная волна приходит с противоположного направления ( $\varphi = 180^\circ$ ), то она индуцирует э.д.с.  $\mathcal{E}_1$  с опережением по фазе относительно  $\mathcal{E}_2$  на  $\beta l_1$ , относительно  $\mathcal{E}_3$  на  $2\beta l_1$  и т. д.; кроме того, волна тока в линии пройдет от  $\mathcal{E}_1$  до приемника путь  $l_1$ , от  $\mathcal{E}_2$  — больший путь  $2l_1$ , от  $\mathcal{E}_3$  — расстояние  $3l_1$  и т. д., что в равной мере увеличит отставание по фазе. В результате между э.д.с. на входе приемника от соседних вибраторов существует сдвиг по фазе на  $2\beta l_1$ , за счет которого эти э.д.с. суммируются неполностью. Все это показывает, что антенна бегущей волны обладает направленностью.

**Диаграммы направленности.** В реальных условиях электромагнитные волны распространяются в воздухе со скоростью  $c$  и имеют длину волны  $\lambda = c/f$ , а волны э.д.с. и тока распространяются в линии с несколько меньшей скоростью  $v$  и длиной волны  $\lambda_d = v/f$ . Причина этого заключается в том, что длина каждого вибратора  $l_1$  не превышает  $\lambda/4$  и в его входном сопротивлении содержится составляющая емкостного характера, за счет которой возрастает погонная емкость собирательной линии и уменьшается скорость  $v$  по сравнению со скоростью  $c$ . Отношение  $k_3 = c/v = \lambda/\lambda_d$  называется *коэффициентом замедления*.

В направлении угла  $\varphi$  электромагнитная волна проходит к каждому последующему вибратору 1; 2; 3; ...;  $N$  путь, меньший на  $l_1 \cos \varphi$ , что соответствует опережению по фазе э.д.с.  $\mathcal{E}_N$  относительно  $\mathcal{E}_{N-1}$  на угол  $\frac{2\pi}{\lambda} l_1 \cos \varphi$ . С другой стороны, волна э.д.с. и тока поступает к приемнику от вибратора  $N$  с отставанием по фазе относительно э.д.с. и тока от вибратора  $N - 1$  на угол  $\frac{2\pi}{\lambda_d} l_1$ . Следовательно, между э.д.с. на клеммах приемника от соседних вибраторов имеется сдвиг по фазе

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{2\pi l_1}{\lambda_d} - \frac{2\pi}{\lambda} l_1 \cos \varphi = \\ &= \frac{2\pi l_1}{\lambda} \left( \frac{\lambda}{\lambda_d} - \cos \varphi \right) = \frac{2\pi l_1}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi). \end{aligned} \quad (82)$$

Чтобы определить множитель решетки  $f_p(\varphi)$ , выражающий интерференцию полей  $N$  ненаправленных вибраторов, можно применить векторную диаграмму, аналогичную использованной при исследовании многовибраторных антенн со стоячей волной тока. В обоих случаях амплитуды э.д.с. (поля)  $\mathcal{E}_{1m}$  от каждого вибратора одинаковы, а фазы их отличаются на угол  $\psi$  от одного вибратора к другому. Следовательно, результирующая э.д.с. антенны бегущей волны

$$\mathcal{E}_m = \mathcal{E}_{1m} \frac{\sin \frac{N\psi}{2}}{\sin \frac{\psi}{2}},$$

а множитель решетки

$$f_p(\varphi) = \frac{\partial m}{\partial l m} = \frac{\sin \frac{N\psi}{2}}{\sin \frac{\psi}{2}} = \frac{\sin \frac{2\pi N l_1}{\lambda \cdot 2} (k_0 - \cos \varphi)}{\sin \frac{2\pi l_1}{\lambda \cdot 2} (k_0 - \cos \varphi)}.$$

Умножив этот коэффициент на функцию направленности одного вибратора  $f_1(\varphi)$ , получим уравнение диаграммы направленности всей антенны  $f(\varphi)$  в горизонтальной плоскости. Имея в виду, что длина вибратора  $l < \lambda/2$ , положим  $f_1(\varphi) = \cos \varphi$ , как для диполя Герца. Тогда

$$f(\varphi) = f_1(\varphi) f_p(\varphi) = \cos \varphi \frac{\sin \frac{\pi N l_1}{\lambda} (k_0 - \cos \varphi)}{\sin \frac{\pi l_1}{\lambda} (k_0 - \cos \varphi)}. \quad (83)$$

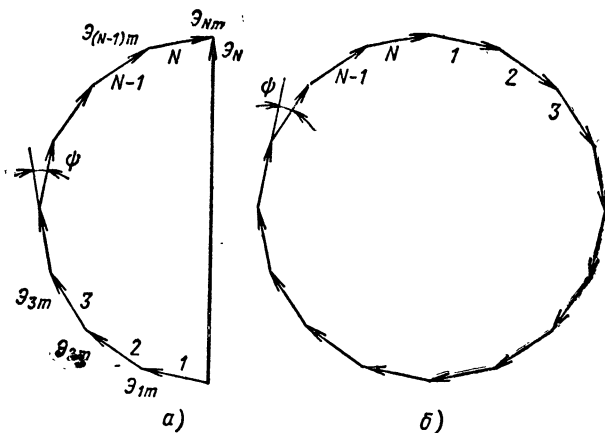


Рис. 5.30. Векторная диаграмма сложения полей (э.д.с.) решетки вибраторов с равными амплитудами токов.

Вибраторы расположены горизонтально, и каждый из них не обладает направленностью в вертикальной плоскости. Следовательно, функция направленности антенны в этой плоскости содержит только два множителя, один из которых учитывает интерференцию волн отдельных вибраторов, а другой — влияние земли на излучение антенны:

$$f(\delta) = \frac{\sin \frac{\pi N l_1}{\lambda} (k_0 - \cos \delta)}{\sin \frac{\pi l_1}{\lambda} (k_0 - \cos \delta)} 2 \sin \left( \frac{2\pi}{\lambda} h \sin \delta \right). \quad (84)$$

Исследуем функции направленности  $f(\varphi)$  и  $f(\delta)$ .

1. Множитель  $\cos \varphi$  указывает на то, что каждый отдельно взятый вибратор имеет тупой максимум приема (излучения) вдоль оси антенны бегущей волны ( $\varphi = 0$ ). Если бы множитель решетки  $f_p(\varphi)$  дал

максимум также при  $\varphi = 0$  то такой случай соответствовал бы *осевому приему (излучению)*, который наиболее желателен.

2. Из рис. 5.30, а видно, что результирующая э.д.с.  $\mathcal{E}_m$  максимальна, когда э.д.с.  $\mathcal{E}_{1m}, \mathcal{E}_{Nm}$  крайних вибраторов (1-го и  $N$ -го) имеют сдвиг по фазе, равный  $\pi$  (или любому нечетному числу  $\pi$ ), т. е. когда векторы их направлены в противоположные стороны. Поскольку каждый последующий вектор э.д.с. отклонен на угол  $\psi = \frac{2\pi l_1}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi)$  относительно данного вектора, то можно записать условие максимального излучения антенны так:  $\psi N = \pi$  или

$$\frac{2\pi l_1 N}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi) = \pi. \quad (85)$$

Произведение  $Nl_1 = l_A$  — длина антенны [точнее, расстояние между крайними вибраторами равно  $(N - 1)l_1$ ]. Назовем коэффициент  $k_3 = k_{3 \text{ опт}}$ , при котором антенна производит в осевом направлении ( $\varphi = 0$ ) прием (излучение) с максимальным коэффициентом направленного действия, *оптимальным коэффициентом замедления*. Подставив в выражение (85)  $l_1 N = l_A$ ,  $\varphi = 0$  и  $k_3 = k_{3 \text{ опт}}$ , находим

$$\frac{2\pi l_A}{\lambda} (k_{3 \text{ опт}} - 1) = \pi, \quad (86)$$

откуда

$$k_{3 \text{ опт}} = 1 + \frac{\lambda}{2l_A}. \quad (87)$$

Если бы в линии не было замедления волны ( $v = c$ , а  $k_3 = 1$ ), то в осевом направлении ( $\varphi = 0$ ) угол  $\psi$  был бы равен нулю  $\left[ \psi = \frac{2\pi l_1}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi) = \frac{2\pi l_A}{N\lambda} (1 - 1) = 0 \right]$  и все векторы на диаграмме рис. 5.30, а совпали бы по направлению. Тогда  $\mathcal{E}_m = N\mathcal{E}_{1m}$  т. е. подтверждается сделанный ранее вывод, что при  $v = c$  э. д. с. антенны, соответствующая осевому направлению, в  $N$  раз больше, чем э. д. с. одного вибратора [множитель решетки  $f_p(\varphi) = N$ ].

В реальных условиях существует замедление волны в линии, и если оно подобрано неправильно, то в осевом направлении прием (излучение) ослабляется, а при некотором *критическом значении*  $k_3 = k_{3 \text{ кр}}$  даже полностью исчезает. Согласно векторной диаграмме (рис. 5.30, б) это имеет место при сдвиге по фазе между э.д.с. крайних вибраторов на  $2\pi$  (четное число  $\pi$ ), т. е. при  $N\psi = 2\pi$ . Подставив сюда выражение (82)

$$\psi = \frac{2\pi l_1}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi) = \frac{2\pi l_A}{N\lambda} (k_{3 \text{ кр}} - 1),$$

имеем

$$N \frac{2\pi l_A}{N\lambda} (k_{3 \text{ кр}} - 1) = 2\pi$$

или

$$k_{з\text{кр}} = 1 + \frac{\lambda}{l_A}. \quad (88)$$

Таким образом оптимальный коэффициент замедления  $k_{з\text{опт}}$  [см. формулу (87)] больше единицы, но меньше критического значения  $k_{з\text{кр}}$ .

3. Условия нулевого приема ( $\varphi = \varphi_0$ ) оптимальной антенны также удовлетворяются равенством  $N\psi = k(2\pi)$ , где  $k = 1; 2; 3; \dots$ , если при вычислении  $\psi$  подставить в выражение (82)  $\varphi = \varphi_0$ ,  $k_з = k_{з\text{опт}} = 1 + \lambda/2l_A$ . Тогда

$$N \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \frac{l_A}{N} \left( 1 + \frac{\lambda}{2l_A} - \cos \varphi_0 \right) \right] = k \cdot 2\pi.$$

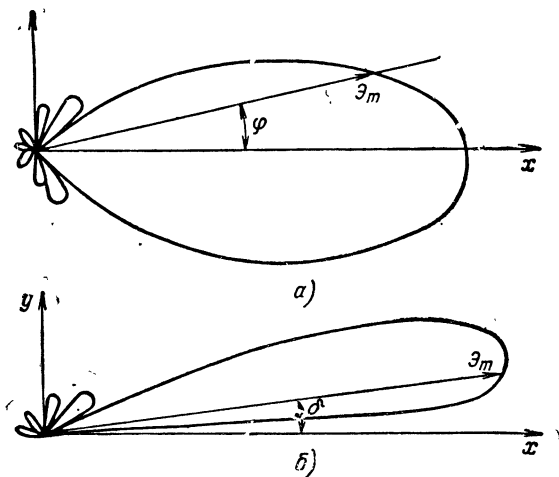


Рис. 5.31. Полярные диаграммы направленности антенны бегущей волны в горизонтальной (а) и вертикальной (б) плоскостях.

Принимая  $k = 1$ , находим углы  $\pm \varphi_0$ , ограничивающие главный лепесток диаграммы направленности антенны в горизонтальной плоскости:

$$\cos \varphi_0 = 1 + \frac{\lambda}{2l_A} - \frac{\lambda}{l_A} = 1 - \frac{\lambda}{2l_A}. \quad (89)$$

Увеличение длины антенны  $l_A$  по сравнению с длиной волны  $\lambda$  способствует, как видно, уменьшению  $\varphi_0$ , т. е. сужению главного лепестка диаграммы. Однако это целесообразно, если  $l_A \leq (6 \div 7)\lambda$ . Дальнейшее удлинение антенны не дает большого повышения направленности, но крайне усложняет конструкцию. При  $l_A = 5\lambda$  по-

лучаем  $k_{з\text{ опт}} = 1 + \lambda/2l_A = 1,1$ , что соответствует оптимальной фазовой скорости  $v_{\text{опт}} = c/k_{з\text{ опт}} = 0,9 c$ .

4. Антенна бегущей волны, как было показано, принимает и излучает в обратном направлении значительно слабее, чем в прямом. При соответствующей длине антенны можно полностью исключить обратный прием. Кроме того, в диаграмме направленности антенны бегущей волны (рис. 5.31, а) слабо выражены боковые лепестки. Все это позволяет получить сравнительно высокий коэффициент направленного действия, который для оптимальной антенны ( $k_з = k_{з\text{ опт}}$ ) определяется по формуле

$$D \approx 8 \frac{l_A}{\lambda}. \quad (90)$$

5. Множитель  $2\sin(\beta h \sin \delta)$  в уравнении (84) указывает на то, что в вертикальной плоскости направление максимального приема образует угол  $\delta_{\text{макс}}$  с идеально проводящей поверхностью земли (рис. 5.31, б):

$$\delta_{\text{макс}} = \arcsin \frac{\lambda_0}{4h},$$

где  $\lambda_0 = (1,25 \div 1,3)\lambda_{\text{мин}}$ . Это соответствует высоте антенны  $h = (0,5 \div 1)\lambda_0$  (обычно  $h = 16 \text{ м}$ ).

Антенна бегущей волны наряду с высокой направленностью и весьма слабым обратным приемом (без применения рефлектора) отличается диапазоными свойствами. Она не требует согласующих элементов, а ее диаграмма направленности сохраняет свою форму при отношении  $\lambda_{\text{макс}}/\lambda_{\text{мин}} \leq 2 \div 2,5$ .

В последнее время антенны бегущих волн с развязывающими конденсаторами все больше вытесняются аналогичными антеннами с активными развязывающими сопротивлениями (БС). Последние свободны от недостатков, связанных с применением емкостей  $C_k$ , так как активные сопротивления не зависят от частоты.

Наряду с отмеченными достоинствами антенна бегущей волны имеет существенный недостаток, не позволяющий использовать ее в качестве передающей — весьма низкий к.п.д. (единицы процентов). Это обусловлено большими потерями в поглощающем сопротивлении и развязывающих элементах.

## VI

# АНТЕННЫ УЛЬТРАКОРОТКИХ ВОЛН

## 36. Общие сведения

Ультракороткие волны применяются в радиолокации, для передачи радиовещательных программ с частотной модуляцией в телевидении, для многоканальной радиосвязи и для других целей. Основанием для такого широкого применения диапазона УКВ является возможность осуществления в этом диапазоне широкополосной модуляции, остронаправленного излучения и приема.

Конструкция антенны УКВ зависит от того, в какой части диапазона работает антенна. Конструкция зависит также, для какого вида аппаратуры антенна предназначена. Например, телевизионные передающие антенны должны обеспечивать широкую полосу пропускания порядка 6 *Мгц* и ненаправленное излучение. Для максимальной дальности связи требуется поднять передающую телевизионную антенну на высоту до нескольких сот метров.

Радиовещательные антенны в станциях с частотной модуляцией также должны быть ненаправленными и иметь хорошую частотную характеристику, но в более узкой полосе, чем телевизионные. И телевизионные, и радиовещательные антенны УКВ работают на метровых и дециметровых волнах при горизонтальной поляризации.

Отличительной особенностью радиолокационных антенн является то, что форма их диаграмм направленности должна удовлетворять требуемому для поиска цели обзору пространства и требуемой точности измерения ее координат. Направленные радиолокационные антенны имеют игольчатые, конические, веерные и специальные диаграммы направленности.

Игольчатая диаграмма направленности (рис. 6.1, *а*) симметрична относительно ее максимума и имеет малую ширину порядка нескольких градусов или долей градуса. Антенны с такой диаграммой применяются для точного определения обеих угловых координат объекта.

Диаграмма направленности антенны, применяемой для конического обзора (рис. 6.1, *б*), в основе своей игольчатая, но ось этой диаграммы не совпадает с осью вращения антенны. Вследствие

этого ось диаграммы направленности описывает в пространстве конус. Система конического обзора отличается повышенной точностью определения угловых координат по сравнению с обзором при помощи обычной игольчатой диаграммы направленности.

Чтобы увеличить объем пространства, одновременно облучаемый антенной, лучше использовать антенну с веерной диаграммой направленности, которая в одной плоскости имеет малую ширину угла, а в другой, перпендикулярной плоскости, — значительно бóльшую (рис. 6.1, в). Веерная диаграмма направленности позволяет точно определить только одну угловую координату, а другая угловая координата определяется грубо.

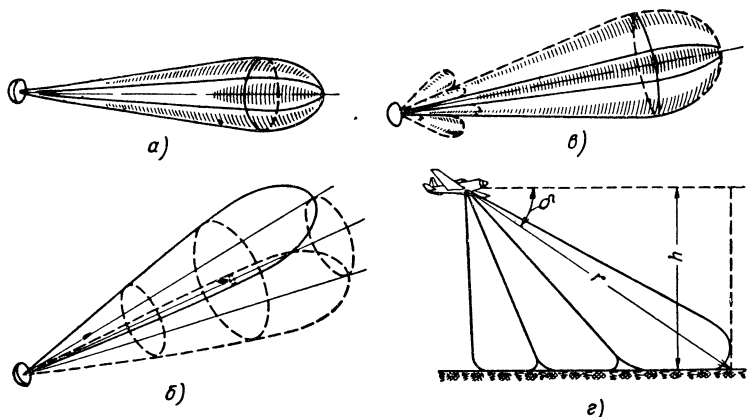


Рис. 6.1. Диаграммы направленности антенн УКВ:  
 а — игольчатая; б — коническая; в — веерная; г — косеканс-квадратная.

Примером специальной диаграммы направленности может служить косеканс-квадратная диаграмма (рис. 6.1, г), которая требуется, в частности, для того чтобы мощность на входе приемника самолетной радиолокационной станции не зависела от наклонной дальности  $r$  в пределах заданного угла обзора земной поверхности. При косеканс-квадратной диаграмме направленности плотность потока мощности увеличивается с уменьшением угла  $\delta$ , отсчитываемого от горизонта.

Антенны УКВ делятся по расположению в них элементов излучения на *линейные* и *поверхностные*. К линейным антеннам УКВ относятся одиночные полуволновые вибраторы (простейшие, петлевые) и решетки из этих вибраторов (синфазные антенны). В поверхностных антеннах излучение и прием осуществляются большими поверхностями, по которым протекают токи СВЧ. Здесь имеются в виду рупорные, параболические, линзовые и другие антенны.

Существенные различия имеются между антеннами УКВ, возбуждаемыми по законам *стоячих волн* и *бегущих волн*. Первые, например, полуволновый вибратор и синфазная антенна, обладают

резонансными свойствами, а вторые (директорные, спиральные, поверхностных волн и волноводно-щелевые) этими свойствами не обладают.

Поверхностные антенны имеют две особенности. В то время как линейные антенны участвуют и в преобразовании тока высокой частоты в электромагнитные волны и в концентрации волн в определенных направлениях, в поверхностных антеннах эти функции разделены. Первая задача решается облучателем (которым, в частности, может быть линейная антенна), а вторая (формирование диаграммы направленности) выполняется собственно поверхностной антенной; при этом существенную роль играет дифракция волн.

Вторая особенность поверхностных антенн состоит в том, что наиболее типичные из них (с зеркалами и линзами) приближаются к оптическим системам. Световые волны легко формируются в очень узкие пучки, так как линейные размеры оптических систем несоизмеримо больше длины волны света ( $\lambda = 0,4 \div 0,7 \text{ мк}$ ), а из всего радиотехнического диапазона только на миллиметровых и сантиметровых волнах можно создать весьма значительное превышение размеров антенны над длиной волны. Это определяет возможность применения на сантиметровых и миллиметровых волнах оптических методов остронаправленного излучения и приема.

Полуволновый и петлевой вибраторы относятся к слабонаправленным антеннам, синфазные и все поверхностные антенны — к остронаправленным, а антенны диэлектрические, поверхностных волн, спиральные и «волновой канал» занимают промежуточное положение между ними.

Имеется еще одна характерная черта антенн УКВ: в связи со сравнительно высокой направленностью и большой высотой подвеса эти антенны в большинстве случаев не облучают землю и потому не вызывают потери энергии в ней.

## 37. Одиночные линейные вибраторы ультракоротких волн

**Электрические полуволновые вибраторы.** В диапазоне УКВ полуволновый вибратор имеет сравнительно малую длину. Обычно такой вибратор изготавливают в форме сплошного или полого металлического цилиндра с диаметром  $d$ , достаточно большим, чтобы получить тупую резонансную кривую и обеспечить широкую полосу пропускания. Вследствие малой длины волны  $\lambda$  (большого отношения  $d/\lambda$ ) это осуществляется легко.

При использовании полуволнового вибратора в качестве антенны УКВ практический интерес представляет система крепления и питания вибратора. Для уменьшения потерь в антенне и увеличения ее механической прочности целесообразно применить металлический изолятор. При питании полуволнового вибратора в пуч-



ности тока его входное сопротивление ( $R_{вх} = R_{\Sigmaп} = 73,1 \text{ ом}$ ) значительно меньше, а при питании в пучности напряжения — значительно больше ( $R_{вх} = Z_{вА}^2/R_{\Sigmaп} = 10 \div 14 \text{ ком}$ ) волнового сопротивления двухпроводной линии ( $Z_{вф} = 300 \div 650 \text{ ом}$ ). Поэтому питание полуволнового вибратора через двухпроводный фидер без согласующих устройств происходит при высоком коэффициенте стоячей волны  $k_{св}$ .

Коэффициент  $k_{св}$  можно понизить, применив параллельное (шунтовое) включение двухпроводного фидера по схеме рис. 5.5 или петлевой вибратор (рис. 6.2), предложенный А.А. Пистолькорсом в 1936 г.

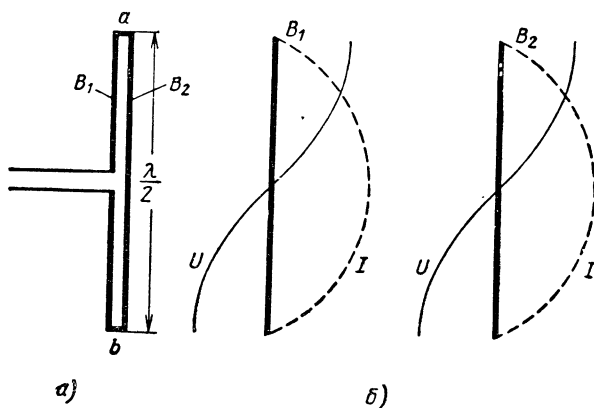


Рис. 6.2. Петлевой вибратор:  
а — схема; б — распределение напряжения и тока в вибраторах  $B_1$  и  $B_2$ .

**Петлевой вибратор (шлейф-антенна).** Он состоит из двух полуволновых вибраторов, включенных параллельно. Такой способ включения означает, что заряды (потенциалы) обоих вибраторов в крайних точках  $a, b$  равны, а следовательно, токи в одинаковых вибраторах  $B_1$  и  $B_2$  совпадают по направлению и величине.

Мощности излучения вибраторов  $B_1$  и  $B_2$  соответственно равны

$$P_{\Sigma 1} = (R_{11} + R_{12}) I_{п}^2,$$

$$P_{\Sigma 2} = (R_{22} + R_{21}) I_{п}^2,$$

где  $R_{11}, R_{22}$  — собственные сопротивления излучения вибраторов;  
 $R_{12}, R_{21}$  — сопротивления излучения, вносимые из одного вибратора в другой;

$I_{п}$  — действующее значение тока в пучности, к которому отнесены указанные сопротивления.

Обычно расстояние между вибраторами составляет малую долю от длины волны и поэтому вносимые сопротивления можно считать равными собственным:

$$R_{11} = R_{22} = R_{12} = R_{21}.$$

Отсюда мощность излучения всего петлевого вибратора равна

$$P_{\Sigma} = P_{\Sigma 1} + P_{\Sigma 2} = 4R_{11} I_{\Pi}^2,$$

а сопротивление излучения антенны в четыре раза больше, чем у одиночного полуволнового вибратора:

$$R_{\Sigma} = \frac{P_{\Sigma}}{I_{\Pi}^2} = 4R_{11} = 4 \cdot 73; 1 = 292,4 \text{ ом.}$$

Это позволяет получить удовлетворительное согласование с двухпроводным фидером, включенным в пучность тока. Наша промышленность выпускает двухпроводный ленточный фидер КАТВ, имеющий  $Z_{\text{вф}} = 300 \text{ ом}$ , который не требует согласующих устройств для питания петлевого вибратора.

В диапазоне УКВ коаксиальный фидер имеет преимущества перед двухпроводным, в силу которых при большой длине питающей линии предпочтительнее применять схемы с коаксиальным фидером. Коаксиальный фидер с волновым сопротивлением  $Z_{\text{вф}} = 75 \text{ ом}$  легко согласуется с обычным полуволновым вибратором, но так как коаксиальный фидер несимметричный, то необходимо принять меры к сохранению симметрии в полуволновом вибраторе. Если же этого не сделать, то в половине вибратора, присоединенной к внутреннему проводу фидера, пройдет больший ток, чем в другой половине, за счет некоторого тока, ответвляющегося с внутренней поверхности внешнего провода фидера на его наружную поверхность. Под влиянием тока, протекающего по наружной оболочке фидера, возникает антенный эффект и искажается диаграмма направленности устройства.

Для симметрирования можно использовать схемы с применением четвертьволнового стакана (рис. 6.3, а) или  $U$ -колена (рис. 6.3, б). В первой схеме на коаксиальную линию надевают металлический стакан  $l = \lambda/4$ , дно которого соединяется с внешним заземленным проводом фидера. При этом получается четвертьволновая короткозамкнутая линия, входное сопротивление которой между точками  $a$  —  $b$  очень велико. В результате точка  $b$  оказывается изолированной от заземленного стакана, и ток, проходящий внутри фидера, на его внешнюю оболочку не ответвляется.

Во второй схеме внутренний провод коаксиальной линии через  $U$ -колени разветвляется к обеим половинам симметричного вибратора, причем длина пути тока к одной половине вибратора на  $\lambda/2$  больше, чем к другой. Этим достигается противоположная полярность потенциалов в точках  $a$ ,  $b$  вибратора и полная симметрия выходного напряжения относительно земли. Одновременно происходит трансформация сопротивлений, которая, в частности, зависит от размера  $l'$ . Рассмотрим два примера применения схемы с  $U$ -коленом в приемных телевизионных антеннах (рис. 6.4, а).

Коаксиальный фидер  $\Phi\delta_1$  типа РК-1 или РК-3 ( $Z_{вф} = 75 \text{ ом}$ ), идущий от приемника, разветвляется на два отрезка:  $\Phi\delta_2$  длиной  $l' = \lambda_{\Phi}/4$  и  $\Phi\delta_3$  длиной  $3\lambda_{\Phi}/4$ , где  $\lambda_{\Phi} = \lambda_{ср}/\sqrt{\epsilon}$  — длина волны в фидере;  $\lambda_{ср}$  — средняя длина волны принимаемого телевизионного канала, вычисленная для воздуха;  $\epsilon = 2,3$  — относительная диэлектрическая проницаемость материала, заполняющего фидер.

Свободные концы отрезков фидера подключаются к линейному полуволновому вибратору. Так как вибратор питается в пучности тока, то его входное сопротивление равно  $73 \text{ ом}$ , а каждая половина

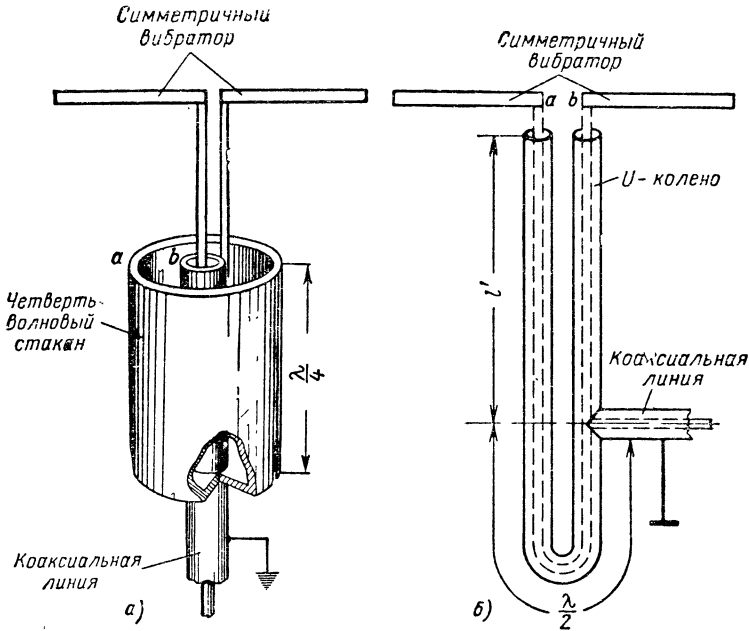


Рис. 6.3. Симметрирующие устройства в виде четвертьволнового стакана (а) и U-колена (б).

вибратора относительно земли имеет сопротивление  $36,5 \text{ ом}$ . Через отрезки фидеров  $\Phi\delta_2$  и  $\Phi\delta_3$  любое из этих сопротивлений трансформируется к сечению А в сопротивление  $\frac{Z_{вф}^2}{36,5} = \frac{75^2}{36,5} \approx 150 \text{ ом}$ . Следовательно, фидер  $\Phi\delta_1$  в сечении А нагружен на сопротивление  $150/2 = 75 \text{ ом} = Z_{вф}$ , что и требуется для согласования. Вместе с тем схема симметрична благодаря применению U-колена.

Несколько по-иному подключается фидер к петлевому вибратору (рис. 6.4, б). Приемный фидер  $\Phi\delta_1$  присоединяется только к одному концу вибратора В, а U-колена  $\Phi\delta_2$  длиной  $\lambda_{\Phi}/2$  соединяет В с другим концом вибратора А. Оплетки всех отрезков фидера,

как и в предыдущей схеме, замыкаются между собой и в месте подключения к приемнику заземляются. В данном случае согласование происходит следующим образом. Так как входное сопротивление петлевого вибратора  $293 \text{ ом}$ , то между точкой  $A$  или  $B$  и землей сопро-

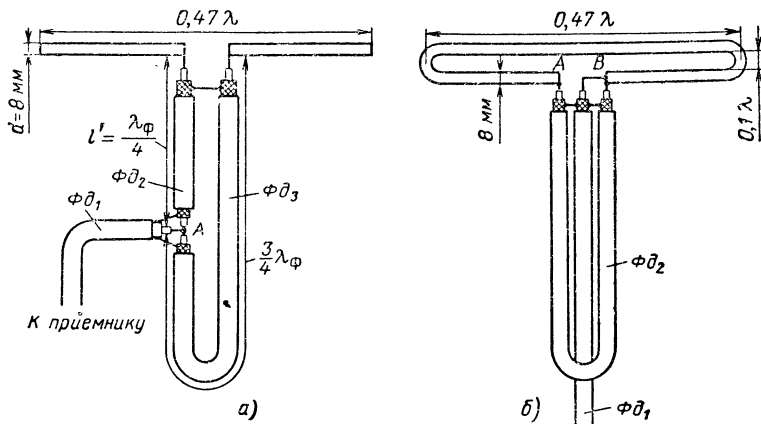


Рис. 6.4. Схемы включения приемных телевизионных антенн.

тивление равно  $293/2 = 146,5 \text{ ом}$ . Полуволновый шлейф  $\Phi\delta_2$  передает без изменения сопротивление из  $A$  в  $B$ . Следовательно, в сечении  $B$  приемный фидер  $\Phi\delta_1$  замкнут на сопротивление  $\frac{146,5}{2} = 73,25 \text{ ом} \approx Z_{в.ф.}$ , т. е. имеет место согласование.

### 38. Антенна типа «волновой канал»

Эта антенна (рис. 6.5), называемая также *директорной*, состоит из активного полуволнового вибратора  $1$ , соединенного с передатчиком или приемником, и ряда пассивных вибраторов  $2, 3, 4, 5$ . Все они расположены в одной горизонтальной плоскости. Пассивный вибратор  $2$ , называемый рефлектором, находится по одну сторону, а другие вибраторы  $3, 4, 5, \dots$ , называемые директорами, — по другую сторону от активного вибратора. Эта система вибраторов обеспечивает направленное излучение от рефлектора к директорам.

Пассивные вибраторы прикрепляют к стреле без изоляторов, даже если стрела металлическая, так как стрела симметрична относительно плеч вибраторов и она не влияет на процесс излучения и приема электромагнитных волн.

В месте расположения любого вибратора поле создается его собственным током и волной, идущей от рефлектора к директорам. Поэтому нужно, чтобы в каждом последующем вибраторе ток отставал по фазе на такой же угол, на какой отстает волна, распростра-

няющаяся между этими вибраторами в пространстве. Тогда каждый вибратор усиливает волну по мере ее движения в главном направлении, т. е. *директорная антенна представляет собой решетку линейных электрических вибраторов, возбуждаемых по принципу антенн бегущих волн.*

Поле, в котором находятся пассивные вибраторы, сложное: оно состоит из поля излучения и поля индукции. Эти поля к тому же усложняются взаимодействием активного и пассивного вибраторов. Существенно и то, что ток в пассивном вибраторе всегда меньше тока в активном.

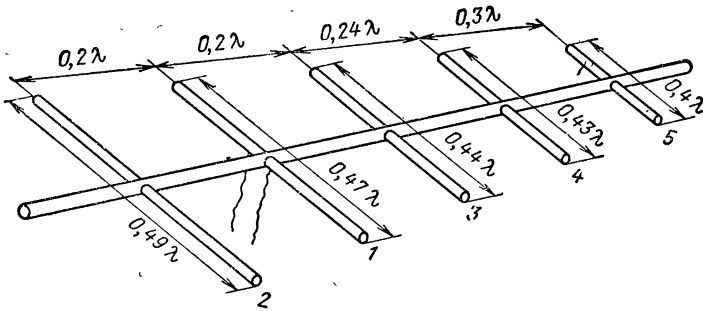


Рис. 6.5. Антенна типа «волновой канал».

Диаграмма направленности антенны, состоящей из активного и пассивного вибраторов, зависит от угла сдвига фазы  $\gamma$  тока в пассивном вибраторе относительно тока в активном. Этот угол равен сумме углов сдвига фазы напряжения, наводимого в пассивном вибраторе, относительно тока в активном вибраторе ( $\gamma_1$ ) и сдвига фазы тока в пассивном вибраторе относительно напряжения, наводимого в этом вибраторе ( $\gamma_2$ ):

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2.$$

Угол  $\gamma_1$  зависит от расстояния между вибраторами  $s$ , а угол  $\gamma_2$  определяется длиной пассивного вибратора, т. е. степенью отклонения его от резонанса.

Таблица 6.1

$s$	$U_{п.в}$	$\gamma_1^\circ$
$0,1 \lambda$	70	-165
$0,15 \lambda$	61	-180
$0,20 \lambda$	55	-195
$0,25 \lambda$	50	-215

С увеличением расстояния  $s$  между вибраторами напряжение  $U_n$ , наводимое в пассивном вибраторе при неизменном токе активного вибратора, уменьшается по величине и в большей степени отстает по фазе ( $\gamma_1$ ) от тока в активном вибраторе. Это подтверждается табл. 6.1, данные которой сняты при токе в активном вибраторе, равном  $I_a$ .

На рис. 6.6 показаны диаграммы направленности антенны, состоящей из активного  $A$  и пассивного  $\Pi$  вибраторов. Диаграммы, расположенные по вертикали, соответствуют одному значению расстояния между вибраторами  $s$ , а следовательно, и одному значению  $\gamma_1$ , а диаграммы, расположенные по одной горизонтали, сняты при одинаковом значении длины вибратора, т. е. при равных углах  $\gamma_2$ . Благодаря этому, ориентируясь по параметрам  $\gamma_1, \gamma_2$ , соответствующим положению данной диаграммы, легко определить угол  $\gamma$  сдвига фазы тока в пассивном вибраторе относительно тока в активном вибраторе:

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2.$$

Исследуя эти диаграммы, можно отметить следующее:

1. Если угол  $\gamma$  находится в первых двух четвертях, то пассивный вибратор выполняет роль рефлектора. Если же угол  $\gamma$  расположен в третьей и четвертой четвертях, то тот же вибратор является директором.

Иными словами, *ток в рефлекторе опережает по фазе, а ток в директоре отстает по фазе относительно тока в активном вибраторе.*

2. Существуют вполне определенные значения  $\gamma_1(s)$ ,  $\gamma_2$  и  $\gamma$ , при которых пассивный вибратор наиболее эффективно работает как рефлектор или директор. Например, для получения эффекта рефлектора целесообразно установить:

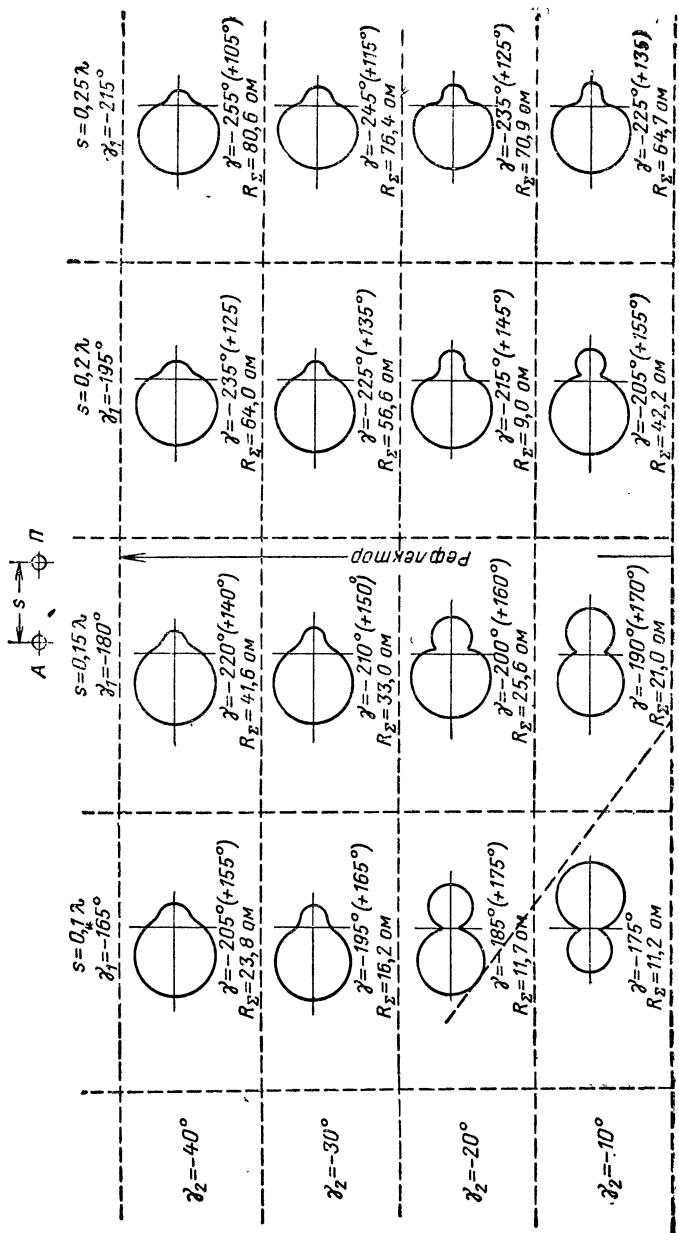
- а)  $s = 0,15 \lambda$  ( $\gamma_1 = -180^\circ$ ;  $\gamma_2 = -40^\circ$ ;
- б)  $s = 0,2 \lambda$  ( $\gamma_1 = -195^\circ$ ;  $\gamma_2 = -40^\circ$ ).

Пассивный вибратор наиболее успешно работает как директор при

- в)  $s = 0,1 \lambda$  ( $\gamma_1 = -165^\circ$ ;  $\gamma_2 = 20^\circ$ ;
- г)  $s = 0,15 \lambda$  ( $\gamma_1 = -180^\circ$ ;  $\gamma_2 = 40^\circ$ ).

Эти частные случаи иллюстрируются векторными диаграммами (рис. 6.7). Например, согласно диаграмме рис. 6.7, в ток в активном вибраторе  $I_a$  наводит напряжение  $U_n$  в пассивном вибраторе с отставанием по фазе на  $165^\circ$ . Это напряжение вызывает в том же вибраторе ток  $I_n$  с опережением по фазе на  $20^\circ$ . В результате ток  $I_n$  оказывается сдвинутым по фазе относительно тока  $I_a$  на угол  $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 = -165^\circ + 20^\circ = -145^\circ$ , т. е.  $I_n$  отстает от  $I_a$  на  $145^\circ$ , что характерно для директора.

3. Отрицательные значения угла  $\gamma_2$  для рефлектора и положительные значения этого угла для директора служат доказательством



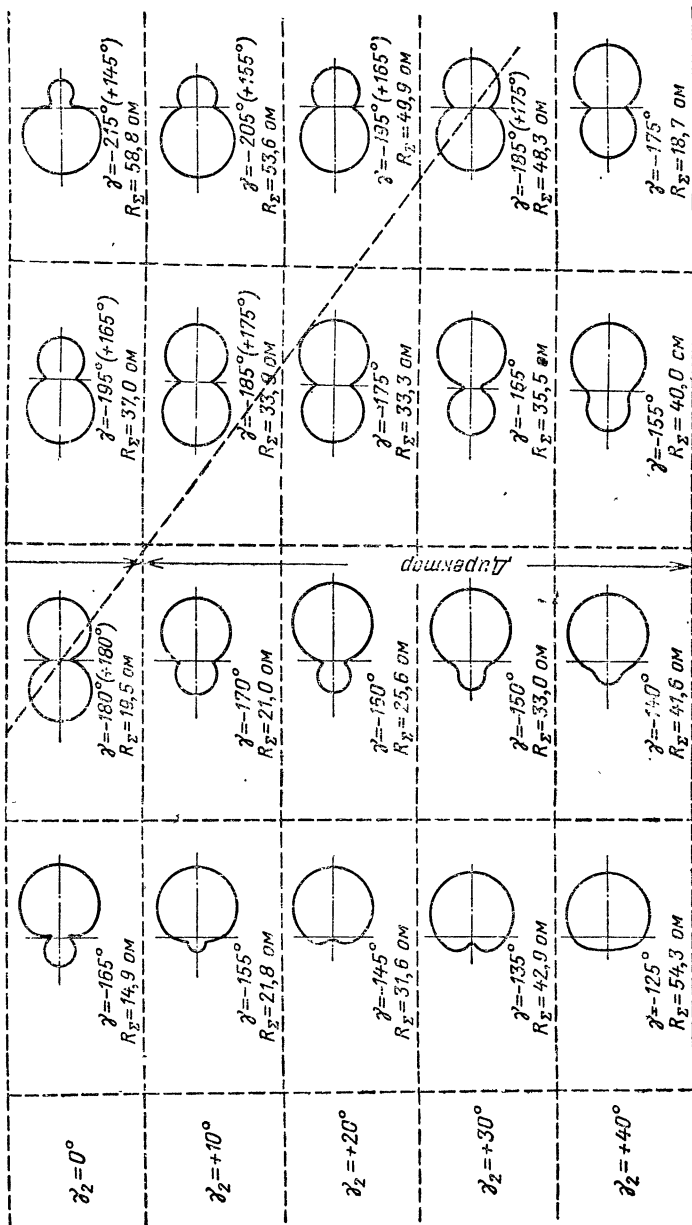


Рис. 6.6. Диаграммы направленности антенны, состоящей из активного и пассивного вибраторов, при различном расстоянии между ними и различной длине (настройке) пассивного вибратора.



того, что ток в рефлекторе отстает по фазе от наводимого в нем напряжения, а ток в директоре опережает по фазе напряжение на нем. Следовательно, *рефлектор должен иметь характер индуктивного сопротивления, а директор — емкостного*. Для этого при настроенном в резонанс полуволновом активном вибраторе рефлектор

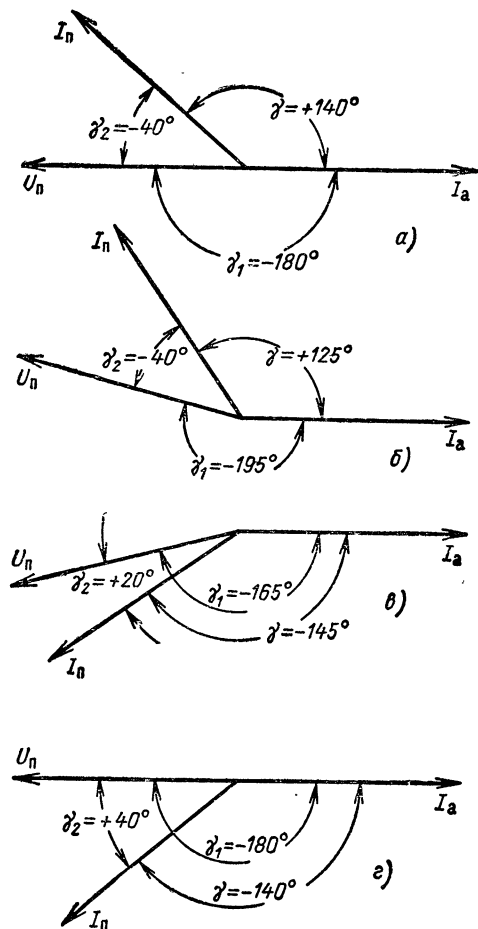


Рис. 6.7. Векторные диаграммы напряжений и токов в антенне, состоящей из активного и пассивного вибраторов.

должен быть несколько длиннее, а директор несколько короче половины длины волны.

4. Входное сопротивление активного вибратора под влиянием пассивного вибратора оказывается, как правило, меньше сопротивления излучения одиночного полуволнового вибратора ( $R_{\Sigma} <$

$< 73,1$  ом). Это затрудняет согласование антенны с фидером, в связи с чем в качестве активного вибратора директорной антенны часто используют петлевой вибратор с повышенным значением  $R_{\Sigma}$ .

Форма диаграммы направленности антенны типа «волновой канал» зависит от числа вибраторов в антенне и, в частности, от числа директоров. Увеличение числа директоров способствует усилению направленного действия антенны. Установленная выше формула коэффициента направленного действия антенны бегущей волны оптимальных размеров справедлива и в данном случае:

$$D = k_1 \frac{l_A}{\lambda}, \quad (91)$$

где  $l_A$  — общая длина антенны (от рефлектора до крайнего директора);

$k_1 = 5 \div 10$  — коэффициент, зависящий от числа директоров.

Чем больше директоров в антенне, тем труднее обеспечить наиболее выгодные фазовые сдвиги между токами в вибраторах и тем меньше  $k_1$ . Обычно число директоров в антенне не превышает 10. При этом ширина диаграммы направленности  $2\varphi' \approx 20 \div 40^\circ$ .

Так как каждый дополнительный вибратор в антенне изменяет характер ее поля, то оптимальные размеры антенны с несколькими директорами (см. рис. 6.5) отличаются от указанных оптимальных размеров антенны с двумя вибраторами.

Антенны директорного типа применяются в диапазоне метровых и дециметровых волн. Преимущество этих антенн заключается в простоте схемы питания и конструкции и в малых габаритах. К недостаткам антенн директорного типа относится трудность подбора размеров вибраторов и расстояния между ними. Директорные антенны узкополосные вследствие того, что направленность таких антенн в большой мере определяется фазовыми соотношениями, зависящими от частоты.

## 39. Диэлектрические антенны

Диэлектрические антенны представляют собой один или несколько конусообразных стержней, изготовленных из диэлектрика с малыми потерями. В качестве такого диэлектрика широко применяют полистирол, имеющий относительную диэлектрическую проницаемость  $\epsilon = 2,5$  и угол потерь  $10^{-2} \div 5 \cdot 10^{-3}$ .

Стержень 1 (рис. 6.8) возбуждается штырем 2, являющимся продолжением внутреннего провода коаксиальной линии 3, питающей антенны. Наружный провод фидера соединяется с металлическим патроном 4, который отражает волны, возбуждаемые штырем, и этим обеспечивает их распространение только по другую сторону штыря. В некоторых конструкциях одну половину стержня срезают, а другую помещают на металлическое основание, которым по методу

зеркальных изображений восполняется недостающая половина стержня.

Известно, что в диэлектрическом стержне соответствующего сечения распространяются электромагнитные волны, которые по структуре полей можно отнести к волнам типа  $HE_{11}$ . Электрическое поле волны  $HE_{11}$  преимущественно поперечное. Значит во всем объеме стержня имеются поперечные токи смещения. Как и токи проводимости, они способны вызвать излучение волн. Если добиться полного излучения электромагнитной энергии с поверхности стержня (чтобы от его открытого конца энергия не отражалась), то имеющиеся в стержне поперечные токи смещения образуют антенну бегущей

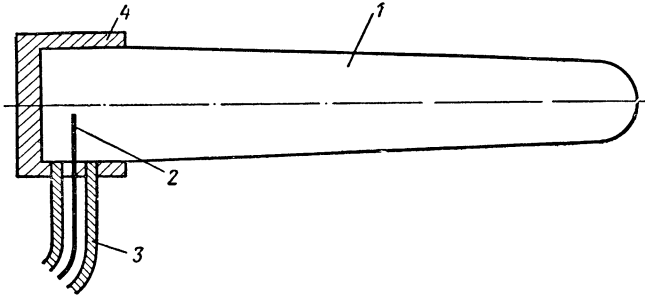


Рис. 6.8. Диэлектрическая антенна.

волны с осевым излучением. Последняя отличается от рассмотренной в § 35 непрерывным (вместо дискретного) расположением элементарных излучателей.

Функцию направленности такой антенны в меридиональной плоскости  $f(\varphi)$  получаем из уравнения (83), обозначив в его числителе длину стержня  $Nl_1 = l_A$  и подставив в знаменатель  $l_1 = l_A/N$ , где  $N \rightarrow \infty$  — число элементарных излучателей, а  $l_1 \rightarrow 0$  — расстояние между ними:

$$f(\varphi) = \cos \varphi \frac{\sin \frac{\pi N l_1}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi)}{\sin \frac{\pi l_1}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi)} = \cos \varphi \frac{\sin \frac{\pi l_A}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi)}{\sin \frac{\pi l_A}{N \lambda} (k_3 - \cos \varphi)}.$$

Теперь заменяем в знаменателе синус весьма малого угла самым углом  $\frac{\pi l_A}{N \lambda} (k_3 - \cos \varphi)$  и, разделив все выражение на постоянный множитель  $N$ , переходим к нормированной функции направленности антенны:

$$F(\varphi) = \cos \varphi \frac{\sin \frac{\pi l_A}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi)}{\frac{\pi l_A}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi)}. \quad (92)$$

Здесь  $\varphi$  — угол между данным направлением и осью стержня;

$k_n = c/v = \lambda/\lambda_{ст}$  — коэффициент замедления волны в стержне.

Этот коэффициент зависит от отношения диаметра стержня  $d$  к длине волны  $\lambda$  (рис. 6.9). Действительно, если  $d/\lambda$  велико, то электромагнитные поля преимущественно концентрируются внутри стержня и распространяются в нем как в диэлектрическом волноводе с фазовой скоростью, примерно равной скорости распространения в неограниченной среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  данного стержня ( $v = c/\sqrt{\epsilon}$ ). По мере уменьшения  $d/\lambda$  все большая часть энергии переносится вне стержня, интенсивней становится излучение энергии во внешнюю среду, фазовая скорость возрастает и при  $d/\lambda < 0,2 \div 0,25$  становится равной скорости света.

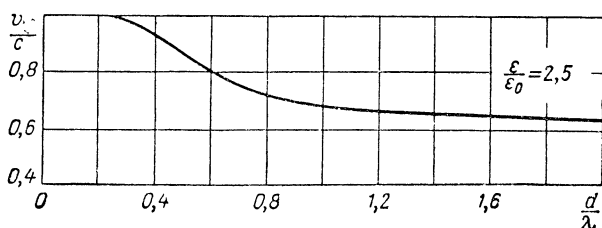


Рис. 6.9. Зависимость фазовой скорости электромагнитных волн в диэлектрическом стержне от его диаметра, отнесенного к длине волны.

Соответственно изменяется и волновое сопротивление стержня. Погонная емкость диэлектрика больше, чем воздуха. Следовательно, волновое сопротивление диэлектрика меньше, чем воздуха. Так как с уменьшением  $d/\lambda$  увеличивается количество энергии, переносимой вне стержня, то его волновое сопротивление  $Z_{в\sigma}$  возрастает и, когда  $d/\lambda$  становится меньше 0,29,  $Z_{в\sigma}$  оказывается весьма близким к волновому сопротивлению свободного воздушного пространства.

Этим объясняется целесообразность применения конусообразных стержней в качестве диэлектрических антенн. Возле патрона стержень должен иметь максимальный диаметр  $d_{\max}$ , величина которого удовлетворяет условиям возбуждения нужной волны  $HE_{11}$ :

$$d_{\max} \approx \frac{0,565 \lambda}{\sqrt{\epsilon - 1}}. \quad (93)$$

Затем диаметр  $d$  постепенно уменьшают до величины  $d_{\min}$ , при которой излучатель почти полностью согласован с внешней средой:

$$d_{\min} \approx \frac{0,35 \lambda}{\sqrt{\epsilon - 1}}. \quad (94)$$

Зная  $d_{\max}$  и  $d_{\min}$ , определяем средний диаметр  $d = (d_{\max} + d_{\min})/2$ , после чего из рис. 6.9 находим  $v/c$  и обратную величину  $7B^*$

$k_3 = c/v$ . Эта величина  $k_3$  должна совпадать или быть близкой к оптимальному коэффициенту замедления  $k_{3 \text{ опт}}$ , при котором получается максимальный коэффициент направленного действия антенны. Как известно (см. § 35), для антенны бегущей волны с осевым излучением

$$k_{3 \text{ опт}} = 1 + \frac{\lambda}{2l_A} \quad (87)$$

Таким образом выяснилось, какой должна быть длина стержня. Материал диэлектрического стержня должен отличаться малыми потерями на УКВ ( $\text{tg} \delta \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ ) и тогда коэффициент полез-

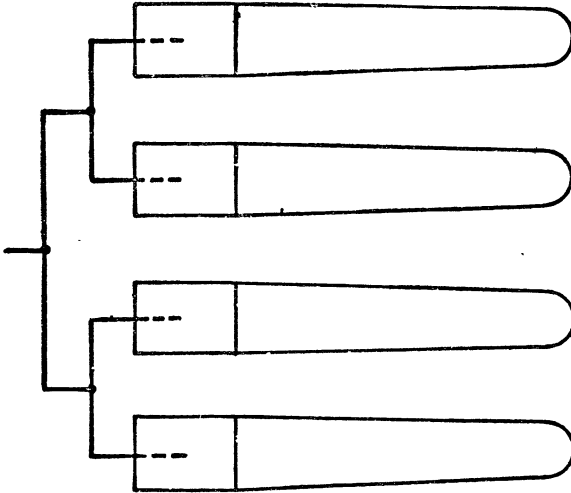


Рис. 6.10. Четырехстержневая антенна.

ного действия антенны близок к 100%, а коэффициенты направленного действия  $D$  и усиления  $G$  примерно равны.

Если к тому же размеры стержня оптимальные, то из сказанного выше

$$D \approx G \approx (7 \div 8) \frac{l_A}{\lambda} \quad (90)$$

При  $l_A > 10\lambda$  целесообразно перейти к конструкции много-стержневой антенны (рис. 6 10), в которой все стержни возбуждаются синфазно. Функция направленности такой антенны отличается от (92) множителем решетки, учитывающим наличие  $p$  стержней с интервалом  $a$  один от другого в плоскости исследуемой диаграммы, т. е.

$$f(\varphi) = \sin \varphi \frac{\sin \left[ \frac{\pi l_A}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi) \right]}{\frac{\pi l_A}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi)} \frac{\sin \left( \frac{p\pi}{\lambda} a \sin \varphi \right)}{\sin \left( \frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi \right)} \quad (95)$$

## 40. Спиральные антенны

Спиральная антенна представляет собой свернутый в спираль провод 1, который питается через коаксиальный фидер 2 (рис. 6.11, а). Внутренний провод фидера соединяется со спиралью, а внешняя оболочка фидера — с металлическим диском 3.

Свойства спиральной антенны в значительной мере определяются формой и размерами спирали. По форме спираль может быть не только цилиндрической, как на рис. 6.11, но и конической, плос-

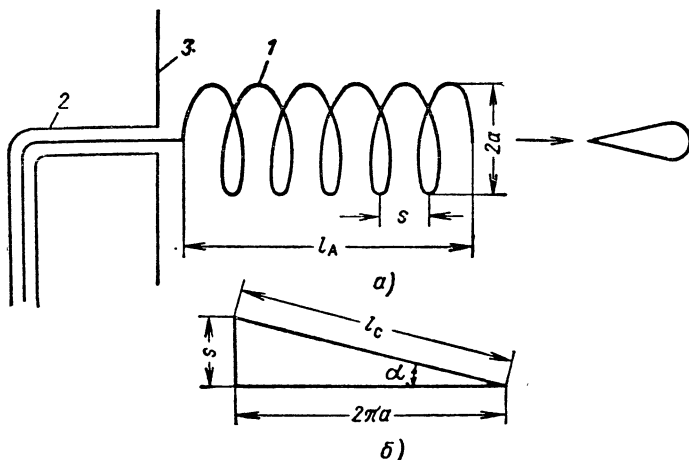


Рис. 6.11. Спиральная антенна.

кой или иметь вид ломаной линии. Цилиндрическая спиральная антенна характеризуется следующими геометрическими размерами:

- $a$  — радиус спирали,
- $s$  — шаг спирали,
- $l_c$  — длина одного витка спирали,
- $p$  — число витков спирали,
- $l_A$  — длина спирали по ее оси,
- $\alpha$  — угол подъема спирали.

Как видно из схемы антенны и изображения развернутого витка спирали (рис. 6.11, б), между размерами антенны имеются следующие зависимости:

$$l_A = ps, \quad s = l_c \sin \alpha, \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{s}{2\pi a}.$$

На практике спиральная антенна применяется как антенна с осевым излучением, работающая в режиме бегущих волн. Такой режим возможен потому, что ток высокой частоты, проходя по спирали, вызывает излучение электромагнитных волн. Чем интенсивнее излучение, тем больше затухает волна тока в спирали, тем

меньше отражается она от его конца, а это и требуется для получения режима бегущих волн в антенне. Что касается осевого излучения, то оно происходит при определенных размерах спирали (рис. 6.12).

Волна тока распространяется вдоль провода спирали со скоростью  $v < c$ , т. е. с замедлением  $k'_s = c/v$ . Эта волна проходит

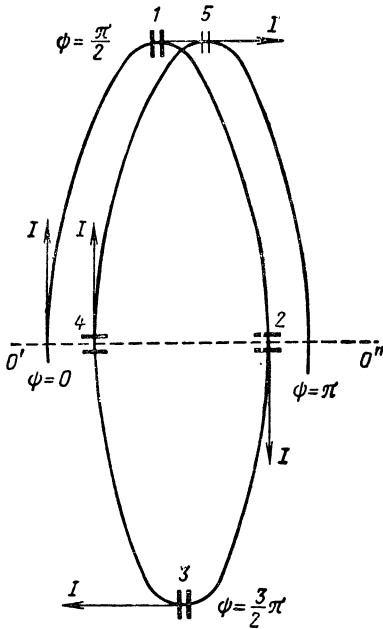


Рис. 6.12. Виток спиральной антенны.

один виток (от сечения 1 к сечению 5) за время  $t_1 = l_c/v$ . Ток спирали возбуждает электромагнитные волны, которые распространяются в воздухе со скоростью  $c$  и длиной волны  $\lambda = cT$ . Если бы все витки сливались, то достаточно было установить время  $t_1 = l_c/v$  равным периоду колебаний  $T = \lambda/c$ , т. е.  $l_c/v = \lambda/c$ , чтобы поля любой пары противоположных элементов (1—3, 2—4) спирали совпадали по фазе и полностью складывались в точках оси  $O'O''$ , которая равноудалена от контура витка. Это объясняется тем, что в пределах одного витка амплитуда тока практически одинаковая, а различие в фазе на угол  $\psi = \pi$ , имеющееся в диаметрально противоположных сечениях витка (1—3, 2—4), компенсируется обратным направлением токов в них.

В случае же цилиндрической спирали с шагом  $s$  условие максимального осевого излучения формулируется несколько иначе:

за время прохождения тока по витку  $t_1 = l_c/v$  электромагнитная волна должна пройти в воздухе расстояние большее, чем длина волны, на шаг  $s$ :

$$\frac{l_c}{v} = \frac{\lambda + s}{c}; \text{ соответственно } k'_s = \frac{c}{v} = \frac{\lambda + s}{l_c}. \quad (96)$$

При таком коэффициенте замедления токи в любых двух сечениях, расположенных под углом  $90^\circ$  (например, в 1—2, 2—3, 3—4, 4—5), вызывают на оси  $O'O''$  поля, которые сдвинуты по фазе на  $90^\circ$  и поляризованы под углом  $90^\circ$ . В результате сложения этих линейно-поляризованных волн получаются волны с *круговой поляризацией*. Отсюда следует вывод: выражение (96) является одновременно условием получения осевого излучения и волн с круговой поляризацией.

Однако, если требуется максимальный коэффициент направленного действия, то коэффициент замедления волны тока  $k'_z$  нужно несколько изменить до оптимального значения  $k'_{z \text{ опт}}$ , при котором в направлении оси  $O'O''$  поля первого и последнего витков спирали находятся в противофазе (см. § 35). Иначе говоря, необходимо дополнительно задержать волну тока в спирали на время  $T/2$ , а в каждом витке ее — на  $T/2p = \lambda/2pc$ :

$$\frac{l_c}{v} = \frac{\lambda}{c} + \frac{s}{c} + \frac{\lambda}{2pc} = \frac{1}{c} \left( \lambda + s + \frac{\lambda}{2p} \right).$$

Отсюда находим оптимальный коэффициент замедления вдоль провода спирали:

$$k'_{z \text{ опт}} = \frac{c}{v} = \frac{\lambda + s + \lambda/2p}{l_c}. \quad (97)$$

При этом, правда, получается эллиптическая поляризация, но так как  $\lambda/2p \ll \lambda + s$ , то коэффициент  $k'_{z \text{ опт}}$  весьма незначительно отличается от  $k'_z$  и полученную поляризацию можно считать круговой.

Полагая  $k'_{z \text{ опт}} = 1,2 \div 1,3$ , определим из выражения (97) угол подъема спирали, соответствующий оптимальным условиям работы антенны ( $\alpha = \alpha_{\text{опт}}$ ,  $l_c \approx \lambda_0$ ,  $s = l_c \sin \alpha = \lambda_0 \sin \alpha_{\text{опт}}$ ,  $p = \frac{l_A}{s} = \frac{l_A}{\lambda_0 \sin \alpha_{\text{опт}}}$ ):

$$1,2 \div 1,3 = \frac{\lambda_0 + \lambda_0 \sin \alpha_{\text{опт}} + \frac{\lambda_0^2 \sin \alpha_{\text{опт}}}{2l_A}}{\lambda_0}.$$

Отсюда

$$\sin \alpha_{\text{опт}} = \frac{0,2 \div 0,3}{1 + \frac{\lambda_0}{2l_A}}. \quad (98)$$

Длина спирали  $l_A$  подбирается в соответствии с оптимальным коэффициентом замедления вдоль оси спирали

$$k'_{z \text{ опт}} = 1 + \frac{\lambda_0}{2l_A}.$$

При  $k'_{z \text{ опт}} = 1,2 \div 1,3$  имеем  $l_A \approx (1,5 \div 2,5) \lambda_0$ , что соответствует оптимальному углу подъема спирали  $\alpha_{\text{опт}} = 12 \div 16^\circ$ .

Опытным путем установлено, что с увеличением длины волны  $\lambda$  фазовая скорость  $v$  уменьшается, а следовательно, коэффициент замедления  $k' = c/v_{\text{опт}}$  увеличивается. Это значит, что условие (97) осевого излучения с максимальным коэффициентом направленного действия антенны поддерживается автоматически. Кроме того,



благодаря режиму бегущих волн входное сопротивление спирали имеет активный характер. Все это определяет возможность эффективной работы спиральной антенны в широком диапазоне волн  $\lambda = (0,7 \div 1,2)\lambda_0$ .

Рассматривая каждый виток спирали как элементарный излучатель, определяем функцию направленности антенны  $f(\varphi)$  как произведение функции направленности одного витка  $f_1(\varphi) \approx \cos\varphi$  на множитель решетки  $f_p(\varphi)$ , характеризующий взаимодействие  $p$  (число витков спирали) ненаправленных излучателей с бегущей волной тока [см. формулу (83)]:

$$f(\varphi) = f_1(\varphi) f_p(\varphi) = \cos\varphi \frac{\sin\left[\frac{\pi l_A}{\lambda}(k_B - \cos\varphi)\right]}{\sin\left[\frac{\pi l_A}{p\lambda}(k_B - \cos\varphi)\right]}. \quad (99)$$

Для спиральных антенн оптимальных размеров опытным путем установлены следующие формулы:

ширина диаграммы направленности

$$2\varphi' = \left(\frac{52}{\frac{l_c}{\lambda} \sqrt{\frac{l_A}{\lambda}}}\right)^\circ; \quad (100)$$

коэффициент направленного действия

$$G \approx D = 15 \left(\frac{l_c}{\lambda}\right)^2 \frac{l_A}{\lambda}; \quad (101)$$

входное сопротивление

$$R_{вх} \approx 140 \frac{l_c}{\lambda} [\text{ом}]. \quad (102)$$

Спиральные антенны применяются на метровых и дециметровых волнах и как облучатели на сантиметровых.

## 41. Плоские антенны поверхностных волн

*Антеннами поверхностных волн* называются такие, в которых излучение происходит с поверхности замедляющей структуры. На рис. 6.13, а показан один из вариантов плоской антенны поверхностных волн. Рупор 1 возбуждает бегущие волны в замедляющей структуре 2, имеющей вид плоской металлической пластины с прямоугольными выступами. Фазовая скорость  $v$  волн, распространяемых вдоль ребристой поверхности, меньше скорости света  $c$ .

Так как расстояние между выступами значительно меньше длины волны, то замедляющую структуру 2 можно представить в виде сплошного слоя высотой  $h$ , шириной  $a$  и длиной  $l_A$  (рис. 6.13, б).

Волна  $H_{10}$ , выходя из рупора 1, распространяется вдоль оси  $x$  над поверхностью 2, как волна  $TEM$ . Магнитное поле на этой поверхности имеет только одну составляющую  $H_y$ , параллельную оси  $y$ , а электрическое поле — две: поперечную  $E_z$  и продольную  $E_x$ , т. е. электрические силовые линии расположены параллельно координатной плоскости  $zx$ . Поперечная составляющая электрического поля  $E_z$  и магнитное поле  $H_y$  совпадают по фазе. За счет этих составляющих бегущая волна переносит энергию вдоль оси  $x$ .

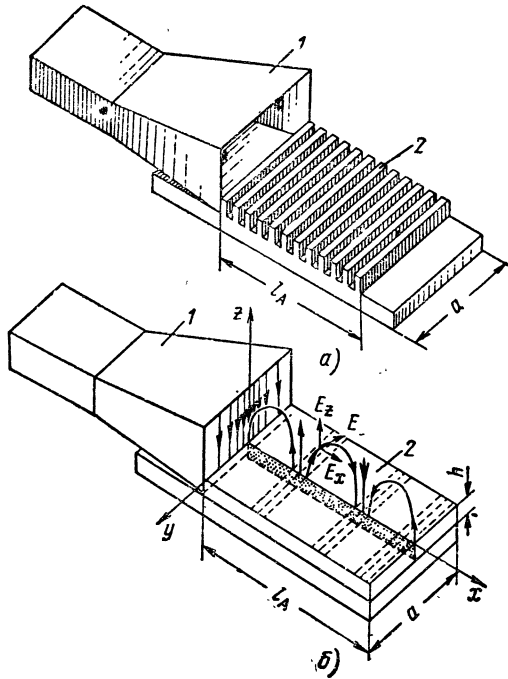


Рис. 6.13. Антенна поверхностных волн.

Амплитуда напряженности электрического поля распределяется по стороне  $a$ , как в рупоре, по косинусоидальному закону:  $E_z$  максимальна при  $y = 0$  и равна нулю при  $y = \pm a/2$ .

Для составления уравнений диаграмм направленности антенны рассмотрим два сечения замедляющей структуры: электрической плоскостью  $zx$  и магнитной  $xy$  (первое сечение заштриховано на рис. 6.13, б). Поперечные составляющие электрического поля эквивалентны элементарным поперечным электрическим вибраторам, образующим бегущие волны с фазовой скоростью  $v$  по длине структуры  $l_A$ . Отсюда находим функцию направленности в плоскости  $E$ :

$$F(\theta) = \cos \theta \frac{\sin \left[ \frac{\pi l_A}{\lambda} (k_3 - \cos \theta) \right]}{\frac{\pi l_A}{\lambda} (k_3 - \cos \theta)}, \quad (103)$$

где  $k_3 = c/v$  — коэффициент замедления волны в структуре.

Первый множитель уравнения выражает направленные свойства элементарного вибратора в плоскости  $E$ , а второй (множитель решетки) — взаимодействие этих вибраторов с учетом их непрерывного распределения по длине  $l_A$  антенны бегущей волны (см. формулу (92)).

В плоскости  $H$  каждый элементарный вибратор ненаправленный, вместе с тем по стороне  $a$  поля распределяются косинусоидально. Это определяет следующую функцию направленности:

$$f(\varphi) = \frac{\cos \left( \frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi \right)}{1 - \left( \frac{2a}{\lambda} \sin \varphi \right)^2} \frac{\sin \left[ \frac{\pi l_A}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi) \right]}{\frac{\pi l_A}{\lambda} (k_3 - \cos \varphi)}. \quad (104)$$

Заметим, что углы  $\varphi$  и  $\theta$  отсчитываются от оси  $x$ .

Антенна поверхностных волн, как одна из антенн бегущих волн, имеет оптимальный коэффициент замедления

$$k_{3 \text{ опт}} = 1 + \frac{\lambda}{2l_A}$$

и соответственно максимальный коэффициент направленного действия, равный

$$D \approx (7 \div 8) \frac{l_A}{\lambda}.$$

Антенны поверхностных волн используются на сантиметровых волнах. Они широкополосны, просты по конструкции, малы по высоте и надежны в эксплуатации. Эти качества делают их перспективными для применения в авиации.

## 42. Щелевые антенны

*Щелевыми* называются такие антенны, в которых излучение и прием электромагнитных волн осуществляются при помощи одной или нескольких щелей, прорезанных в волноводе или объемном резонаторе. Теория щелевых (дифракционных) антенн разработана советскими учеными М. С. Нейманом, А. А. Пистолькорсом и Я. Н. Фельдом. В основу этой теории положен принцип двойственности, вытекающий из симметрии уравнений Максвелла относительно электрического и магнитного полей. Пользуясь этим принципом,

ученым удалось применить основные положения теории проволочных антенн к щелевым антеннам.

**Излучатель в виде одиночной щели.** Если в неограниченной проводящей плоскости (рис. 6.14, а) прорезать полуволновую узкую щель и к середине ее  $a, b$  подвести питание от генератора соответствующей частоты, то возникнут бегущие волны, которые, достигнув  $cd, ef$ , отражаются как от короткозамкнутых концов линии. В результате по всей длине щели образуются стоячие волны. Узел напряжения  $U$  и электрического поля  $E$  получается на концах щели, а пучности  $U$  и  $E$  — на расстоянии  $\lambda/4$  от  $cd, ef$ , т. е. в середине щели.

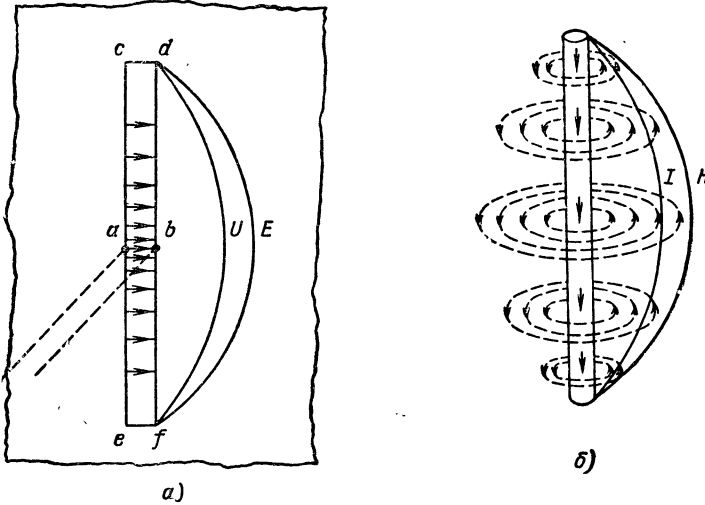


Рис. 6.14. Магнитный (а) и электрический (б) полуволновые вибраторы.

По такому же закону, как показано на рис. 6.14, б, распределяются вдоль линейного металлического вибратора, совпадающего по контуру с данной щелью, ток  $I$  (длина стрелок пропорциональна току) и магнитное поле  $H$  (число линий поля пропорционально  $H$ ). Даже в структуре полей имеется аналогия: магнитное поле металлического вибратора расположено в плоскости, перпендикулярной его оси, и не имеет продольной тангенциальной составляющей на поверхности вибратора; электрическое поле щели расположено в плоскости, перпендикулярной широкой стороне щели, и не имеет на ней продольной составляющей.

Наличие в щели переменного электрического поля означает, что в ней имеется ток смещения. Этот ток, очевидно, способен выходить за пределы плоскости щели. Вызванное им магнитное поле перпендикулярно линиям тока смещения, т. е. направлено параллельно оси щели. От полученного магнитного поля возбуждается новое переменное электрическое поле (ток смещения) и т. д. Таким

образом, щель излучает электромагнитные волны, которые отличаются от волн электрического вибратора поляризацией: например, горизонтальная щель излучает вертикально-поляризованные волны, тогда как горизонтальный электрический вибратор — горизонтально-поляризованные волны. Отсюда происходит другое название щелевых излучателей — *магнитные вибраторы*.

Из принципа двойственности вытекает, в частности, что диаграммы направленности полуволновой щели и полуволнового электри-

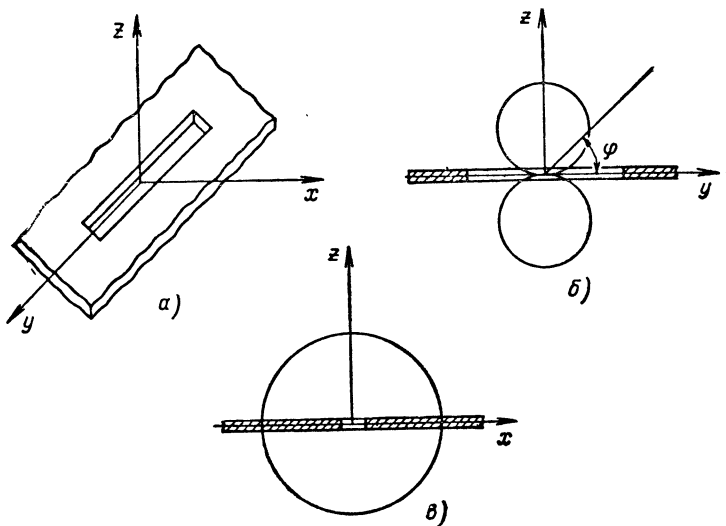


Рис. 6.15. Диаграммы направленности полуволновой щели.

ческого вибратора одинаковые (рис. 6.15). Согласно уравнению этой диаграммы

$$F(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi}$$

направленность излучения щелевой антенны в плоскости  $zy$ , проходящей через ось щели, описывается восьмеркой, а в плоскости  $xz$ , перпендикулярной оси, антенна имеет ненаправленный характер. Ширина диаграммы направленности полуволновой щели  $2\varphi' = 78^\circ$ .

Любой элементарный участок щели является *элементарным магнитным вибратором*. Для него характерно постоянство амплитуды и фазы напряжения на всем участке. Практически такой вибратор (диполь) можно получить, прорезав в металлической плоскости узкую щель длиной  $l \ll \lambda$  с круглыми отверстиями на концах (рис. 6.16). Условно магнитный диполь изображается как электрический, но электрические заряды  $+Q$  и  $-Q$  заменяются в нем маг-

нитными массами  $m$  и  $-m$  (рис. 6.17). Электрические и магнитные поля этих диполей имеют обратное расположение.

Диаграмма направленности элементарного магнитного диполя такая же, как электрического диполя Герца:

$$F(\varphi) = \sin \varphi,$$

где угол  $\varphi$  отсчитывается от оси диполя.

Примером магнитного элементарного вибратора может служить известная нам рамочная антенна (§ 28).

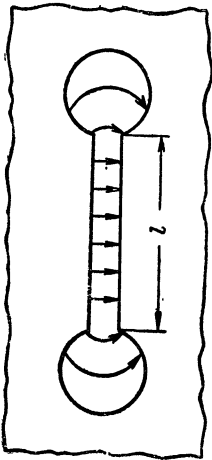


Рис. 6.16. Элементарный магнитный диполь.

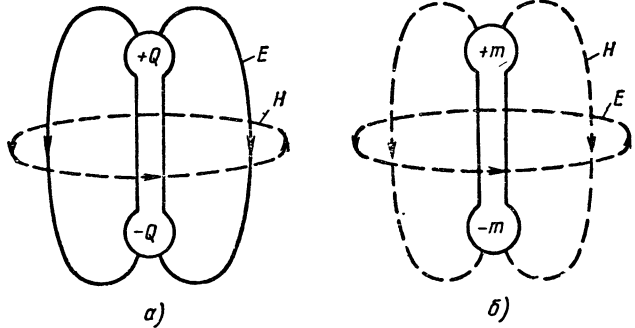


Рис. 6.17. Электрическое и магнитное поля электрического (а) и магнитного (б) элементарных диполей.

Определим активную и реактивную проводимости магнитного диполя, пользуясь принципом двойственности.

Напряженность электрического поля щели в пучности

$$E_{mщ} = \frac{U_{mщ}}{d},$$

где  $U_{mщ}$  — напряжение в пучности;  
 $d$  — ширина щели.

Эквивалентный электрический вибратор представляет собой ленту шириной  $d$ . Ближайшие к ленте магнитные линии имеют длину  $\oint dl = 2d$ . Следовательно, согласно закону полного тока напряженность магнитного поля  $H_{mv}$  в пучности тока  $I_{mv}$  электрического вибратора равна

$$H_{mv} = \frac{I_{mv}}{2d},$$

а отношение

$$\frac{E_{mщ}}{H_{mv}} = \frac{U_{mщ}}{d} \frac{2d}{I_{mv}} = \frac{2U_{mщ}}{I_{mv}}. \quad (105)$$

Принцип двойственности в данном случае означает, что если поля с амплитудами  $E_{mщ}$  и  $H_{mv}$ , расположенные в непосредственной близости от соответственно щели и электрического вибратора, численно равны между

собой, то и в *зоне излучения* амплитуды напряженности электрического поля  $E'_{mщ}$ , вызванного щелью, и магнитного поля  $H'_{mв}$ , вызванного электрическим вибратором, численно равны. Вместе с тем из теории электрического вибратора известно, что между его полями излучения  $E'_{mв}$  и  $H'_{mв}$  существует зависимость

$$\frac{E'_{mв}}{H'_{mв}} = 120\pi.$$

Значит, если  $E'_{mщ}$  и  $H'_{mв}$  равны, то  $E'_{mв}$  больше, чем  $E'_{mщ}$  в 120л раз, т. е. щель и электрический вибратор неэквивалентны. Чтобы сделать их эквивалентными, т. е. сделать равными их электрические (а следовательно, и магнитные) *поля излучения*, нужно, очевидно, уменьшить магнитное поле вблизи вибратора  $H_{mв}$  по сравнению с исходным (равным  $E_{mщ}$ ) в 120л раз:

$$H_{mв} = \frac{E_{mщ}}{120\pi}. \quad (106)$$

Сопоставляя выражения (106) и (105), находим зависимость между напряжением  $U_{mщ}$  щели и током  $I_{mв}$  эквивалентного электрического вибратора:

$$I_{mв} = \frac{U_{mщ}}{60\pi}. \quad (107)$$

Для перехода от сопротивления излучения электрического вибратора  $R_{\Sigmaв}$  к проводимости излучения щели такой же длины  $G_{\Sigmaщ}$  приравняем их мощности излучения:

$$\frac{I_{mв}^2 R_{\Sigmaв}}{2} = \frac{U_{mщ}^2 G_{\Sigmaщ}}{2},$$

а затем учитываем выражение (107). В результате получаем

$$G_{\Sigmaщ} = \frac{I_{mв}^2}{U_{mщ}^2} R_{\Sigmaв} = \frac{R_{\Sigmaв}}{(60\pi)^2}. \quad (108)$$

Такая же зависимость существует между реактивной проводимостью щели  $B_{щ}$  и реактивной составляющей входного сопротивления эквивалентного электрического вибратора  $X_{вх в}$ :

$$B_{щ} = \frac{X_{вх в}}{(60\pi)^2} = \frac{1}{(60\pi)^2} \left( -Z_{вА} \operatorname{ctg} \frac{\beta l}{2} \right) = -Z_{вА} \frac{\operatorname{ctg} \frac{\pi l}{\lambda}}{(60\pi)^2}, \quad (109)$$

где  $Z_{вА}$  — волновое сопротивление вибратора;  
 $l$  — длина вибратора (щели).

Длина щелевого излучателя в большинстве случаев равна  $l = \lambda/2$ . При этом реактивная проводимость излучателя равна нулю и наблюдается резонанс. Резонансная длина щели несколько меньше полуволны: эффект укорочения распространяется на щелевые излучатели в такой же мере, как на электрические вибраторы.

Ширина щели должна быть достаточной, чтобы напряжение в пучности не вызывало пробоя в щели. Это напряжение вычисляется по мощности, излучаемой щелью,  $P_{\Sigma\text{щ}}$  и проводимости  $G_{\Sigma\text{щ}}$  этой щели.

Входная проводимость полуволновой щели

$$Y_{\text{вх}} = G_{\Sigma\text{щ}} = \frac{R_{\Sigma\text{щ}}}{(60\pi)^2} = \frac{73,1}{(60\pi)^2} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом.}$$

Реальные условия работы щелевых антенн несколько отличаются от описанных. Так, например, щели обычно прорезают в стенках волновода или объемного резонатора. Эти щели должны пересекать линии тока проводимости, чтобы последний переходил в ток смещения, который возбуждает электромагнитные волны. В случае применения щели, прорезанной в стенке прямоугольного волновода, излучение происходит над ограниченной поверхностью и только по одну сторону от нее. Первое обстоятельство вызывает некоторое изменение диаграммы направленности, а второе — двукратное уменьшение мощности излучения и соответственно активной проводимости щели. В случае полуволновой щели в волноводе ( $R_{\Sigma\text{в}} = 73,1 \text{ ом}$ ) активная проводимость равна

$$G_{\Sigma\text{щ}} = \frac{R_{\Sigma\text{в}}}{2(60\pi)^2} \approx \frac{36,6}{(60\pi)^2} = 10^{-3} \text{ 1/ом.} \quad (110)$$

Следует иметь в виду, что эта формула относится к проводимости щели в направлении к свободному пространству. В реальной антенне щель влияет и на внутренние поля волновода или объемного резонатора, в результате чего имеет место отражение от щели. Это необходимо учитывать при согласовании волновода или резонатора со щелью.

Соотношение между мощностью излучения и мощностью проходящих волн зависит от положения щели в волноводе и может быть учтено при помощи схем эквивалентных длинных линий.

Прямоугольный волновод, показанный на рис. 6.18, эквивалентен двухпроводной линии  $ll' - kk'$ . Продольная щель  $l$  пересекается поперечными токами, а поэтому она вносит некоторую проводимость в участок волновода  $cc' - dd'$ . Нормированная проводимость полуволновой продольной щели равна

$$g_{\text{щ}} = 2,09 \frac{a}{b} \frac{\lambda_{\text{в}}}{\lambda} \sin^2 \left( \frac{\pi x_1}{a} \right) \cos^2 \left( \frac{\pi \lambda}{2\lambda_{\text{в}}} \right), \quad (111)$$

где  $x_1$  — расстояние от щели до середины широкой стенки волновода.

Если  $x_1 = 0$ , то  $g_{\text{щ}} = 0$ . Это согласуется с тем, что в середине широкой стенки волновода нет поперечного тока, и продольная щель, расположенная в этом месте, не вносит никакой проводимости. Наоборот, когда,  $x_1 = a/2$ , а

$\sin^2 \left( \frac{\pi x_1}{a} \right) = 1$ , проводимость  $g_{\text{щ}}$  имеет максимальную величину, поскольку на боковых стенках волновода протекает максимальный поперечный ток.

Поперечная щель  $l$  пересекается продольным током. Это равнозначно тому, что щель  $l$  на участке  $dd' - ee'$  вносит какое-то последовательное сопро-



тивление в один из проводов ( $l'$ ) эквивалентной линии. Нормированная величина сопротивления поперечной полуволновой щели равна

$$r_{щ} = 0,523 \left( \frac{\lambda_B}{\lambda} \right)^2 \frac{\lambda^2}{ab} \cos^2 \left( \frac{\pi x_1}{a} \right) \cos^2 \left( \frac{\pi \lambda}{4a} \right). \quad (112)$$

Если середина поперечной щели совпадает со средней линией ( $x_1 = 0$ ), то  $\cos^2 \left( \frac{\pi x_1}{a} \right) = 1$  и сопротивление  $r_{щ}$  имеет максимальную величину. а при  $x_1 = a/2$   $r_{щ} = 0$ . Это объясняется тем, что продольный ток отсутствует на боковых стенках ( $x_1 = a/2$ ) и имеет наибольшую величину в середине широкой стенки волновода.

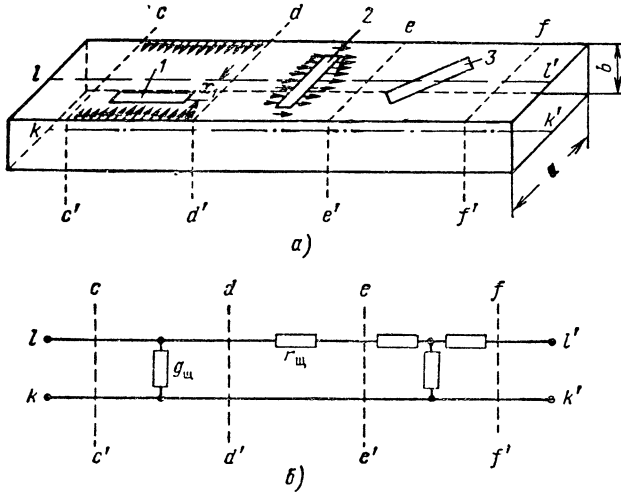


Рис. 6.18. Волновод со щелями (а) и его эквивалентные схемы (б).

Наклонная щель 3 пересекается продольным и поперечным токами. Следовательно, щель 3 эквивалентна последовательному и параллельному сопротивлениям, включенным в участок  $ee' - ff'$  двухпроводной линии.

Заметим, что  $g_{щ}$  и  $r_{щ}$  нормированы, т. е. отнесены соответственно к волновой проводимости и волновому сопротивлению волновода. Кроме того, они включены в эквивалентную двухпроводную линию, проходящую через середину широких стенок волновода. Величина  $G_{щ}$  [формула (110)] означает другое, а именно: ненормированную проводимость щели в месте расположения пучности напряжения этой щели (а не всего волновода)

Интенсивность излучения через щель, так же как проводимость щели, зависит от ее расположения на стенке волновода (рис. 6.19). Для максимального излучения необходимо, чтобы щель пересекала линии тока с максимальной плотностью и соответственно располагалась вдоль линий магнитного поля с максимальной напряженностью. На узкой стенке прямоугольного волновода существуют только поперечная составляющая тока и продольная составляющая магнитного поля. Следовательно, для максимального излучения с узкой

стенки волновода щель должна быть продольной (3). Поперечная щель 5, расположенная на узкой стенке волновода, не вызывает излучения. Если требуется создать максимальное излучение с широкой стенки волновода, то можно для этого использовать либо поперечную щель 4, которая совпадает с поперечной составляющей магнитного поля и перпендикулярна продольной составляющей тока, либо расположенные по краям стенки продольные щели 1, 2, которые пересекают поперечный ток максимальной напряженности. По мере приближения к середине широкой стенки волновода поперечный ток и продольное магнитное поле уменьшаются до нуля, а поэтому щель 6 не излучает, а щели 7, 8 возбуждают поля промежуточной интенсивности.

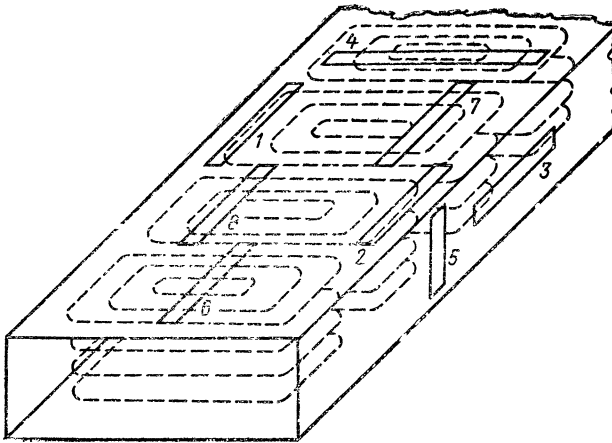


Рис. 6.19. Зависимость между интенсивностью излучения через щель и местом расположения ее на стенке волновода.

**Волноводно-щелевые антенны.** Для усиления направленного действия щелевой антенны ее составляют из нескольких щелей, которые вырезают в стенках волновода или объемного резонатора, и возбуждают соответствующим образом. Чаще всего применяют синфазное возбуждение продольных щелей, расположенных на широкой стенке волновода то по одну, то по другую сторону от средней линии с интервалом в  $\lambda_v/2$  (рис. 6.20, а).

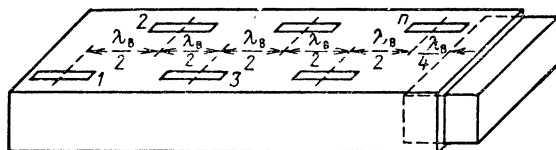
Чтобы убедиться в том, что в данной конструкции щели образуют синфазную решетку излучателей, обратим внимание на одинаковую фазу магнитного поля волны  $H_{10}$  во всех этих щелях. Такое размещение их позволяет, кроме того, согласовать волновод со щелью, подбирая расстояние от щели до середины широкой стенки.

С одного конца волновод подключается к источнику возбуждения, а с другого замыкается накоротко поршнем, удаленным от ближайшей ( $n$ -й) щели на  $\lambda_v/4$ . Согласно эквивалентной схеме (рис. 6.20, б) входная проводимость этой щели со стороны поршня

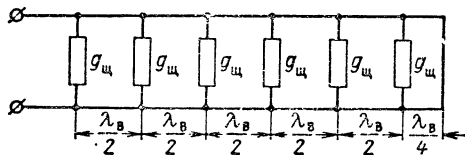
равна нулю. Остается только собственная нормированная проводимость щели  $g_{щ}$ , которая трансформируется в  $(n-1)$ -ю щель без изменения, поскольку расстояние между соседними щелями равно  $\lambda_B/2$ . Значит общая нормированная проводимость в середине  $(n-1)$ -й щели равна  $2g_{щ}$ , а в месте расположения щели  $1 g = ng_{щ}$ .

Для согласования волновода со всей щелевой антенной ее нормированная входная проводимость должна быть  $g = 1$ , т. е.

$$g_{щ} = \frac{1}{n}. \quad (113)$$



а)



б)

Рис. 6.20. Синфазная многощелевая антенна (а) и ее эквивалентная схема (б).

Исходя из вычисленной величины  $g_{щ}$ , подбирают расстояние  $x_1$ , входящее в формулу (111). В остальном расчет многощелевой антенны производят аналогично расчету многовибраторной антенны. Коэффициент усиления щелевых антенн подсчитывают по формуле

$$G \approx 3,2n,$$

где  $n$  — число щелей.

В этой формуле 3,2 — коэффициент усиления одной щели. Если бы мощность, излучаемая щелью, распределялась в обоих полушарах, то коэффициент усиления щели был бы в 2 раза меньше ( $G = 1,64$ ), т. е. таким же, как у полуволнового вибратора, находящегося в свободном пространстве.

### 43. Волноводные излучатели

Волноводный излучатель является простейшей из поверхностных антенн. В нем электромагнитные волны излучаются с открытого конца, который называют *отверстием или раскрывом*. Фронт волны,

выходящей из волновода, приблизительно совпадает с его отверстием. По принципу Гюйгенса каждый элементарный участок волнового фронта возбуждает вторичные волны, в результате чего и образуются электромагнитные волны во внешней среде. Элементарный излучатель такого вида называют *элементом Гюйгенса*.

Чтобы сохранить принятый в курсе порядок изучения антенн, рассмотрим направленные свойства волноводного излучателя в такой последовательности: 1) определим функцию направленности

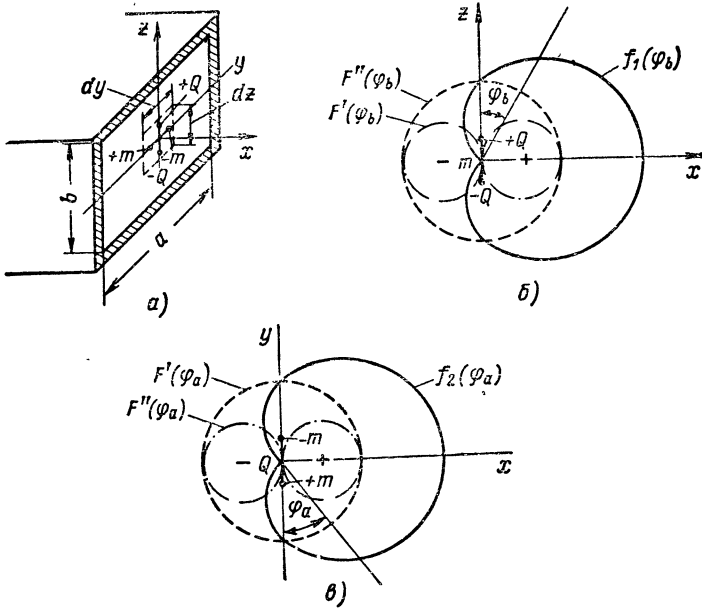


Рис 6.21. Прямоугольное излучающее отверстие с выделенным на нем элементом Гюйгенса (а) и диаграммы направленности этого элемента (б, в).

элемента Гюйгенса, 2) найдем множитель решетки, учитывающий интерференцию полей всех элементов Гюйгенса волноводного излучателя, 3) определим функцию направленности излучателя.

**Элемент Гюйгенса.** Поля излучения элемента Гюйгенса можно представить как сумму полей двух известных нам элементарных излучателей — электрического и магнитного диполей Герца. Ось первого перпендикулярна вектору  $H$ , а второго — вектору  $E$ , и так как на плоском волновом фронте электрическое и магнитное поля взаимно перпендикулярны, то диполи находятся под прямым углом.

Выделим элемент Гюйгенса прямоугольной формы с равными сторонами  $dy$ ,  $dz$  в середине отверстия прямоугольного волновода (рис. 6.21, а) и определим функции направленности элемента:  $F_1(\varphi_b)$

в плоскости  $zx$  и  $F_2(\varphi_a)$  в плоскости  $yx$ . Оба диполя данного элемента создают электрические (как и магнитные) поля с равной амплитудой в главных направлениях но так как диполи находятся под прямым углом, то их диаграммы направленности по-разному ориентированы в пространстве.

Электрический диполь в плоскости  $zx$  (рис. 6.21, б) обладает направленностью согласно уравнению  $F'(\varphi_i) = \sin\varphi_b$  (штрих-пунктирная линия), поскольку эта плоскость для него является меридиональной. Эта же плоскость для магнитного диполя является экваториальной, а потому в любом направлении плоскости  $zx$  магнитный диполь создает одинаковое излучение:  $F''(\varphi_b) = 1$  (пунктирная линия). Результирующая диаграмма направленности (сплошная линия) выражается уравнением кардиоиды

$$f_1(\varphi_b) = F'(\varphi_b) + F''(\varphi_b) = 1 + \sin\varphi_b. \quad (114)$$

Плоскость  $yx$ , наоборот является экваториальной для электрического диполя и меридиональной для магнитного, следовательно, диаграммы направленности электрического и магнитного диполей и всей площадки в плоскости  $yx$  (рис. 6.21, в) соответственно выражаются уравнениями:

$$\begin{aligned} F'(\varphi_a) &= 1, \quad F''(\varphi_a) = \sin\varphi_a, \\ f_2(\varphi_a) &= F'(\varphi_a) + F''(\varphi_a) = 1 + \sin\varphi_a. \end{aligned} \quad (115)$$

Заметим, что угол  $\varphi_b$  отсчитывается от оси электрического диполя (вектора  $E$ ), а угол  $\varphi_a$  — от оси магнитного диполя (вектора  $H$ ). Как видно из функций (114) (115) и диаграмм (рис. 6.21, б, в), максимум их, равный  $f_{1m}(\varphi_b) = 2$ ,  $f_{2m}(\varphi_a) = 2$ , направлен по оси  $x(\varphi_a = 90^\circ, \varphi_b = 90^\circ)$ , а в обратном направлении излучения нет. В соответствии со значениями  $f_{1m}(\varphi_b)$  и  $f_{2m}(\varphi_a)$  нормированные функции направленности элемента Гюйгенса имеют следующий вид:

$$F_1(\varphi_b) = \frac{1}{2}(1 + \sin\varphi_b), \quad F_2(\varphi_a) = \frac{1}{2}(1 + \sin\varphi_a). \quad (116)$$

**Множитель непрерывной плоской решетки.** Имеется плоский раскрыв прямоугольной формы со сторонами  $a$ ,  $b$ , который по всей поверхности возбуждается равномерно и синфазно (рис. 6.22, а). Сначала определим множитель линейной решетки элементов Гюйгенса, расположенных по стороне  $a$  раскрыва. Для этого каждый элемент Гюйгенса, пересекаемый плоскостью  $yx$ , заменяем точечным ненаправленным излучателем, расположенным в центре элемента (рис. 6.22, б).

Обозначим через  $dE_m$  амплитуду напряженности поля точечного излучателя на расстоянии  $r$  от решетки,  $p$  — число элементов Гюйгенса на стороне  $a$  раскрыва,  $dy$  — размер одного элемента по той же стороне. Тогда поля соседних излучателей в направлении

угла  $\varphi_a$  к стороне  $a$  имеют разность хода  $dy \cos \varphi_a$  и за счет этого они сдвинуты по фазе на угол

$$d\psi = \frac{2\pi}{\lambda} dy \cos \varphi_a = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{a}{p} \cos \varphi_a. \quad (117)$$

На этом основании амплитуда  $E_{\dots}$  результирующего поля прямоугольной решетки может быть представлена как замыкающая сторона многоугольника векторов, каждый из которых равен  $dE_m$  и рас-

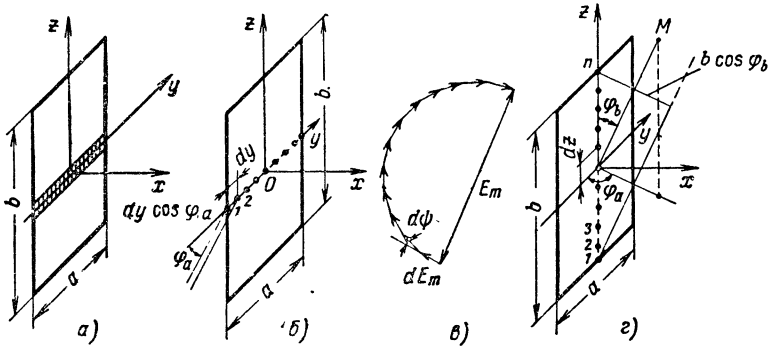


Рис. 6.22. Плоская непрерывная решетка прямоугольной формы.

положен под углом  $d\psi$  к соседнему вектору (рис. 6.22, в). Аналогичное построение (см. § 32) дало выражение (64), на основании которого множитель одной горизонтальной прямолинейной решетки равен

$$f_{p1}(\varphi_a) = \frac{E_m}{dE_m} = \frac{\sin \frac{pd\psi}{2}}{\sin \frac{d\psi}{2}} = \frac{\sin \left( \frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a \right)}{\sin \left( \frac{\pi a}{p\lambda} \cos \varphi_a \right)}.$$

Поскольку элементарные излучатели распределяются непрерывно, число  $p \rightarrow \infty$ , а угол  $\frac{\pi a}{p\lambda} \cos \varphi_a \rightarrow 0$ , синус этого угла заменяем самим углом. В результате получаем

$$f_{p1}(\varphi_a) = \frac{\sin \left( \frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a \right)}{\frac{\pi a}{p\lambda} \cos \varphi_a} = p \frac{\sin \left( \frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a \right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a}.$$

Фазовый центр рассмотренного ряда элементов Гюйгенса находится в средней точке 0 этого ряда. Следовательно, такое же поле может быть получено от эквивалентного излучателя, помещенного в точку 0. Произведя аналогичную замену во всех остальных горизонтальных линейных решетках, получаем вертикальный ряд из

$n = b/dz$  элементов Гюйгенса (рис. 6.22, *з*), каждый из которых характеризуется множителем решетки  $f_{p1}$ . Учитывая, что в точке  $M$  с угловыми координатами  $\varphi_a$  и  $\varphi_b$ , где  $\varphi_a$  отсчитывается от стороны  $a$ ,  $\varphi_b$  — от стороны  $b$ , разность хода волн от двух соседних элементов равна  $dz \cos \varphi_b \cos \left( \frac{\pi}{2} - \varphi_a \right) = dz \cos \varphi_b \sin \varphi_a$  (см. § 32), записываем множитель вертикальной решетки в виде

$$f_{p2}(\varphi_a, \varphi_b) = n \frac{\sin \left( \frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b \sin \varphi_a \right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b \sin \varphi_a}.$$

Теперь можно написать общий множитель всей плоской решетки:

$$\begin{aligned} f_p &= f_{p1}(\varphi_a) f_{p2}(\varphi_a, \varphi_b) = \\ &= pn \frac{\sin \left( \frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a \right) \sin \left( \frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b \sin \varphi_a \right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a \frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b \sin \varphi_a}. \end{aligned}$$

Этот множитель  $f_p$  имеет максимум в том же направлении, что и каждый элемент Гюйгенса, т. е. по оси  $x$  ( $\varphi_a = 90^\circ$ ,  $\varphi_b = 90^\circ$ ). Максимум равен  $f_{p \text{ макс}}(\varphi_a, \varphi_b) = pn \frac{0}{0} \cdot \frac{0}{0}$ .

Возникшие неопределенности вида  $\frac{0}{0}$  раскрываются при замене  $\sin \left( \frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a \right)$  и  $\sin \left( \frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b \sin \varphi_a \right)$  соответственно углами  $\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a$  и  $\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b \sin \varphi_a$ , что вполне допустимо, так как эти углы бесконечно малы. Тогда  $f_{p \text{ макс}}(\varphi_a, \varphi_b) = pn \cdot 1 \cdot 1 = pn$ .

Разделив  $f_p$  на  $pn$ , получаем нормированный множитель плоской решетки

$$F_p(\varphi_a, \varphi_b) = \frac{\sin \left( \frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a \right) \sin \left( \frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b \sin \varphi_a \right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a \frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b \sin \varphi_a}. \quad (118)$$

**Диаграмма направленности прямоугольного отверстия с равномерным и синфазным распределением поля.** Достаточно ввести множитель в виде соответствующей нормированной функции направленности элемента Гюйгенса (116) в выражение (118), чтобы получить нормированные функции направленности  $F(\varphi_a)$  для горизонтальной плоскости  $xu$  ( $\varphi_b = 90^\circ$ ) и  $F(\varphi_b)$  для вертикальной плоскости  $zx$  ( $\varphi_a = 90^\circ$ ) прямоугольного отверстия с синфазным и равномерным распределением поля:

$$F(\varphi_a) = \frac{1}{2} (1 + \sin \varphi_a) \cdot \frac{\sin \left( \frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a \right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a}, \quad (119)$$

$$F(\varphi_b) = \frac{1}{2} (1 + \sin \varphi_b) \cdot \frac{\sin \left( \frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b \right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b}. \quad (120)$$

Исследуем эти функции:

1. В положительном направлении оси  $x$  ( $\varphi_a = \varphi_b = 90^\circ$ ) обе функции максимальны

$$F(\varphi_a) = \frac{1}{2} (1 + 1) \frac{0}{0} = \frac{2}{2} \cdot 1 = 1,$$

$$F(\varphi_b) = \frac{1}{2} (1 + 1) \frac{0}{0} = \frac{2}{2} \cdot 1 = 1,$$

а в обратном направлении ( $\varphi_a = \varphi_b = -90^\circ$ ) за счет множителей  $1 + \sin \varphi_a$  и  $1 + \sin \varphi_b$  функции  $F(\varphi_a) = F(\varphi_b) = 0$ . Следовательно, отверстие антенны, возбуждаемое равномерно и синфазно, создает максимальное излучение вперед в направлении, перпендикулярном плоскости отверстия, а в обратном направлении никакого излучения нет (рис. 6.23).

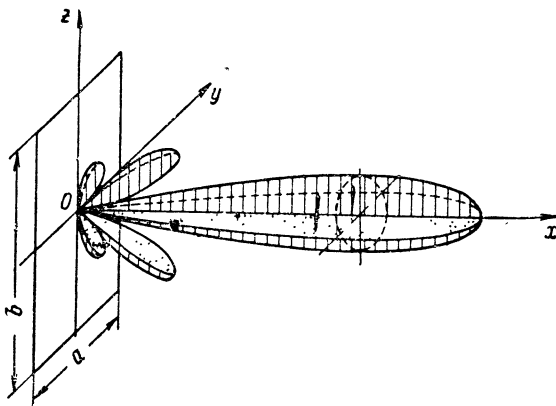


Рис. 6.23. Пространственная диаграмма направленности прямоугольного излучающего отверстия.

2. Выражения (119), (120) показывают, что форма диаграммы направленности прямоугольного отверстия в горизонтальной и вертикальной плоскостях зависит от отношения к длине волны только того размера отверстия, которое отсчитывается в данной плоскости (для  $xy$  от величины  $a/\lambda$ , а для  $xz$  от  $b/\lambda$ ).



3. В области, близкой к максимуму излучения отверстия, функция направленности элемента Гюйгенса (рис. 6.24, а) настолько тупая по сравнению с множителем плоской решетки (рис. 6.24, б), что для дальнейшего анализа можно пренебречь первой функцией (рис. 6.24, в). Полное подобие функций  $F(\varphi_a)$  и  $F(\varphi_b)$  позволяет огра-

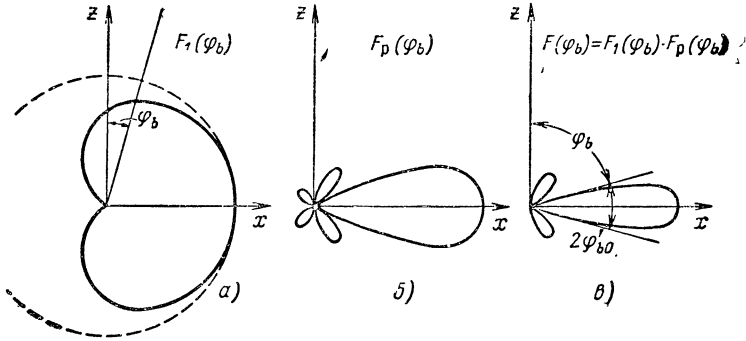


Рис. 6.24. Диаграмма направленности излучающего отверстия прямоугольной формы (в) и ее элементы (а, б).

ничиться исследованием диаграммы направленности отверстия только в одной плоскости, например в вертикальной:

$$F(\varphi_b) \approx \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_b}. \quad (121)$$

4. Максимумы излучения синфазного отверстия, как и синфазных многовибраторных антенн, получаются в тех направлениях  $\varphi_b = \varphi_{b \text{ макс}}$ , для которых поля  $E_{1m}$ ,  $E_{Nm}$  крайних вибраторов (элементов Гюйгенса) имеют сдвиг по фазе, равный нечетному числу  $\pi$  (рис. 5.30, а) или, что одно и то же, разность хода волн от них равна нечетному числу  $\lambda/2$ . Согласно рис. 6.22, з это записывается так:

$$b \cos \varphi_{b \text{ макс}} = \frac{(2k+1)\lambda}{2},$$

где  $k = 1, 2, 3, \dots$

Отсюда

$$\cos \varphi_{b \text{ макс}} = \frac{(2k+1)\lambda}{2b} = \frac{3}{2} \frac{\lambda}{b}; \frac{5}{2} \frac{\lambda}{b}; \frac{7}{2} \frac{\lambda}{b}; \dots \quad (122)$$

Если подставить полученные значения  $\cos \varphi_{b \text{ макс}}$  в выражение (121), то соотношение мощностей в направлениях главного, второго, третьего и т. д. максимумов окажется равным 100, 4,5, 0,16%...

Таким образом, диаграмма направленности прямоугольного отверстия с синфазным и равномерным возбуждением многолепестковая, причем интенсивность боковых лепестков сравнительно высокая.

5. В направлениях нулевого излучения ( $\varphi_b = \varphi_{b0}$ ) сдвиг по фазе полей крайних вибраторов (элементов Гюйгенса), равен, как видно из рис. 5.30,  $b, 2\lambda, 4\lambda, 6\lambda, \dots$  Это соответствует разности хода волн  $k\lambda = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ :

$$b \cos \varphi_{b0} = k\lambda \quad \text{или} \quad \cos \varphi_{b0} = \frac{k\lambda}{b}.$$

Значит главный лепесток ( $k = 1$ ) диаграммы направленности в вертикальной плоскости ограничивается углами  $\pm \varphi_{b0}$ , удовлетворяющими равенству  $\cos \varphi_{b0} = \lambda/b$ .

Так как угол  $\varphi_b$  отсчитывается от плоскости антенны, то разность  $\pi/2 - \varphi_{b0}$  равна половине ширины главного лепестка на нулевом уровне ( $\varphi'_{b0}$ ), и так как это достаточно малая величина, то

$$\cos \varphi_{b0} = \sin \left( \frac{\pi}{2} - \varphi_{b0} \right) \approx \frac{\pi}{2} - \varphi_{b0} = \varphi'_{b0},$$

а полная ширина главного лепестка равна

$$2\varphi'_{b0} = \frac{2\lambda}{b} [\text{рад}] \quad \text{или} \quad 2\lambda'_{b0} = \left( \frac{114\lambda}{b} \right)^\circ. \quad (123)$$

*Вывод: чем больше вертикальный (горизонтальный) размер отверстия по сравнению с длиной волны, тем уже главный лепесток диаграммы направленности этого отверстия в соответствующей плоскости и больше число боковых лепестков в диаграмме.*

Формулы (122), (123) можно получить также из функции направленности (121). Это функция вида  $F(\varphi_b) = \frac{\sin x}{x}$ . Если приравнять  $F(\varphi_b) = 0,707$ , то получим  $x = 1,39 \text{ рад}$ ,

но так как в данном случае  $x = \frac{\pi b}{\lambda} \cos \varphi_{b0,5}$ , а  $\cos \varphi_{b0,5} = \sin \left( \frac{\pi}{2} - \varphi_{b0,5} \right) \approx \frac{\pi}{2} - \varphi_{b0,5} = \varphi'_{b0,5}$ , то ширина диаграммы направленности на уровне половинной мощности равна

$$2\varphi'_{b0} = 2 \cos \varphi_{b0,5} = \frac{2x\lambda}{\pi b} = \frac{2 \cdot 1,39 \lambda}{\pi b} = \left( 0,89 \frac{\lambda}{b} \right) [\text{рад}] = \left( 51 \frac{\lambda}{b} \right)^\circ. \quad (124)$$

**Направленные свойства волноводного излучателя.** Прямоугольный волновод, возбуждаемый на волне  $H_{10}$ , имеет в плоскости  $E$  (по размеру  $b$ ) равномерное и синфазное поля. Поэтому в данной плоскости диаграмма направленности подчиняется формулам (120) — (124).

В плоскости  $H$  того же волновода поле неравномерное и амплитуда электрического поля изменяется по косинусоидальному закону  $E_m = E_{mm} \cos \left( \frac{\pi}{a} y \right)$  (координатные оси расположены так, как на

рис. 6.21). При этом множитель решетки получается иным и функция направленности для плоскости  $H$  принимает вид

$$F(\varphi_a) = \frac{1}{2} (1 + \sin \varphi_a) \cdot \frac{\cos \left( \frac{\pi a}{\lambda} \cos \varphi_a \right)}{1 - \left( \frac{2a}{\lambda} \cos \varphi_a \right)^2}. \quad (125)$$

Если бы во всем отверстии соблюдалась равномерность фазы и амплитуды, то его эффективная  $S_{эф}$  и геометрическая  $S_A$  поверхности были бы равны между собой. В данном случае за счет косинусоидального распределения поля в плоскости  $H$  коэффициент использования площади излучателя снижается от  $\gamma = 1$  до  $\gamma = 0,81$  и  $S_{эф} = \gamma S_A = 0,81ab$ . Принимая  $a = 0,71\lambda$ ;  $b = 0,35\lambda$ , находим коэффициент направленного действия волноводного излучателя

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{эф} = \frac{4\pi}{\lambda^2} 0,81 \cdot 0,71\lambda \cdot 0,35\lambda \approx 2,4.$$

Действительные условия излучения несколько отличаются от описанных, так как поле в отверстии волновода не совпадает полностью с полем в поперечном сечении волновода. Причины несовпадения следующие. Во-первых, из-за неравенства волновых сопротивлений волновода и свободного пространства имеет место частичное отражение энергии от отверстия ( $k_{св} \approx 0,6 \div 0,7$ ) и, во-вторых, в связи с отсутствием ограничений для возбуждения высших типов волн последние возникают у открытого конца волновода, а это порождает боковые лепестки в диаграмме направленности.

Открытый конец волновода, как видно, является неэффективным излучателем вследствие малых размеров отверстия (эти размеры обычно меньше длины волны) и значительных отражений при переходе волны в открытое пространство.

## 44. Рупорные антенны

Указанные недостатки волноводного излучателя в большой мере устраняются, если к отверстию волновода примкнуть рупор (рис. 6.25). Так как площадь раскрыва рупора больше площади отверстия волновода, то направленность излучателя намного возрастает. Кроме того, постепенное расширение рупора способствует согласованию волновода со свободным пространством. Например, для волны  $H_{10}$  критическая длина волн  $\lambda_{кр} = 2a$  возрастает пропорционально широкой стороне  $a$  поперечного сечения, а это означает, что волновое сопротивление рупора приближается к  $377 \text{ ом}$ :

$$Z_B = \frac{377}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}.$$

Постепенное увеличение поперечного сечения рупора способствует также затуханию высших типов волн.

Имеется несколько видов рупорных антенн:  $H$ -плоскостные секториальные (рис. 6.25, *а*),  $E$ -плоскостные секториальные (рис. 6.25, *б*), пирамидальные (рис. 6.25, *в*) и конические (рис. 6.25, *г*). Обычно в секториальных и пирамидальных рупорах возбуждается волна  $H_{10}$ , а в конических — волна  $H_{11}$ . Отличаются  $H$ - и  $E$ -плоскостные секториальные рупоры тем, что первые расширяются в плоскости  $H$ , а вторые — в плоскости  $E$ . В первых

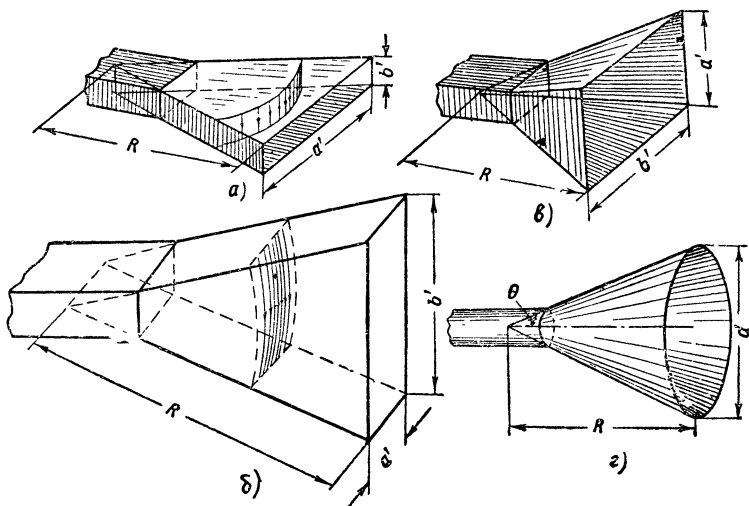


Рис. 6.25. Рупоры.

силовые линии электрического поля перпендикулярны широкой стороне раскрыва, а во вторых — узкой. Пирамидальные рупоры расширяются в обеих плоскостях.

Волны в любом рупоре несколько отличаются от волн в волноводе. Сводятся эти различия к следующему:

1. Увеличение  $\lambda_{кр}$  при движении волны к раскрыву рупора вызывает убывание фазовой скорости  $v$  до скорости распространения волн  $c$  в свободном пространстве:

$$v = \frac{c}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}.$$

2. В процессе движения волны в секториальном рупоре фронт преобразуется из плоского в цилиндрический (см. рис. 6.25, *а*, *б*), а в пирамидальном и коническом рупорах — в сферический. Фазовый центр полученных волн находится в точке пересечения расширяющихся сторон рупора. От этой точки отсчитываются размеры  $l$  и  $R$ .

Поля в раскрыве рупора вследствие изменения формы фронта волны становятся несинфазными и это снижает направленные свойства антенны. Если фазовые сдвиги в раскрыве невелики (меньше  $90-135^\circ$ ), то наблюдается некоторое уменьшение коэффициента использования поверхности антенны  $\gamma$ , а с ним и коэффициента направленного действия  $D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \gamma S_A$ ; если же синфазность поля в раскрыве нарушена значительно, то форма диаграммы направленности резко искажается и  $D$  еще более падает.

Обратимся к сечению  $H$ -плоскостного секториального рупора плоскостью  $H$  (рис. 6.26). Так как в точке  $O$  находится фазовый

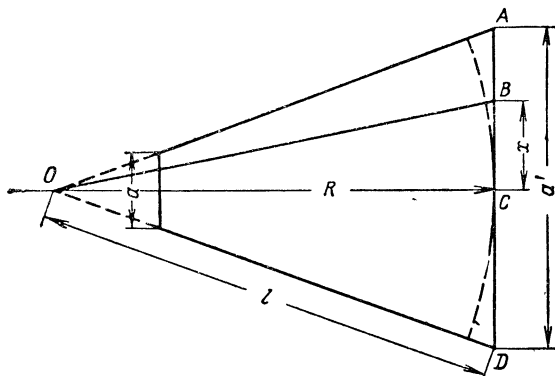


Рис. 6.26. Продольное сечение рупора.

центр возбуждаемых волн, то фронт волны изображается окружностями, исходящими из этой точки. Отсюда следует, что волны в точках  $B$  и  $C$  имеют сдвиг по фазе

$$\Delta\varphi_x = \frac{2\pi}{\lambda} (OB - OC) = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{R^2 + x^2} - R) = \frac{2\pi R}{\lambda} \left( \sqrt{1 + \frac{x^2}{R^2}} - 1 \right),$$

где  $x$  — координата точки  $B$  раскрыва;

$R$  — размер рупора, показанный на рис. 6.26;

$\lambda$  — длина волны в рупоре, которую предполагают равной длине волны в воздухе.

Пользуясь разложением по формуле бинома Ньютона

$$(1 + y)^n = 1 + ny + \frac{n(n-1)}{1 \cdot 2} y^2 + \frac{n(n-1)(n-2)}{1 \cdot 2 \cdot 3} y^3 + \dots,$$

получаем

$$\sqrt{1 + \frac{x^2}{R^2}} = \left[ 1 + \left( \frac{x}{R} \right)^2 \right]^{1/2} = 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{x}{R} \right)^2 - \frac{1}{8} \left( \frac{x}{R} \right)^4 + \dots$$

Так как  $x \ll R$ , то можно ограничиться первыми двумя членами ряда и тогда

$$\Delta\varphi_x = \frac{2\pi}{\lambda} R \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{x^2}{R^2} - 1 \right) = \frac{\pi x^2}{\lambda R}.$$

Полученное выражение показывает, что фаза поля в раскрыве рупора изменяется пропорционально квадрату координаты  $x$  данной точки раскрыва. В крайних точках раскрыва  $AD$  ( $x = a'/2$ ) фазовый сдвиг получается максимальным:

$$\Delta\varphi_{\text{макс}} \approx \frac{\pi a'^2}{4\lambda R}. \quad (126)$$

Аналогично для  $E$ -плоскостного рупора

$$\Delta\varphi_{\text{макс}} \approx \frac{\pi b'^2}{4\lambda R}. \quad (127)$$

В случае пирамидального рупора формула (126) относится к плоскости  $H$ , а (127) — к плоскости  $E$ .

Как видно из этих формул, при данной длине рупора  $R$  увеличение площади раскрыва  $S_A$ , вызванное увеличением  $a'$  или  $b'$ , усиливает фазовые искажения  $\Delta\varphi_{\text{макс}}$  и тем самым снижает коэффициент использования поверхности раскрыва  $\gamma$ . Возникает противоречие: увеличение  $S_A$  способствует, а уменьшение  $\gamma$  препятствует получению большого к. н. д.  $D$ . Следовательно, существуют оптимальные соотношения между размерами рупора, причем *оптимальным называется такой рупор, который при заданной длине  $R$  обладает максимальным коэффициентом направленного действия*. Например, длина  $R$  (размер  $l$ ) и ширина раскрыва  $a'$  оптимального  $H$ -плоскостного секториального рупора связаны соотношениями

$$l = \frac{(a')^2}{3\lambda}, \quad R = \frac{(a')^2}{3,3\lambda}. \quad (128)$$

Если бы поле в раскрыве рупора было синфазным, то поскольку раскрыв его представляет прямоугольную площадку с косинусоидальным распределением амплитуды по стороне  $a'$ , коэффициент  $\gamma$  был бы равен 0,81. В оптимальном рупоре существует сдвиг по фазе, величина его на краях широкой стенки раскрыва равна согласно формулам (126), (128)

$$\Delta\varphi_{\text{макс}} = \frac{\pi a'^2}{4\lambda R} = \frac{\pi 3,3 \lambda R}{4\lambda R} \approx \frac{3}{4} \pi. \quad (129)$$

Это уменьшает коэффициент  $\gamma$  до 0,63.

К.п.д. рупорных антенн  $\eta_A$  можно считать равным 100%, так как наблюдаемые в них потери ограничиваются внутренней поверхностью рупора и эти потери невелики. По известным значениям

$\gamma$  и  $\eta_A$  находим коэффициент усиления оптимального  $H$ -секториального рупора:

$$G_H = D_n \eta_A = \frac{4\pi}{\lambda^2} \gamma S_A \eta_A = \frac{4\pi}{\lambda^2} 0,63 a' b' \cdot 1 = 7,91 \frac{a' b'}{\lambda^2}. \quad (130)$$

В оптимальном  $E$ -плоскостном секториальном рупоре имеем

$$l = \frac{b'^2}{2,1\lambda}, \quad \Delta\varphi_{\text{макс}} = \frac{\pi}{2}, \quad G_E = 8 \frac{a' b'}{\lambda^2}. \quad (131)$$

Пирамидальные рупоры по сравнению с секториальными равной длины имеют большую площадь раскрыва, вследствие чего их коэффициент усиления больше. Этот коэффициент можно рассчитать по формуле

$$G = \frac{G_E G_H}{10},$$

где  $G_E$  и  $G_H$  — коэффициенты усиления двух секториальных рупоров, имеющих расширение соответственно в плоскостях  $E$  и  $H$  и те же длину  $R$  и размеры расширяющихся сторон  $a'$ ,  $b'$ , что и пирамидальный рупор.

К преимуществам пирамидальных рупоров относится также возможность сужения диаграммы направленности в обеих плоскостях  $E$  и  $H$ . Конические рупоры применяются значительно реже, чем секториальные и пирамидальные, так как достаточно незначительного изменения профиля конического рупора, чтобы в нем изменилась структура поля и поляризация волны.

Расчет оптимальных размеров и направленности всех рупоров, в том числе и конических, производится по формулам, приведенным в [3]. Заметим лишь, что коэффициент использования оптимального пирамидального рупора равен  $\gamma = 0,49$ , а конического  $\gamma = 0,51$ . Если увеличить длину любого рупора сверх оптимальной, то поле в раскрыве приблизится к синфазному и коэффициенты  $\gamma$  и  $G$  повысятся, но это достигается ценой чрезмерного увеличения габаритов антенны.

Все рупорные антенны широкополосны, так как если, скажем, длина волны увеличивается, то направленность рупора должна понизиться за счет уменьшения размеров раскрыва по сравнению с длиной волны, но это в большой мере компенсируется тем, что по той же причине уменьшаются фазовые искажения в раскрыве рупора и, следовательно, усиливается направленность антенны.

## 45. Рефлекторные (зеркальные) антенны

**Основные определения. Принцип действия.** *Рефлекторными (зеркальными) антеннами* называются устройства, в которых используется явление отражения волн от рефлектора (зеркала) для преобразования ненаправленных или слабонаправленных электро-

магнитных волн, создаваемых первичным излучателем (облучателем), в остронаправленные волны, излучаемые в пространство.

Обычно в качестве рефлектора (зеркала) применяется параболоид вращения (рис. 6.27, а) или параболический цилиндр (рис. 6.27, б). *Параболоид* представляет собой поверхность, описываемую параболой при ее вращении вокруг своей оси. *Параболический цилиндр* описывается при перемещении параболы вдоль параллельных прямых, называемых образующими цилиндра. Встречаются и другие антенные рефлекторы, построенные на основе параболы. Перечисленные рефлекторные антенны называются иначе *параболическими*.

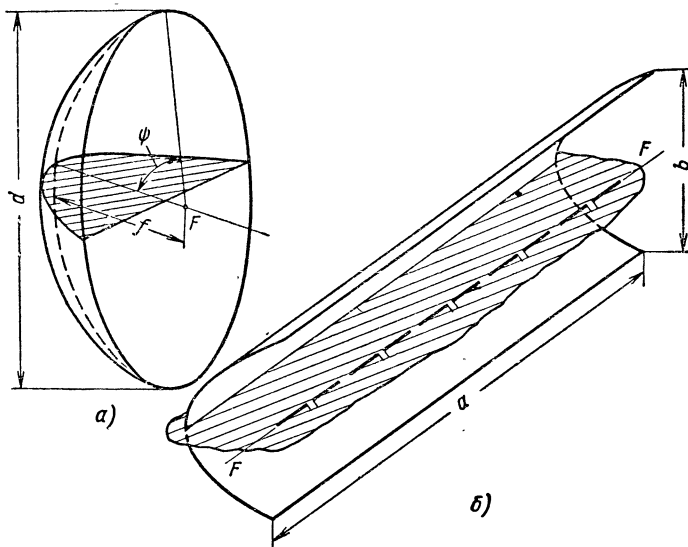


Рис. 6.27. Рефлекторы в виде параболоида вращения (а) и параболического цилиндра (б).

Введем некоторые понятия, относящиеся к параболическим антеннам. *Раскрытием* или отверстием такой антенны называется часть плоскости, ограниченная наружными краями рефлектора. Раскрыв параболоида вращения имеет форму круга диаметром  $d$ , раскрыв параболического цилиндра имеет форму прямоугольника со сторонами  $a$  и  $b$ .

*Фокусным расстоянием*  $f$  параболического рефлектора называется кратчайшее расстояние от его поверхности до точки  $F$ , именуемой *фокусом параболы*.

*Фокальной линией* параболического цилиндра  $FF$  называется линия, параллельная образующим цилиндра и проходящая через фокус исходной параболы.



Углом раскрыва параболического рефлятора  $\psi$  называется угол между осью рефлятора и линией, соединяющей его фокус с крайней точкой параболы.

Геометрические размеры параболоида вращения полностью определяются диаметром раскрыва  $d$  и фокусным расстоянием  $f$ , а геометрия параболического цилиндра — размерами  $a$  и  $b$  раскрыва и фокусным расстоянием. Для параболоида вращения

$$\operatorname{ctg} \frac{\psi}{2} = \frac{4f}{d}. \quad (132)$$

Облучателем параболоида в идеальном случае служит точечный излучатель, помещенный в фокус параболоида; облучателем параболического цилиндра является линейный излучатель, распо-

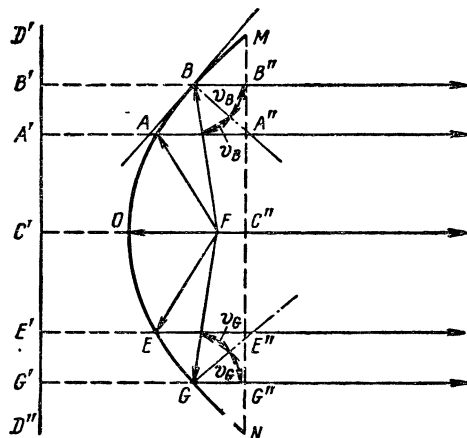


Рис. 6.28. Лучи падающих и отраженных от параболического рефлятора волн.

ложенный вдоль фокальной линии. Для того чтобы сосредоточить излучение облучателя в пределах угла раскрыва рефлятора, облучатель дополняют контррефлексором, имеющим форму симметричного вибратора, плоского диска или полусферы.

Рассмотрим принцип действия антенны с параболическим рефлексором. Парабола (рис. 6.28) является геометрическим местом точек, равноудаленных от фокуса  $F$  и линии  $D'D''$ , называемой директриссой. Согласно этому определению

$$FO = C'O; FA = A'A, FB = B'B, \dots$$

Волны, падающие из фокуса на параболическое зеркало, отражаются в одном направлении, т. е. лучи отраженных волн параллельны друг другу. В этом можно убедиться, если к точкам  $A, B, E, G, \dots$  параболы провести нормали (перпендикуляры к касательным линиям) и относительно этих точек определить направления

падающих и отраженных волн, соблюдая равенство углов падения и отражения.

В соответствии с приведенными равенствами длина лучей:

$$FO + OC'' = C'O + OC'' = C'C'',$$

$$FA + AA'' = A'A + AA'' = A'A'',$$

$$FB + BB'' = B'B + BB'' = B'B'';$$

.....

Так как  $C'C'' = A'A'' = B'B'' \dots$ , то волны, исходящие из фокуса, приходят в плоскость раскрыва в одинаковой фазе.

Точечный излучатель, как известно, возбуждает сферические волны, а линейный — цилиндрические. Синфазность волн в плоскости является признаком плоских волн. Следовательно, антенны с параболическим рефлектором преобразуют сферические или цилиндрические волны облучателя в плоские. Этим достигается максимально возможная направленность антенны, так как при параллельных лучах излучаемая волна в сечении, поперечном линии распространения, ограничена площадью раскрыва антенны, т. е. ширина диаграммы направленности равна нулю.

Приведенные рассуждения основаны на законах геометрической (лучевой) оптики, которые можно применять без ограничений к волновым поверхностям с длиной рассматриваемых участков, несоизмеримо большей длины волны. Если же это соотношение не соблюдается, как в данном случае, то происходит отступление от прямолинейного распространения волн, роль дифракции возрастает, а это снижает направленность антенны.

**Направленные свойства параболоида вращения.** Через раскрыв параболической антенны проходят электромагнитные волны. Значит плоскость раскрыва антенны непрерывно заполнена элементами Гюйгенса, каждый из которых составляет какую-то часть волнового фронта. Поля этих синфазных элементов интерферируют и в результате излучаемые волны концентрируются в определенных направлениях. Степень концентрации, как указано, зависит от соотношения размеров раскрыва излучателя и длины волны: чем больше отношение диаметра параболоида вращения  $d$  к длине волны  $\lambda$ , тем меньше ширина диаграммы направленности. Но не только это влияет на направленные свойства параболической антенны. Существенную роль играет амплитудное и фазовое распределения поля в раскрыве.

Если облучатель имеет точечный фазовый центр, который к тому же находится в фокусе параболического рефлектора, то согласно сказанному поле в раскрыве рефлектора синфазное. По амплитуде это поле неодинаковое. Причины неравномерности амплитуды следующие. От облучателя до рефлектора распространяются сфери-

ческие (в случае параболоида) или цилиндрические (в случае параболического цилиндра) волны, а после отражения от рефлектора отражаются плоские волны. В сферической волне амплитуда напряженности поля изменяется обратно пропорционально расстоянию

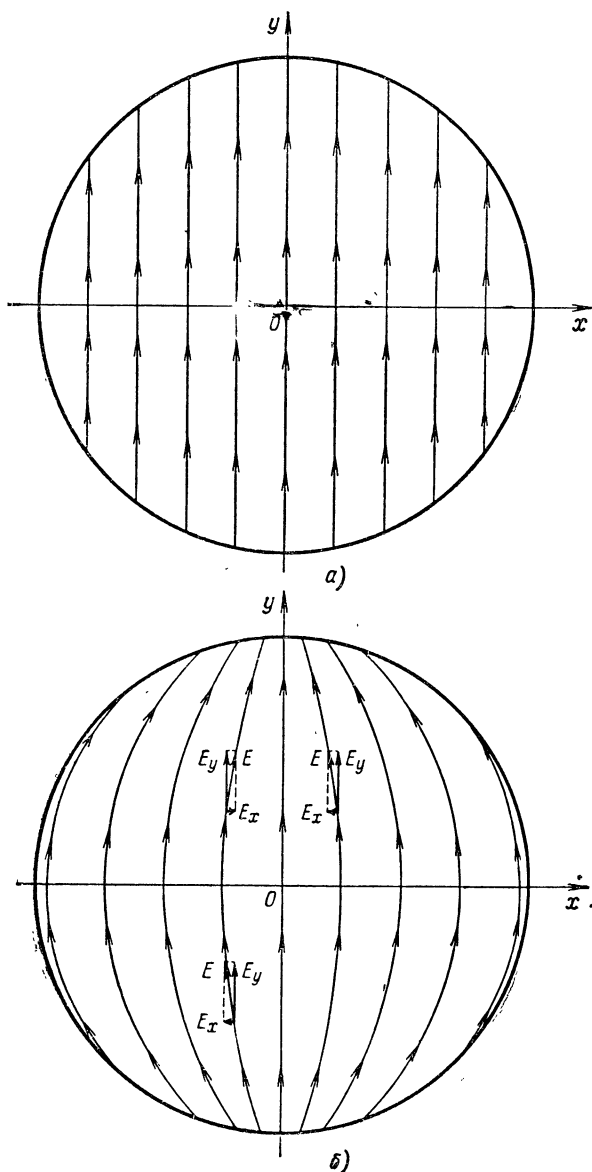


Рис. 6.29. Электрическое поле равномерно возбуждаемого круглого отверстия (а) и в раскрыве параболоида вращения (б).

от излучателя, в цилиндрической — обратно пропорционально корню квадратному из этого расстояния, а в плоской — амплитуда напряженности поля остается постоянной. По мере отклонения от оси антенны лучи сферических (цилиндрических) волн, идущих от облучателя до рефлектора, удлиняются и, следовательно, амплитуда

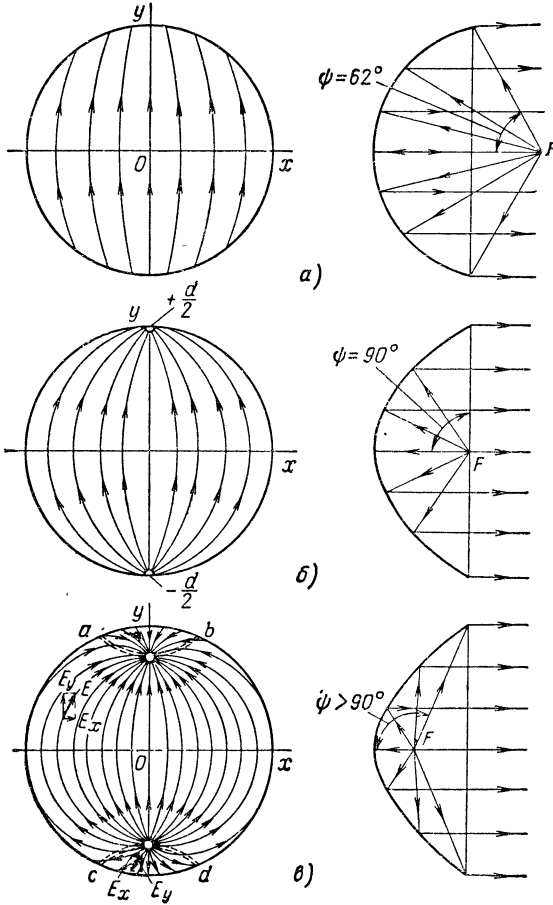


Рис. 6.30. Влияние угла раскрыва параболического рефлектора на электрическое поле в его раскрыве.

этих волн уменьшается. Ослабление поля в направлении от центра раскрыва к его границе усиливается еще тем, что в этом направлении плотность потока мощности облучателя уменьшается.

На рис. 6.29 показаны для сравнения электрические поля круглой площадки, которая возбуждается равномерно (рис. 6.29, а), и в раскрыве параболоида вращения, облучаемого элементарным СВ\*

или полуволновым вибратором (рис. 6.29, б). Электрическое поле круглой площадки имеет только одну составляющую  $E_y$  по оси  $Oy$ , а поле в раскрыве параболоида — две составляющие  $E_x$  и  $E_y$  по осям  $Ox$  и  $Oy$ . Из них  $E_x$  нежелательна, так как она не создает излучения в плоскостях  $yz$  и  $xz$  (на участках, симметричных относительно оси  $Ox$  или  $Oy$ , она выражается численно равными и противоположно направленными векторами), а вне этих плоскостей  $E_x$  вызывает эллиптическую поляризацию волны вместо линейной. Легко заметить, что там, где больше  $E_x$ , полезная составляющая  $E_y$  меньше, а неравномерность амплитуды поля в раскрыве параболоида больше.

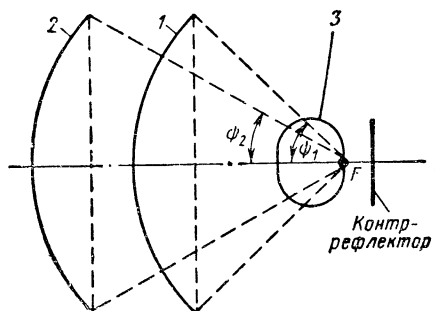


Рис. 6.31. Влияние угла раскрыва параболоида на коэффициент использования его поверхности.

Существенное значение имеет угол раскрыва  $\psi$ . Если  $\psi < 90^\circ$  (рис. 6.30, а), то электрическое поле в раскрыве длиннофокусного параболоида совпадает с изображенным на рис. 6.29, б. В этом случае фокус находится вне параболоида.

Если  $\psi = 90^\circ$  (рис. 6.30, б), то фокус параболоида находится в плоскости его раскрыва; характерно, что здесь, в точках с координатами  $x = 0$  и  $y = \pm d/2$ , которые называются полюсами, электромагнитное поле полностью отсутствует. Такое явление объясняется тем, что полюсы расположены на оси вибратора облучателя, вдоль которой невозможно излучение.

При дальнейшем увеличении угла раскрыва рефлектора ( $\psi > 90^\circ$ ) параболоид становится короткофокусным (рис. 6.30, в), в волне, проходящей через его отверстие, появляются вредные зоны, очерченные линиями  $ab$ ,  $cd$ , в которых направление поля  $E_y$  изменяется на обратное по сравнению с основной частью раскрыва параболоида. За счет этого усиливается неравномерность поля в раскрыве рефлектора и бесполезно тратится энергия на облучение вредной зоны. Для того чтобы избежать появления вредных зон, обычно используют длиннофокусные параболоиды ( $\psi < 90^\circ$ ).

На рис. 6.31 изображены два длиннофокусных рефлектора, из которых 1 соответствует углу раскрыва  $\psi_1$ , а 2 — углу раскрыва

$\psi_2 < \psi_1$ . Контррефлектор обеспечивает одностороннее излучение облучателя. С уменьшением угла раскрыва большая часть энергии облучателя теряется за пределами рефлектора, но сам рефлектор облучается более равномерно. Рассеивание энергии понижает к.п.д. антенны  $\eta_A$ , а равномерность облучения рефлектора способствует повышению коэффициента использования поверхности антенны  $\gamma$ . Значит, так как коэффициент усиления антенны

$$G = D \eta_A = \frac{4\pi}{\lambda^2} \gamma S_A \eta_A$$

прямо пропорционален произведению  $\gamma \eta_A$ , то *существует наиболее выгодное значение угла раскрыва рефлектора*. Максимальный коэффициент усиления получается при таком значении  $\psi$ , когда амплитуда поля на краях раскрыва составляет примерно 0,3 от амплитуды поля в центре раскрыва. При этом  $\gamma \approx 0,5 \div 0,6$ .

Чтобы определить характеристики параболической антенны, необходимо по диаграмме направленности облучателя  $Z$  найти наиболее выгодный угол раскрыва параболоида  $\psi$ , при котором поле облучателя уменьшается до 0,3 по напряженности (или 0,1 по мощности) от максимального. Исходя из заданного коэффициента усиления, определяют диаметр рефлектора  $d$  и  $\psi$  и вычисляют фокусное расстояние  $f$ .

Если облучателем служит полуволновый вибратор с плоским контррефлектором, то коэффициенту  $\gamma \approx 0,5 \div 0,6$  соответствует угол раскрыва  $\psi = 60 \div 70^\circ$ , а это согласно формуле

$$\operatorname{ctg} \frac{\psi}{2} = \frac{4f}{d} \quad (132)$$

дает оптимальное отношение  $d/f \approx 2,6$ .

Теперь коэффициент усиления при  $\eta_A = 1$  равен

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \gamma S_A = \frac{4\pi}{\lambda^2} (0,5 \div 0,6) S_A = (6 \div 8) \frac{S_A}{\lambda^2}, \quad (133)$$

и ширины диаграмм направленности в электрической  $yz$  и магнитной  $xz$  плоскостях соответственно равны

$$2\theta'_E \approx \left(75 \frac{\lambda}{d}\right)^\circ, \quad 2\theta'_H \approx \left(70 \frac{\lambda}{d}\right)^\circ. \quad (134)$$

Как видно из формул (134), параболоид вращения обладает несколько большей направленностью в плоскости  $H$  по сравнению с плоскостью  $E$ . Это связано с тем, что вибратор, используемый в качестве облучателя параболоида, не обладает направленным действием в магнитной (экваториальной) плоскости и создает слабо-направленное излучение в электрической (меридиональной) плоскости.

**Направленные свойства параболического цилиндра.** Раскрыв параболического цилиндра (см. рис. 6.27, б) представляет собой синфазную поверхность прямоугольной формы.

Диаграмма направленности параболического цилиндра в электрической плоскости, проходящей через фокальную линию, определяется отношением его длины  $a$  к длине волны  $\lambda$ , а диаграмма направленности в магнитной плоскости определяется отношением размера  $b$  рефлектора к той же длине волны. Так как  $a \gg b$ , то ширина угла диаграммы направленности в электрической плоскости значительно меньше соответствующего угла в магнитной плоскости, т. е. *антенна с параболическим цилиндром дает верную диаграмму направленности.*

Если контррефлектор отсутствует и облучатель в магнитной плоскости не имеет направленного действия, то целесообразно применять глубокие зеркала, имеющие большой угол раскрыва  $\psi$ , с тем чтобы большая часть энергии облучателя попадала на рефлектор.

При однонаправленном облучении угол раскрыва рефлектора следует уменьшить до  $60^\circ$ . При этом ширины основных лепестков диаграмм направленности в электрической и магнитной плоскостях соответственно равны

$$2\theta'_E = \left(56 \div 68 \frac{\lambda}{a}\right)^\circ, \quad 2\theta'_H = \left(60 \frac{\lambda}{b}\right)^\circ. \quad (135)$$

Большой разброс угла  $2\theta'_E$  объясняется тем, что от качества облучателя в большой мере зависит равномерность распределения амплитуды в плоскости  $E$ .

Сравнивая эти формулы с формулой (124) для равномерно облучаемого прямоугольного отверстия, можно убедиться в том, что неравномерность распределения поля в раскрыве параболического цилиндра, как и в других поверхностных антеннах, вызывает увеличение ширины основного лепестка диаграммы направленности.

Основной недостаток антенн с параболическим цилиндром заключается в трудности создания линейного облучателя большой длины. Поэтому в качестве линейного облучателя часто используют несколько синфазных полуволновых вибраторов, а в качестве контррефлектора — пассивные вибраторы, аналогичные активным вибраторам и удаленные от первых на расстояние, несколько меньшее, чем  $\lambda/4$ .

## 46. Линзовые антенны

Принцип действия линзовых антенн основан на свойстве линз изменять скорость, а соответственно и направление распространения электромагнитных волн, падающих на линзы. Линзовые антенны, как и рефлекторы, преобразуют сферические или цилиндрические волны, возбуждаемые облучателем, в плоские. В рефлекторных антеннах этот процесс обусловлен отражением волн от зеркала, а в линзовых — преломлением волн в линзе.

Обычно освещенная поверхность линзы, т. е. обращенная к облучателю, имеет криволинейные контуры и создает требуемое преломление волн, а противоположная, теневая поверхность служит *раскрывом линзы*. Раскрыв, как правило, имеет вид плоской прямоугольной (рис. 6.32, а) или круглой (рис. 6.32, б) площадки. В зависимости от того, какую форму имеет преломляющая поверхность, различают *сферические* и *цилиндрические линзы*.

Линия, перпендикулярная плоскости раскрыва и проходящая через его центр, называется осью линзы. Облучатель помещается на этой оси в точке *F*, называемой *фокусом линзы*. Ближайшая к фокусу точка линзы считается ее *вершиной*. Расстояние между фокусом и вершиной линзы называется *фокусным расстоянием*. Линия, пер-

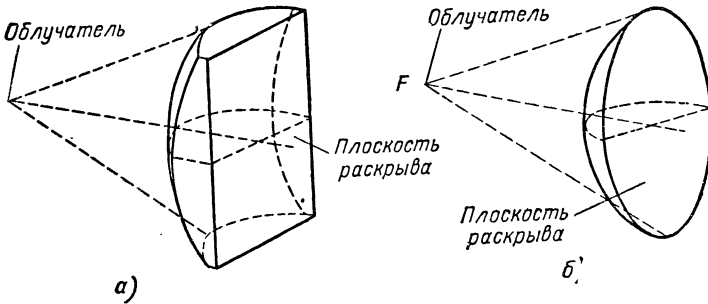


Рис. 6.32. Линзовые антенны:

а — цилиндрическая с прямоугольным раскрывом; б — сферическая с круглым раскрывом.

пендикулярная оси линзы и проходящая через фокус, называется *фокальной*. Облучатель цилиндрической линзы располагается вдоль фокальной линии, а облучатель сферической линзы — в ее фокусе.

В зависимости от материала изготовления линзовые антенны разделяются на диэлектрические, металлопластинчатые и с искусственным диэлектриком.

**Диэлектрические линзы.** Диэлектрические линзы имеют показатель преломления  $n = \sqrt{\epsilon}$ , больший единицы, т. е. скорость распространения электромагнитных волн в них меньше скорости света в  $n$  раз.

На рис. 6.33 показано продольное осевое сечение диэлектрической линзы. Сферические волны, создаваемые точечным облучателем, сначала достигают поверхности линзы в ее вершине *O*, а к остальным точкам приходят тем позже, чем больше эти точки удалены от вершины линзы. Вместе с тем время распространения волн в линзе увеличивается по мере приближения к ее оси. Поэтому при соответствующей форме преломляющей поверхности линзы *ABOC* можно добиться того, чтобы в раскрыве линзы *A'B'O'C'D'* получилась синфазная волна. Таким образом, *сферическая волна превращается в плоскую, что и требуется для остронаправленного излу-*



чения. В цилиндрических линзах цилиндрические волны преобразуются в плоские.

Для определения профиля линзы, т. е. формы ее преломляющей поверхности, выберем на этой поверхности произвольную точку  $A$  с координатами  $x, y$  и сравним оптическую длину лучей, проходящих от облучателя по оси линзы и от облучателя через точку  $A$  к раскрыву (рис. 6.34).

Для линзовой антенны условием преобразования сферической волны в плоскую является равенство оптической длины луча от облучателя до любой точки плоскости раскрыва. Отсюда следует, что можно приравнять оптическую длину лучей  $F00'$  и  $FAA'$ :

$$F0 + n(00' + 0''0') = FA + n(AA').$$

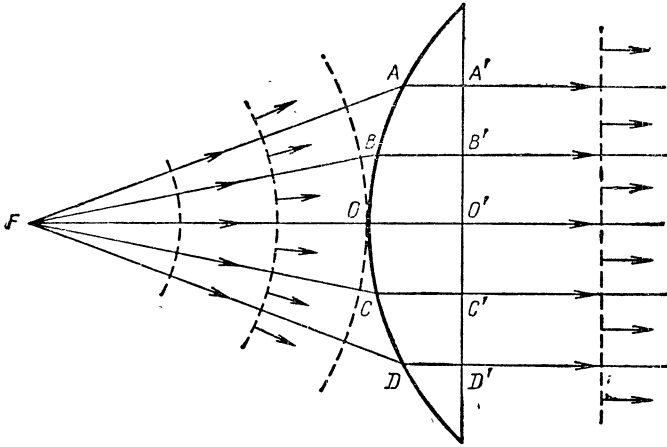


Рис. 6.33. Преломление волн диэлектрической линзой.

Так как  $0''0' = AA'$ , то  $F0 + n(00'') = FA$ , где  $F0 = f$  — фокусное расстояние линзы,  $00'' = x$ ,  $FA = \sqrt{(f+x)^2 + y^2}$  (из прямоугольного треугольника  $F0'A$ ). Следовательно,  $f + nx = \sqrt{(f+x)^2 + y^2}$ , откуда после возведения в квадрат обеих частей равенства получаем  $f^2 + 2fnx + n^2x^2 = f^2 + 2fx + x^2 + y^2$ . Это соответствует уравнению гиперболы

$$(n^2 - 1)x^2 + 2(n - 1)fx - y^2 = 0. \quad (136)$$

Таким образом, преломляющая поверхность диэлектрической линзы должна иметь гиперболическую форму.

Крайней точке профиля линзы  $L$  соответствуют координаты  $x = m$  и  $y = d/2$ , где  $m$  — толщина линзы,  $d$  — ширина (прямоугольного) или диаметр (круглого) раскрыва линзы.

Подставив эти координаты в полученное уравнение гиперболы

$$(n^2 - 1)m^2 + 2(n - 1)fm - \left(\frac{d}{2}\right)^2 = 0$$

и решив его относительно  $m$ , получим

$$m = \frac{-2(n-1)f \pm \sqrt{4(n-1)^2 f^2 + 4(n^2-1)d^2/4}}{2(n^2-1)} =$$

$$= -\frac{f}{n+1} \pm \sqrt{\frac{4(n-1)^2 f^2}{4(n^2-1)^2} + \frac{4(n^2-1)d^2}{4(n^2-1)^2 \cdot 4}}.$$

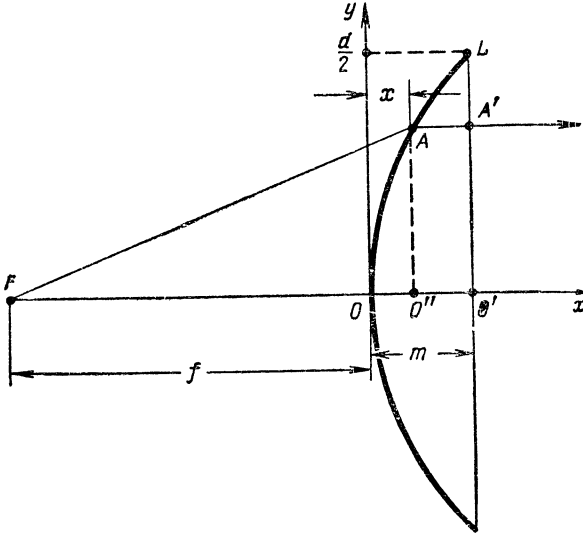


Рис. 6.34. Геометрические параметры диэлектрической линзы.

Знак минус перед радикалом опускаем, так как ему соответствует отрицательное значение  $m$ , что не имеет физического смысла. Итак, толщина линзы

$$m = -\frac{f}{n+1} + \sqrt{\frac{f^2}{(n+1)^2} + \frac{d^2}{4(n^2-1)}}. \quad (137)$$

Согласно формуле толщина линзы тем меньше, чем меньше ширина ее раскрыва, больше фокусное расстояние и показатель преломления материала, из которого она изготовлена. Из конструктивных соображений желательно уменьшать как толщину линзы, так и ее фокусное расстояние, от которого зависит положение облучателя. Эти противоречивые требования можно совместить, значительно уменьшая размеры раскрыва антенны и увеличивая показатель преломления линзы. Первое влечет за собой снижение направленного действия антенн, а второе — увеличение отражения от линзы, что косвенно также уменьшает коэффициент усиления антенны.

Диэлектрические линзы изготовляют из высокочастотных диэлектриков с малыми потерями и показателем преломления, немногим больше единицы. Так, например, широко применяемые в

линзовых антеннах полиэтилен и полистирол имеют параметры: показатель преломления 1,5 и 1,6, тангенс угла потерь 0,0003 и 0,0002 соответственно.

Оптимальным значением фокусного расстояния является  $f = d$ .

Для уменьшения толщины линзы применяют зонирование, которое основано на том, что скачкообразное изменение фазы поля в

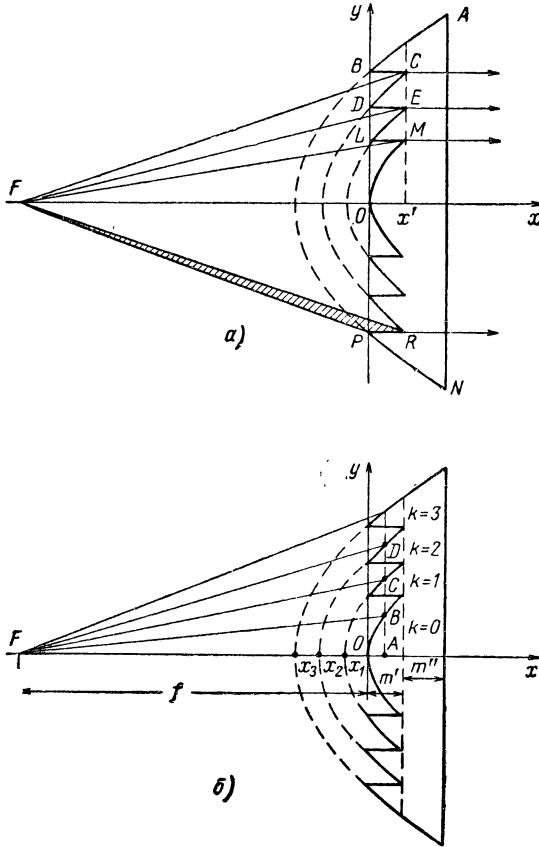


Рис. 6.35. Диэлектрическая линза, зонированная со стороны ее гиперболической поверхности.

раскрые линзы на  $360^\circ$  фактически не изменяет фазовых соотношений в ней. Освещенная (рис. 6.35, а), а иногда и неосвещенная, поверхность зонированной линзы делается ступенчатой. В одноименные точки ( $C, E, M, \dots$ ) различных зон волны от облучателя должны поступать с запаздыванием, отличающимся на целое число периодов, т. е. сдвигом по фазе на  $2\pi, 4\pi, \dots$ . Так как во всех зонах освещенная поверхность гиперболическая, то из этих точек волны идут параллельными лучами и при соблюдении указанного условия

зонирования они достигают плоскости раскрыва с одинаковыми фазами.

Поместим начало координат в вершине линзы  $O$ , а линию  $AN$  расположим параллельно оси  $y$ . Теперь определим ширину ступеньки  $m'$  (рис. 6.35, б), считая зону, пересекающую осевую линию, нулевой ( $k = 0$ ), а последующие зоны — первой ( $k = 1$ ), второй ( $k = 2$ ), третьей ( $k = 3$ ) и т. д.

Для нулевой зоны условием синфазности поля в раскрыве является

$$FO + n(OA) = FB$$

или

$$f + nx = \sqrt{(f+x)^2 + y^2},$$

где  $x, y$  — координаты произвольной точки  $B$  на преломляющей поверхности нулевой зоны

Согласно принципу зонирования линзы оптическая длина пути для точек соседних зон с одинаковой координатой  $x$  отличается на  $\lambda$ , а для соответствующих точек нулевой и  $k$ -й зон — на  $k\lambda$ . Отсюда следует, что преломляющая поверхность  $k$ -й зоны должна удовлетворять уравнению

$$f + nx = \sqrt{(f+x)^2 + y^2} - k\lambda.$$

Полагая  $y = 0$ , определяем координату  $x = x_k$  точки пересечения гиперболической поверхности  $k$ -й зоны с осью абсцисс из уравнения

$$f + nx_k = f + x_k - k\lambda,$$

откуда

$$x_k = -\frac{k\lambda}{n-1}.$$

Так как вершина зонированной линзы расположена в начале координат, то это выражение определяет суммарную ширину ступенек всех  $k$  зон. Следовательно, ширина каждой ступеньки

$$m' = \frac{|x_k|}{k} = \frac{\lambda}{n-1}. \quad (138)$$

Толщина линзы  $m$  должна быть больше  $m'$  на величину  $m''$ , обеспечивающую механическую прочность линзы:

$$m = m' + m''.$$

Коэффициент преломления диэлектрических линз не зависит от частоты, а поэтому незонированные диэлектрические линзы не ограничивают полосу пропускания антенного устройства. Зонированные диэлектрические линзы таким свойством не обладают: при изменении длины волны ширина ступеньки не удовлетворяет равенству (138) и нарушается синфазность поля в раскрыве линзы.

Если на средней волне  $\lambda_0$  разность длины пути от фокуса линзы до соответствующих точек нулевой и  $k$ -й зон равна  $k\lambda_0$ , то на крайней волне спектра  $\lambda_0 + \Delta\lambda$  эта разность не равна  $k(\lambda_0 + \Delta\lambda)$ , а отличается от нее на величину  $\Delta l_x$ :

$$k\lambda_0 = k(\lambda_0 + \Delta\lambda) - \Delta l_x.$$

Допускаем максимальный сдвиг по фазе в раскрыве линзы равным  $\pi/2$ , т. е. величину  $\Delta l_x = \lambda_0/4$ , и находим

$$k\lambda_0 = k(\lambda_0 + \Delta\lambda) - \frac{\lambda_0}{4} \quad \text{или} \quad k\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{4}.$$

Следовательно, полоса пропускания  $2\Delta\lambda/\lambda_0$ , выраженная в процентах,

$$\frac{2\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{2}{4k} 100 = \frac{50}{k} \% . \quad (139)$$

Формула показывает, что чем больше зон в диэлектрической линзе, тем меньше ее полоса пропускания.

Зонированные линзы имеют и другой недостаток: часть энергии облучателя, попадающая на поверхность ступенек, рассеивается ими и не излучается через плоскость раскрыва. Например, на рис. 6.35, а показана область *FPR* волны облучателя, которая не создает излучения с раскрыва линзы. За счет дифракции, правда, некоторое излучение возникает и от такого рода лучей облучателя, однако коэффициент усиления все равно снижается и в диаграмме направленности антенны появляются боковые лепестки. Незонированные диэлектрические линзы свободны от этих недостатков, но они громоздки, имеют большой вес и дороги в производстве, если рассчитаны на большое усиление.

**Линзы из искусственного диэлектрика.** Отличительным свойством диэлектрика является поляризация его молекул в электрическом поле. Поляризованные молекулы образуют электрические диполи. Их собственное поле направлено навстречу приложенному извне и чем больше диполи ослабляют результирующее электрическое поле в диэлектрике, тем меньше его относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$ .

Если в воздухе расположить металлические частицы на расстоянии, значительно меньшем длины волны, и воздействовать на них электрическим полем волны, то в частицах произойдет смещение электронов, равнозначное образованию электрических диполей. На этом принципе основаны искусственные диэлектрики, идея создания которых впервые высказана Н. А. Капцовым (1920 г.) Приоритет в применении искусственного диэлектрика для изготовления линз и призм принадлежит М. А. Бонч-Бруевичу.

Для механического крепления элементов искусственного диэлектрика проводящие частицы впредсвивают в изолятор, имеющий диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_a$ , близкую к диэлектрической проницаемости воздуха  $\epsilon_0$ . Наиболее широко для этих целей применяется пенистый полистирол ( $\epsilon = 1,02$ ).

Показатель преломления искусственного диэлектрика, так же как естественного,  $n > 1$ . Поэтому линзы с искусственным диэлектриком являются замедляющими и имеют гиперболическую преломляющую поверхность.

На рис. 6.36, а показана зонированная линза с проводящими дисками из фольги, закрепленными на листах из пенистого полистирола, а на рис. 6.36, б — с металлическими элементами, нанесенными на пластины пенистого полистирола методом разбрызгивания через трафарет. Наиболее широко применяются линзы с дисковыми или ленточными металлическими элементами. Коэффициент преломления таких линз может быть вычислен по формулам:

для дисковых линз

$$n = \sqrt{1 + \frac{16}{3} NR^2}, \quad (140)$$

где  $N$  — число дисков в каждой единице объема,  $R$  — радиус диска;  
для ленточных линз

$$n = \sqrt{1 + \frac{\pi a^2 N}{4}}, \quad (141)$$

где  $a$  — ширина ленты;  $N$  — количество лент на единице площади продольного сечения.

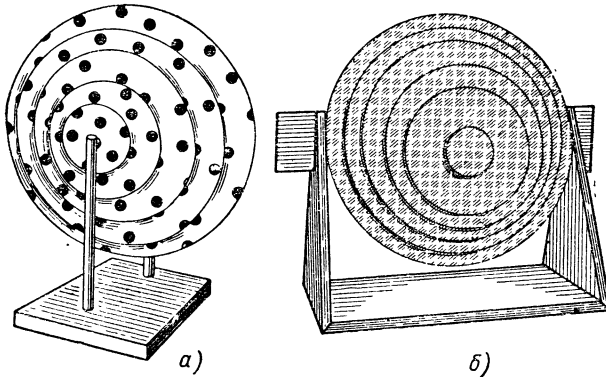


Рис. 6.36. Зонированные линзы из искусственного диэлектрика.

Эти формулы не учитывают взаимного влияния металлических частиц и зависимости от них магнитной проницаемости линзы. Коэффициент преломления искусственных диэлектриков выбирают из тех же соображений, что и естественных, наиболее выгодное значение  $n = 1,5 \div 1,6$ .

Благодаря тому, что пенный полистирол имеет малый удельный вес ( $0,03 \div 0,1$ ) и малый угол потерь [ $\text{tg } \delta = (1 \div 2)10^{-3}$ ], линзы из искусственного диэлектрика отличаются малым весом, простотой изготовления и высоким к. п. д.

**Ускоряющие линзы.** Ускоряющие линзовые антенны состоят из нескольких металлических пластин, расположенных друг от друга на расстоянии  $a$ , которое меньше  $\lambda$ , но больше  $\lambda/2$ . Между пластинами проходят волны, возбуждаемые облучателем, с составляющей электрического поля, параллельной поверхности пластин (рис. 6.37). В этом случае пластины линзы играют такую же роль, как узкие стенки прямоугольного волновода. Следовательно, в рассматриваемой линзе возможно распространение лишь волны типа  $H_{10}$  с фазовой скоростью

$$v = \frac{c}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}},$$

которая больше скорости света. Из этой формулы можно определить коэффициент преломления металлопластинчатой линзы:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}. \quad (142)$$

Так как крайние значения  $a$  равны  $\lambda/2$  и  $\lambda$ , то показатель преломления колеблется от 0 до  $\sqrt{0,75} = 0,856$ ; такие линзы называются *ускоряющими* ( $n < 1$ ).

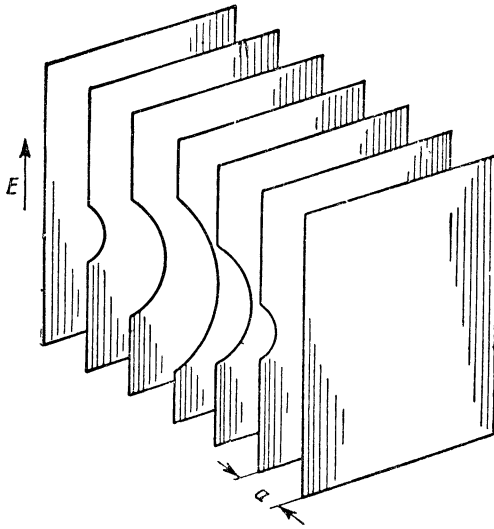


Рис. 6.37. Ускоряющая линза.

Очевидно, для того чтобы сферические или цилиндрические волны облучателя при помощи ускоряющей линзы преобразовались в плоские, толщина этой линзы на осевой линии должна быть минимальной и по мере удаления от оси увеличиваться (рис. 6.37).

Можно доказать, что *преломляющая поверхность ускоряющей линзы имеет эллиптическую форму*.

Профиль зонированной ускоряющей линзы показан на рис. 6.38. Зонирование ускоряющих линз позволяет расширить их полосу пропускания. Ускоряющая линза работает в узком диапазоне частот, ее коэффициент преломления, как видно из формулы

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2},$$

значительно зависит от длины волны. В зонированных линзах электромагнитные волны проходят между пластинами меньший путь, чем в незонированных. Вследствие этого ослабляется влияние ча-

стоты на оптическую длину пути волн в антенне и расширяется ее полоса пропускания.

Зонирование ускоряющих линз связано с появлением теневой области (MPLN на рис. 6.38), границы которой определяются лучами волн, отраженных от крайних точек ступенек. Теневая область уменьшает коэффициент направленного действия антенны и несколько искажает диаграмму направленности.

При выборе показателя преломления ускоряющих линз руководствуются тем, что при малом значении  $n$  условия распространения волн на границе линзы резко изменяются и увеличенное отражение

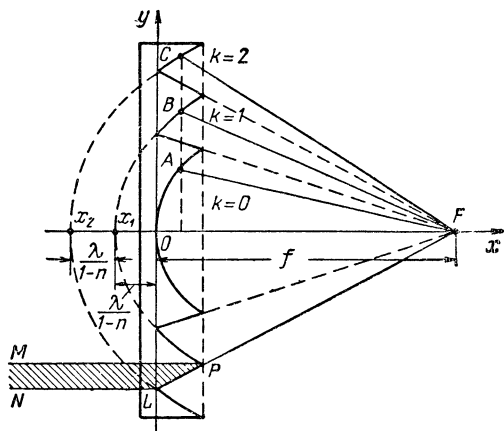


Рис. 6.38. Профиль зонированной ускоряющей линзы.

волн снижает к.п.д. антенны. С другой стороны, уменьшение  $n$  усиливает преломление в линзе и позволяет сократить ее толщину. Наиболее выгодным значением показателя преломления является  $n \approx 0,5$ .

При расчете диаграмм направленности линзовых антенн следует учитывать размеры раскрыва линзы и равномерность его возбуждения по амплитуде и фазе. В раскрыве замедляющих линз наблюдается значительная неравномерность амплитуды поля. Это объясняется двумя обстоятельствами: расстояние от облучателя до преломляющей поверхности линзы увеличивается по мере удаления от оси линзы (см. рис. 6.33); в том же направлении интенсивность облучения линзы уменьшается вследствие направленных свойств облучателя. Ускоряющие линзовые антенны позволяют компенсировать эти свойства облучателя тем, что в них длина пути от облучателя к линзе уменьшается с удалением от оси линзы (см. рис. 6.37). В результате получается, что для замедляющей линзы неравномерность распределения амплитуды больше, а коэффициент направленного действия меньше, чем для ускоряющей линзы.



Обобщим данные о линзовых антеннах разного вида. С точки зрения потерь в антенне металлопластинчатые линзы более совершенны, чем линзы из естественного и искусственного диэлектрика.

По диапазонам свойствам наиболее совершенны незонированные диэлектрические линзы и наименее совершенны незонированные ускоряющие.

Наименьшим весом и простотой изготовления отличаются линзы из искусственного диэлектрика; с этой точки зрения наименее качественны диэлектрические незонированные линзы.

В настоящее время применяют главным образом замедляющие линзы из искусственного диэлектрика и ускоряющие металлопластинчатые. Большой эффект дает использование линз в качестве вставок в рупоры.

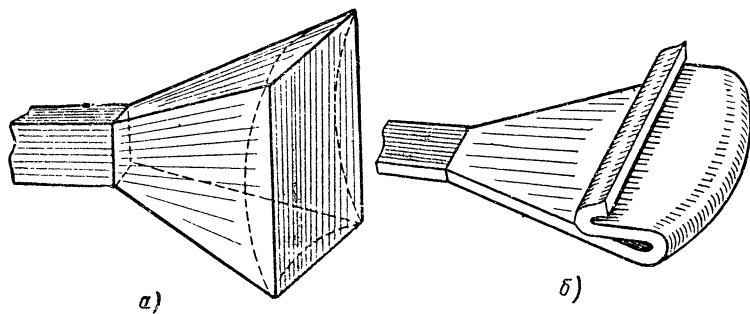


Рис. 6.39. Усовершенствованные рупорные антенны:  
а — с линзовой вставкой; б — с согнутым рупором.

**Рупорно-линзовые антенны.** Получению высокой направленности в рупорной антенне препятствует то обстоятельство, что если длина рупора не очень велика, то поле в раскрыве имеет весьма значительное расхождение по фазе. Если же в раскрыве рупора поместить линзовую вставку, как показано на рис. 6.39, а, то линза устраняет эту несинфазность, вследствие чего уменьшается ширина угла главного лепестка, резко понижается интенсивность боковых лепестков и увеличивается коэффициент усиления антенны. Последнее достигается также тем, что при помощи рупора вся энергия сосредоточивается на линзе. В преимуществах рупора с линзовой вставкой можно убедиться, сравнивая диаграмму направленности замедляющей линзы, облучаемой небольшим рупором, который находится в фокусе линзы, с диаграммой той же линзы, расположенной в раскрыве пирамидального рупора (рис. 6.40).

На рис. 6.39, б показан секториальный рупор, согнутый по параболической кривой. Такую антенну называют иногда рупором с металловоздушной линзой. Работа этой линзы заключается в том, что благодаря соответствующему изгибу рупора длина любого луча от фазового центра до раскрыва рупора получается одинаковой, а это обеспечивает синфазность поля на выходе антенны.

Наибольшее распространение получили линзовые вставки из искусственного диэлектрика и ускоряющие. Имея в виду, что линзовые вставки частично или полностью устраняют несинфазность поля в раскрыве рупора, диаграммы направленности рупорно-линзовых антенн можно рассчитывать по формулам, выведенным для открытого конца волновода.

Если бы линза обеспечивала строгую синфазность поля в раскрыве антенны, а амплитуда этого поля в плоскости  $H$  изменялась по косинусоидальному закону, то коэффициент использования по-

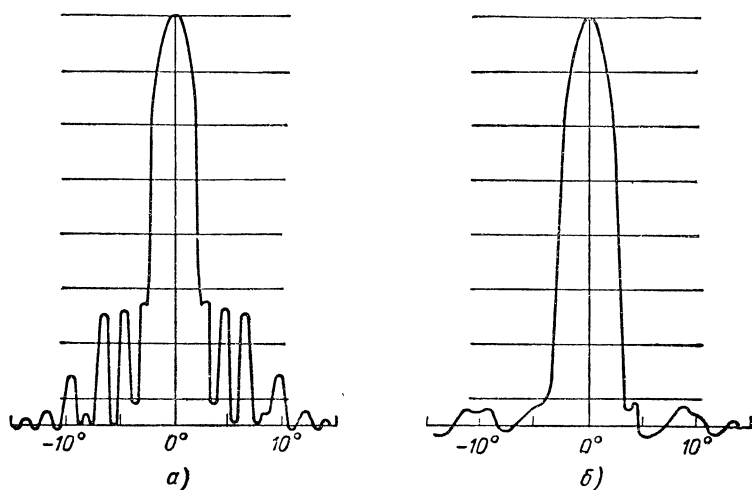


Рис. 6.40. Диаграммы направленности линзы, облучаемой рупором (а), и рупорно-линзовой антенны (б).

верхности антенны  $\gamma$  был бы равен 0,81. Но так как обычно имеют место некоторые отклонения от этих условий, то коэффициент  $\gamma$  не превышает  $0,55 \div 0,65$ , а коэффициент усиления рупорно-линзовой антенны равен

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \gamma S_A = \frac{4\pi}{\lambda^2} (0,55 \div 0,65) a' b'.$$

## 47. Сравнение параболических и линзовых антенн

Линзовые антенны по сравнению с зеркальными имеют ряд преимуществ.

Во-первых, при изготовлении линз требуется примерно в 4 раза меньшая точность, чем для изготовления параболических антенн. Причина этого заключается в том, что неточность профиля зеркальных антенн сказывается дважды: при падении волны на зеркало и при отражении от него, а неточность профиля линзы сказывается

только один раз: при прохождении (преломлении) волн через освещенную поверхность линзы.

Во-вторых, в линзовых антеннах облучатель не экранирует лучи линзы, а в параболических он находится перед рефлектором, уменьшая этим эффективную поверхность антенны и усиливая боковые лепестки в диаграмме направленности.

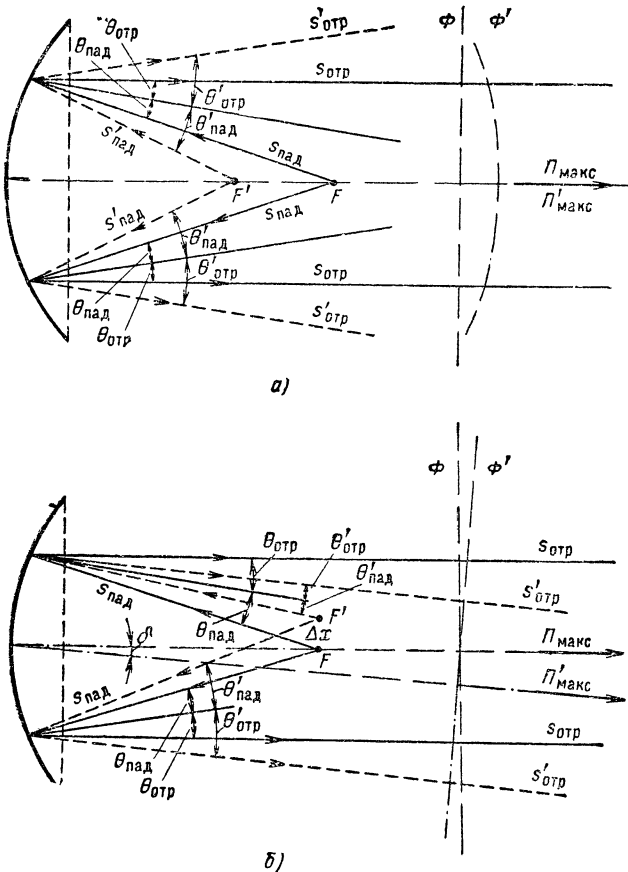


Рис. 6.41. Влияние положения фазового центра облучателя на направленность параболической антенны.

Существенным преимуществом линзовых антенн является и то, что они более успешно, чем параболические, позволяют управлять диаграммой направленности. На рис. 6.41 показано, как влияет на диаграмму направленности антенны смещение облучателя из фокуса вдоль оси параболического рефлектора (а) и перпендикулярно этой оси (б). Если фазовый центр облучателя находится в фокусе  $F$ , то лучи ( $s_{пад}$ ) после отражения ( $s_{отр}$ ) идут параллельно оси рефлектора, благодаря чему максимум излучения  $P_{макс}$  совпадает

с этой осью, а фронт волны  $\Phi$  представляет собой плоскость, перпендикулярную той же оси. Теперь сместим фазовый центр облучателя по оси рефлектора из фокуса  $F$  в точку  $F'$  и определим направление отраженных лучей ( $s_{отр}$ ), имея в виду, что в любом положении облучателя должно соблюдаться равенство углов падения и отражения ( $\theta_{пад} = \theta_{отр}$ ,  $\theta'_{пад} = \theta'_{отр}$ ). Отраженные лучи  $s_{отр}$  расходятся пучком, фронт волны  $\Phi'$  становится сферическим (или цилиндрическим), но направление максимального излучения  $\Pi'_{макс}$  остается тем же. Следовательно, *смещение фазового центра облучателя по оси параболической антенны приводит к расширению ее диаграммы направленности.*

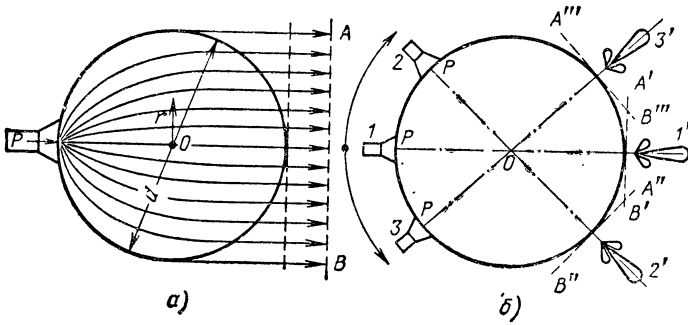


Рис. 6.42. Линза Лüneберга.

Аналогично доказывается, что смещение фазового центра облучателя перпендикулярно оси рефлектора (рис. 6.41, б) вызывает наклон отраженных лучей ( $s_{отр}$ ), а следовательно, и наклон максимума излучения ( $\Pi'_{макс}$ ) в обратном направлении. Соответственно наклоняется фронт волны  $\Phi'$ . Полагая, что угол наклона диаграммы направленности  $\delta$  равен углу смещения облучателя относительно оси рефлектора, можно записать

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta x}{f}, \quad (143)$$

где  $\Delta x$  — смещение облучателя;  
 $f$  — фокусное расстояние.

При значительном отклонении фазового центра облучателя от фокуса рефлектора диаграмма направленности не только поворачивается, но и изменяется по форме: расширяется основной лепесток и увеличиваются боковые лепестки, уменьшая коэффициент усиления антенны. Это сказывается тем больше, чем меньше фокусное расстояние. В линзовой антенне осевое и поперечное смещения облучателя из фокуса производят такой же эффект, как в параболической.

В параболических антеннах диаграммой направленности управляют качанием рефлектора или вращением облучателя, смещенного из фокуса в направлении, перпендикулярном оси зеркала. Первый способ связан с усложнением конструкции антенны, так как для качания диаграммы направленности в больших пределах без ее искажения необходимо удалить облучатель на большое расстояние от зеркала (увеличить фокусное расстояние). Поэтому таким способом обычно удается получить угол качания луча, который не превышает ширину луча более, чем в 2—3 раза.

В этом отношении линзовые антенны более совершенны. Примером тому может служить линза, предложенная Люнебергом. Она представляет собой сферу, изготовленную из диэлектрика с показателем преломления, уменьшающимся непрерывно (или дискретно) от центра к периферии (рис. 6.42, а) по закону

$$n = \sqrt{2 - \left(\frac{2r}{d}\right)^2}, \quad (144)$$

где  $n$  — показатель преломления в точке сферы, удаленной от центра ее на расстояние  $r$ ;  $d$  — диаметр сферы.

Из формулы видно, что пределы изменения  $n$  следующие: в центре сферы ( $r = 0$ ) показатель преломления  $n = \sqrt{2}$ , а на ее поверхности ( $r = d/2$ )  $n = 1$ , как в воздухе, что обеспечивает согласование линзы со свободным пространством. Подобно такой же закон изменения  $n$  может быть получен, если сферу изготовить из пенного полистирола, плотность которого возрастает в направлении к центру сферы. Наименее плотный слой имеет  $n = 1,015$  что весьма близко к требуемому показателю преломления наружной поверхности линзы.

Облучатель линзы  $P$  желательно иметь точечным на практике это небольшой рупор. Из точки  $P$  лучи входят в линзу под различными углами и потому в разной мере преломляются. Луч, проходящий через центр сферы  $O$  прямолинейный, а остальные при соблюдении условия (144) искривляются таким образом что они выходят из линзы параллельно центральному лучу  $PO$  и волна во всей плоскости  $AB$  имеет одинаковую фазу. Иначе говоря, сферическая волна преобразовалась в плоскую.

Теперь повернем рупор вокруг центра сферы из положения 1 (рис. 6.42, б) в положение 2, а затем в 3. Фронт волны последовательно займет положение  $A'B'$ ,  $A''B''$ ,  $A'''B'''$  перпендикулярное линии  $PO$ . Диаграмма направленности  $1'$ ,  $2'$ ,  $3'$  будет перемещаться в пространстве на такой же угол, что и облучатель, сохраняя при этом свою форму. Так как качание облучателя вокруг центра линзы осуществляется легко, то можно обеспечить качание диаграммы направленности антенны вокруг той же точки  $O$  в любых пределах.

Линзы Люнеберга, как и другие, могут быть не только сферическими, но и цилиндрическими. В последнем случае облучатель должен быть линейным.

Основным недостатком линзовых антенн по сравнению с параболическими является более низкий к.п.д. и соответственно более низкий коэффициент усиления, обусловленный потерями на отражение и поглощение энергии в линзе.

#### 48. Облучатели антенн сверхвысоких частот

Требования, предъявляемые к облучателям антенн. Эти требования следующие.

Энергия от облучателя должна концентрироваться на рефлекторе или линзе, не выходя, по возможности, за их пределы; в частности, не должно быть обратного излучения облучателя.

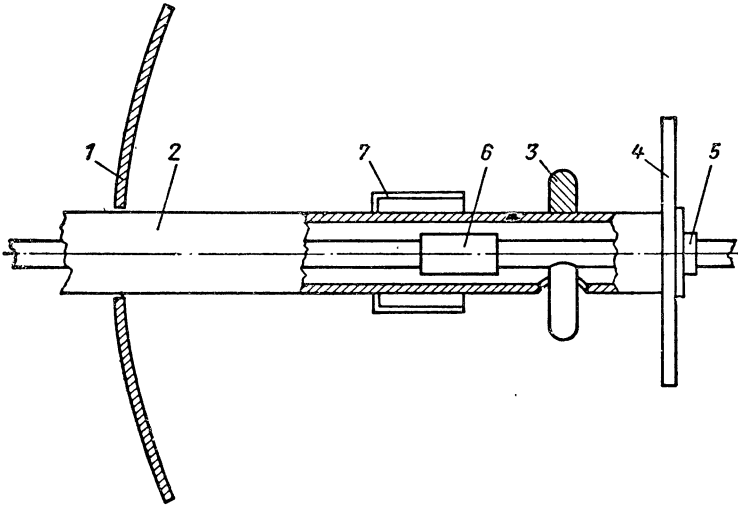


Рис. 6.43. Облучение параболоида посредством полуволнового вибратора.

Если уровень боковых лепестков диаграммы антенны не имеет решающего значения, то облучатель должен создавать равномерные по амплитуде поля в раскрыве рефлектора или линзы; если же весьма важно ослабить боковые лепестки, то амплитуда поля в раскрыве должна спадать к его краям в определенных пределах.

Для получения синфазных полей в раскрыве антенны фазовый центр облучателя не должен быть размытым и должен располагаться на фокусе рефлектора или линзы.

Облучатель рефлектора не должен, по возможности, затемнять его во избежание искажения диаграммы направленности антенны; это тем более важно, что отраженная от рефлектора энергия в таких условиях частично попадает в облучатель, а затем в фидер, образуя в нем стоячие волны.

Облучатель должен безотказно работать при излучении волн максимальной мощности, на которую рассчитывается вся антенная система.

Облучатель должен быть согласован во всей рабочей полосе частот как с фидером, так и с облучаемой частью антенны.

Облучатель, как и вся антенная система, должен быть механически прочным.

Питание к облучателю параболической антенны подводят по коаксиальному фидеру или волноводу с теньевой (рис. 6.43) или с освещенной (рис. 6.46) части рефлектора.

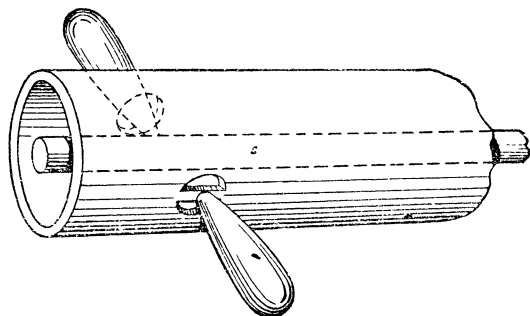


Рис. 6.44. Конструкция облучателя в виде полу-волнового вибратора с симметричным питанием.

**Облучатели вибраторного типа.** На рис. 6.43 показан облучатель парабооида вращения в виде полуволнового вибратора. Питание к нему подводится сзади рефлектора 1 по коаксиальной линии 2. Полуволновый вибратор 3 одной половиной соединяется с наружным проводом коаксиальной линии, а другой подключается к внутреннему проводу линии через отверстие во внешнем проводе. Контррефлектором служит плоский диск 4, который совместно с медной пробкой 5 замыкает накоротко коаксиальную линию. Место короткого замыкания удалено от вибратора настолько, чтобы этот участок линии минимально шунтировал его.

Чем больше площадь контррефлектора, тем меньше обратное излучение облучателя, но тем больше затеняется рефлектор контррефлектором. Поэтому диаметр диска контррефлектора выбирают компромиссно — порядка  $0,8\lambda$ .

Линию питания согласуют с облучателем, увеличивая диаметр внутреннего провода коаксиальной линии на участке 6 длиной  $\lambda/4$ , что эквивалентно включению четвертьволновой согласующей линии с волновым сопротивлением, меньшим, чем в основной линии. Для перехода от несимметричной коаксиальной линии к симметричному полуволновому вибратору используется четвертьволновый стакан 7. Так как в реальных условиях его сопротивление велико, но не бесконечно, то какой-то ток все же ответвляется на наружную по-

верхность фидера через отверстие и некоторая несимметричность вибратора имеется. Фазовый центр облучателя, который расположен между вибратором 3 и контррефлектором 1, оказывается смещенным относительно оси параболоида. В данной конструкции это и требуется: головка облучателя вращается вместе с коаксиальным фидером, следовательно, вращается и смещенный фазовый центр. В результате получается конический обзор пространства.

Диаграмма направленности описанного облучателя в плоскости  $E$  выражается функцией

$$F(\varphi) = \cos^2\varphi,$$

где угол  $\varphi$  отсчитывается от оси рефлектора.

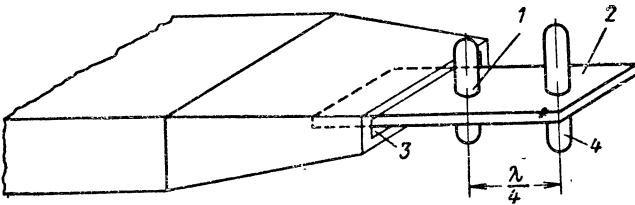


Рис. 6.45 Облучатель в форме полуволнового вибратора, возбуждаемого через волновод.

В конструкции, показанной на рис. 6.44, обеспечивается симметричное питание вибратора благодаря дополнительному отверстию в коаксиальном фидере. При таком облучателе параболическая антенна имеет игольчатую диаграмму направленности с максимумом излучения, направленным по оси рефлектора.

На волнах длиной  $\lambda < 10$  см питание к антенне подводится по волноводу и тогда вибраторные облучатели имеют иную конструкцию (рис. 6.45). Собственно облучатель представляет собой полуволновый вибратор 1, закрепленный на тонкой металлической пластине 2, которую вставляют в отверстие волновода 3 и припаивают к нему по краям. Вследствие того, что пластина расположена перпендикулярно линиям электрического поля, а вибратор параллелен этим линиям, пластина незначительно изменяет структуру поля в волноводе и вибратор возбуждается полем волновода. В качестве контррефлектора используется другой вибратор 4, прикрепленный к пластине 2. Для ослабления излучения из открытого конца волновода и согласования с ним облучателя волновод сужается в направлении к активному вибратору. В какой-то степени на согласование влияет глубина погружения пластины в волновод. Диаграмма направленности облучателя такого вида близка к кардиоидной.

**Волноводные и рупорные облучатели.** Облучателем может служить и открытый конец волновода. Малые размеры отверстия волновода по сравнению с длиной волны и неравномерное распределение поля в этом отверстии определяют сравнительно большую ши-



рину главного лепестка его диаграммы направленности. При малом фокусном расстоянии угол раскрыва параболоида большой и тогда это свойство волноводного облучателя является его достоинством. Кроме того, волноводные облучатели дают возможность передавать большую мощность, чем описанные выше вибраторные облучатели.

Если удвоенный угол раскрыва рефлектора меньше ширины главного лепестка диаграммы волноводного облучателя, то волновод оканчивается небольшим пирамидальным или коническим рупором (рис. 6.46). Применение рупора в облучателях дает значительные преимущества: подбирая размеры раскрыва рупора, можно получить требуемую от него диаграмму направленности как в плоскости  $E$ , так и в плоскости  $H$ ; рупор хорошо согласует волновод

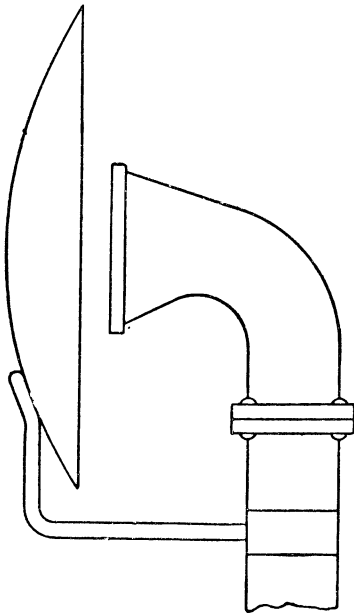


Рис. 6.46. Рупорный облучатель параболической антенны.

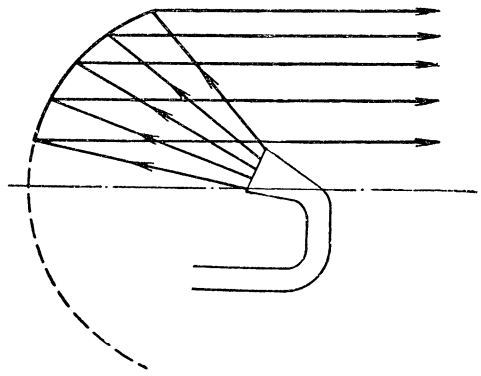


Рис. 6.47. Параболическая антенна с облучателем, не создающим теневого эффекта.

с нагрузкой облучателя; наконец, рупорный облучатель в большей мере, чем волноводный, устраняет обратное излучение. Размещать его следует так, чтобы фазовый центр рупора совпадал с фокусом рефлектора или линзы.

Основным недостатком волноводного и рупорного облучателей является то, что они создают большой теневой эффект. Если рефлектором служит усеченный параболоид, составляющий часть параболоида вращения (рис. 6.47), то затенения можно избежать: рупорный облучатель помещают в фокусе параболоида и наклоняют рупор таким образом, чтобы его прямые лучи падали на рефлектор, а лучи, отраженные от рефлектора, вовсе не попадали в облучатель.

Теневой эффект можно почти полностью устранить и при рефлекторе в виде полного параболоида, если использовать облучатель щелевого типа (рис. 6.48). Прямоугольный волновод  $l$  проходит

сквозь рефлектор 2 и кончается головкой облучателя 3 прямоугольной формы. В головке имеются две щели 4, соединенные через каналы 5 с волноводом 1. Энергия из волновода направляется к рефлектору через прорези и щели в головке облучателя. Чтобы согласовать волновод с параболоидом и уменьшить облучение внешней поверхности волновода, его узкую стенку сужают по направлению к головке. Кроме того, предусматривается подстройка системы при помощи штыря 6, длина которого регулируется винтом.

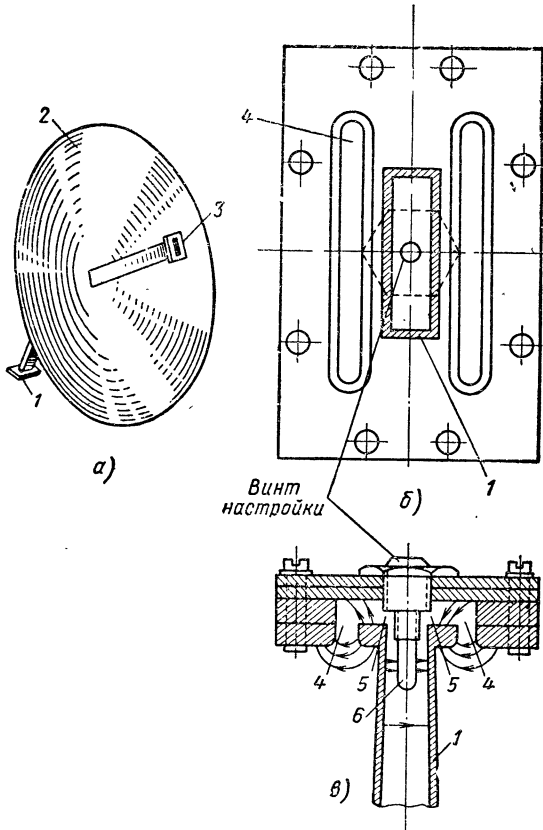


Рис. 6.48. Параболоид со щелевым облучателем.

Расстояние между щелями подбирается с таким расчетом, чтобы диаграмма направленности облучателя была одинаковой в  $E$  и  $H$  плоскостях. В диаграмме (рис. 6.49) отсутствуют боковые лепестки, а главный лепесток получается достаточно широким. Недостатком щелевого облучателя является то, что допустимая мощность на участке сужающейся части волновода и щелей уменьшается.

Облучение параболического цилиндра связано со значительными трудностями: облучатель такой антенны должен быть линейным на большом протяжении. Задача создания линейного облучателя успешно решается переходом к сегментно-параболической системе (рис. 6.50), которая может служить не только облучателем, но и самостоятельной антенной.

В этой антенне открытый конец прямоугольного волновода 1 (или небольшой рупор) находится в фокусе  $F$  параболической полочки 2, ограниченной двумя параллельными пластинами 3. Если

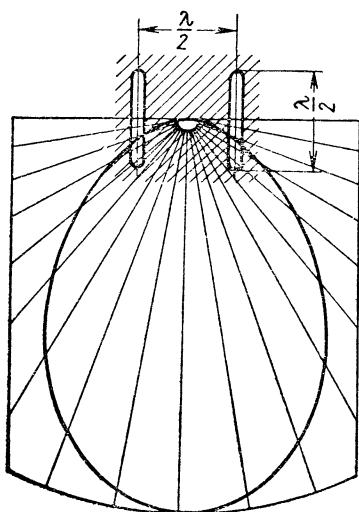


Рис. 6.49. Диаграмма направленности щелевого облучателя.

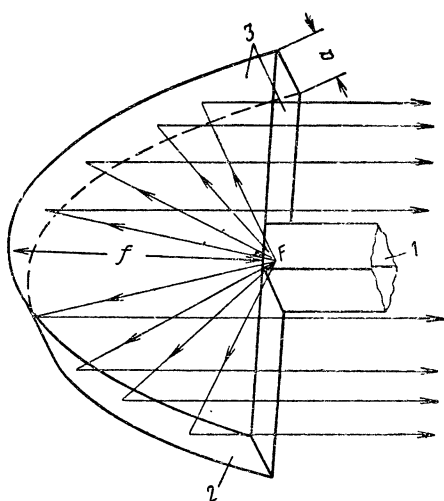


Рис. 6.50. Сегментно-параболическая антенна

расстояние между пластинами  $\lambda/2 < a < \lambda$  и вектор  $E$  параллелен пластинам 3, то между ними, как и в волноводе, распространяются волны  $H_{10}$ . Фазовая скорость такой волны зависит от размера  $a$ , который во избежание фазовых искажений в раскрые антенны должен быть строго одинаковым. Для этого увеличивают жесткость пластин ребрами, и, кроме болтовых соединений между параболической полочкой и пластинами, предусматривают фиксацию взаимного расположения пластин металлическими или диэлектрическими штырями, установленными в области малой интенсивности электрического поля.

Сегментно-параболические антенны имеют остронаправленную диаграмму излучения в плоскости, проходящей через широкую сторону выходного отверстия рефлектора, а в перпендикулярной плоскости направленность антенны выражена весьма слабо из-за крайне ограниченного размера  $a$ . Коэффициент использования площади

сегментно-параболической антенны высокий, порядка 0,8. В соответствии с этим коэффициент усиления антенны

$$G \approx 0,8 \frac{4\pi}{\lambda^2} S_A,$$

где  $S_A$  — поверхность раскрыва антенны.

## 49. Плоские спиральные антенны

Одной из важных проблем, которые успешно решает современная техника антенно-фидерных устройств, является создание сверхширокополосных антенн. Работая в этом направлении, ученые разработали плоские арифметические (архимедовы), равноугольные (логарифмические) и логопериодические спиральные антенны.

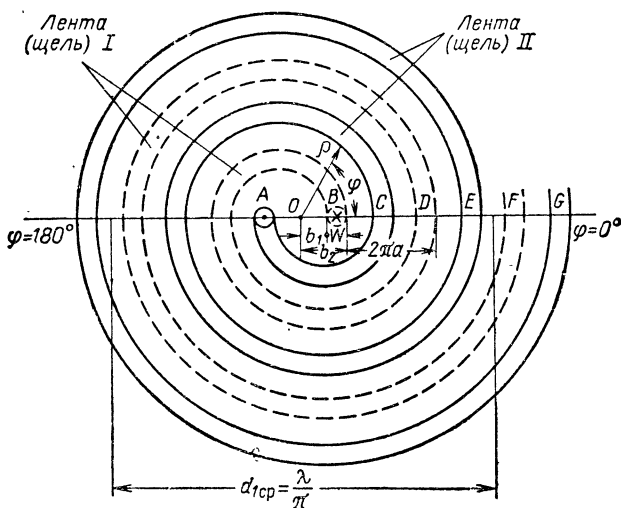


Рис. 6.51. Спираль Архимеда.

**Арифметическая (архимедова) спиральная антенна.** Основой такого рода антенн являются арифметические спирали из плоских металлических лент или щелей в металлическом экране (рис. 6.51). Уравнение спирали в полярных координатах

$$\rho = a\varphi + b,$$

где  $\rho$  — радиус-вектор, отсчитываемый от полюса 0;

$a$  — коэффициент, характеризующий приращение радиуса-вектора на каждую единицу приращения полярного угла  $\varphi$ ;

$b$  — начальное значение радиуса-вектора.

Спираль может быть двухзаходной, четырехзаходной и т. д. Если спираль двухзаходная, то для ленты (щели) I, показанной пунктирными линиями, угол  $\varphi$  отсчитывается от нуля, а для другой, показанной сплошными линиями — от  $180^\circ$ , т. е. спираль образована совершенно идентичными лентами (щелями), повернутыми на  $180^\circ$  относительно друг друга.

Начальные точки ленты I соответствуют радиусам-векторам  $\rho = a \cdot 0 + b$ , которые обозначим  $b_1$  и  $b_2$ . Следовательно, ширина ленты  $W = b_2 - b_1$ . Описав один оборот ( $\Delta\varphi = 2\pi$ ), лента занимает положение D, в котором радиус-вектор больше начального на  $\Delta\rho = a\Delta\varphi = 2\pi a$ . На этом отрезке BD размещаются две ленты и два зазора, и если ширина их одинаковая, то  $2\pi a = 4W$ .

Отсюда определяем коэффициент

$$a = \frac{4W}{2\pi} = \frac{2W}{\pi}.$$

Питание спирали может быть противофазным, как на рис. 6.51, или синфазным. В первом случае токи через зажимы A, B, соединяющие ленты с фидером, имеют обратную фазу.

Путь тока в ленте I больше, чем в ленте II, на полвитка. Например, в сечение CD лента II попадает, описав 0,5 витка, а лента I — 1 виток, в сечение EF — соответственно 1,5 и 2 витка и т. д. Поскольку длина витка по мере развертывания спирали возрастает, увеличивается и расхождение фазы токов в лентах. Обозначив средний диаметр витка  $d_{\text{ср}}$ , находим сдвиг по фазе, соответствующий длине полувитка:  $\beta \frac{\pi d_{\text{ср}}}{2} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\pi d_{\text{ср}}}{2} = \frac{\pi^2 d_{\text{ср}}}{\lambda}$ . Если к этому прибавить начальный сдвиг, равный  $\pi$ , то получим результирующее расхождение по фазе токов в смежных элементах двухпроводной линии

$$\psi = \pi + \frac{\pi^2 d_{\text{ср}}}{\lambda}.$$

За счет второго слагаемого угол  $\psi$  отличен от  $\pi$ , а в таких условиях *электромагнитные волны излучаются, даже если зазор между лентами мал по сравнению с длиной волны.*

Интенсивно излучает только та часть спирали, в которой токи смежных элементов обеих лент совпадают по фазе:

$$\pi + \frac{\pi^2 d_{\text{ср}}}{\lambda} = k \cdot 2\pi,$$

где  $k = 1, 2, 3, \dots$

Подставив  $k=1$ , находим, что средний диаметр первого «резонансного» кольца равен  $d_{1\text{ср}} = \lambda/\pi$ , а периметр этого кольца равен  $\pi d_{1\text{ср}} = \lambda$ . Средний диаметр и периметр второго ( $k=2$ ), третьего ( $k=3$ ) и т. д. «резонансных» колец соответственно в три, пять, ... раз больше. Так как излучение радиоволн спиралью вызывает затухание тока от ее начала к концу, то *наиболее интенсивно излучает первое резонансное кольцо.*

Эта часть спирали представляет наибольший интерес и по другой причине. Затухание тока по длине спирали, вызванное излучением, настолько велико, что отражение от конца спирали практически отсутствует, т. е. *ток в спирали распределяется по закону бегущих волн*. Вместе с тем периметр первого резонансного кольца равен длине волны  $\lambda$ . В таких условиях, как показано в § 40, происходит *осевое излучение с вращающейся поляризацией*, которое в данном случае наиболее желательно.

Диаметр спирали должен быть достаточно велик, чтобы на максимальной волне диапазона  $\lambda_{\text{макс}}$  сохранилось первое «резонансное» кольцо ( $d > \lambda_{\text{макс}}/\pi$ ), а с уменьшением длины волны это кольцо должно сжиматься до тех пор ( $\lambda_{\text{мин}}$ ), пока оно может еще полностью разместиться вокруг узла питания.

Важно, что *в процессе изменения частоты отношение среднего периметра первого «резонансного» кольца  $\pi d_{\text{ср}} = \lambda_k$  к длине волны  $\lambda$  остается постоянным*. Это позволяет сохранить почти без изменения направленные свойства антенны в широком диапазоне волн  $\lambda_{\text{мин}} \div \lambda_{\text{макс}}$ . Правда, направленность спирали Архимеда невелика ( $2\theta' \approx 60 \div 80^\circ$ ), поскольку в излучении волн участвует, по существу, только та часть спирали, которая имеет средний периметр, равный  $\lambda$ .

Второе условие получения диапазонной антенны — *постоянство входного сопротивления* — достигается здесь тем, что спираль работает в режиме бегущей волны тока. Это сопротивление активное, порядка ста — двухсот ом. При питании от коаксиального фидера ( $Z_{\text{вф}} = 50 \text{ ом}$ ) согласование производят ступенчатым или плавным трансформатором.

Спираль излучает по обе стороны своей оси. Чтобы сделать антенну однонаправленной, ленточную спираль помещают на диэлектрической пластине толщиной  $\lambda_0/4$ , другую сторону которой металлизуют. Если же спираль щелевая, то ее вырезают на стенке металлического короба; тогда противоположная стенка короба играет роль отражающего экрана, а сам короб является резонатором. Чтобы уменьшить его глубину, короб заполняют диэлектриком.

Одна из типовых спиралей Архимеда имеет диаметр 76 мм, выполнена на пластине из эпоксидного диэлектрика, снабжена резонатором глубиной 26 мм; работает в диапазоне волн  $\lambda = 7,5 \div 15 \text{ см}$  при  $k_{\text{св}} < 2$ , ширине диаграммы направленности  $2\theta' = 60 \div 80^\circ$  и коэффициенте эллиптичности в направлении максимума главного лепестка менее 3 дБ, т. е. практически поляризацию можно считать круговой.

**Равноугольная (логарифмическая) спиральная антенна.** Работа этой антенны основана на том, что если излучающая структура полностью определяется ее полярными углами, то отношение линейных размеров излучателя к длине волны остается постоянным и усиление антенны оказывается абсолютно независимым от частоты.

Равноугольная (логарифмическая) спираль (рис. 6.52) строится в полярных координатах по уравнению

$$\rho = r_0 e^{a\varphi},$$

где  $r_0$  — радиус-вектор в начале спирали ( $\varphi = 0$ );

$a$  — коэффициент, определяющий степень увеличения радиуса-вектора с увеличением полярного угла  $\varphi$ .

Двухзаходная спираль образуется двумя проводниками или щелями, но в отличие от архимедовой спиральной антенны толщина их непостоянна и возрастает с увеличением угла  $\varphi$ . Пусть началь-

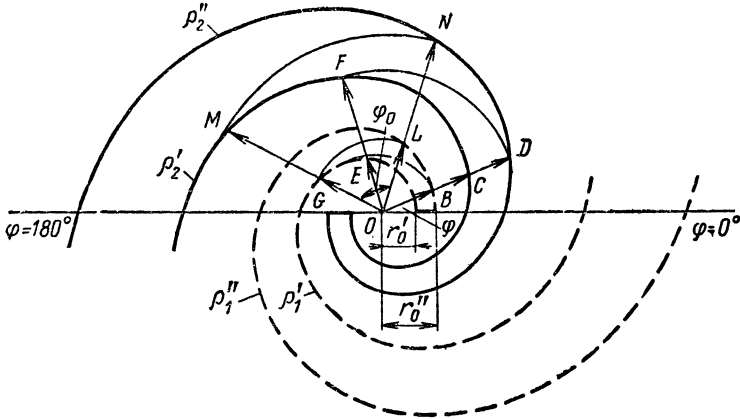


Рис. 6.52. Логарифмическая спираль.

ный радиус-вектор на внутренней границе 1-го проводника равен  $r_0'$  и  $r_0''$  — на внешней границе. Тогда уравнения граничных спиралей являются

$$\begin{aligned} \rho_1' &= r_0' e^{a\varphi}, \\ \rho_1'' &= r_0'' e^{a\varphi} = \frac{r_0' e^{a\varphi}}{r_0'/r_0''}. \end{aligned}$$

Так как  $r_0'/r_0''$  — постоянная величина, то можно заменить ее равной постоянной величиной  $e^{a\varphi_0}$ :

$$\rho_1'' = \frac{r_0' e^{a\varphi}}{r_0'/r_0''} = \frac{r_0' e^{a\varphi}}{e^{a\varphi_0}} = r_0' e^{a(\varphi - \varphi_0)}.$$

Сопоставляя выражения для  $\rho_1''$  и  $\rho_1'$ , убеждаемся в том, что внешняя кривая  $\rho_1''$  получается поворотом внутренней кривой  $\rho_1'$  на угол  $\varphi_0$ , который определяется из равенства

$$\frac{r_0'}{r_0''} = e^{a\varphi_0} \quad \ln \frac{r_0'}{r_0''} = a\varphi_0,$$

$$\varphi_0 = \frac{1}{a} \ln \frac{r_0'}{r_0''}. \quad (145)$$

Это иллюстрируется рис. 6.52. Расположенные под углом  $\varphi_0$  векторы  $OE$  и  $OB$ , так же как векторы  $OG$  и  $OL$ , равны между собой.

Второй проводник повернут относительно первого на угол  $\pi$ . Поэтому его уравнения:

$$\rho'_2 = r'_0 e^{a(\varphi - \pi)},$$

$$\rho''_2 = r''_0 e^{a(\varphi - \pi)} = \frac{r'_0 e^{a(\varphi - \pi)}}{r'_0 / r''_0} = \frac{r'_0 e^{a(\varphi - \pi)}}{e^{a\varphi_0}} = r_0 e^{a(\varphi - \pi - \varphi_0)},$$

т. е. внешние контуры второго проводника, как первого, получают поворотом внутренней спирали на угол  $\varphi$  по часовой стрелке (см. переход от  $F$  к  $D$  и от  $M$  к  $N$ ).

Так как направленные свойства антенны зависят от отношения линейных размеров излучающей поверхности к длине волны, то с этой точки зрения качество логарифмической спиральной антенны можно оценить отношением  $\rho/\lambda$ . Имея в

виду, что  $\ln \lambda = \ln e^{\ln \lambda} = \ln e^{a \left( \frac{1}{a} \ln \lambda \right)}$ , а

$\lambda = e^{a \left( \frac{1}{a} \ln \lambda \right)}$ , представляем искомое отношение в виде

$$\frac{\rho}{\lambda} = \frac{r_0 e^{a\varphi}}{e^{a \left( \frac{1}{a} \ln \lambda \right)}} = r_0 e^{a \left( \varphi - \frac{1}{a} \ln \lambda \right)} = r_0 e^{a(\varphi - \varphi_\lambda)},$$

где

$$\varphi_\lambda = \frac{1}{a} \ln \lambda.$$

Полученное соотношение показывает, что изменение длины волны эквивалентно повороту бесконечной спирали на некоторый угол, а это не может вызвать какого бы то ни было изменения усиления и ширины диаграммы направленности антенны. Реальная антенна имеет конечную длину спирали, но тем не менее она эффективно работает в очень широком диапазоне волн  $\lambda_{\min} - \lambda_{\max}$ , причем величина  $\lambda_{\max}$  определяется максимальной длиной спирали, а  $\lambda_{\min}$  — минимальными размерами узла питания.

Логарифмическая спираль работает в режиме бегущих волн (вследствие излучения ток затухает к концу спирали) и имеет входное сопротивление  $R_{\text{вх}} = 60 \div 180 \text{ ом}$ .

Типовая щелевая логарифмическая спираль (рис. 6.53) имеет максимальную длину ветви 42,3 см, начальный радиус 0,51 см и

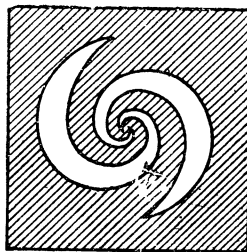


Рис. 6.53. Щелевая плоская логарифмическая спиральная антенна.



коэффициент  $a = 0,303$ . Антенна излучает волны с вращающейся поляризацией в диапазоне  $\lambda = 3 \div 15$  см и при питании от 50-ом коаксиального кабеля  $k_{св}$  не превышает двух. Параметры антенны находятся в допустимых пределах даже при двадцатикратном изменении длины волны.

## 50. Логарифмически-периодическая антенна

В настоящее время наиболее близки к сверхширокополосным антенны, частотные свойства которых периодически меняются с частотой. Разумеется, в пределах каждого периода изменения характеристик и параметров антенны должны быть незначительными. При

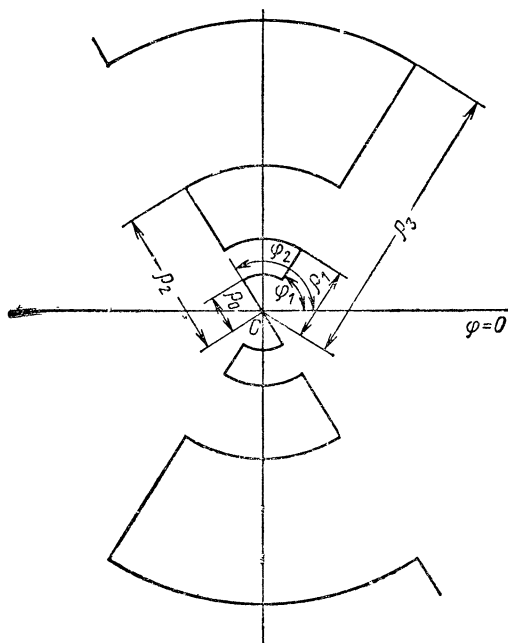


Рис. 6.54. Логарифмически-периодическая излучающая структура.

этом условии рабочий диапазон частот может быть бесконечным, но так как размеры излучающей структуры конечные, то реальная антенна эффективно работает в ограниченном, хотя и в очень широком, диапазоне волн  $\lambda_0 - \lambda_n$ .

Разделим диапазон на  $n$  поддиапазонов и условимся на граничных волнах поддиапазонов  $\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$  обеспечить наиболее благоприятные и совершенно одинаковые условия излучения, которые будем называть резонансными.

Сначала рассмотрим плоскую проволочную антенну, содержащую  $n$  элементов (рис. 6.54), из которых элементы с радиусом-вектором  $\rho_0$  резонируют на волне  $\lambda_0$ , элементы  $\rho_1$  — на  $\lambda_1$ , элементы  $\rho_2$  — на  $\lambda_2$ , элементы  $\rho_3$  — на  $\lambda_3$  и т. д. Узел питания, не показанный на рис. 6.54, находится в середине структуры 0. Элементы чередуются по своему угловому положению ( $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_1, \varphi_2, \dots$ ) и отношение их радиуса-вектора к длине волны устанавливается постоянным:

$$\frac{\rho_0}{\lambda_0} = \frac{\rho_1}{\lambda_1} = \frac{\rho_2}{\lambda_2} = \dots = \frac{\rho_{n-1}}{\lambda_{n-1}} = \frac{\rho_n}{\lambda_n}. \quad (146)$$

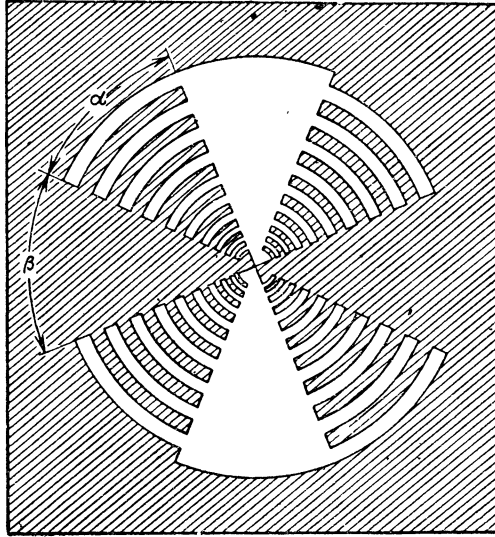


Рис. 6.55. Плоская логарифмически-периодическая щелевая антенна.

Таким образом на граничных волнах поддиапазонов излучающая структура полностью определяется углами, а это, как известно, признак сверхширокополосной антенны.

Коэффициент перекрытия всех поддиапазонов  $k_d$  целесообразно выбрать одинаковым:

$$k_d = \frac{\lambda_1}{\lambda_0} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{\lambda_3}{\lambda_2} = \dots = \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_{n-2}} = \frac{\lambda_n}{\lambda_{n-1}}.$$

Отсюда

$$\lambda_n = k_d \lambda_{n-1} = k_d^2 \lambda_{n-2} = \dots = k_d^n \lambda_0, \quad (147)$$

а

$$\ln \lambda_n = n \ln k_d + \ln \lambda_0. \quad (148)$$

Это соотношение показывает, что электрические свойства рассматриваемой антенны периодически повторяются с логарифмом длины волны (частоты), причем период повторения равен  $\ln k_d$  (отсюда происходит название «логарифмически-периодическая антенна»). Чем меньше этот период, тем меньше изменяются в нем свойства излучающей структуры, но тем больше должно быть в структуре элементов ( $n$ ).

Из соотношений (146) и (147) вытекает зависимость

$$\rho_n = k_d^n \rho_0.$$

На рис. 6.54 принят коэффициент  $k_d = 2$  и поэтому

$$\rho_1 = k_d \rho_0 = 2\rho_0, \quad \rho_2 = k_d^2 \rho_0 = 4\rho_0; \quad \rho_3 = k_d^3 \rho_0 = 8\rho_0 \dots$$

Длины резонирующих элементов, как видно, отличаются значительно, в связи с чем на каждой граничной частоте излучает практически только часть элементов, а остальные не играют существенной роли.

Излучающие структуры логарифмически-периодических антенн могут иметь разнообразные формы. В качестве примера на рис. 6.55 показана щелевая логарифмически-периодическая антенна с  $k_d = 1,235$  и отношением  $\lambda_n : \lambda_0 = 10 : 1$ . Элементы структуры плоские. Излучаемые волны поляризованы линейно.

Характерно, что в структуре углы  $\alpha = \beta = 45^\circ$ , и если повернуть ее вокруг центра на  $90^\circ$ , то щели полностью заполняются металлом. Такая структура называется *самодополняющей*, ее отличительная черта — постоянство входного сопротивления  $Z_{вх} = R_{вх} = 60\pi = 189 \text{ ом}$ , что очень важно для сверхширокополосной антенны. Строго говоря,  $Z_{вх} = 189 \text{ ом}$  при бесконечно малой толщине проводников и точечном узле питания, а входное сопротивление реальной самодополняющей структуры несколько меньше (в данном случае  $Z_{вх} = 150 \text{ ом}$ ). Иногда  $Z_{вх}$  умышленно понижают для согласования антенны с питающим кабелем.

Самодополняющими могут быть и плоские спиральные и объемные логарифмически-периодические антенны. Используются периодические структуры в качестве самостоятельных антенн широкополосных систем или как облучатели параболических и линзовых антенн.

## VII

### ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИЙ ФИДЕРНОГО ТРАКТА

#### 51. Конструкции элементов согласования линий передачи

К согласующим устройствам антенно-фидерных устройств относятся оконечные нагрузочные резисторы, перестраиваемые и неперестраиваемые схемы согласования.

**Оконечные нагрузочные резисторы.** Эти резисторы включаются в конце фидера для полного поглощения поступающей к ним мощности. При измерениях и испытаниях аппаратуры они часто служат эквивалентом антенны. Нагрузочные резисторы должны отвечать двум требованиям: 1) иметь чисто активный характер и величину, необходимую для полного поглощения мощности; 2) допускать рассеяние на них заданной мощности.

Оконечные резисторы могут быть поверхностными или объемными. В поверхностных резисторах сопротивлением обладает поглощающая энергию графитовая смесь, которая наносится на керамическое основание. На рис. 7.1, а поверхностный резистор 1 соединяется через экран 2 с наружным проводом 3, а другим концом 4 — с внутренним проводом коаксиальной линии. Профиль экрана изменяется по экспоненциальному закону для полного согласования сопротивлений. В волноводных линиях поверхностные нагрузочные резисторы имеют вид тонких пластинок, параллельных электрическим силовым линиям в конце волновода.

Материалом для объемных нагрузочных резисторов служат сухая древесина, смесь кремния с графитом и др. Ими заполняется пространство между проводом коаксиальной линии или между стенками волновода (рис. 7.1, б). Для того чтобы избежать отражения от нагрузки фидера (объемного резистора), ей придают клинообразную форму. Стандартные эквиваленты антенн оформляются в виде отдельной секции коаксиальной линии или волновода.

**Перестраиваемые согласующие устройства.** При выполнении согласующих устройств в виде короткозамкнутых шлейфов основную трудность представляет получение надежного контакта в ко-

роткозамыкающих мостиках (поршнях) (рис. 7.2). Мостик вдоль линии перемещается при помощи прикрепленной к нему тяги и микрометрического винта. По мере эксплуатации сопротивление пружинного контакта между мостиком и линией увеличивается. В связи с этим короткозамыкающие поршни снабжают высокочастотным дросселем (рис. 7.3, а), который представляет собой сочетание двух четвертьволновых линий с волновыми сопротивлениями  $Z_{B1}$  и  $Z_{B2}$ , из которых.

$$Z_{B1} = 138 \lg \frac{D_1}{d} > Z_{B2} = 138 \lg \frac{D_2}{d},$$

так как  $D_1 > D_2$ .

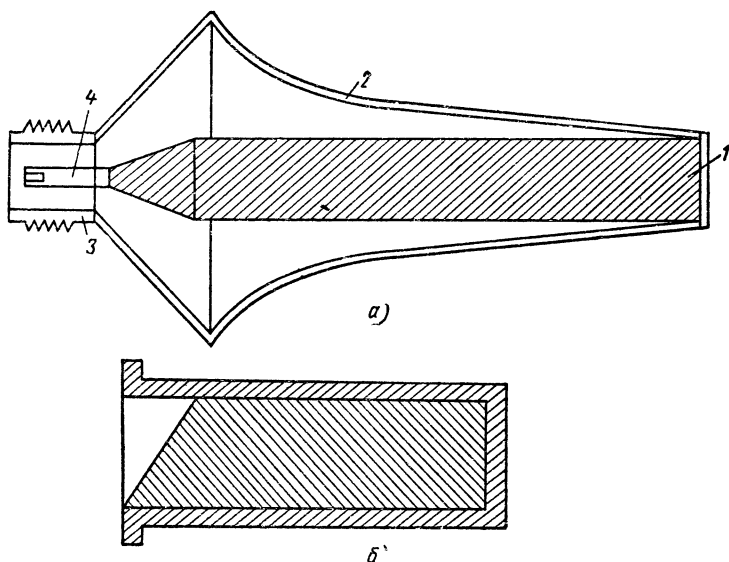


Рис. 7.1. Оконечные нагрузочные сопротивления для коаксиальной линии (а) и для волновода (б).

Рассматривая сопротивление контакта  $R_K$  в точке  $b$  как нагрузку четвертьволновой линии  $bd$ , определяем ее входное сопротивление в сечении  $d$ :

$$R_{вх d} = \frac{Z_{B1}^2}{R_K}.$$

Это сопротивление является нагрузкой второй четвертьволновой линии  $df$ . Следовательно, входное сопротивление в сечении  $f$  равно

$$R_{вх f} = \frac{Z_{B2}^2}{R_{вх d}} = \left( \frac{Z_{B2}}{Z_{B1}} \right)^2 R_K.$$

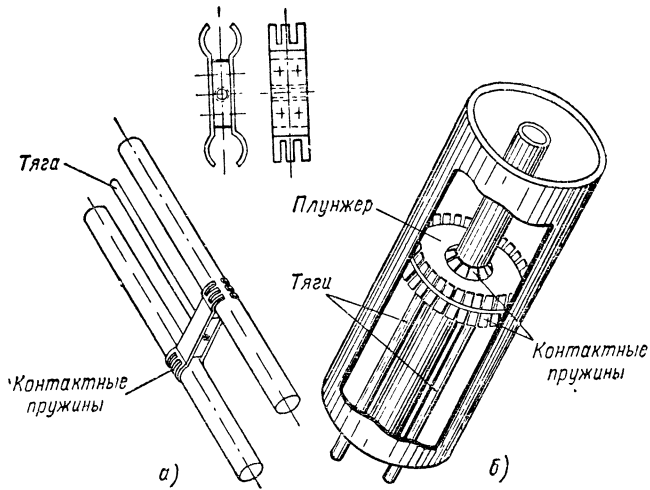


Рис. 7.2. Настройка двухпроводной (а) и коаксиальной (б) линий при помощи короткозамыкающего мостика

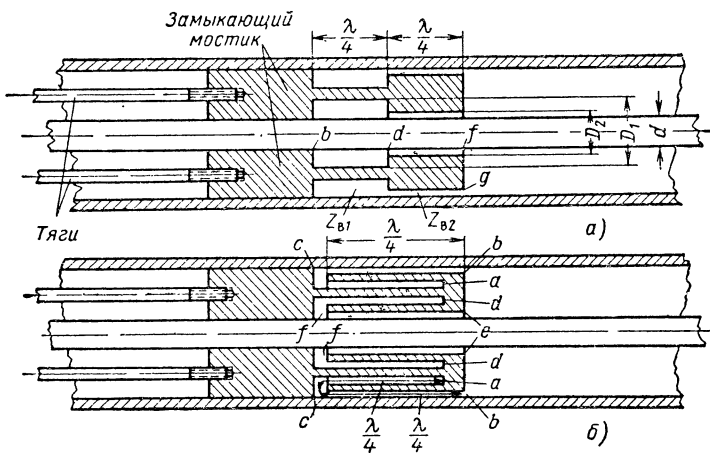


Рис. 7.3. Настройка коаксиальной линии при помощи поршня с высокочастотным дросселем.

Так как  $Z_{в2} < Z_{в1}$ , то  $R_{вxf} \ll R_k$ . Аналогично уменьшается сопротивление между поршнем и внешним проводом коаксиальной линии. Очевидно, что в данном случае длину короткозамкнутого шлейфа следует отсчитывать от сечения  $fg$ .

В конструкции, изображенной на рис. 7.3, б, высокочастотный дроссель представляет собой полуволновую линию  $bca$ , которая замкнута накоротко в  $a$  и имеет два четвертьволновых участка  $bc$  и  $ca$ . Поэтому независимо от качества контакта  $c$  между поршнем и внешним проводом коаксиальной линии в сечении  $b$  обеспечивается короткое замыкание. Кроме того, несовершенство контакта в точке  $c$  не имеет существенного значения потому, что в этой точке на-

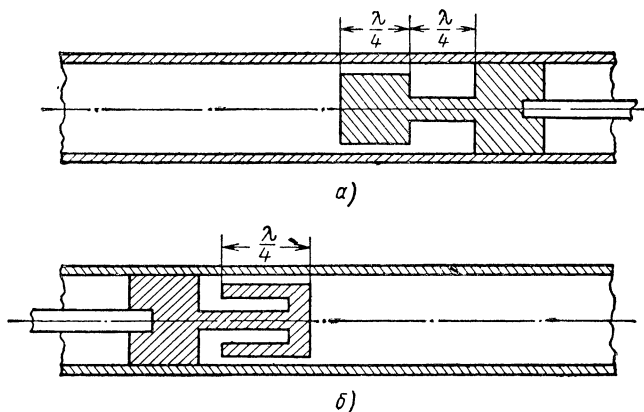


Рис. 7.4. Короткозамыкающие поршни прямоугольного (а) и круглого (б) волноводов.

ходится узел тока. Вторая полуволновая линия  $dfe$  предназначена для короткого замыкания поршня с внутренним проводом коаксиальной линии.

Изложенные принципы полностью распространяются на конструктивное оформление короткозамыкающих поршней в волноводе (рис. 7.4).

**Неперестраиваемые согласующие устройства.** К этой группе относятся трансформаторы сопротивлений (рис. 7.5, 7.6).

В четвертьволновом трансформаторе (рис. 7.5, а), чтобы получить требуемое волновое сопротивление согласующего участка линии, увеличивают или уменьшают диаметр внутреннего или внешнего провода этого участка. Такой трансформатор является узкополосным согласующим устройством. Наибольшей широкополосностью отличается линия, параметры которой плавно изменяются по экспоненциальному или линейному закону (рис. 7.5, б). Промежуточное положение по ширине полосы пропускания занимает трансформатор, состоящий из нескольких четвертьволновых участков (рис. 7.5, в), волновые сопротивления которых находятся в определенной зависимости (см. § 15).

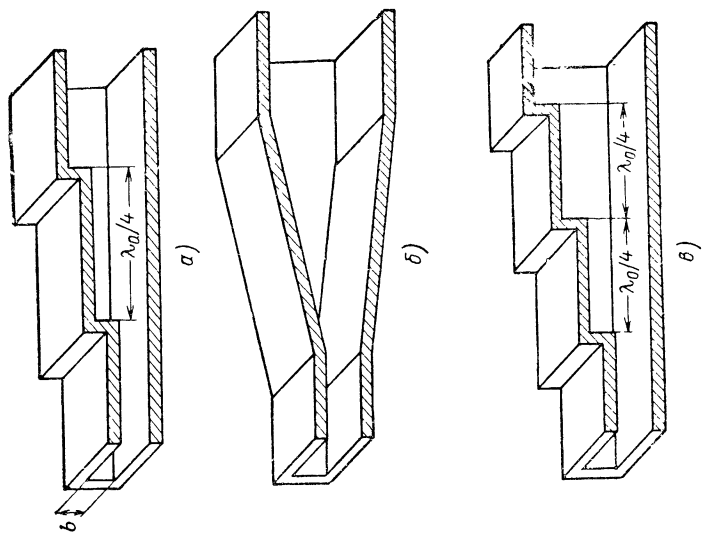


Рис. 7.6. Трансформаторы сопряжений в волноводах.

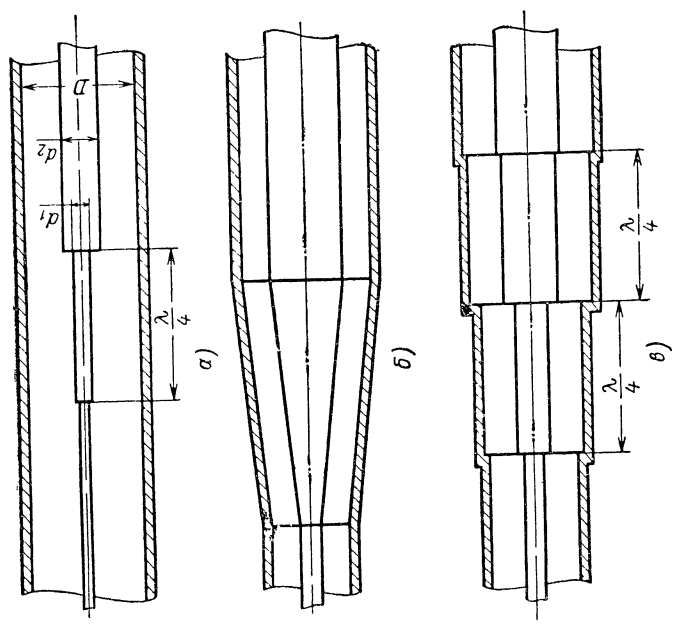


Рис. 7.5. Трансформаторы сопряжений в коаксиальных линиях.



При согласовании волноводов (рис. 7.6) следует иметь в виду, что трансформировать сопротивления целесообразно, подбирая размер  $b$  поперечного сечения волновода, поскольку от него не зависит критическая длина волны. Для волны  $H_{10}$  волновое сопротивление

$$Z'_B = \frac{\pi b}{2a} \cdot \frac{377}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}} \quad (149)$$

зависит от  $a$  и от  $b$ .

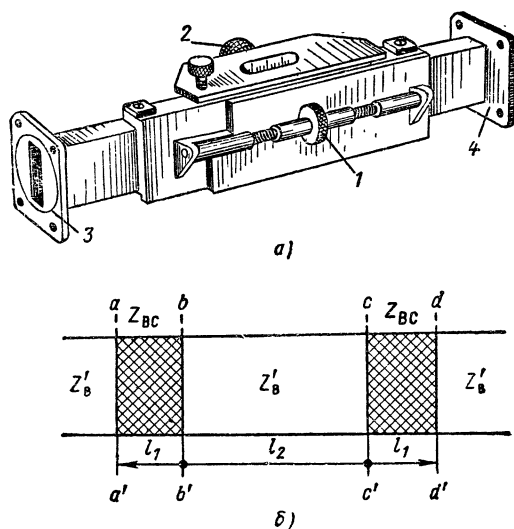


Рис. 7.7. Внешний вид (а), эквивалентная схема (б) втулочного трансформатора типа 52И-2 для согласования волноводов.

В трансформаторах сопротивлений, приведенных на рис. 7.6, волновое сопротивление изменяется за счет размера поперечного сечения волновода, который в формуле (149) обозначен через  $b$ .

В лабораторных условиях применяются втулочные трансформаторы полных сопротивлений типа 52И-2 (рис. 7.7, а). Они содержат две кварцевые втулки. В процессе согласования линии расстояние между втулками изменяют вращением винта 1, а вращением головки винта 2 обе втулки одновременно перемещают вдоль волновода. Согласующее устройство оформлено в виде волноводной секции. Фланец 3 секции подключается к генератору, а фланец 4 — к нагрузке.

Каждая втулка представляет собой четвертьволновый трансформатор сопротивлений. Ширину втулки  $l_1$  (рис. 7.7, б) выбирают с учетом волноводной длины волны  $\lambda_B$  и относительной диэлектрической постоянной кварца  $\epsilon = 3,8$ , т. е.  $l_1 = \lambda_B / 4\sqrt{\epsilon}$ . Волновое сопротивление волновода в месте расположения втулок  $Z_{BC}$  меньше волнового сопротивления волновода на участках с воздушным наполнением  $Z'_B$  в  $\sqrt{\epsilon}$  раз.

Если расстояние между втулками  $l_2 = 0$  то они образуют сплошную полуволновую линию, имеющую в начале и в конце одинаковое по величине

сопротивление. То же самое получается при  $l_2 = \lambda_B/2$ ; сопротивление из  $d - d'$  трансформируется в меньшее сопротивление в  $c - c'$ , последнее без изменения переносится в  $b - b'$  и трансформируется обратно в  $a - a'$  до того же сопротивления, какое существует в  $d - d'$ . Наибольший коэффициент трансформации получается при  $l_2 = \lambda_B/4$ . Если волноводная линия согласована, то входное сопротивление трансформатора в  $a - a'$  равно  $Z'_B$ , и так как все три участка согласующего устройства четвертьволновые, то сопротивление в сечении  $b - b'$  равно  $Z_{BC}^2/Z'_B$ , в сечении  $c - c'$  равно  $Z'^2_{BC} \cdot Z^2_{BC}/Z'_B = Z'^3_B/Z^2_{BC}$ , в сечении  $d - d'$  равно  $Z^2_{BC} : Z'^8_B/Z^2_{BC}$ . Следовательно, таким способом можно трансформировать сопротивление нагрузки  $Z^4_{BC}/Z'^8_B$  в сопротивление  $Z'_B$ , т. е. коэффициент трансформации достигает  $Z'^4_B/Z^4_{BC} = (Z'_B \sqrt{\epsilon})^4 : Z^4_B = \epsilon^2 \approx 15$ . Это обычно достаточно для согласования сопротивлений, так как  $k_{CB}$  несогласованных волноводных линий редко превышает 15.

## 52. Сочленения отрезков линии передачи

Линии передачи УКВ, соединяющие передатчик и приемник с антенной, разделяются на участки, одна часть которых закреплена неподвижно, а другая вращается вместе с антенной. В связи с этим представляют интерес конструкции неподвижных и вращающихся сочленений.

К такого рода сочленениям предъявляются общие требования:

- потери энергии в сочленении должны быть минимальными;
- однородность линии передачи не должна нарушаться в месте сочленения;
- конструкция сочленения должна быть рассчитана на быстрый монтаж и демонтаж отдельных секций линии передачи;
- срок службы сочленения должен быть по возможности большим;
- полоса пропускания линии передачи не должна ограничиваться сочленением его отрезков.

Рассмотрим некоторые конструкции сочленений жестких коаксиальных линий и волноводов.

**Сочленения коаксиальных линий.** В неподвижном сочленении коаксиальных линий (рис. 7.8) контакт между внутренними проводниками 1 создается при помощи наконечника 2, который вставляется в гнездо 3, принадлежащее другой секции; между внешними проводниками линии 4 соединение осуществляется посредством конусной цанги 5 и конусной втулки 6, охватывающей в замкнутом разьеме цангу. Для улучшения контактов в наконечнике 2 и цанге 5 сделаны продольные прорезы. Взаимное положение внутренних и внешних проводов сочленения фиксируется опорными изоляционными шайбами 7. Разъем стягивается накидной гайкой 8, которая навинчивается на резьбу 9.

Вращающиеся сочленения коаксиальных линий разделяются на контактные и емкостные. Для получения пружинистого контакта в сочленениях первой группы на концах внутреннего и внешнего проводов неподвижной или вращающейся секции делают продольные прорезы. По мере эксплуатации трущиеся поверхности изнашиваются, вследствие чего качество контакта ухудшается.

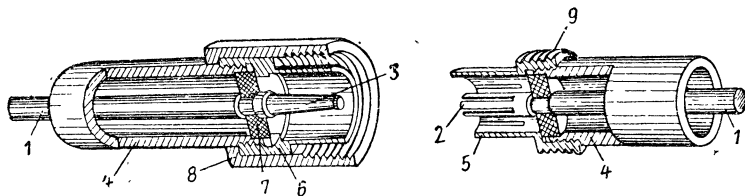


Рис. 7.8. Неподвижное сочленение коаксиальных линий.

На рис. 7.9 показана конструкция, в которой этот недостаток устраняется высокочастотным дросселем, состоящим из двух дополнительных короткозамкнутых линий  $ce$  и  $db$  длиной  $\lambda/2$ , расположенных в месте сочленения внутреннего 1 и внешнего 2 проводов. В проводе 1 короткозамкнутый конец линии обозначен  $b$ , а в проводе 2 —  $c$ .

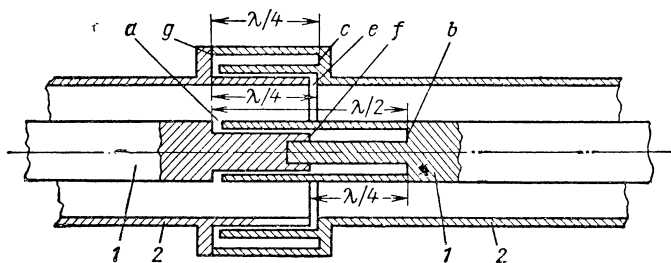


Рис. 7.9. Вращающееся сочленение контактного типа для коаксиальных линий.

Так как входное сопротивление короткозамкнутой полуволновой линии равно нулю, то независимо от качества трущихся контактов в  $g$  и  $f$  разрыв цепи между отрезками коаксиальной линии на участках  $e, d$  отсутствует. Существенное значение имеет то обстоятельство, что место расположения прямого контакта ( $gf$ ) удалено на  $\lambda/4$  от короткозамкнутого конца соответствующей дроссельной канавки, благодаря чему в точках контакта находится узел тока.

Чтобы сохранить согласование в полосе частот, волновое сопротивление вспомогательной линии на участке  $cg$  следует устанавливать большим, чем на участке  $ge$ . Такое соотношение волновых сопротивлений способствует взаимной компенсации отражений, возникающих при частотах, отличающихся от средней частоты по-

лосы пропускания. В связи с этим ширина зазора на участке  $gc$  больше, чем на участке  $ge$ .

Во вращающемся сочленении емкостного типа элементом связи между секциями линии является емкость, создаваемая зазором в месте сочленения соответствующих проводов линии.

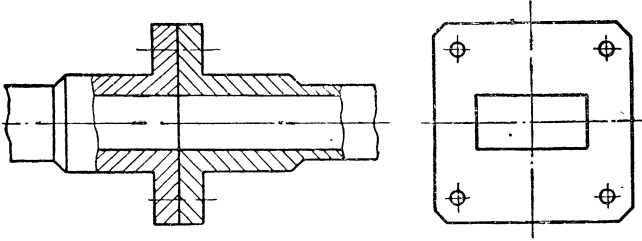


Рис. 7.10. Фланцевое соединение прямоугольных волноводов.

Преимущество емкостного сочленения перед контактным заключается в отсутствии прямого контакта между сочленяемыми отрезками линий. С другой стороны, емкостное сочленение ограничивает полосу пропускания и в отличие от контактного не допускает герметизации линии передачи.

**Сочленения волноводов.** Сочленения одностипных волноводов разделяют на фланцевые и дроссельно-фланцевые.

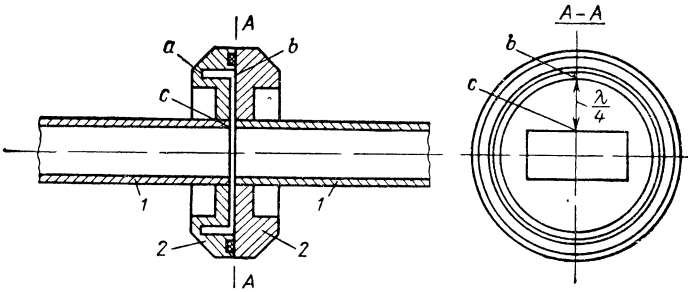


Рис. 7.11. Неподвижное дроссельно-фланцевое соединение волноводов.

В первой конструкции (рис. 7.10) соединяемые отрезки волноводов плотно прижимаются друг к другу при помощи плоских фланцев, стягиваемых винтами или струбцинами. Поверхности фланцев и отверстия в них должны быть точно подогнаны для получения надежного контакта и однородности внутренней поверхности волноводов в месте сочленения. Несовершенство контакта между фланцами вызывает потери энергии и создает опасность пробоя.

Более простым по конструкции и более надежным в эксплуатации является дроссельно-фланцевое соединение 2 (рис. 7.11).

Отличительной особенностью такого способа соединения неподвижных отрезков волновода  $I$  является наличие полуволнового короткозамкнутого шлейфа  $abc$ , образованного кольцевой канавкой  $ab$  глубиной  $\lambda/4$  и зазором между фланцами  $bc$ , длина которого равна  $\lambda/4$ . Так как входное сопротивление шлейфа в  $c$  равно нулю, то передача энергии от одной секции к другой происходит без сколько-нибудь значительных потерь. Вместе с тем в  $b$  находится узел тока и поэтому качество гальванического контакта фланцев не имеет значения.

Следует заметить, что расстояние в четверть волны между внутренней поверхностью прямоугольного волновода и кольцевой канавкой выдерживается только по отношению к середине широкой стороны поперечного сечения волновода. Однако это не вызывает

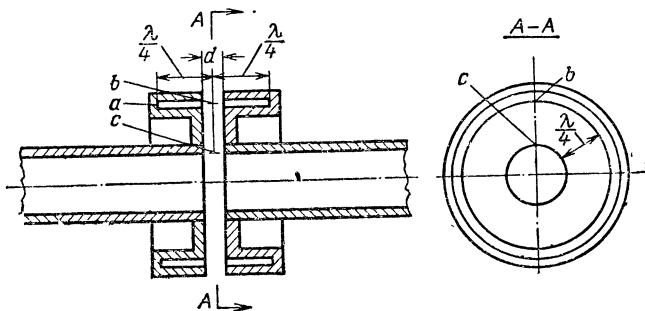


Рис. 7.12. Вращающееся дроссельно-фланцевое соединение волноводов.

больших потерь, так как напряженность электрического поля в прямоугольном волноводе уменьшается от середины к краям широкой стороны его поперечного сечения.

Во вращающемся сочленении волноводов (рис. 7.12) дроссель, имеющийся на одном или обоих фланцах, можно представить как совокупность короткозамкнутой четвертьволновой линии в виде канавки во фланце  $ab$ , которая в  $b$  имеет бесконечно большое входное сопротивление, и разомкнутой четвертьволновой линии  $bc$ , которая это сопротивление из  $b$  трансформирует в короткое замыкание в  $c$ . Расстояние между фланцами  $d$  не должно превышать  $\lambda/10$ . Это важно не только с точки зрения уменьшения потерь, но и для обеспечения широкой полосы пропускания, так как от расстояния между фланцами и ширины канавки зависит волновое сопротивление отдельных участков высокочастотного дросселя.

При наличии разнородных элементов в линии передачи возникает необходимость в их сочленении. Например, большинство радиолокационных антенн рассчитано на вращение по азимуту, а иногда и на перемещение по углу места. В таких условиях часть линии передачи неподвижна, а часть — вращается. Если этой линией служит прямоугольный волновод с волной  $H_{10}$ , то сочленять не-

подвижную и подвижную секции без промежуточных элементов невозможно. Сочленение производят через отрезок коаксиальной линии или круглый волновод. Для этого наиболее пригодны круглые волноводы с волной  $E_{01}$ , которая благодаря осевой симметрии позволяет сохранить неизменной поляризацию волны в любом положении вращающегося волновода.

В соединении, изображенном на рис. 7.13, а, элементами перехода от прямоугольного волновода с волной  $H_{10}$  к круглому волноводу с волной  $E_{01}$  и наоборот служат штыри, которые расположены

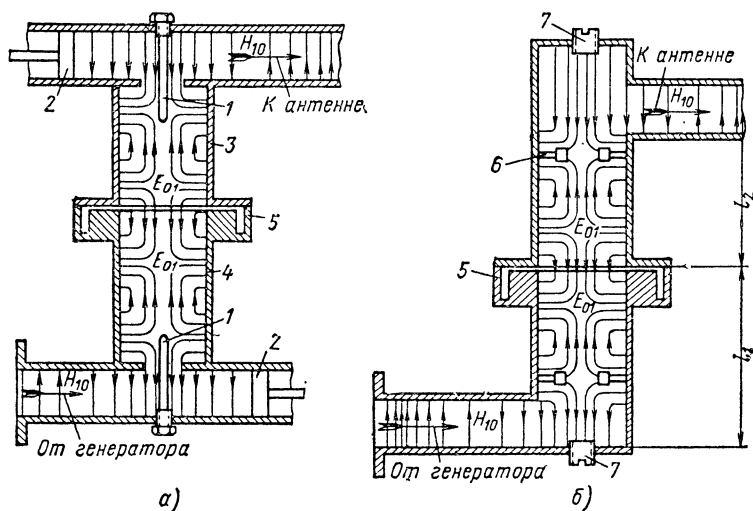


Рис. 7.13. Вращающееся сочленение прямоугольных волнопроводов через отрезок круглого волновода.

параллельно электрическим силовым линиям в обоих волноводах. Наиболее выгодную связь устанавливают регулированием глубины погружения штырей. На участках перехода от одного волновода к другому, как видно из рисунка, снижается пробивное напряжение; соответственно ограничивается мощность распространяемых волн. Этот недостаток устранен в соединении, изображенном на рис. 7.13, б, где связь между волноводами осуществляется через отверстие. Сравнивая волны  $H_{10}$  в прямоугольном волноводе и  $E_{01}$  в круглом волноводу, можно заметить некоторое сходство в конфигурации полей этих волн: если круглый волновод примыкает к широкой стенке прямоугольного волновода под прямым углом, то продольная составляющая электрического поля волны  $E_{01}$  оказывается параллельной силовым линиям электрического поля волны  $H_{10}$ , а замкнутые линии магнитного поля обоих волнопроводов расположены в параллельных плоскостях. Это создает благоприятные условия для непосредственного возбуждения круглого волновода на волне  $E_{01}$  через отверстие в широкой

стенке прямоугольного волновода. Поскольку критическая длина волны для  $H_{11}$  меньше, чем для  $E_{01}$ , то в круглом волноводе может возникнуть волна  $H_{11}$  (в предыдущей схеме эта волна не возбуждалась благодаря тому, что стержень  $I$  расположен перпендикулярно ее электрическим силовым линиям).

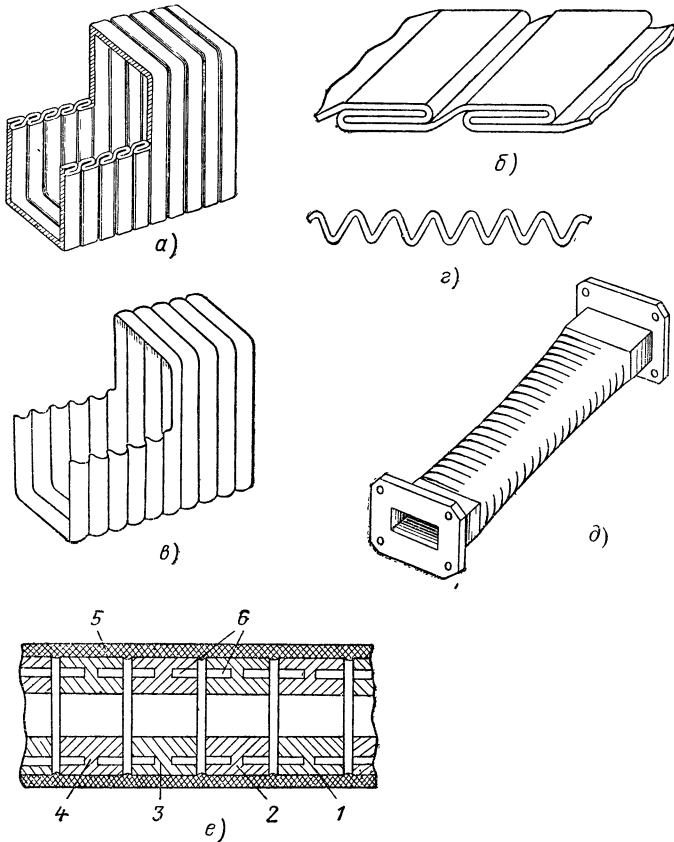


Рис. 7.14. Гибкие волноводы.

В данном случае фильтрация осуществляется резонансным кольцом 6, которое помещается в короткозамкнутом отрезке  $l_1$  круглого волновода, соединенном последовательно с прямоугольным волноводом. Кольцо к волноводу крепят двумя радиально расположенными стержнями или диэлектрической шайбой. Резонансное кольцо не препятствует распространению волны  $E_{01}$  потому, что линии электрического поля волны  $E_{01}$  перпендикулярны кольцу. Вместе с тем плоскость кольца совпадает с плоскостью расположения электрического поля волны  $H_{11}$ , которое концентрируется возле кольца. В кольце возникает ток, порождающий магнит-

ное поле. Подбирая размеры кольца, можно добиться того, чтобы оба поля имели равную энергию и для волны  $H_{11}$  возникло короткое замыкание в кольце. Размер  $l_1$  равен четверти длины волны  $H_{11}$ , а  $l_2$  — половине длины волны  $E_{01}$ . В результате в месте сочленения волноводов цепь разорвана для  $H_{11}$ , а переходное сопротивление для  $E_{01}$  равно нулю.

Наряду с вращающимися сочленениями в линиях передачи СВЧ применяются *гибкие сочленения*, которые допускают некоторое перемещение высокочастотных блоков станции, не связанных жестко между собой. Для гибкого сочленения можно использовать гибкие коаксиальные кабели или гибкие волноводы. На сантиметровых волнах преимущественно применяются последние.

*Гусеничный гибкий волновод* (рис. 7.14, а, б) можно изготовить, наматывая узкую ленту из посеребренной латуни на прямоугольную оправку с расчетом на получение трех параллельных контактных поверхностей. Витки ленты могут скользить друг относительно друга, сохраняя контакт. Неоднородность такого волновода невелика, рассогласование в нем наблюдается только в месте спая с фланцами.

По мере эксплуатации волновода ухудшается контакт между витками ленты; при этом увеличивается затухание и возникает искрение. Гусеничные волноводы сильно подвержены коррозии и не могут быть использованы в герметизированных антеннах.

*Гофрированный гибкий волновод* (рис. 7.14, в, г) образован из гофрированных стенок прямоугольной трубы, не имеющей швов. Глубина гофрировки составляет не более  $0,1 \lambda_v$ , чтобы не вносить сколько-нибудь значительной неоднородности в линию передачи. Такой волновод отличается высокой прочностью, гибкостью, но его нельзя скручивать, как гусеничный волновод.

Качество описанных гибких волноводов значительно улучшается при наличии *резинового покрытия* (рис. 7.14, д). Резина наплавляется между витками ленты, уменьшая этим гибкость волновода. Покрытие способствует сохранению контакта и тем самым увеличению срока службы волновода. Резина предохраняет волновод от коррозии и дает возможность использовать в герметизированных линиях передачи не только гофрированный, но и гусеничный волновод.

*Позвонокковый гибкий волновод* (рис. 7.14, е) допускает наибольшие деформации благодаря тому, что в нем нет непрерывной металлической поверхности. Волновод состоит из ряда металлических шайб 1, 2, 3, ... с отверстиями 4 прямоугольной формы. Резиновая рубашка 5 скрепляет шайбы и сообщает гибкой секции необходимую подвижность. Электрический контакт между шайбами осуществляется посредством дросселей 6. Для взаимной компенсации отражений, которые могут возникнуть в дроссельных соединениях, расстояние между дросселями соседних шайб устанавливается равным половине длины волны в волноводе. Наличие дросселей делает позвонокковый волновод более узкополосным, чем гусеничный и гофрированный.



Коэффициент стоячей волны на участке любого из описанных гибких волноводов может быть доведен до величины, равной и даже меньшей 1,1.

### 53. Повороты, изгибы и скручивание волноводов

Для изменения направления электромагнитных волн в волноводные соединения вводят элементы поворотов и изгибов. В том случае, когда требуется изменить плоскость поляризации волны, не изменяя ее направления, волноводы скручивают.

При осуществлении такого рода устройств руководствуются следующими требованиями.

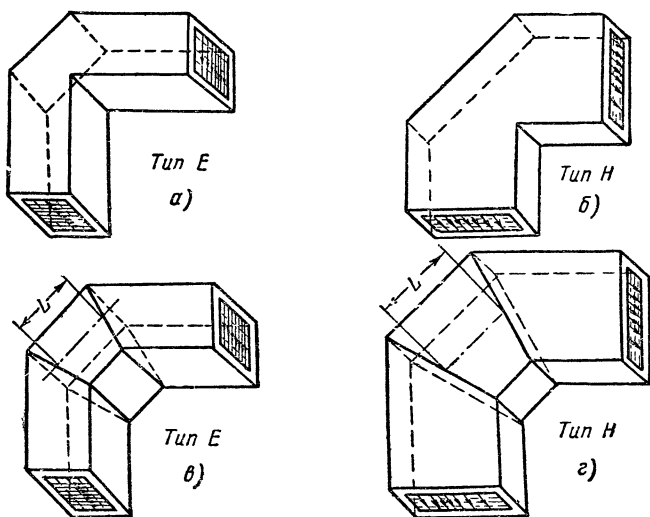


Рис. 7.15. Поворот волновода на  $90^\circ$  посредством одноуголкового (а, б) и двухуголкового (в, г) соединений.

Рассогласование волноводной системы на участках изменения направления и поляризации волны должно быть сведено до минимума.

Полоса пропускания линии передачи не должна дополнительно уменьшаться на участках изгибов, поворотов и разветвлений волноводов.

Необходимо исключить уменьшение пробивного напряжения волновода за счет поворотных участков.

Так как в линиях передачи круглые волноводы обычно играют вспомогательную роль и имеют малую длину, то вопрос о поворотах, изгибах и скручиваниях представляет практический инте-

рес только в применении к прямоугольным волноводам, возбуждаемым на волне  $H_{10}$ .

Волновод можно повернуть на  $90^\circ$  при помощи одноуголкового (рис. 7.15, а, б) или двухуголкового (рис. 7.15, в, г) соединения. Эти повороты совершаются по широкой (в плоскости электрического поля  $E$ ) или по узкой (в плоскости магнитного поля  $H$ ) стороне волновода.

В одноуголковом соединении уголок можно представить как отражатель, изменяющий направление падающих на него волн на угол  $90^\circ$ , благодаря чему облегчается возбуждение волновода

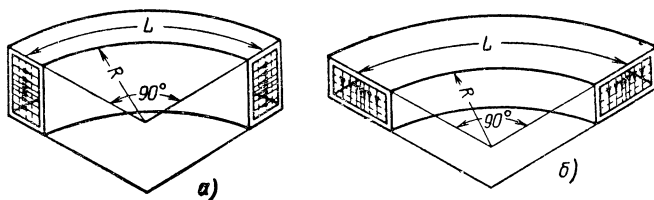


Рис. 7.16. Изгибы волновода:  
а — в плоскости  $E$ ; б — в плоскости  $H$ .

за поворотным участком. Для того чтобы обеспечить согласование, не выходя за пределы допустимого  $k_{св}$  (не больше 1,1), необходимо придерживаться оптимальных размеров угольника, которые установлены опытным путем.

В двухуголковых соединениях поворот соответствующих сторон волновода совершается дважды на угол  $45^\circ$ . Отражения, возникающие при одном повороте, компенсируются при последующем повороте. Для этого размер  $L$ , как установлено из опыта, точно равен четверти волновой длины волны при повороте в плоскости  $E$  и несколько отличается от этой величины при повороте в плоскости  $H$ .  $k_{св}$ , обусловленный таким соединением, не превышает 1,05. На практике встречаются конструкции волноводов с углом поворота, не равным  $90^\circ$ .

Коэффициент стоячей волны меньше повышается при отклонении от оптимальных размеров двухуголковых соединений, чем одноуголковых. Это позволяет выбрать такие размеры двухуголковых соединений, при которых снижается вероятность пробоя и увеличивается допуск на точность изготовления. Особенно вероятен пробой в одноуголковом соединении, сделанном в плоскости  $E$ , так как в уголке уменьшается размер  $b$  поперечного сечения волновода.

Изгибы волновода, так же как и уголковые повороты, можно производить в плоскости электрического поля  $E$  (рис. 7.16, а) или в плоскости магнитного поля  $H$  (рис. 7.16, б).

Изогнутая часть волновода имеет волновое сопротивление, отличное от волнового сопротивления прямого волновода. Поэтому

при изгибе возникают отражения, которые тем больше, чем меньше внутренний радиус кривизны  $R$ . Достаточно этот радиус сделать большим длины волны в волноводе, чтобы  $k_{св}$  был меньше 1,05. С другой стороны, для уменьшения размеров линии передачи радиус кривизны изгиба стремятся сократить до минимума. Целесообразно среднюю длину  $L$  изогнутой части волновода устанавливать кратной  $\lambda_{в}/2$ , имея в виду согласующие свойства полуволновой линии. При плавном изгибе волновода можно добиться меньших отражений, чем в уголкового соединениях.

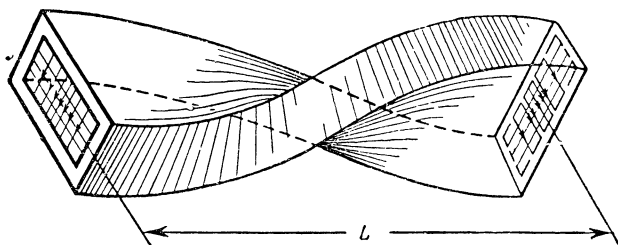


Рис. 7.17. Волновод, скрученный на  $90^\circ$ .

*Кручение волновода* (рис. 7.17) производится вдоль его оси. Для того чтобы  $k_{св}$ , обусловленный кручением волновода на  $90^\circ$ , не превышал 1,1, длина крученого участка должна быть не менее  $(2 \div 3) \lambda_{в}$ . Размер  $L$ , как в предыдущем случае, целесообразно устанавливать кратным половине волноводной длины волны.

Для кручения или изгиба волноводы заполняют легкоплавким веществом, затем зажимают его в тисках и поворачивают на требуемый угол, после чего удаляют внутреннее наполнение. Точность профиля волновода на изогнутом или крученом участке влияет на  $k_{св}$  и полосу пропускания в этой части волновода.

## 54. Ответвления волноводов

Ответвления волноводов (рис. 7.18, 7.19) образуются при подключении к основному волноводу дополнительного отрезка, имеющего такое же поперечное сечение, как основной. По начертанию подобное соединение образует букву Т, а поэтому называется Т-образным (тройником). Различают Т-образные соединения типов  $E$  и  $H$  в зависимости от того, в какой плоскости (электрической или магнитной) сделано ответвление.

Если мысленно представить положение мнимой двухпроводной линии (штрих-пунктирные линии на рис. 7.18, а, 7.19, а), являющейся исходной для образования волноводов, то станет очевидным, что соединение типа  $E$  эквивалентно последовательному включению (рис. 7.18, б), а типа  $H$  — параллельному включению

нию (рис. 7.19, б) соединяемых волноводов. В соответствии с этим волны, вводимые через плечо  $E$ , разветвляются в плечах I, II таким образом, что в сечениях, равноудаленных от плоскости симметрии  $AA$ , фаза электрического поля получается обратной (рис. 7.18, в), тогда как волны, вводимые через плечо  $H$ , в тех же сечениях вызывают синфазные электрические поля (рис. 7.19, в).

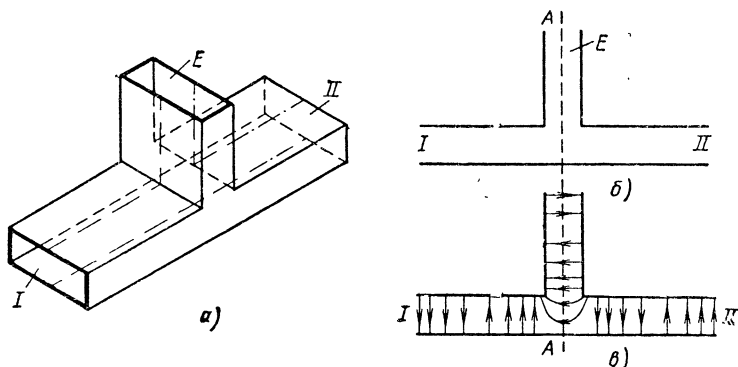


Рис. 7.18. Конструкция (а), эквивалентная схема (б) Т-образного ответвления (тройника) типа  $E$  и распределение силовых линий электрического поля в нем (в).

Волноводные тройники нашли широкое практическое применение: они дают возможность отвести часть передаваемой мощности от главного волновода в дополнительные цепи, позволяют осуществ-

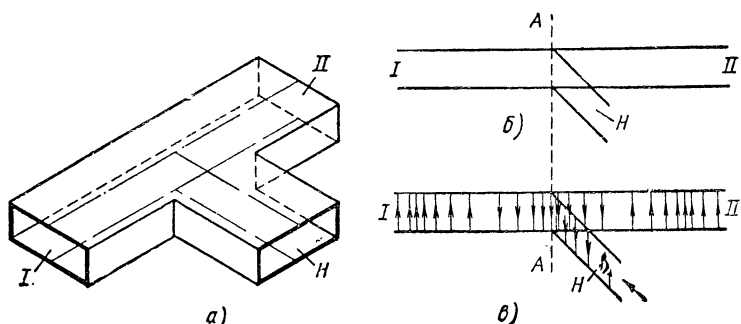


Рис. 7.19. Конструкция (а), эквивалентная схема (б) Т-образного ответвления (тройника) типа  $H$  и распределение силовых линий электрического поля в нем (в).

вить ряд специальных измерительных схем, а также могут быть использованы для согласования волноводной системы.

Так, например, при коротком замыкании дополнительного волновода  $E$  или  $H$  поршнем, удаленным на расстояние  $\lambda_g/2$  от главного волновода I, II, тройник типа  $E$  обеспечивает беспрепятственное распространение энергии по основному волноводу, а тройник типа

$H$  накоротко замыкает главный волновод в месте ответвления. Заметим, что отсчет длины ответвления производится от ближайшей стенки главного волновода в тройнике типа  $E$  и от середины широкой стенки этого волновода в тройнике типа  $H$ . Если длина ответвления не кратна  $\lambda_p/4$ , то дополнительный отрезок волновода эквивалентен реактивному сопротивлению, которое включается последовательно или параллельно относительно основного волновода. Следовательно, подбором длины ответвления, т. е. перемещением поршня, можно произвести согласование линии передачи.

Широкое применение получили двойные Т-образные ответвления (двойные тройники). Одно ответвление от главного волновода

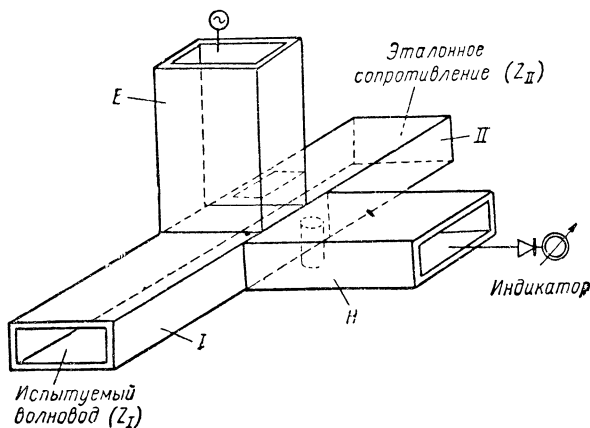


Рис. 7.20. Волноводный мост.

$I$ ,  $II$  находится в  $E$ -плоскости, а другое — в  $H$ -плоскости (рис. 7.20). Если плечи  $I$ ,  $II$  симметричны и согласованы с сопротивлениями нагрузки  $Z_I$ ,  $Z_{II}$ , то в силу симметрии схемы мощность, подводимая к плечу  $E$ , поровну разделяется между сопротивлениями  $Z_I$  и  $Z_{II}$ , причем электрическое поле, как следует из рис. 7.18,  $в$ , противофазно в сечениях, равноудаленных от плоскости симметрии тройника; это признак того, что в плечо  $H$  волны не проникают (оно возбуждается только синфазными полями плеч  $I$ ,  $II$ ). Если в тот же двойной тройник волна вводится через плечо  $H$ , то ее мощность делится поровну между сопротивлениями  $Z_I$  и  $Z_{II}$ , и так как электрическое поле в них синфазно (см. рис. 7.19,  $в$ ), то в плечо  $E$  волны не проникают (это плечо возбуждается при противофазных полях плеч  $I$ ,  $II$ ).

Следовательно, двойной тройник обладает свойством, характерным для мостовой схемы: *к какому бы плечу двойного тройника ни подводились колебания, они в противоположное плечо моста не попадают, а мощность их распределяется поровну между оставшимися двумя плечами, но для этого последние два должны быть симметричными и иметь равные сопротивления нагрузки.*

Это свойство двойного тройника позволяет использовать его для измерения  $k_{св}$  или сопротивлений на СВЧ (см. рис. 7.20). К плечу  $E$  подводят колебания от генератора СВЧ, на выходе плеча  $H$  включают детектор с индикатором, к плечу  $I$  подключают измеряемое сопротивление (или испытываемый на  $k_{св}$  волновод) и к плечу  $II$  — эталонное сопротивление. Если оба сопротивления равны, то индикатор не дает отклонений, так как плечо  $H$  изолировано (развязано) относительно плеча  $E$ . Чем больше отличается измеряемое сопротивление от эталонного, тем больше нарушается симметрия плеч  $I$ ,  $II$  и больше мощность, которая проникает из плеча  $E$  в плечо  $H$ . Таким образом имеется возможность определить по шкале индикатора измеряемое сопротивление.

Для получения высокой точности измерения необходимо обеспечить весьма точное изготовление моста и согласование его Т-образных соединений. Элементами согласования, как показано на рис. 7.20, могут служить емкостный штырь в плече  $H$  и индуктивная диафрагма в плече  $E$ .

Отсутствие в сбалансированном мосте сколько-нибудь значительной связи между плечами  $E$  и  $H$  (равно, как и между плечами  $I$ ,  $II$ ) является очень ценным свойством двойного тройника.

## 55. Направленные ответвители и их применение

**Направленные ответвители.** Это устройства, которые предназначены для разделения падающей и отраженной волн. Принцип действия двухдырочного волноводного направленного ответвителя поясняется рис. 7.21. К узким стенкам основного волновода прилегают два дополнительных, каждый из которых связан с основным волноводом через две щели, отстоящие друг от друга на четверть волноводной длины волны. В дополнительных волноводах по одну сторону от щелей расположены согласованные нагрузки  $R_1$ ,  $R_2$ , а по другую сторону — штыри  $Шт_1$ ,  $Шт_2$ , ведущие к индикаторам.

Волны, движущиеся по основному волноводу слева направо (рис. 7.21, *а*), проходят через щели к штырю  $Шт_1$  равные пути (сплошные линии) и возбуждают его с одинаковой фазой, а к штырю  $Шт_2$  волн приходит с разностью хода  $\lambda_v/2$  (пунктирные линии) и потому оказываются в противофазе. Если учесть, что поглощающее сопротивление  $R_2$  (как и  $R_1$ ) согласовано с волноводом и не вызывает отражения, то можно сделать вывод, что на волну, движущуюся слева направо, реагирует только индикатор, соединенный со штырем  $Шт_1$ . Аналогично доказывается, что волны, движущиеся по основному волноводу справа налево (рис. 7.21, *б*), фиксируются только индикатором, связанным со штырем  $Шт_2$ .

В устройстве, называемом *рефлектометром*, используются совместно оба направленных ответвителя для измерения  $k_{св}$ . Сигна-

лы, снятые со штырей, детектируются, а затем подаются на электронную схему, которая вызывает в стрелочном приборе ток, пропорциональный отношению упомянутых сигналов. Поскольку одно из направлений в главном волноводе соответствует падающей волне, а другое — отраженной, то шкалу стрелочного прибора можно проградуировать в единицах  $k_{св}$ .

Действие описанного направленного ответвителя зависит от отношения расстояния между щелями к длине волны, а поэтому такой ответвитель узкополосный. Более широкополосный ответвитель — многодырочный, который можно рассматривать как сово-

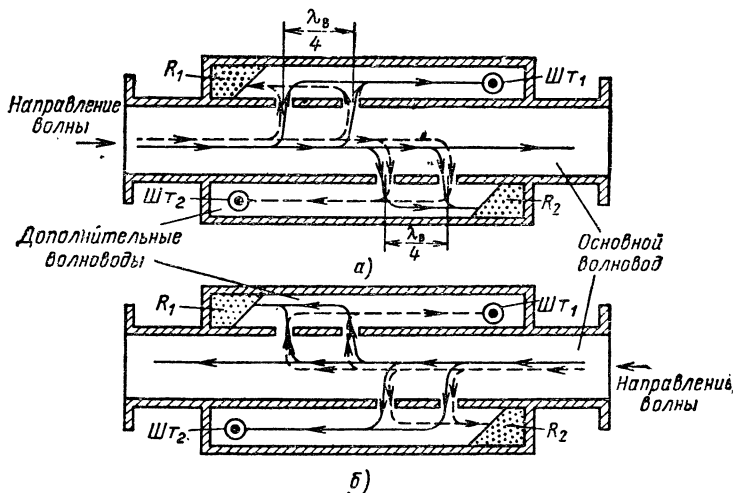


Рис. 7.21. Волноводный рефлектометр.

купность нескольких двухдырочных ответвителей. Главный и вспомогательный волноводы связывают также через длинную щель или одно отверстие в общей широкой стенке. Впервые схема рефлектометра для измерения  $k_{св}$  была предложена А. А. Пистолькорсом и М. С. Нейманом.

Имеются и другие области применения направленных ответвителей: они широко используются для расширения пределов измерения ваттметров сверхвысоких частот, для контроля согласования высокочастотных цепей, для измерения проходящей мощности и т. д.

**Волноводно-щелевые мосты.** Эти устройства являются разновидностью направленных ответвителей. Каждый мост состоит из четырех каналов 1, 2, 3, 4 и щели 5 (рис. 7.22). Каналы образованы двумя прямоугольными волноводами, которые примыкают друг к другу одной из узких стенок б. Щель прорезана в этой стенке.

Принцип действия иллюстрируется рис. 7.23, на котором показаны схема моста, кривые распределения электрического поля

в нескольких поперечных сечениях и векторные диаграммы для этого поля на границах щели и каналов.

Входом схемы служит канал 1. Волна  $H_{10}$ , выходя из него, попадает в щель, ширина которой  $a'$  больше ширины  $a$  канала почти в два раза. Следовательно,  $a'$  превышает длину волны  $\lambda$  и по этой причине в начале щели распределение электрического (и магнитного) поля волны  $H_{10}$  изменяется, а также возникает волна  $H_{20}$ . Согласно структуре обеих волн поля их в начале щели имеют одинаковую фазу на уровне канала 1 и обратную фазу на уровне канала 2. Обозначив амплитуду напряженности поля каждой волны  $E_m$ , можем написать, что амплитуда напряженности результирующего поля в первом случае равна  $E_{1m} = 2E_m$ , а во втором  $E_{2m} = 0$  (см. векторные диаграммы).

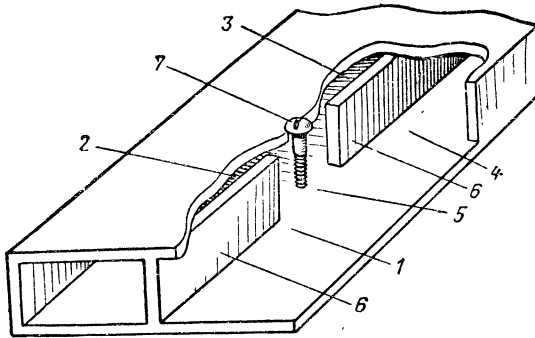


Рис. 7.22 Волноводно-щелевой мост.

При движении волн  $H_{10}$  и  $H_{20}$  в щели сдвиг по фазе между ними непрерывно изменяется, так как их фазовые скорости и соответственно длины волн в волноводе различны. Так, для  $H_{10}$  критическая длина волны равна  $\lambda_{кр10} = 2a'$ , а для  $H_{20}$  имеем  $\lambda_{кр20} = a'$ . Соответственно волноводная длина волны в первом случае меньше, чем во втором:

$$\lambda_{в10} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр10}}\right)^2}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a'}\right)^2}} < \lambda_{в20} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{a'}\right)^2}}.$$

В силу этого можно подобрать такую длину щели  $l$ , чтобы, скажем, на ней укладывалось  $\lambda_{в}/2$  волны  $H_{10}$  и  $3\lambda_{в}/4$  волны  $H_{20}$ . Тогда на векторной диаграмме, соответствующей входу в канал 3, векторы  $E_m$  будут повернуты относительно выхода канала 1 на  $180^\circ$  для волны  $H_{10}$  и на  $270^\circ$  для волны  $H_{20}$ . На такие же углы поворачиваются векторы электрического поля у входа в канал 4 относительно выхода канала 2. Очевидно, что амплитуды результирующих полей каналов 3 и 4 равны  $E_{3,1} = E_{4m} = \sqrt{2}E_m$  и, поскольку мощности пропорциональны квадрату напряженности поля,



мощность волны, входящей через канал 1 в мост, делится поровну в каналах 3 и 4  $\left[\left(\frac{2 E_m}{\sqrt{2} E_m}\right)^2 = 2\right]$ . Отсюда происходит другое название щелевых мостов — *трехдецибелльные*.

Заметим, что для щелевых мостов характерно и другое: а) результирующие поля  $E_{3m}, E_{4m}$  в выходных каналах 3, 4 имеют взаимный сдвиг по фазе на  $90^\circ$ ; б) теоретически в канал 2 не посту-

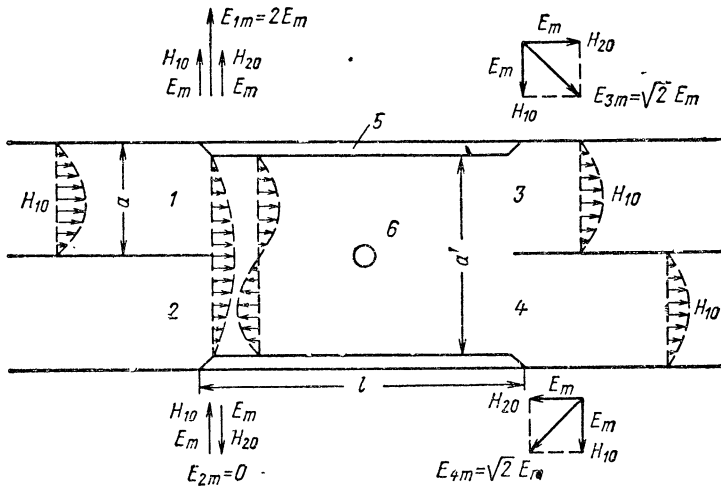


Рис. 7.23. Диаграммы, поясняющие процессы в волноводно-щелевом мосте.

пает энергия; в действительности в него просачивается весьма незначительная часть мощности (менее 0,2%).

С помощью вкладышей 5 размер  $a'$  щели устанавливается несколько меньшим, чем  $2a$ , с таким расчетом, чтобы в щели не возбуждалась следующая за  $H_{20}$  волна  $H_{30}$ . Вставки имеют скос для согласования. В самой щели согласование производится штырем 6 (на рис. 7.22 обозначен 7).

## VIII

### ЭЛЕМЕНТЫ АНТЕННО-ФИДЕРНЫХ УСТРОЙСТВ, СОДЕРЖАЩИЕ НАМАГНИЧЕННЫЕ ФЕРРИТЫ. АНТЕННЫЕ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛИ

#### 56. Некоторые свойства ферритов

Много нового в антенную технику СВЧ внесло освоение ферритов. К ферритам относятся вещества, полученные спеканием окиси железа с окислами марганца, магния, меди, цинка или кадмия. Ферриты — магнитные материалы полупроводникового типа. Они обладают очень высокой магнитной проницаемостью и вместе с тем имеют очень высокое удельное электрическое сопротивление (до  $10^7$  ом·см), т. е. сочетают в себе свойства ферромагнитных металлов и полупроводников, близких к диэлектрикам. На сантиметровых волнах относительная диэлектрическая проницаемость ферритов находится в пределах 5—20.

Если ферромагнитный металл поместить в электромагнитное поле СВЧ, то возникают большие потери на вихревые токи, гистерезис и ферромагнитный резонанс. Особенно значительны потери на вихревые токи, так как поле СВЧ индуцирует большую э. д. с., а удельное электрическое сопротивление железного сердечника мало. На низких частотах эти потери снижают тем, что сердечник составляют из тонких изолированных пластин и тем самым увеличивают его сопротивление. В диапазоне СВЧ такой способ уже непригоден, так как для эффективного снижения потерь потребовались бы слишком тонкие пластинки.

При СВЧ непригодны также применяемые на низких радиочастотах магнитодиэлектрики. Они состоят из мелких металлических зерен, распределенных в высококачественном диэлектрике. Зерна из-за неравномерного распределения намагничиваются неодинаково. Это приводит к уменьшению эффективной магнитной проницаемости материала и росту потерь энергии, особенно значительному на СВЧ.

Ферриты свободны от перечисленных недостатков: они имеют большое удельное электрическое сопротивление по всему объему, благодаря чему вихревые токи в ферритах малы и через них можно пропускать электромагнитные волны СВЧ, не опасаясь больших потерь. Весьма ценным качеством являются некоторые необратимые свойства ферритов, обусловленные их гиромангнитными свойствами. В общих чертах эти свойства выражаются в следующем.

Электроны атомов ферромагнетиков совершают двойное вращательное движение: вокруг ядра по замкнутым орбитам и вокруг своей оси. Поскольку упорядоченное движение электронов озна-

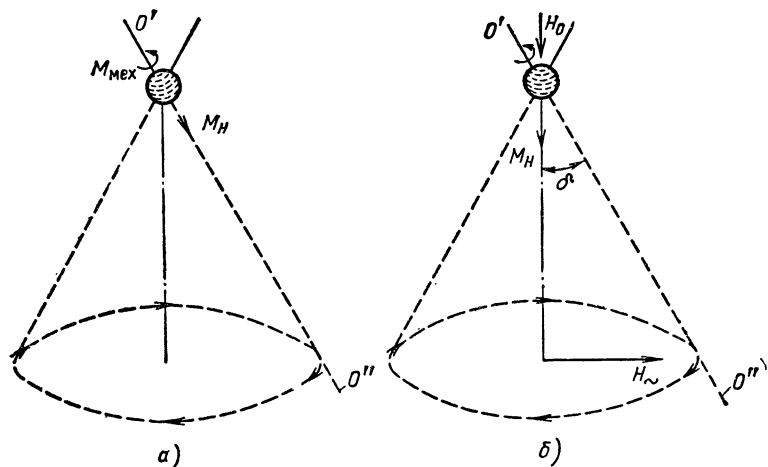


Рис 8.1. Прецессия электрона под влиянием внешнего магнитного поля

чает электрический ток, то это должно вызывать появление магнитного момента. Опытным путем доказано, что можно пренебречь магнитным моментом, вызванным орбитальным движением электрона, по сравнению с магнитным моментом  $M_H$  (рис. 8.1, а), вызванным вращением электрона вокруг своей оси  $O'O''$  (спином). Вместе с тем существует механический момент  $M_{мех}$ , обусловленный вращением массы электрона. Векторы обоих моментов  $M_H$  и  $M_{мех}$  совпадают с осью вращения электрона и направлены в противоположные стороны.

Если извне ввести постоянное магнитное поле  $H_0$ , то в результате взаимодействия внешнего и внутреннего магнитных полей появится пара сил, поворачивающая ось  $O'O''$  параллельно вектору  $H_0$  (рис. 8.1, б). Так как существует еще механический момент вращения  $M_{мех}$ , то движение электрона получается более сложным: к спину электрона прибавляется вращение оси  $O'O''$  вокруг вектора  $H_0$  по часовой (относительно поля  $H_0$ ) стрелке. Частота этого вращения (прецессии), называемая *частотой ферромагнитного резонанса*,

нанса, прямо пропорциональна напряженности внешнего поля:

$$i_0 [\text{Мгц}] = 2,8H_0 [\text{эрст}] = 3,5 \cdot 10^{-2} H_0 [\text{а/м}]$$

При  $H_0 = 3500 \text{ эрст}$  имеем  $f_0 = 9800 \text{ Мгц}$ , т. е. на сантиметровых волнах возможен ферромагнитный резонанс.

В связи с наличием потерь энергии в веществе прецессия происходит не по окружности, а по свертывающейся спирали и через некоторое время (около  $0,01 \text{ сек}$ ) ось вращения электрона сливается с направлением постоянного магнитного поля  $H_0$  и прецессия заканчивается. Теперь феррит намагничен.

Этот процесс затухающей прецессии можно рассматривать как свободные колебания, происходящие с частотой  $f_0$ . В феррите, как в любой колебательной системе, возможны и вынужденные ко-

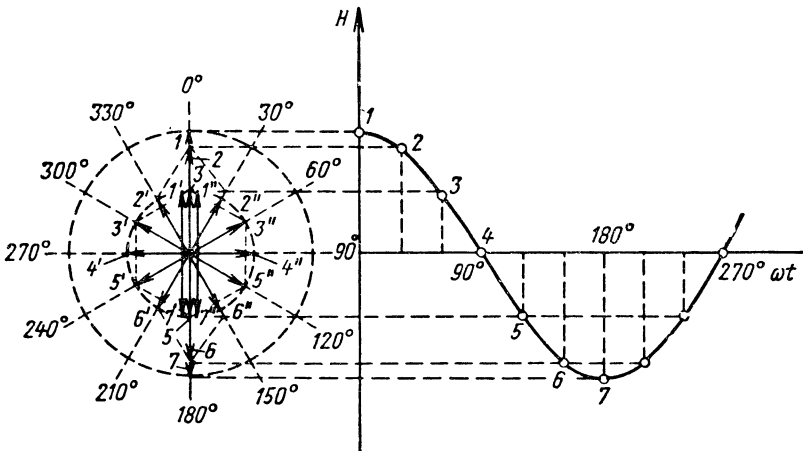


Рис 8.2. Диаграммы, поясняющие образование линейно-поляризованной волны из двух волн с круговой поляризацией

лебания с частотой  $f$ . Они получаются при воздействии на намагниченный феррит электромагнитной волны частоты  $f$  с вектором магнитного поля  $H_{\perp}$ , перпендикулярным вектору постоянного поля  $H_0$ . Если бы вектор  $H_{\perp}$  вращался в ту же сторону, что и ось  $0'0''$  во время свободных колебаний, то прецессия усилилась бы, а если в противоположную сторону, то ослабилась бы. Если, кроме того, частота  $f$  приближается к  $f_0$ , то вынужденная прецессия сказывается еще больше и при  $f = f_0$  (ферромагнитный резонанс) достигает максимума.

Всякую линейно-поляризованную волну можно представить в виде двух волн с круговой поляризацией, из которых одна вращается по часовой стрелке (правая волна), а другая — против часовой стрелки (левая). Это показано на рис. 8.2, где поле правой волны при  $\omega t = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ \dots$  обозначено  $1'', 2'', 3'', \dots$ , а поле левой волны  $1', 2', 3', \dots$ . При геометрическом сложении векторов этих полей получаются векторы  $1, 2, 3, \dots$ , расположенные по одной

прямой линии, т. е. результирующая волна оказалась действительно линейно-поляризованной. Зависимость результирующего поля  $H$  от  $\omega t$ , как видно из временной диаграммы, изображается косинусоидой.

Свободная прецессия, как известно, происходит по часовой стрелке, а из волн с круговой поляризацией, вызывающих вынужденную прецессию, только правая волна вращается по часовой стрелке, а левая—против часовой. Естественно, что феррит по-разному реагирует на эти волны и имеет различные магнитные проницаемости для правой ( $\mu_+$ ) и левой ( $\mu_-$ ) волн.

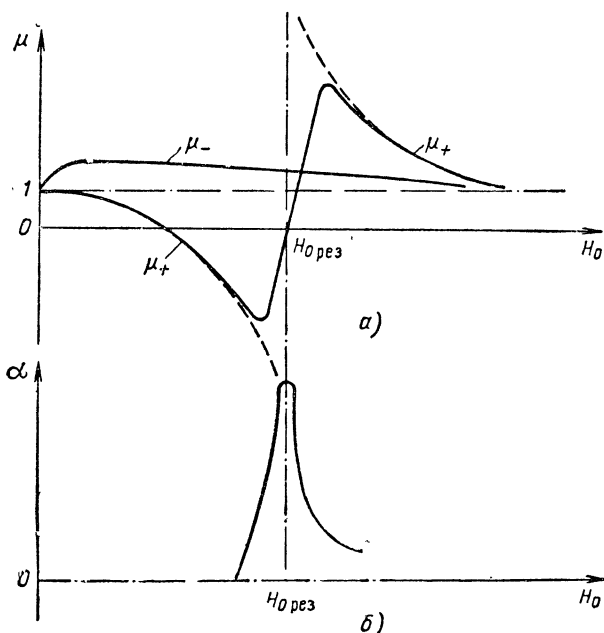


Рис. 8.3. Зависимость относительной магнитной проницаемости феррита (а) и затухания в нем (б) от напряженности поля намагничивания

Когда феррит не намагничен ( $H_0 = 0$ ), можно считать оба значения  $\mu_+$  и  $\mu_-$  приблизительно равными единице (речь идет об относительной проницаемости). С увеличением  $H_0$  (рис. 8.3, а) возрастает собственная частота  $f_0$ , а так как частота вынужденной прецессии  $f$  остается неизменной, то при некотором значении  $H_0 = H_{0 \text{ рез}}$  наступает резонанс. Это вызывает значительное изменение коэффициента  $\mu_+$ ; последний при  $H_0 = H_{0 \text{ рез}}$  проходит через нулевое значение и меняет свой знак на обратный, тогда как на коэффициент  $\mu_-$  увеличение  $H_0$  почти не влияет. Кроме того, при резонансе резко возрастает затухание  $\alpha$  правой волны (рис. 8.3, б), левая же волна практически не поглощается ферритом.

Все это объясняется тем, что правополяризованная волна вращается в том направлении, в котором совершается свободная прецессия, а левополяризованная волна — в обратном направлении. Правая волна все время отдает энергию электронам, а левая — часть периода отдает, а в другую часть периода получает обратно. Если бы потерь в феррите не было, то под влиянием энергии, отдаваемой правой волной, прецессия непрерывно усиливалась бы и при резонансе коэффициент  $\mu_+$ , характеризующий способность феррита к намагничиванию, достиг бы бесконечно большого значения (см. пунктирные линии на рис. 8.3, а). В реальных условиях энергия волны рассеивается в кристаллической решетке феррита и по этой причине угол прецессии  $\delta$  (на рис. 8.1) так же, как поглощение энергии правой волны, имеет ограниченный максимум при резонансе. Различия в свойствах феррита при прохождении через него право- и левополяризованных волн дают возможность осуществить циркуляторы, вентили, гираторы и некоторые другие элементы устройств СВЧ.

## 57. Циркуляторы, основанные на эффекте Фарадея

В 1845 г. Фарадей установил, что если волну света пропустить через среду, в которой имеется продольное магнитное поле, то плоскость поляризации волны поворачивается на угол, пропорциональный напряженности магнитного поля. Направление вращения этой плоскости не изменяется тогда, когда луч идет в обратную сторону, т. е. при распространении волн в обратном направлении плоскость поляризации не восстанавливается. До открытия ферритов вращение и необратимость плоскости поляризации не могли быть практически использованы на радиочастотах, так как отсутствовала намагниченная среда, способная пропустить радиоволны без больших потерь. С появлением ферритов это стало возможным в диапазоне СВЧ.

Устройство для вращения плоскости поляризации в феррите (рис. 8.4, а) содержит прямоугольные волноводы 1, 2, 3, 4 и круглый волновод 5, который соединяется с волноводами 1, 2 плавными переходами. Внутри круглого волновода находятся ферритовый стержень 6 и опора из пенополистирола 7 для закрепления стержня. Так как диэлектрическая проницаемость феррита велика, то возможно сильное отражение волн от стержня. Для того чтобы избежать этого явления, концы стержня сточены на конус. Постоянный магнит 8 создает магнитное поле  $H_0$  вдоль оси круглого волновода. Как видно из проекции на поперечную плоскость (рис. 8.4, б, в, г), каждый последующий волновод 1—2—3—4 повернут относительно предыдущего на угол  $45^\circ$ .

В прямоугольных волноводах возбуждается волна  $H_{10}$ , а в круглом — волна  $H_{11}$ . В пределах ферритового стержня волну  $H_{11}$  можно считать линейно-поляризованной и, следовательно, состоящей из двух волн с круговой поляризацией — правой и левой. Поле намагничивания стержня выбирается слабым ( $H_0 \ll H_{0 \text{ рез}}$ ) и согласно рис. 8.3,  $a \mu_- > \mu_+$ . Отсюда следует, что

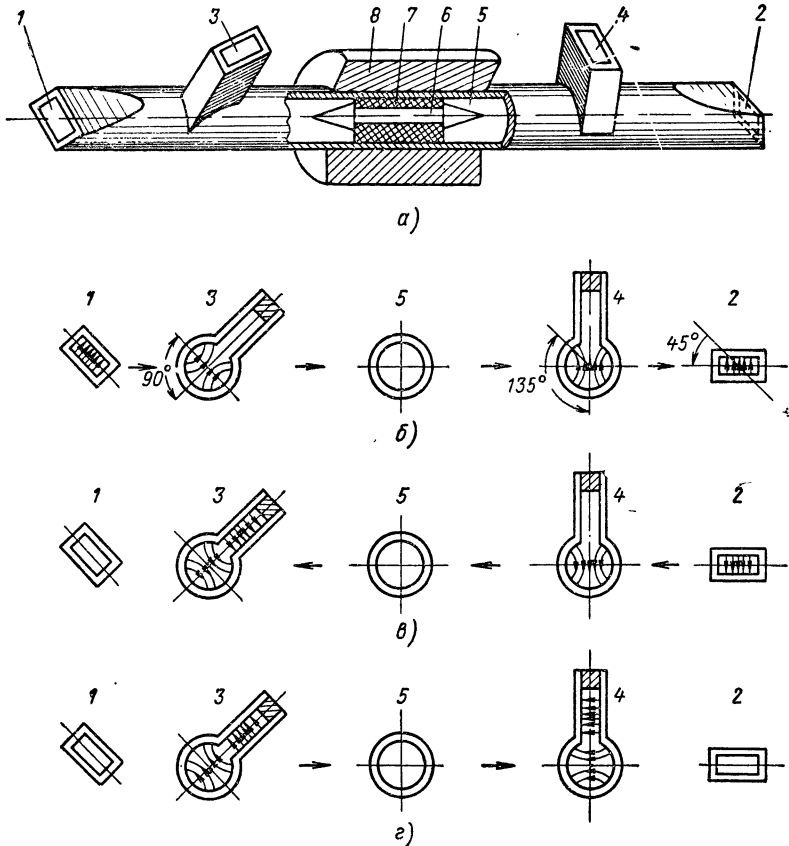


Рис. 8.4 Вращение плоскости поляризации волны посредством ферритов

фазовая скорость правой волны в феррите ( $v_+$ ) больше, чем левой ( $v_-$ ):

$$v_+ = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_a \mu_+}} > v_- = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_a \mu_-}}$$

Неравенство фазовых скоростей  $v_+$  и  $v_-$  приводит к тому, что результирующая волна в феррите уже не линейно-поляризованная, как на рис. 8.2, а имеет вращающуюся поляризацию, т. е.

при поступлении волны в стержень вектор  $H$  (как и вектор  $E$ ) начинает вращаться по часовой стрелке или против нее. Направление вращения не зависит от того, в какую сторону — прямо или обратно — распространяется электромагнитная волна, оно меняется на обратное только с переключением постоянного магнитного поля на обратное. Угол же, на который ферритовый стержень поворачивает плоскость поляризации волны, зависит от величины напряженности поля  $H_0$ , прямо пропорционален длине стержня и в меньшей мере — его диаметру. Итак, вращение плоскости поляризации, открытое М. Фарадеем для света, может быть получено и на СВЧ, если волны этого диапазона пропустить через продольно-намагниченную ферритовую среду.

В данном случае напряженность  $H_0$  и размеры ферритового стержня выбирают с таким расчетом, чтобы стержень поворачивал плоскость поляризации на  $45^\circ$ . При этом условия волна из волновода 1 может попасть только в волновод 2, из волновода 2 — в волновод 3 и из волновода 3 — в волновод 4. Во всех других направлениях линии электрического поля в ответвлениях не перпендикулярны широким стенкам прямоугольного волновода и единственно возможная в них волна  $H_{10}$  не возбуждается. Если к волноводу 1 подключить генератор, к волноводу 2 — антенну, а в волноводы 3 и 4 поместить поглощающие сопротивления, то волны от генератора пройдут в антенну (рис. 8.4, б). Если последняя не будет в достаточной мере согласована с волноводом 2, то отраженные от антенны волны поглотятся в сопротивлении 3 (рис. 8.4, в). Если же и от сопротивления 3 отразятся волны, то они поглотятся в сопротивлении 4 (рис. 8.4, г). Такое устройство называется *циркулятором*.

## 58. Вентили, основанные на эффекте Фарадея

Вентиль такого вида (рис. 8.5, а) содержит прямоугольный волновод 1, сообщающийся через плавный переход 2 с круглым волноводом 3, который через элемент 4 аналогичным способом переходит в прямоугольный волновод 5, повернутый относительно волновода 1 на угол  $45^\circ$ ; в круглом волноводе находится ферритовый стержень 6, намагничиваемый продольным полем соленоида 7; кроме того, на переходных участках расположены тонкие поглощающие пластины 8, 9, параллельные широким стенкам соответственно волноводов 1, 5.

Работа вентиля, как и описанного циркулятора, основана на вращении плоскости поляризации волны  $H_{11}$  ферритовым стержнем. На входе 1 и выходе 5 используются волны  $H_{10}$ , а преобразование ее в волну  $H_{11}$  происходит в переходе 2; обратное преобразование происходит в переходе 4. Плоскость поляризации прямой волны поворачивается ферритом на  $45^\circ$ , благодаря чему электрические



силовые линии волны  $H_{10}$  оказываются перпендикулярными широким стенкам волновода 5 и волна беспрепятственно проходит на выход вентиля (рис. 8.5, б). Этому способствует также то, что прямая волна не поглощается пластинами 8, 9, так как они (пластины) в обоих переходах перпендикулярны электрическим силовым линиям.

Если вентиль не согласован с нагрузкой, то появляется отраженная волна (рис. 8.5, в). На эту волну, как и на прямую, пластина 9 не влияет, но в пластине 8 энергия отраженной волны поглощается, поскольку ферритовый стержень поворачивает плоскость

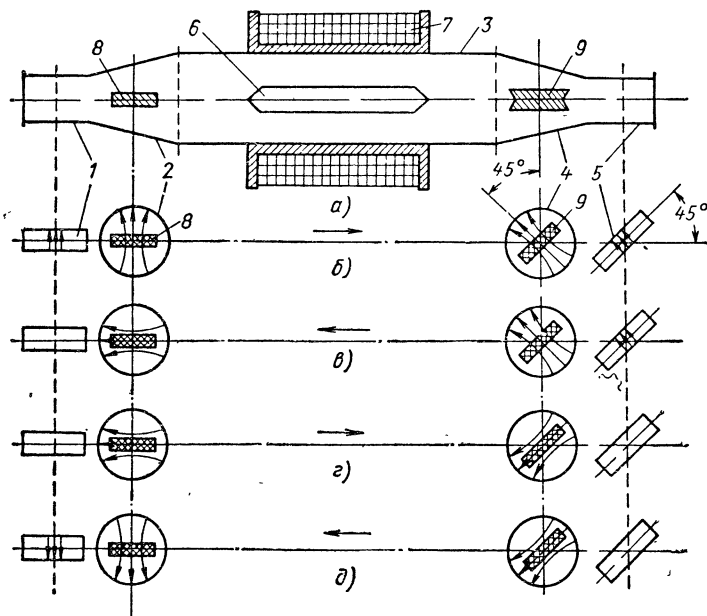


Рис. 8.5 Вентиль, основанный на эффекте Фарадея

поляризации на  $45^\circ$ , причем направление вращения для отраженной волны такое же, как для прямой; в результате электрические силовые линии сливаются с пластиной 8.

Допустим, что пластина 8 не полностью поглотила отраженную от нагрузки волну. Тогда во входной волновод волна проникнуть не может (электрические силовые линии не перпендикулярны, а параллельны широким стенкам данного волновода) и происходит отражение от входа к выходу (рис. 8.5, в). Очередное вращение плоскости поляризации в круглом волноводе создает благоприятные условия для поглощения данной волны в пластине 9. На выход 5 эта волна, как видно, пройти уже не может, даже если бы поглощение ее в пластине было неполным. Во входной волновод некоторая энергия проникает только с выхода (рис. 8.5, д), но

эта энергия весьма незначительна по сравнению с поступившей на вход вентиля.

Величину поглощения обратной волны можно при желании регулировать, изменяя ток соленоида, так как от него зависит угол вращения плоскости поляризации в феррите, а чем больше этот угол отличается от  $45^\circ$ , тем меньше совпадение вектора  $E$  с плоскостью действующей пластины  $\delta$  или  $\theta$  и тем меньше вносимое ею затухание. Такое устройство можно назвать *аттенуатором с регулируемым ослаблением*.

## 59. Ферритовые устройства с поперечным намагничивающим полем

**Вентиль с резонансным поглощением волн.** Вентиль выполняется на основе прямоугольного волновода  $1$ , по которому распространяется волна  $H_{10}$  (рис. 8.6). Ферритовая пластина  $2$  располагается параллельно узким стенкам волновода и намагничивается постоянным полем  $H_0$ , перпендикулярным продольной оси волновода. Поле создается соленоидом (не показанным на рисунке) и имеет величину, соответствующую ферромагнитному резонансу ( $f_0 = f$ ).

Как известно, линии магнитного поля волны  $H_{10}$  замкнуты и находятся в плоскостях, параллельных широким стенкам волновода; по краям этих стенок имеется только продольная составляющая, в середине — только поперечная составляющая магнитного поля, а в промежуточных сечениях — обе составляющие, и так как они сдвинуты по фазе на  $90^\circ$ , то в любой точке этого сечения вектор результирующего магнитного поля вращается и изменяется во времени по закону эллипса. Очевидно, что между краем и серединой широкой стенки волновода находится такое сечение, в котором поперечная и продольная составляющие численно равны. Здесь эллиптическая поляризация переходит в круговую. В волне, распространяющейся по волноводу в одну сторону, вектор  $H$  вращается по часовой стрелке (правая волна), а в распространяющейся обратно — против часовой стрелки (левая волна).

Ферритовая пластина помещается именно в сечении с круговой поляризацией распространяемой волны, и так как феррит намагничен до состояния ферромагнитного резонанса, то правая волна интенсивно поглощается, а левая, т. е. обратная волна, проходит почти без ослабления. Такие вентили могут быть рассчитаны на большую мощность, они просты по конструкции, могут работать не только на сантиметровых, но и дециметровых волнах, чего нельзя сказать о вентилях поляризационного типа.

Недостаток рассматриваемых вентилях заключается в большой напряженности постоянного магнитного поля  $H_0$  (несколько тысяч эрстед, т. е. несколько сотен тысяч ампер на метр). Последнюю

можно значительно уменьшить (до 500—1000 эрст), сохранив почти неизменной конструкцию вентиля, если в основу его работы положить не резонансное поглощение, а *невзаимное смещение поля ферритовой пластиной*. Если в волноводе нет этой пластины, то амплитуда электрического поля волны  $H_{10}$  изменяется по стороне  $a$  согласно симметричной кривой 1 (рис. 8.7). При наличии пластины в месте ее расположения относительная магнитная проницаемость для правой (прямой) волны отрицательная (см.  $\mu_+$  на рис. 8.3, а в области  $H_0 < H_{\text{орез}}$ ), а для левой ( $\mu_-$ ) — положительная и близка к единице. Это существенно изменяет структуру полей: максимумы полей правой волны смещаются по другую от ферритовой пластины сторону (см. кривую 2 на рис. 8.7), а левой волны, наоборот, —

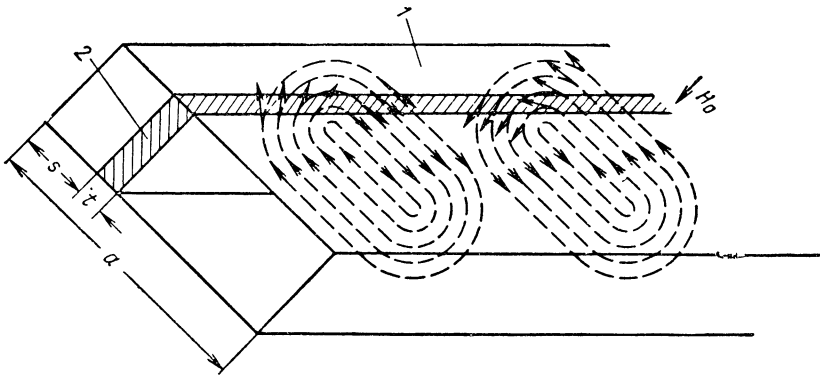


Рис. 8.6. Вентиль с резонансным поглощением в поперечном намагничивающем поле.

к пластине (кривая 3). В результате поля левой волны, поскольку они здесь более концентрированы, в большей мере, чем поля правой волны, поглощаются специальной пленкой, нанесенной на поверхность пластины.

Основным параметром любого вентиля является вентиляльное отношение, равное отношению ( $a$  в децибелах — разности) мощности потерь обратной волны к мощности потерь прямой волны.

Вентиль на смещении поля дает ослабление обратной волны до 30 дб, а прямой — не более нескольких десятых децибела, т. е. вентиляльное отношение немногим меньше 30 дб.

**Гиратор.** Это невзаимный ферритовый фазовращатель, который для обратной волны создает фазовый сдвиг, отличающийся на  $180^\circ$  от фазового сдвига для прямой волны.

В невзаимном фазовращателе, так же как в резонансном вентиле (рис. 8.6), плоская ферритовая пластина помещается в прямоугольном волноводе параллельно его узким стенкам и намагничивается поперечным полем, но значительно меньшей напряженности  $H_0$ , чем при резонансе. В таких условиях волна  $H_{10}$ , распространяе-

мая в волноводе, практически не теряет своей энергии в феррите; здесь существенное значение приобретает различие фазовой скорости прямой и обратной волн за счет различных значений  $\mu_+$  и  $\mu_-$  для них. В результате эти волны получают в ферритовой пластине различные фазовые сдвиги. Если разность сдвигов фазы  $\psi$  достигает  $180^\circ$ , то фазовращатель называется *гиратором*.

Теория и опыт показывают, что существуют оптимальные значения толщины ферритовой пластины  $t$  и расстояния  $s$ , при которых угол  $\psi$  имеет максимум. Это  $t = 0,17a$  и  $s = 0$ , т. е. пластина должна вплотную прилегать к узкой стенке волновода и толщина ее долж-

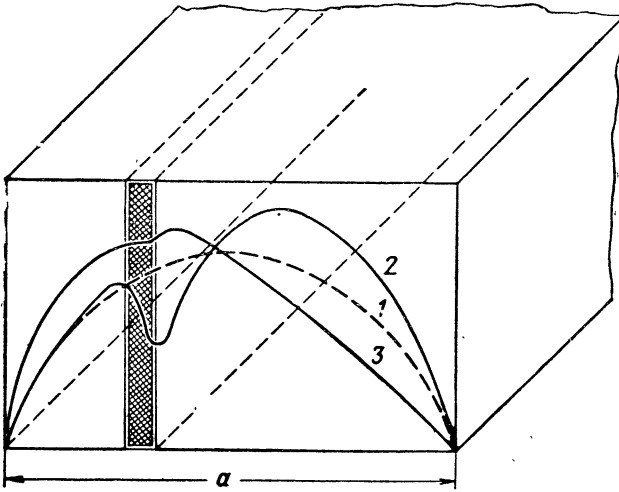


Рис. 8.7. Вентиль с неважным смещением поля ферритовой пластиной.

на составлять 0,17 от ширины  $a$  волновода. Очевидно, что если пластина будет находиться у противоположной стенки волновода, то угол  $\psi$  будет обратным по знаку (переменное магнитное поле имеет обратное направление).

Гираторы в сочетании со щелевыми мостами образуют *фазовые циркуляторы* с высокими качественными показателями. В § 63 описывается применение такого циркулятора в схеме антенного переключателя.

Итак, в диапазоне СВЧ можно осуществить следующие устройства с применением ферритов: поляризационные циркуляторы и вентили, основанные на необратимом вращении плоскости поляризации; резонансные вентили, основанные на необратимых резонансных потерях; вентили на смещении поля, основанные на необратимом смещении структуры поля; гираторы и фазовые циркуляторы, основанные на необратимых фазовых сдвигах.

## 60. Антенные переключатели. Назначение и принцип действия

*Антенными переключателями* называются устройства, предназначенные для автоматического переключения антенны с выхода передатчика к входу приемника и обратно при переходе соответственно с передачи на прием и обратно.

Такие переключатели применяются главным образом в радиолокационных станциях (РЛС), работающих по импульсному методу. В этих РЛС передача и прием не происходят одновременно и потому можно использовать одну и ту же антенну в качестве передающей и приемной. В результате получается экономия в одной антенне и в механизме для синхронного вращения двух антенн при поиске объекта. Кроме того, значительно упрощаются конструкция и эксплуатация станции и повышается точность определения угловых координат.

К антенным переключателям предъявляются следующие требования:

1. Во время передачи высокочастотный импульс передатчика должен с минимальными потерями поступать в антенну и не просачиваться на вход приемника. Последнее необходимо для защиты приемника от повреждения.

Современные радиолокационные станции средней мощности имеют импульсную мощность порядка  $(100 \div 1000)$  квт, а для нормальной работы приемника на вход его должно быть подано не более нескольких десятков ватт при ламповом смесителе ( $\lambda > 10$  см) и не более 100 мвт при полупроводниковом смесителе ( $\lambda < 10$  см). Следовательно, переключатель на входе приемника должен вносить очень большое затухание для импульса передатчика, которое при ламповом смесителе превышает

$$10 \lg \frac{(100 \div 1000) 10^8}{10} = 10 \lg (10^4 \div 10^5) = (40 \div 50) \text{ дб}$$

и при полупроводниковом

$$10 \lg \frac{(100 \div 1000) 10^3}{0.1} = 10 \lg (10^6 \div 10^7) = (60 \div 70) \text{ дб.}$$

2. В режиме приема сигнал не должен поглощаться в цепях передатчика, а с минимальными потерями (до 1—1,5 дб) — поступать на вход приемника.

3. Для того чтобы обеспечить нормальный прием импульсов, отраженных от ближайших объектов, время перехода переключателя с передачи на прием не должно превышать нескольких микросекунд.

4. Линия передачи должна быть согласована с передатчиком во время передачи и с приемником, с учетом имеющегося антенного переключателя во время приема.

5. Срок службы переключателя должен быть по возможности большим (не менее 800—1000 час).

Различают пассивные и активные антенные переключатели. Более широкое применение получили последние, в них активным элементом служит газоразрядный прибор. Идеальным был бы разрядник, который имеет нулевое сопротивление в режиме передачи и бесконечно большое в режиме приема и совершает переход из одного режима в другой мгновенно. По схеме подключения газоразрядных приборов к главному фидеру различают ответвительные и балансные антенные переключатели.

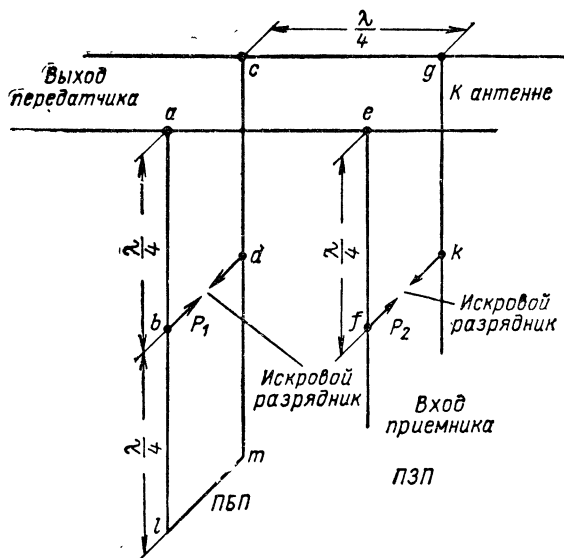


Рис. 8.8. Ответвительная схема антенного переключателя

На рис. 8.8 показана ответвительная схема антенного переключателя с двумя простыми искровыми разрядниками, из которых один ( $P_1$ ) образует переключатель блокировки передатчика (ПБП), а другой ( $P_2$ ) — переключатель защиты приемника (ЛЗП). Оба разрядника находятся в Т-образных ответвлениях от основного фидера, соединяющего передатчик с антенной.

При идеальных разрядниках схема полностью удовлетворяет поставленным требованиям. В момент появления импульса передатчика разрядники мгновенно пробиваются до полного короткого замыкания между точками  $b-d$  и  $f-k$ , которое через четвертьволновые отрезки трансформируется в бесконечно большое сопротивление между точками  $a-c$  и  $e-g$ . Благодаря этому энергия от передатчика беспрепятственно движется к антенне, не поступая в ответвления.

По окончании импульса передатчика разрядники мгновенно размыкаются, в результате чего короткое замыкание из  $l - m$  через полуволновую линию передается в точки  $a - c$ , откуда через четвертьволновую линию трансформируется в бесконечно большое сопротивление между точками  $e - g$ . Таким образом, та часть схемы, которая обращена от сечения  $e - g$  к передатчику, оказывается изолированной от антенны, и поступающая из нее энергия отраженных импульсов направляется в форме бегущих волн к приемнику.

Разрядники блокировки передатчика и защиты приемника можно также включать в ответвления, соединенные последователь-

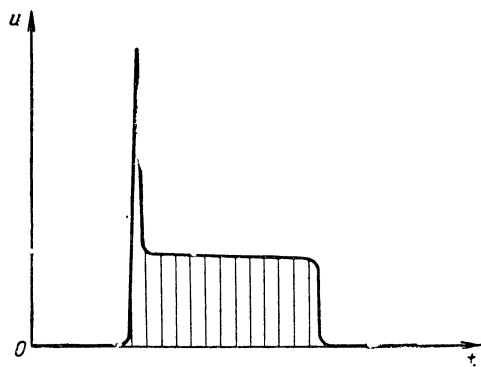


Рис. 8.9. График изменения напряжения между электродами искрового разрядника.

но с основным фидером, но для этого разрядники должны быть удалены от него на расстояние  $\lambda/2$ . Возможно также последовательное включение одного разрядника и параллельное — другого.

Действительные условия работы схемы отличаются от описанных по следующим признакам.

Во время передачи напряжение на реальном разряднике и его сопротивление не равны нулю. В момент появления импульса передатчика на разряднике возникает пик напряжения (рис. 8.9), обеспечивающий его пробой, после чего до конца импульса устанавливается напряжение дугового разряда с постоянной амплитудой.

Наличие напряжения на пробитом разряднике означает, во-первых, просачивание мощности от разрядника  $fk$  (см. рис. 8.8) к приемнику. Так как приемник согласован с линией, то просачиваемая мощность равна

$$P_{\text{пр}} = \frac{U_{\text{п}}^2}{Z_{\text{в}}}$$

где  $U_{\text{п}}$  — напряжение на разряднике;  
 $Z_{\text{в}}$  — волновое сопротивление линии.

Если в разряднике ПЗП энергия начального пика или мощность плоской части импульса слишком велики, то смеситель приемника выходит из строя. Для полупроводникового смесителя особенно опасен начальный пик.

Во-вторых, в связи с тем, что сопротивление пробитых разрядников не равно нулю ( $R_p \approx 30 \div 50 \text{ ом}$ ), входное сопротивление ответвлений в *ac* и *eg* не бесконечно велико, а имеет конечную величину

$$R_{вх} = \frac{Z_B^2}{R_p}$$

Следовательно, Т-образные ответвления шунтируют основную линию, и энергия, возбуждаемая передатчиком, частично теряется в ответвлениях на развитие и поддержание разряда в искровых промежутках. Приведенные формулы показывают, что в ответвлениях фидер должен иметь большое волновое сопротивление, а сопротивление пробитого разрядника  $R_p$  должно быть как можно меньше.

Простой искровой разрядник с воздушным зазором имеет в этом отношении сравнительно хорошие характеристики, но он нестабилен, требует частой регулировки и срок службы его невелик. Для устранения этих недостатков электроды разрядника помещают в стеклянный баллон, наполненный смесью аргона с парами воды при пониженном давлении порядка 5—30 мм рт.ст. Можно бы использовать аргон без примеси, при этом напряжение горения разряда уменьшается, но время восстановления разрядника было бы недопустимо большим (до 1000 мксек). Пары воды захватывают электроны, возникшие при разряде, в результате чего образуются отрицательные ионы; последние рекомбинируют с положительными ионами быстрее, чем электроны, и это способствует сокращению времени деионизации (восстановления) до единиц микросекунд.

В разрядник ПЗП вводят еще электрод вспомогательного поджига, к которому подводится постоянное отрицательное напряжение от источника э. д. с. 750—1000 в через балластное сопротивление 4—6 Мом. Благодаря этому электроду образуется тлеющий разряд, обеспечивающий свободными электронами основной искровой промежуток. В итоге уменьшается длительность начального пика (до  $10^{-9}$  сек) и его энергия. Ток вспомогательного электрода приходится ограничивать величиной 100—200 мка, так как вспомогательный разряд генерирует шумы во время приема.

Есть еще одно средство повышения эффективности антенных переключателей — введение в них резонансных трансформаторов (резонаторов). Как показано на рис. 8.10, в ПБП вводится только один трансформатор — повышающий с первичной обмоткой  $L_1$  и со вторичной цепью в виде контура  $L_2C_1$  и электродов разрядника  $P_1$ ; переключатель защиты приемника (ПЗП) содержит как повышающий трансформатор с первичной обмоткой  $L_3$ , вторичной



цепью в виде контура  $L_4L_5C_2$  и разрядника  $P_2$ , так и понижающий трансформатор, первичной цепью которого служит тот же контур  $L_4L_5C_2$ , а вторичная обмотка  $L_6$  включается в начале фидера приемника.

Благодаря повышающему трансформатору разрядники пробиваются при  $n$  раз меньшем напряжении импульсов передатчика ( $n > 1$ ), где  $n$  — коэффициент трансформации. Это ускоряет процесс разряда и уменьшает энергию начального пика. Повышающие трансформаторы способствуют также увеличению входного сопротивления ответвлений в  $ac$  и  $eg$  от  $R_{вх} = Z_{в}^2/R_p$  до  $R_{вх} = n^2 Z_{в}^2/R_p$ ,

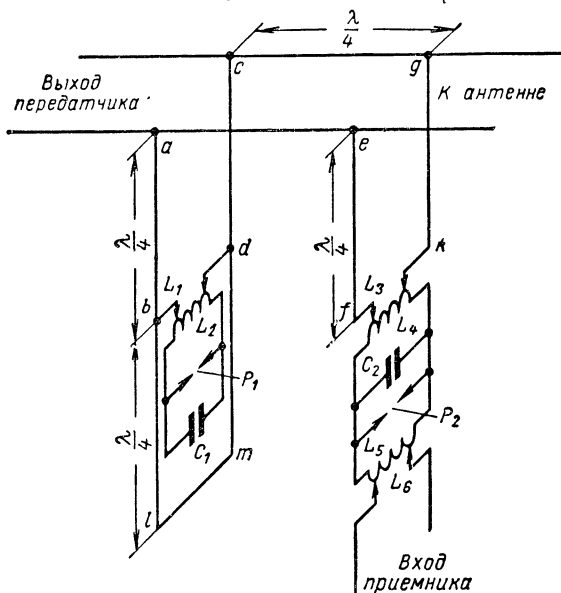


Рис. 8.10. Схема антенного переключателя, содержащего резонансные трансформаторы

так как сопротивления разрядников  $R_p$  трансформируются к точкам  $bd$  и  $fk$  до величины  $R_p/n^2$ . Увеличение  $R_{вх}$  означает уменьшение потерь энергии в цепях разрядников.

Понижающий трансформатор позволяет уменьшить напряжение на входе приемника по сравнению с напряжением на электродах разрядника. Его коэффициент трансформации выбирается с учетом необходимости согласования приемника с главным фидером.

Собственная добротность колебательного контура ПЗП исчисляется тысячами — десятками тысяч, а поэтому потери принимаемого сигнала в нем ничтожно малы. Чувствительность приемника снижается быстрее за счет шумов, генерируемых в цепи вспомогательного электрода разрядника, и все же в правильно сконструированном ПЗП общие потери во время приема не превышают 0,5—1 дб.

Менее жесткие требования предъявляются к ПБП. Разрядник ПБП может иметь чисто аргоновое наполнение и не требует введения вспомогательного электрода, поскольку здесь не столь существенно время разряда и восстановления разрядника.

## 61. Разновидности ответвительных антенных переключателей

**Антенные переключатели метровых волн.** В данном случае и фидер и резонаторы выполняются на основе двухпроводных линий (рис 8.11). В качестве резонансного трансформатора используется четвертьволновый шлейф, который с одного конца замкнут накоротко, а другим соединяется

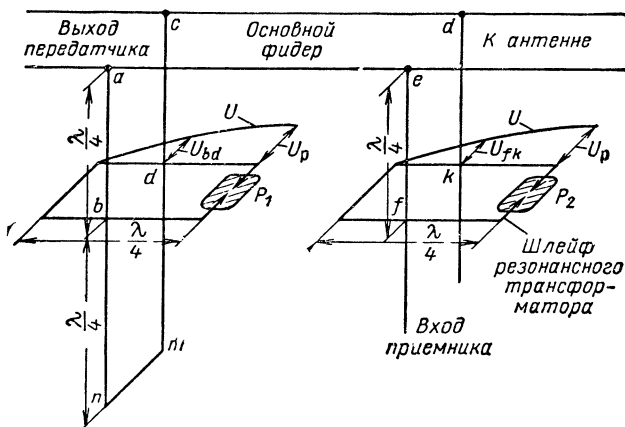


Рис 8.11. Схема ответвительного антенного переключателя метровых волн

с электродами разрядника ( $P_1$ ,  $P_2$ ). В промежуточных точках  $bd$  ( $fk$ ) шлейф подключается к ответвлению от основного фидера.

Так как шлейф имеет длину  $\lambda/4$ , то индуктивная проводимость короткозамкнутой части шлейфа полностью компенсируется емкостной проводимостью его разомкнутой части, и входное сопротивление такого шлейфа между  $bd$  ( $fk$ ) при непробитом разряднике бесконечно велико. Следовательно, шлейфы не шунтируют линии в  $bd$  и  $fk$  во время приема и не вызывают дополнительных потерь энергии отраженных импульсов.

Во время передачи те же шлейфы действуют как повышающие трансформаторы напряжения, передаваемого из основной линии в ответвления. Коэффициент трансформации шлейфов характеризуется отношением напряжения на разряднике  $U_p$  к напряжению  $U_{bd}$  ( $U_{fk}$ ) между точками  $bd$  ( $fk$ ). Шлейф переключателя приемника является одновременно понижающим трансформатором с обратным коэффициентом трансформации от разрядника  $P_2$  к сечению шлейфа  $fk$ .

**Антенные переключатели при фидере коаксиального типа.** Такие переключатели применяются на дециметровых и частично сантиметровых волнах. Так как волновое сопротивление коаксиального фидера очень мало, то роль резонансного трансформатора здесь особенно велика. В схеме, показанной на рис 8.12, резонатором служит короткозамкнутая с обоих концов

полуволновая линия, в середине которой включен разрядник а в промежуточных точках — отрезки коаксиальных линий, идущие от Т-образного соединения и приемника (последняя — только в переключателе приемника).

Напряжение, как и входное сопротивление полуволнового резонатора, равно нулю по краям и максимально в середине. Сечения  $bd$ ,  $fk$ ,  $f'k'$ , в которых подключаются коаксиальные линии к резонаторам выбирают так, чтобы волновое сопротивление линии было равно входному сопротивлению резонатора, и тогда прием происходит наиболее эффективно. При переходе на передачу резонаторы действуют как повышающие трансформаторы на участках:  $bd$  — разрядник  $P_1$ ;  $fk$  — разрядник  $P_2$ , и как понижающий трансформатор — от разрядника  $P_2$  до  $f'k'$  в направлении к приемнику.

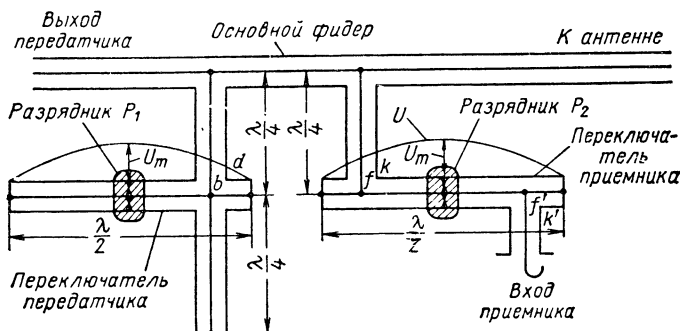


Рис. 8.12 Схема ответвительного антенного переключателя, выполненного на основе коаксиального фидера.

### Разрядники антенных переключателей сантиметровых волн.

Прежде чем рассматривать схемы такого рода переключателей, нужно ознакомиться с применяемыми в них разрядниками. Резонансными трансформаторами разрядников сантиметровых волн служат коаксиальные или тороидальные объемные резонаторы. Разрядники классифицируют по взаимному расположению разрядной лампы и резонатора (с внешним или внутренним резонатором) и по полосе пропускания (узкополосные или широкополосные).

Разрядник с внешним резонатором (рис. 8.13) состоит из разрядной лампы и съемного резонатора. Разрядная лампа представляет собой стеклянный баллон 1, в котором смонтированы два полых конусообразных электрода 2 с дисковыми выводами 3 и электрод вспомогательного поджига 4, расположенный внутри одного из основных электродов. Объемный резонатор состоит из двух полуколец 5, которые примыкают своей плоской частью к дисковым выводам и вместе с ними образуют цилиндрическую полость. Электрод поджига имеет отдельный вывод 6. К нему подводится отрицательное напряжение относительно заземленных электродов разрядника резонатора.

Связь резонатора с ответвлением линии передачи осуществляется при помощи петли связи или щели. Разрядники переключателя передатчика содержат один элемент связи, а в переключателе приемника имеются два элемента. В качестве примера на

рис. 8.14 показано включение разрядника с внешним резонатором в переключатель защиты приемника, выполненный на основе коаксиального фидера.

Во время приема объемный резонатор тороидального типа настроен в резонанс и в нем возбуждаются близкие по типу к  $E_{010}$  колебания. Для них характерно, что силовые линии электрического поля параллельны образующим и имеют максимальную плотность у электродов разрядника, а магнитное поле охватывает в виде концентрических окружностей электрические силовые ли-

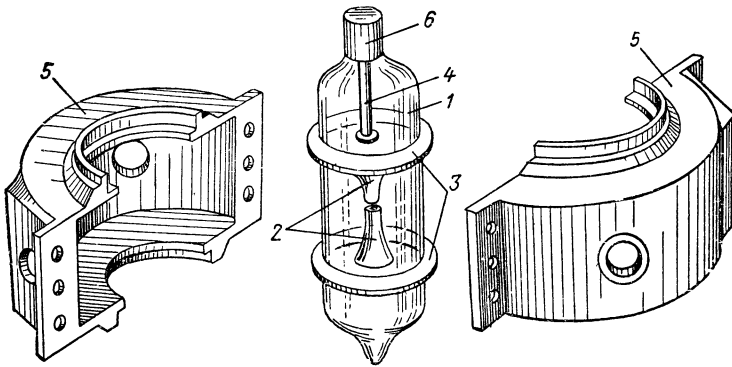


Рис 8.13. Разрядник с внешним резонатором.

нии. Так как петля связи располагается в области относительно слабого электрического поля и интенсивного магнитного, а искровой промежуток — наоборот, то создается повышающий трансформатор от элемента связи с Т-образным соединением 1 к искровому разряднику 2 и понижающий трансформатор от разрядника 2 к элементу связи с приемником 3. Коэффициенты трансформации зависят от площади и расположения витков связи. Подбираются эти коэффициенты так, чтобы в виток 1 вносилось активное сопротивление, равное волновому сопротивлению фидера, а в виток 3 — сопротивление, соответствующее максимальной мощности отраженного сигнала на входе приемника. Благодаря очень высокой добротности ненагруженного объемного резонатора потери энергии отраженного сигнала в нем ничтожно малы.

Во время передачи происходит пробой промежутка между электродами, который сопровождается резким уменьшением его сопротивления. Это сопротивление трансформируется резонатором в еще меньшее на петле связи. Значит в схемах переключателей с объемными резонаторами расстояние следует отсчитывать относительно места расположения элементов связи (петля, щель), а не электродов разрядника. Из конструктивных соображений в рассматриваемом переключателе длина ответвления от основного фидера взята равной  $3\lambda/4$  (а не  $\lambda/4$ , как обычно). Это, очевидно, не

противоречит схеме, показанной на рис. 8.10. В коаксиальный фидер введен широкополосный металлический изолятор.

Разрядник с внутренним резонатором отличается тем, что в нем не только электроды, но и весь резонатор находятся в общей среде с газовым наполнением. Рассмотрим в качестве примера конструкцию разрядника типа 1В24 (рис. 8.15). Основные 1 и вспомогательный 2 электроды смонтированы внутри резонатора 3. Элементы связи (на рисунке не видны) оформлены в виде окон,

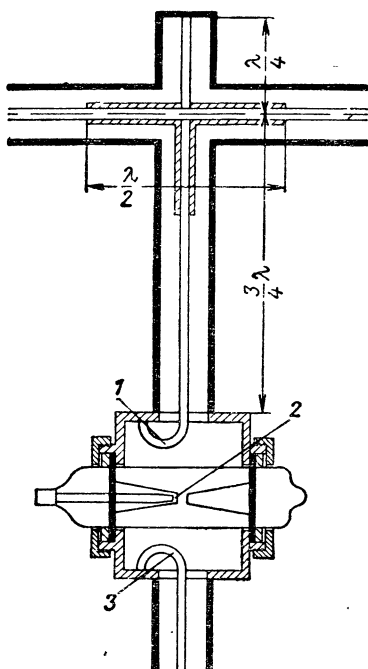


Рис. 8.14. Схема включения разрядника с внешним резонатором в коаксиальную линию

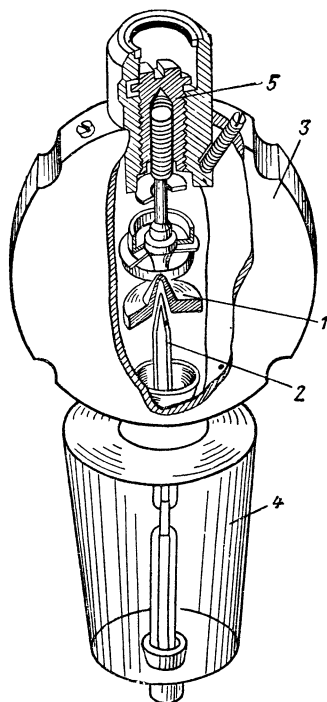


Рис. 8.15. Разрядник с внутренним резонатором 1В24.

которые прорезаны в теле резонатора и закрыты впаянными в них стеклянными дисками. Такая конструкция обеспечивает необходимую герметизацию.

Переход от разрядника с внешним резонатором к разрядникам с внутренним резонатором связан с усложнением и удорожанием конструкции. Тем не менее на волнах, меньших 3 см, применяют разрядники исключительно с внутренними резонаторами, а на волнах с  $\lambda = 3 \div 5$  см используют обе разновидности разрядников. Это объясняется тем, что по мере увеличения частоты все больше сказываются недостатки, характерные для разрядников с внешним

резонатором: чрезмерные потери в стекле, находящемся в поле резонатора, крайне ограниченный диапазон подстройки и малый срок службы. При внутреннем резонаторе потери в стекле уменьшаются благодаря тому, что стекло находится вне поля резонатора. Срок службы такого разрядника увеличивается в результате введения газового резервуара 4, который восполняет убыль газа, поглощаемого электродами в процессе эксплуатации.

Особого внимания заслуживает подстройка резонатора. Все рассмотренные разрядники обладают высокой добротностью и потому имеют очень узкую полосу пропускания (0,3—0,5% от средней частоты). В таких разрядниках необходим механизм настройки для изменения резонансной частоты.

Обычно резонатор настраивают специальными винтами, которые вводят в резонатор для изменения его объема и структуры поля, или нажимными винтами, которые давлением на гибкую диафрагму с укрепленным на ней электродом вызывают изменение емкости между электродами. Настройку, произведенную первым способом, называют индуктивной, а вторым — емкостной. В разряднике с внешним резонатором применяют только первый способ и возможности перестройки частоты в них более ограничены, чем в разрядниках с внутренним резонатором. В разряднике 1В24 подстройку производят изменением емкости между электродами при помощи нажимного винта 5. При внутреннем резонаторе возможен диапазон подстройки до 10—15%.

Однако этого недостаточно для многих современных радиолокационных станций, работающих в широком диапазоне частот без перестройки. В таких условиях используются только *широкополосные разрядники*, которые рассматриваются при описании полных схем переключателей.

**Ответвительные схемы антенных переключателей на сантиметровых волнах.** В большинстве случаев эти схемы работают в сочетании с волноводными линиями передачи. Оба ответвления с разрядниками могут быть в *E*-плоскости, *H*-плоскости либо одно из них в *E*-, а другое — в *H*-плоскости.

В антенном переключателе, показанном на рис. 8.16, разрядники блокировки передатчика 1 и защиты приемника 2 содержат внешние резонаторы 3, 4. Последние настраиваются плунжерами 5. В разряднике ПЗП имеется кроме основных электродов поджигающий 6. Во время приема отраженных сигналов последние проходят через этот разрядник и вместе с колебаниями от клистронного гетеродина 7 поступают в полупроводниковый смеситель 8.

Оба разрядника находятся в ответвлениях, примыкающих к узким стенкам прямоугольного волновода 9. Поскольку это ответвление типа *H*, то расстояние от волновода до разрядников, которое в данном случае равно  $\lambda_{\text{в}}/4$ , отсчитывается от середины широкой стенки волновода. Вот почему окно 10, которое связывает волновод с разрядником, прорезано непосредственно в узкой стенке волновода ( $a/2 = \lambda_{\text{в}}/4$ ). Расстояние между разрядниками ПЗП

и ПБП равно  $\lambda_n/4$ . Все это примерно соответствует схеме рис. 8.10.

Теперь рассмотрим антенный переключатель с широкополосными разрядниками (рис. 8.17, а). К узкой стенке основного волновода 1 примыкает четвертьволновый короткозамкнутый отрезок волновода с разрядником блокировки передатчика 2, а от широкой стенки того же волновода ответвляется разрядник защиты приемника 3. Связь между разрядниками и волноводом осуществляется через окна 4, 5, прорезанные в стенках волновода.

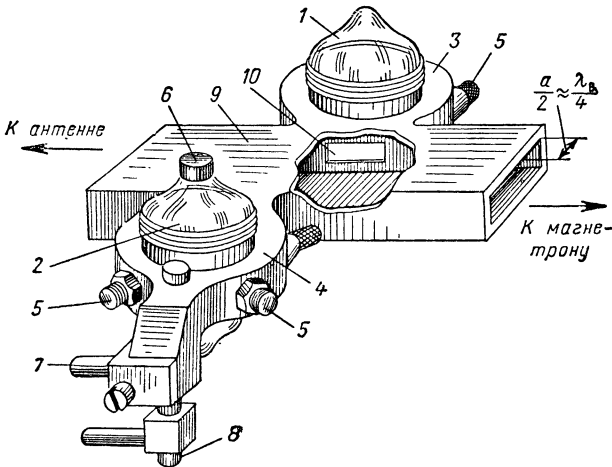


Рис. 8.16. Узкополосный антенный переключатель с разрядниками, включенными в волноводную линию.

Разрядник защиты приемника, кроме входного окна 5, имеет выходное окно 6, обращенное к приемнику. Для герметизации внутренней полости резонаторов все окна разрядников запаяны стеклом или керамикой. Обычно резонаторы наполняются аргоном.

Между окнами 5, 6 находятся два резонансных элемента 7, 8. Окна связи имеют прямоугольную форму с закругленными углами и подобно диафрагме, показанной на рис. 3.18, е, отличаются равенством индуктивной и емкостной проводимостей. Каждый из элементов 7, 8 образован двумя усеченными конусами и двумя перегородками — индуктивной. Эти проводимости на резонансной частоте  $f_0$  равны. В резонансном элементе 8 имеется дополнительный электрод 9, который создает предварительную ионизацию между конусными электродами элемента.

В соответствии с расположением относительно узкой и широкой стенок главного волновода (см. рис. 8.17, а) разрядник 2 показан в эквивалентной схеме включенным параллельно, а разрядник 3 — последовательно с основной линией 1 (см. рис. 8.17, б). Все резонансные элементы заменены параллельными контурами,

причем контур, эквивалентный щели 4, изображен на расстоянии  $\lambda_g/4$  от линии 1, поскольку эта щель прорезана в узкой стенке волновода.

Мощный импульс передатчика сначала пробивает разрядник 6 (с дополнительным электродом), а затем разрядники 7, 6 и, нако-

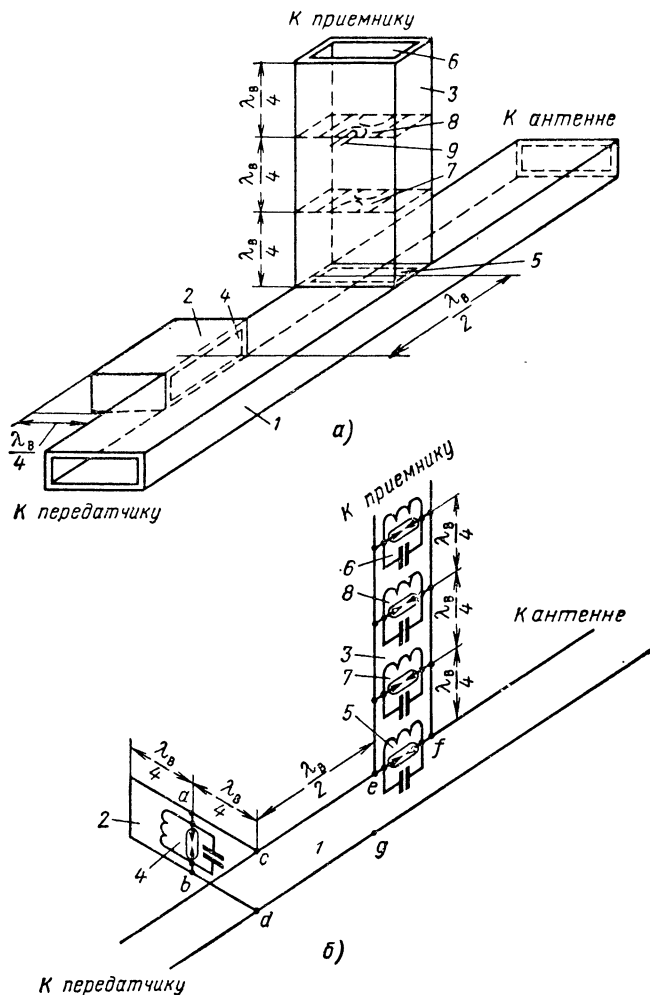


Рис. 8.17 Широкополосный антенный переключатель.

нец, входное окно 5. К этому времени оказывается пробитым и окно 4. Короткое замыкание, возникшее между точками  $a - b$ , трансформируется в очень большое сопротивление в сечении  $c - d$ , а замыкание между  $e - f$  устраняет разрыв основной линии. Та-



ким образом импульс передатчика беспрепятственно проходит в антенну.

Во время приема полуволновый шлейф 2, содержащий разрядник блокировки передатчика, создает короткое замыкание в сечении  $c - d$  и при помощи полуволнового участка основной линии накоротко замыкает сечение  $e - g$ , устраняя тем самым прохождение принимаемых импульсов к магнетрону. Эти импульсы в широком диапазоне частот проходят через ответвление 3 к приемнику. Так как это ответвление состоит из параллельных контуров, разделенных расстоянием в  $\lambda_v/4$  по длине отрезка волновода, то ПЗП эквивалентен полосовому фильтру. Если к тому же учесть низкую добротность (с учетом нагрузок) окон связи 5—6 и резонансных зазоров 7, 8, то станет ясным, что фильтр в целом имеет очень широкую полосу пропускания (12% от  $f_0$ ), а разрядники не требуют перестройки.

## 62. Балансные схемы антенных переключателей

Эти схемы представляют большой интерес: они широкополосны и дают хорошую развязку приемника от передатчика без применения разрядника блокировки передатчика. Правда, балансная схема содержит два идентичных разрядника защиты приемника.

На рис. 8.18 показана балансная схема антенного переключателя, выполненного на T-образных волноводных мостах. Схема

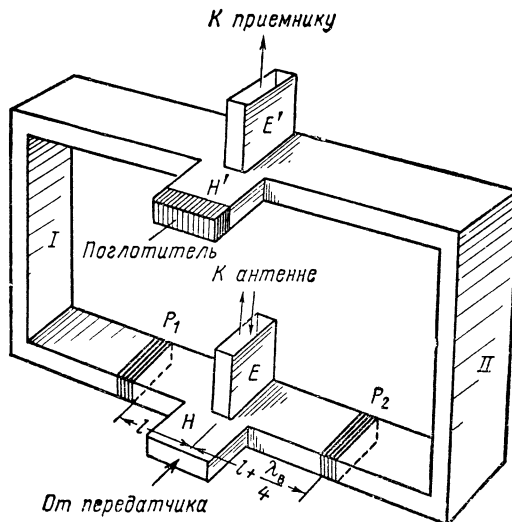


Рис. 8.18. Балансная схема антенного переключателя, выполненного на волноводных мостах.

содержит прямоугольные волноводы I, II равной длины, которые с ответвлениями  $H, H'$  и  $E, E'$  образуют два сдвоенных Т-образных моста. В волноводы вмонтированы разрядники  $P_1, P_2$ , расположенные на расстояниях  $l$  и  $l + \lambda_v/4$  от вертикальной плоскости симметрии переключателя. Работа схемы основана на свойствах волноводных мостов (см. § 54).

Во время приема волны из антенны проходят к приемнику, не попадая в передатчик и поглотитель, так как энергия поступает через плечо  $E$  и волны в волноводах I, II имеют обратную фазу, а в таких условиях энергия может пройти только в плечо  $E'$ , но не в плечо  $H'$  или  $H$ .

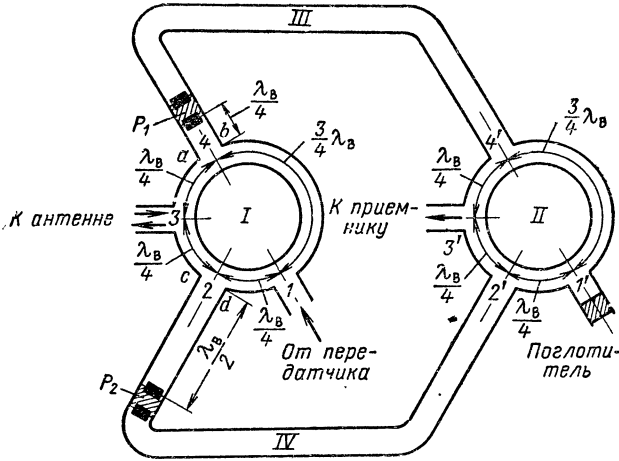


Рис. 8.19. Балансная схема антенного переключателя на кольцевых волноводных мостах.

Во время передачи мощные импульсы передатчика пробивают разрядники  $P_1$  и  $P_2$ . В связи с этим волны, ответвляющиеся от плоскости симметрии нижнего моста, отражаются от  $P_1$  и  $P_2$  и возвращаются к той же плоскости со сдвигом по фазе на  $180^\circ$  за счет разности хода волн  $2(l + \lambda_v/4) - 2l = \lambda_v/2$ . Это признак того, что энергия передатчика поступает в плечо  $E$ , т. е. в антенну.

Незначительная часть энергии в виде бегущих волн просачивается через разрядники, но не проникает в приемник, а поглощается в согласованной нагрузке, которая помещена в плечо  $H'$ . Такой вывод основан на том, что прямая волна проходит из  $H$  в  $H'$  равные расстояния и, следовательно, синфазна в сечениях, равноудаленных от плоскости симметрии верхнего моста.

Аналогично работает балансная схема на *кольцевых волноводных мостах* (рис. 8.19). Имеются два кольцевых моста I, II прямоугольного сечения с разветвлениями в плоскости  $E$ . Кольца соединяются между собой волноводами III, IV равной длины. По всей системе проходит волна  $H_{10}$ .

Во время передачи разрядники  $P_1$  и  $P_2$  пробиваются, и так как разветвления соединяются с кольцами последовательно (в плоскости  $E$ ), то между точками  $a - b$  создается разрыв цепи, а между  $c - d$  — короткое замыкание. Импульс передатчика проходит в антенну от  $1$  к  $3$  по часовой стрелке. Если одновременно через разрядники просочится некоторая энергия, то она поглотится в нагрузке, помещенной в ветвь  $1'$ , а в приемник не попадет, так как по обоим волноводам III, IV путь от передатчика к поглотителю отличается на  $\lambda_B$  (1, 4, 4', 1'; 1, 2, 2', 1'), а к приемнику на  $\lambda_B/2$  (1, 4, 4', 3'; 1, 2, 2', 3').

Отраженные сигналы проходят из антенны в приемник, не поглощаясь в передатчике и в нагрузке ветви  $1'$  потому, что от антенны к приемнику волны проходят равные расстояния (3, 4, 4', 3'; 3, 2, 2', 3'), а от антенны к передатчику (3, 1 по часовой стрелке; 3, 1 против часовой стрелки), так же как к поглотителю (3, 4, 4', 1'; 3, 2, 2', 1'), разность хода волн равна  $\lambda_B/2$ .

Схема с кольцевыми мостами более громоздкая, чем с двойными тройниками, но она имеет преимущество в электрической прочности. Особенно велика опасность пробоя на тех участках тройников, где расположены элементы для их согласования.

### 63. Антенные переключатели с применением ферритов

Циркулятор, основанный на вращении плоскости поляризации ферритовым стержнем (см. рис. 8.4), может быть использован в качестве быстродействующего антенного переключателя. Для этого к волноводу  $1$  следует подключить передатчик, к волноводу  $2$  — антенну, к волноводу  $3$  — разрядник приемника и к волноводу  $4$  — поглощающую нагрузку. Тогда импульсы передатчика<sup>1)</sup>  $1$  поступают в антенну  $2$  и пробивают разрядник приемника  $3$ . В связи с этим волны отражаются от него и поглощаются в нагрузке  $4$ . Принятые антенной  $2$  импульсы беспрепятственно проходят в приемник  $3$ , поскольку разрядник во время приема не пробит, и если здесь появятся отраженные волны, то они поглотятся в нагрузке  $4$ .

В современных конструкциях антенных переключателей часто используются щелевые мосты в сочетании с гиратором. Ознакомимся с конструкцией такого рода переключателя, который входит в состав судовой радиолокационной станции «Донец». Переключатель (рис. 8.20, *a*) состоит из нескольких секций. В первой из них находится щелевой мост  $ЩМ_1$  и гиратор с двумя ферритовыми пластинами  $\Phi_1, \Phi_2$ , которые намагничиваются постоянным магнитом. Другая секция — фазосдвигающая (ФСС). Третья секция пред-

<sup>1)</sup> Обозначим элементы, подключаемые к волноводам, теми же цифрами, что и соответствующие волноводы

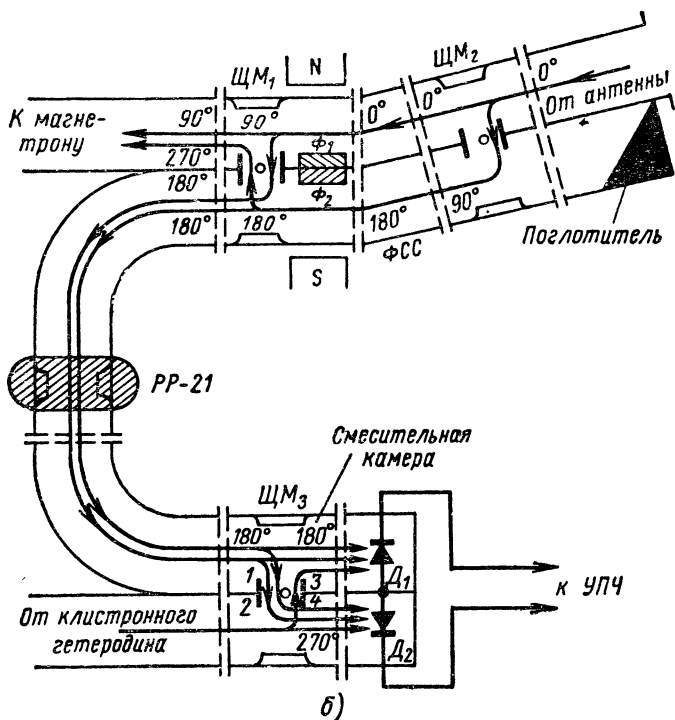
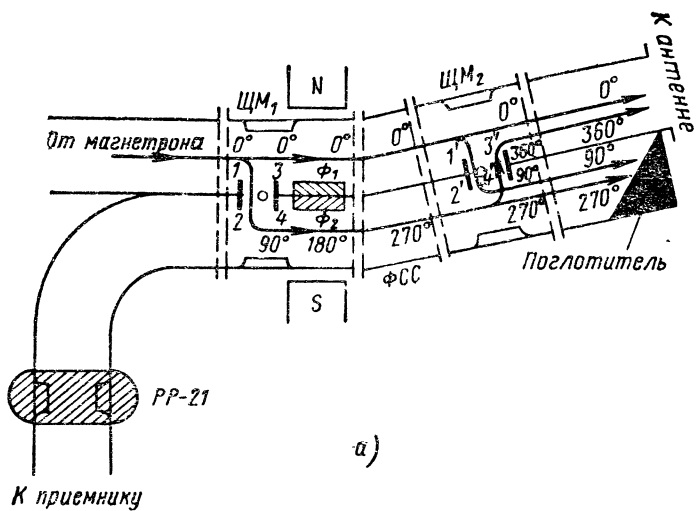


Рис 8.20 Схема антенного переключателя радиолокационной станции «Донец»  
 а—в режиме передачи; б—в режиме приема.

ставляет щелевой мост  $\mathit{ЩМ}_2$ , четвертая содержит поглотитель. Кроме того, для приема (рис. 8.20, б) используются разрядник защиты приемника типа РР-21, секция со щелевым мостом  $\mathit{ЩМ}_3$  и смесительная камера с полупроводниковыми диодами  $D_1$  и  $D_2$ .

Пластины  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  приклеены к противоположным сторонам общей узкой стенки волноводов и поэтому волны одного и того же направления имеют в них разную фазовую скорость. Волны, проходящие от магнетрона и приемника через феррит  $\Phi_2$ , отстают по фазе на  $90^\circ$  больше, чем волны того же направления, проходящие через феррит  $\Phi_1$ . Если же волны идут со стороны антенны и поглотителя, то феррит  $\Phi_1$  вызывает большее на  $90^\circ$  отставание по фазе, чем феррит  $\Phi_2$ . Таким образом, общий фазовый сдвиг для волны одного направления больше на  $180^\circ$ , чем для обратной волны, а это признак гиратора.

Фазосдвигающая секция создает дополнительное отставание фазы волны на  $90^\circ$  за счет того, что путь волны в нижнем (по рис. 8.20) волноводе длиннее на  $\lambda_v/4$ , чем в верхнем. Коэффициент  $k_{бв}$  кераграфитового поглотителя составляет не более 0,9.

Рассмотрим работу антенного переключателя в режиме передачи по рис. 8.20, а, на котором показаны фазовые сдвиги волн, проходящих от магнетрона по верхнему и нижнему волноводам. Будем считать относительную фазу волны, которая идет от магнетрона через каналы 1—3 моста  $\mathit{ЩМ}_1$ , далее через гиратор в зоне действия пластины  $\Phi_1$ , каналы 1'—3' моста  $\mathit{ЩМ}_2$  к антенне, нулевой, т. е. фазовые сдвиги остальных волн будем измерять относительно этой волны. Другая половина мощности колебаний магнетрона попадает в антенну в результате прохождения волны через каналы 1—4 моста  $\mathit{ЩМ}_1$ , гиратор в зоне действия феррита  $\Phi_2$ , через удлиненный канал фазосдвигающей секции ФСС и каналы 2'—3' моста  $\mathit{ЩМ}_2$ . В каждом из этих элементов фаза волны дополнительно отстает на  $90^\circ$ , а так как суммарный сдвиг равен  $360^\circ$ , то колебания магнетрона, поступившие в антенну различными путями, совпадают по фазе и складываются. Наряду с этим возможна некоторая потеря мощности в поглотителе за счет волн, ответвившихся от верхнего волновода через каналы 1'—4' моста  $\mathit{ЩМ}_2$  и поступивших от секции ФСС нижнего волновода через каналы 2'—4' того же моста. Так как первая волна изменилась по фазе на  $90^\circ$  в мосте  $\mathit{ЩМ}_2$ , а вторая волна имеет относительную фазу  $270^\circ$ , то они приходят в поглотитель в противофазе и в нем теоретически не должны теряться мощность магнетрона. Вследствие пробоя разрядника РР-21 и хорошей развязки каналов 2 и 1 моста  $\mathit{ЩМ}_1$  приемник надежно защищен от импульсов передатчика.

Принятые антенной отраженные импульсы достигают смесительной камеры двумя путями (рис. 8.20, б). На одном из них фаза волны отстает на  $180^\circ$  под влиянием феррита  $\Phi_1$  и моста  $\mathit{ЩМ}_1$ , а на другом пути фаза отстает на такой же угол благодаря мосту  $\mathit{ЩМ}_2$  и фазосдвигающей секции ФСС. Следовательно, в смесительной камере принятые радиосигналы суммируются.

Смеситель выполнен по двухтактной схеме на полупроводниковых диодах  $D_1$  и  $D_2$ . К диодам, кроме сигнала, подаются колебания клистронного гетеродина, и для того чтобы исключить взаимное влияние каналов сигнала и гетеродина, предусмотрен щелевой мост  $ЩМ_1$ . Развязывающее действие его основано на том, что через каналы  $1-2$  и  $2-1$  моста просачивается весьма незначительная мощность.

По той же причине мост  $ЩМ_2$  не пропускает принятые антенной радиоимпульсы в поглотитель. Эти импульсы не теряются также в магнетроне, так как они приходят к нему в противофазе: в одном канале фаза волны отстает только на  $90^\circ$  под влиянием феррита  $\Phi_1$ , а в другом канале — на  $270^\circ$  благодаря мосту  $ЩМ_2$ , секции ФСС и мосту  $ЩМ_1$ .

## IX

### ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ АНТЕНН

#### 64. Антенны самолетных станций, предназначенных для радиосвязи и радионавигации

**Общие сведения.** Условия эксплуатации самолетных антенн весьма специфичны. Выступающие части их создают аэродинамическое сопротивление, которое при сверхзвуковых скоростях современных самолетов становится недопустимо большим. Если самолетная антенна слабонаправленная, то она облучает корпус самолета. В результате существенно искажается диаграмма направленности антенны. Положение усложняется тем, что на современных летательных аппаратах используется очень много радиотехнической аппаратуры и число антенн иногда достигает нескольких десятков.

На рис. 9.1 показана только часть антенн, устанавливаемых на пассажирском самолете ИЛ-18. Это лучевая 1, шлейфовая 2 и поверхностная сетчатая 3 антенны связного радиооборудования, две антенны 7, 8 радиовысотомера РВ-2 и антенна радиолокационной станции 9.

Самолетная радиоаппаратура работает на СВ, КВ и УКВ. Средние волны используются в основном для навигационных целей и реже для радиосвязи. Связные радиостанции преимущественно работают на КВ, где требуются меньшие габариты аппаратуры и возможна связь на большие расстояния, чем в диапазонах ДВ и СВ. Еще меньше габариты и вес УКВ радиостанций, но они рассчитаны на связь только между самолетами в зоне аэродрома. На УКВ (СВЧ) работают все самолетные РЛС.

**Некоторые виды самолетных антенн.** Первой самолетной антенной связной радиостанции была *выпускная*. Это стальной или бронзовый канатик с подвешенным на конце грузом, который натягивает канатик в полете. Геометрическая и действующая высоты выпускных антенн, как правило, велики, но они совершенно непригодны для самолетов, совершающих эволюции в полете.

На смену выпускной антенне пришла *жесткая лучевая* (рис. 9.2, *a*), представляющая собой канатик, жестко закрепленный между кабиной и хвостовой частью самолета. По расположению ввода в фюзеляж различают Г- и Т-образные лучевые антенны. Действующая высота их  $h_d$  не превышает длины ввода и поэтому  $h_d$  составляет небольшую часть длины волны. Сопротивление излучения соответственно исчисляется единицами ом, а реактивная составляющая входного сопротивления имеет в большей части диапазона емкостный характер. Это требует включения удлинительной катушки в антенный контур. Добротность катушки должна быть высокой для уменьшения потерь высокочастотной энергии.

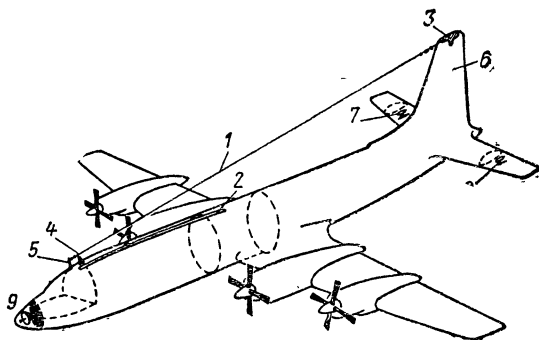


Рис. 9.1. Расположение антенн на самолете ИЛ-18

Лучевая антенна самолета ИЛ-18 имеет следующую конструкцию (рис. 9.1). Биметаллический трос 1 и снижение 4 образуют букву Г. Трос диаметром 2 мм натянут между мачтой 5, установленной над кабиной экипажа, и килем самолета 6.

Более детально лучевая антенна показана на рис. 9.3. В антенне используются четыре подвесных изолятора 7 и один проходной изолятор 8. Передний подвесной изолятор соединяется с мачтой через биметаллический трос 9, серьгу и болтовое соединение 10. Задний подвесной изолятор переходит в стальной трос 3, который в киле прикрепляется к пружинному амортизатору, предназначенному для натяжения антенны. Снижение 4 дублируется биметаллическим тросом и гибким проводом ПЩ-1,5. Внутри проходного изолятора имеется латунная шпилька, через которую снижение соединяется с кабелем 2 типа РК-47. Наружный провод кабеля подключается к противовесу самолета. Кабель идет к СВ и КВ приемопередатчикам. Выступающие части лучевой антенны, особенно мачта 5, создают большую аэродинамическую нагрузку. Поэтому мачту изготавливают из стали и прикрепляют к обшивке самолета 12 болтами. На случай аварии предусмотрено подключение к КВ радиостанциям шлейфовой антенны 2 (рис. 9.1).



До некоторой степени аэродинамическое сопротивление можно уменьшить, переходя к жесткой антенне типа вертикального штыря удобообтекаемой формы (рис. 9.2, б). Из-за отсутствия емкостной нагрузки на штырь его действующая высота и сопротивление излучения меньше, чем у лучевой антенны.

Если штырь наклонен к поверхности самолета, то аэродинамическое сопротивление еще больше уменьшается, а вместе с ним

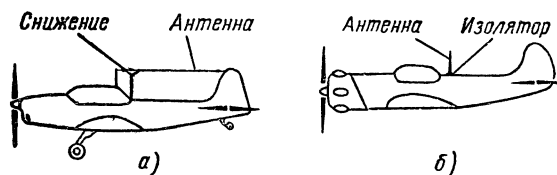


Рис. 9.2. Самолетные антенны связных радиостанций

уменьшается и действующая высота и сопротивление излучения. Штыревую антенну используют в качестве связной на метровых и дециметровых волнах, где можно установить резонанс, подбирая высоту штыря ( $\lambda/4$ ), а также в системах опознавания самолетов, радионавигации и, в частности, в автоматическом радиоконпасе, работающем на средних волнах.

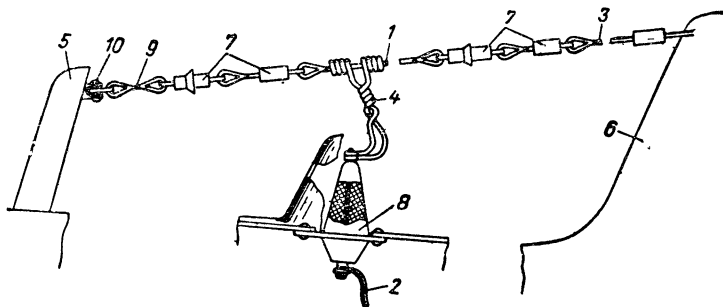


Рис. 9.3. Лучевая антенна самолета ИЛ-18.

Металлический корпус самолета обладает высокой проводимостью и имеет большие размеры. Это позволяет использовать его в качестве антенны. Примером может служить *шлейфовая антенна* следующей конструкции (рис. 9.4). Радиостанция через снижение 1 и латунную шпильку проходного изолятора 2 соединяется с посеребренной латунной трубкой 3 длиной 11 м. Так как эта трубка расположена над обшивкой фюзеляжа, то предусмотрен антенный обтекатель 4, изготовленный из стеклоткани. Обтекатель болтами соединен с угольниками 5, которые прикреплены к фюзеляжу 6.

Между обтекателем и латунными трубками расположены специальные пружины 7, фиксирующие трубки в определенном положении.

Ток, проходящий по трубкам, возбуждает колебания в металлическом корпусе самолета, который образует резонансную систему, так как один из линейных размеров самолета приблизительно равен половине рабочей длины волны станции. Между трубками 3 и корпусом самолета имеется емкостная связь, отсюда название устройства — емкостная шлейфовая антенна. Эта антенна менее эффективна, чем лучевая, но превосходит ее по надежности эксплуатации и малому аэродинамическому сопротивлению.

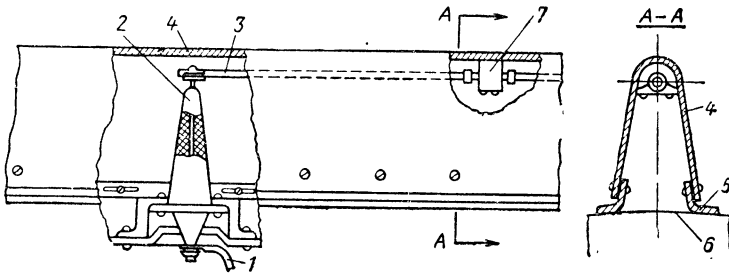


Рис. 9.4 Емкостная шлейфовая антенна самолета ИЛ-18.

Чтобы полностью устранить аэродинамическое сопротивление антенны, в последнее время используют поверхностные и щелевые антенны, которые совершенно не имеют выступающих частей.

*Поверхностная сетчатая антенна 3* (рис. 9.1) представляет собой излучатель в виде латунной сетки, имеющей максимальные размеры по вертикали 290 мм и по горизонтали 610 мм (рис. 9.5). Сетка наклеена на внутреннюю поверхность стеклотканевого обтекателя 1 киля самолета, а с другой стороны она защищена от коррозии легким слоем стеклоткани 2. Гибкими проводами 4 нижние концы сетки соединяются с высокочастотным разъемом, ведущим через кабель к УКВ радиостанции. Наружная оболочка кабеля подключается к противовесу, с которым латунная сетка образует несимметричный вибратор.

Несмотря на отсутствие согласующих устройств, коэффициент бегущей волны в фидере больше 0,4. Антенна поляризована вертикально. В горизонтальной плоскости излучение и прием практически ненаправленные.

В радиовысотомере РВ-2, имеющемся на ИЛ-18, обе антенны одногипные: одна из них передающая, а другая приемная. Это полуволновые вибраторы. Собственно вибратор (рис. 9.6) состоит из двух металлических трубок 1 и 2, изолированных друг от друга кольцом 3, которое изготовлено из радиофарфора. Антенна крепится к самолету при помощи четвертьволновой двухпроводной линии 4, замкнутой накоротко металлической пластиной 5.

Двухпроводная линия выполнена в форме трубок, одна из которых одновременно образует отрезок коаксиальной линии для питания антенны. Эта трубка служит внешним проводом коаксиальной линии, имеющим контакт с половиной 2 вибратора, а провод, расположенный внутри трубки, соединяется в непосредственной близости от фарфорового изолятора с половиной 1 вибратора. Таким образом, питание к вибратору подводится в пучности тока. Четвертьволновый отрезок коаксиальной линии заканчивается гнездом 6 для соединения с коаксиальным фидером передатчика или приемника.

Можно отметить три функции двухпроводной линии:

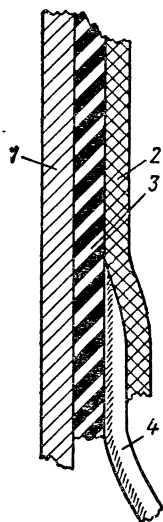


Рис. 9.5. Разрез поверхностной сетчатой антенны самолета ИЛ-18.

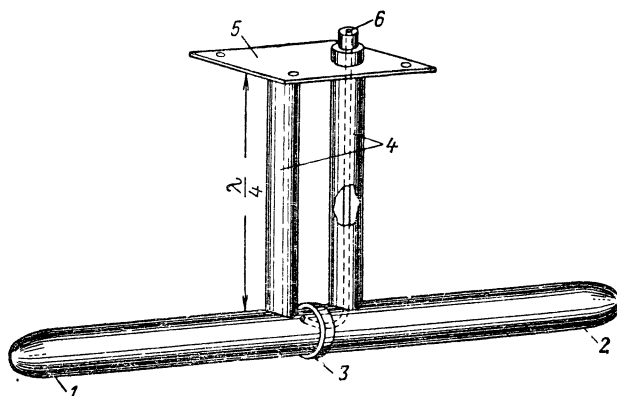


Рис. 9.6. Полуволновый вибратор в качестве антенны самолетного радиовысотомера.

1) обеспечивает надежное механическое крепление вибратора к обшивке самолета и, как металлический изолятор, надежно изолирует их электрически;

2) подводит питание к симметричному вибратору, причем симметричность вибратора сохраняется благодаря тому, что он изолирован от металлической поверхности самолета;

3) та часть линии, через которую подводится питание к вибратору, используется одновременно как четвертьволновый трансформатор для согласования фидера с вибратором.

Вибраторы крепятся под стабилизаторами самолета на расстоянии, достаточном для ослабления взаимного влияния антенн (см. рис. 9.1). Благодаря некоторой направленности полуволнового вибратора и отражению электромагнитных волн от металлической обшивки самолета излучение и прием происходят преимущественно перпендикулярно поверхности земли.

Для самолетных радиовысотомеров более перспективны щелевые антенны (рис. 9.7). Щель находится на уровне металлической

обшивки самолета. Поэтому обшивка участвует в излучении электромагнитных волн так же, как если бы непосредственно в ней была прорезана полуволновая щель. Питание к антенне подводится через коаксиальный фидер и резонансный контур, образованный полосами металлической коробки антенны. Этот контур используется для согласования фидера со щелью и для уменьшения токонесущей поверхности корпуса самолета (входное сопротивление контура очень велико). Щель снаружи закрывается накладкой из пластмассы и этим исключаются завихрения воздушного потока относительно антенны.

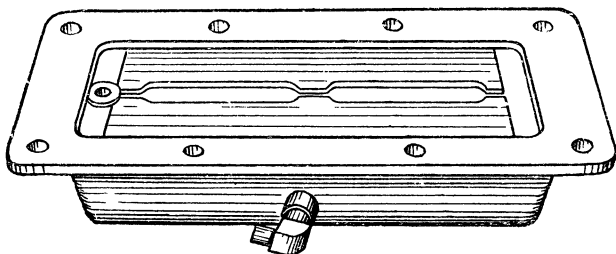


Рис. 9.7. Щелевая антенна самолетного радиовысотомера.

## 65. Радиолокационные антенны

**Требования, предъявляемые к радиолокационным антеннам, и их особенности.** Форма диаграммы направленности радиолокационной антенны определяется назначением РЛС. Обычно требуется очень высокая направленность в горизонтальной или вертикальной плоскости, а часто и в обеих плоскостях. В ряде случаев нужна специальная форма диаграммы направленности.

Так как радиолокационные сигналы очень слабы, то важно, чтобы шумовая температура антенны была как можно меньше по сравнению с шумовой температурой приемника. Для этого к. п. д. антенно-фидерного устройства РЛС должен быть максимально возможным и в диаграмме направленности не должно быть боковых и задних лепестков. Последнее необходимо также для того, чтобы избежать ошибочного определения направления на радиолокационную цель.

Конструкция и схема большинства радиолокационных антенн должны быть рассчитаны на сканирование, т. е. управление диаграммой направленности с целью обзора пространства или слежения за целью.

Габариты и вес радиолокационных антенн должны быть минимальными, что особенно важно для станций летательных аппаратов и других подвижных радиолокаторов. Выполнение этого требования облегчается работой РЛС на УКВ. С другой стороны,

задача усложняется тем, что высокая направленность антенны и управление ее диаграммой требуют больших габаритов устройства.

Антенны первых радиолокаторов выполнялись в виде решеток синфазных вибраторов. Сканирование осуществлялось механическим вращением антенны. При выборе типа антенны руководствовались тем, что в диапазоне метровых волн, на которых работали первые РЛС, излучающая поверхность антенны должна быть большой и если сделать ее сплошной, то парусность (сопротивление воздушному потоку) и вес конструкции окажутся чрезмерными, а вращение антенны затруднится.

С переходом радиолокации к дециметровым, а тем более к сантиметровым и миллиметровым волнам антенные решетки вытесняются параболическими и линзовыми антеннами. Возбуждаются эти антенны легче, они менее громоздки и надежнее в работе. Кроме того, параболическая антенна при соответствующем изменении конструкции дает диаграммы направленности специальной формы.

В последние годы появились РЛС сверхдальнего обнаружения целей. Для них потребовались антенны с очень большим усилением, которые во многих случаях имеют многолучевые диаграммы направленности. Линейные размеры таких антенн исчисляются десятками метров. Механическое управление их диаграммой крайне затруднительно, а подчас и невозможно. На помощь пришло электронное управление лучом, которое наиболее просто и эффективно осуществляется в антеннах типа решетки. Эти и другие преимущества антенных решеток вновь вызвали к ним повышенный интерес.

**Примеры получения специальных диаграмм направленности.** Антенны самолетных панорамных радиолокационных станций имеют веерную диаграмму направленности с малой шириной  $2\phi'$  в горизонтальной плоскости и большой шириной в вертикальной плоскости. Диаграмма в вертикальной плоскости, кроме того, должна подчиняться закону  $\text{cosec}^2 \delta$ , согласно которому плотность потока мощности излучения  $\Pi$  пропорциональна квадрату косеканса угла наклона луча  $\delta$ . Малый угол  $2\phi'$  требуется для точного измерения азимута наземных объектов, а «косекансная» диаграмма нужна для того, чтобы при неизменной высоте полета мощность сигнала на входе приемника зависела только от размеров и отражающих свойств объекта и не зависела от его наклонной дальности. Зависимость  $\Pi = k \text{cosec}^2 \delta$  следует из того, что наклонная дальность объекта пропорциональна  $\text{cosec} \delta$ .

Заданные диаграммы направленности в горизонтальной и вертикальной плоскостях вместе образуют веерный луч, который за один оборот антенны перекрывает в зоне обзора РЛС всю поверхность Земли. Одна из антенн, позволяющая получить такой луч, показана на рис. 9.8. Антенна содержит *линейный облучатель сегментно-параболического типа и цилиндрическое зеркало специального профиля.*

Как известно, сегментно-параболический облучатель создает остронаправленное излучение в горизонтальной плоскости и слабо-

направленное в вертикальной. Цилиндрическое зеркало не изменяет направленности антенны в горизонтальной плоскости и предназначено для формирования диаграммы направленности в вертикальной плоскости.

Верхняя часть зеркала выгнута значительно больше, чем нижняя, благодаря чему волны, отраженные от нижней части зеркала (под малым углом  $\delta$  порядка  $3-4^\circ$ ), имеют приблизительно плоский

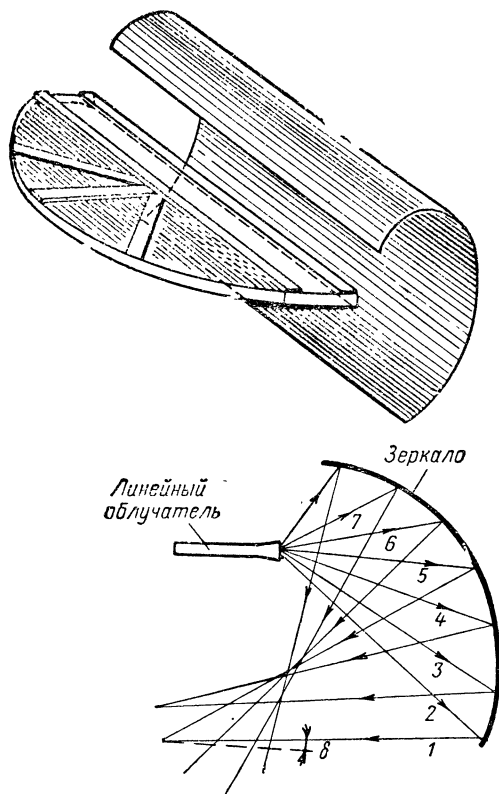


Рис. 9.8 Антенна самолетной панорамной РЛС

фронт (параллельные лучи 1, 2) и максимальную интенсивность, а от верхней части зеркала волны рассеиваются в широком секторе (лучи 3, 4, 5, 6, 7), уменьшая интенсивность излучения по мере увеличения угла  $\delta$ . В результате формируется требуемая косеканс-квадратная диаграмма направленности.

Облучатель во избежание искажения диаграммы направленности антенны должен быть расположен по отношению к зеркалу так, чтобы отраженные от него волны проходили мимо облучателя.

Антенны панорамных локаторов рассчитаны на круговое вращение со скоростью от единиц до нескольких десятков оборотов

в минуту и на секторный обзор. Кроме того, предусматривается возможность изменять положение антенны по углу места в соответствии с областью обзора земного пространства.

Вращение антенны по азимуту производится от двигателя постоянного тока, питаемого от бортовой сети. Качание антенны

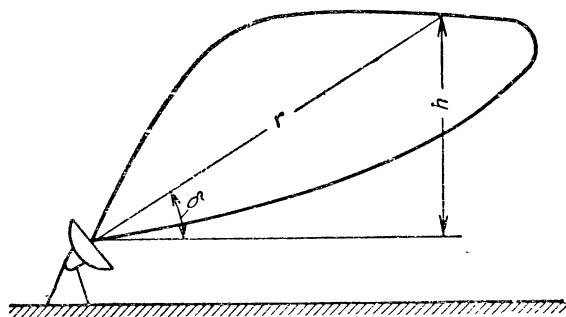


Рис. 9.9. Диаграмма направленности наземной РЛС обзора воздушного пространства

по углу места производится от отдельного двигателя, который через механическое сцепление связан с рамой антенны.

Среди наземных радиолокационных станций наиболее распространены станции обнаружения и орудийной наводки. Первые

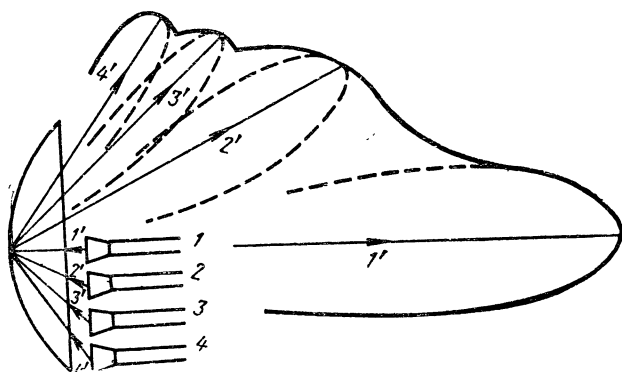


Рис. 9.10. Образование диаграммы направленности антенны РЛС обзора воздушного пространства

предназначены для обзора воздушного пространства с целью обнаружения воздушных объектов, а вторые — для сопровождения этих объектов с выдачей точных координат. Угловое сопровождение достигается применением параболических или линзовых антенн, имеющих иглообразную диаграмму направленности. Точность определения направления на объект повышается при использовании конического сканирования. Примером такой системы может служить конструкция, показанная на рис. 6.43.

Для обзора воздушного пространства наиболее пригодна диаграмма направленности вида «косеканс-квадрат» (рис. 9.9). Такие диаграммы обеспечивают одинаковую мощность сигнала на входе приемника при любой дальности объекта  $r$ , если последний находится на заданной высоте  $h$  в заданных пределах угла места  $\delta$ .

Размеры антенн наземных станций обнаружения ограничиваются в меньшей мере, чем самолетных. В связи с этим в такого рода антеннах косекансные диаграммы обычно получают не изменением профиля рефлектора, а иным способом. Параболический рефлектор облучается несколькими рупорами, расположенными в один ряд (рис. 9.10). Рупор  $1$  находится в фокусе, а следовательно, ему соответствует диаграмма  $1'$ , близкая к оси рефлектора. Остальные рупоры ( $2, 3, 4$ ) смещены из фокуса и чем больше это смещение, тем больше отклонение диаграммы излучения ( $2', 3', 4'$ ) от оси рефлектора. Распределяя соответствующим образом мощность между облучателями, можно добиться того, чтобы плотность потока мощности излучения подчинялась закону  $G = k \operatorname{cosec}^2 \delta$ .

## 66. Управление диаграммами направленности радиолокационных антенн

С развитием антенной техники все большую актуальность приобретают вопросы управления диаграммами направленности антенн. Например, по данным иностранной печати имеются антенны станций сверхдальнего обнаружения, задачей которых является обнаружение ракет на расстоянии до 5000 км. Чтобы избежать значительного поглощения радиоволн в атмосфере, станции работают на волнах, близких к 1 м. Вместе с тем для обнаружения весьма слабых сигналов, отраженных от ракет, приходится до предела увеличивать мощность передатчика, чувствительность приемника и коэффициент усиления антенны. Последнее может быть достигнуто применением антенн очень больших размеров, например параболоидов вращения диаметром примерно 100 м. Вращать такие антенны чрезвычайно трудно. Приходится прибегать к другим способам управления диаграммой направленности. В ряде случаев приемлемым оказывается жесткое закрепление рефлектора или линзы при подвижном облучателе или ряде переключаемых облучателей. Еще больший эффект дает электронное управление диаграммой направленности антенны.

**Антенны с механическим управлением лучом.** Для сканирования с большим углом обзора можно применить параболический тор  $1$  (рис. 9.11). В такой антенне поперечное сечение рефлектора в одной плоскости (на рис. 9.11 в вертикальной) имеет вид параболы и в другой плоскости, перпендикулярной первой, — окружности. Центр окружности  $0$  является центром вращения облучателя  $4$ .



Фокусное расстояние  $f$  выбирается равным разности радиуса тора  $R$  и радиуса  $R'$  окружности, по которой вращается облучатель. Наиболее выгодное соотношение  $f/R = 0,43 \div 0,45$ , т. е. облучатель должен находиться примерно посредине между центром  $O$  и рефлектором. При таком соотношении  $f/R$  отраженная от рефлектора волна близка к плоской, несмотря на то, что в горизонтальной плоскости поперечное сечение тора не парабола, а окружность. Вместе с тем круговая симметрия, имеющаяся в горизонтальной

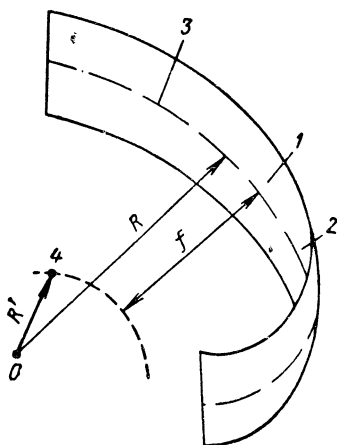


Рис 9.11. Схема антенны с рефлектором в виде параболического тора.

плоскости, позволяет избежать искажений диаграммы направленности в процессе сканирования. Антенна рассчитана на качение луча в пределах  $120^\circ$  без всяких искажений диаграммы. Такой угол сканирования выгоден еще тем, что можно использовать три облучателя, расположив их под углом  $120^\circ$  и сообщив им непрерывное круговое вращение. Тогда облучатели один за другим будут последовательно облучать тор.

Круговое вращение системы облучателей в механическом отношении проще, чем качение одиночного облучателя, но при очень больших размерах антенны такая конструкция уже непригодна. Здесь на помощь приходит устройство органного типа (рис. 9.12). В нем имеется ряд неподвижных облучателей (1),

фокусы которых расположены по фокальной окружности тора.

Все облучатели питаются через волноводы 2 одинаковой длины. Открытые концы волноводов 3 расположены по окружности и поочередно возбуждаются рупором 4, который соединен с приемопередатчиком и вращается со скоростью сканирования диаграммы направленности антенны. Ясно, что радиус этой окружности можно установить значительно меньшим, чем фокальной окружности тора. Тем самым упрощается механизм сканирования.

Антенна в виде параболического тора, облучаемого устройством органного типа, применяется, в частности, в РЛС обнаружения баллистических ракет, которая входит в систему ВМЕWS [17].

В радиолокации с успехом применяются линзы Люнеберга с переменным коэффициентом преломления. Сканирование производится перемещением одиночного облучателя по поверхности линзы или переключением неподвижных облучателей, расположенных на этой поверхности. Переключение производится устройством органного типа. Теоретический угол сканирования линзы Люнеберга может быть равен  $360^\circ$ .

Заметим, что не только линза Лунеберга, но и диэлектрические и ускоряющие линзы позволяют осуществлять качание луча на больший угол, чем параболические антенны. С другой стороны, линзовые антенны уступают параболическим в к. п. д. и требуют большего фокусного расстояния.

**Антенные решетки с электронным управлением.** Электронное управление лучом антенной решетки основано на том, что положение луча в пространстве определяется амплитудным и фазовым распределением токов в элементах решетки.

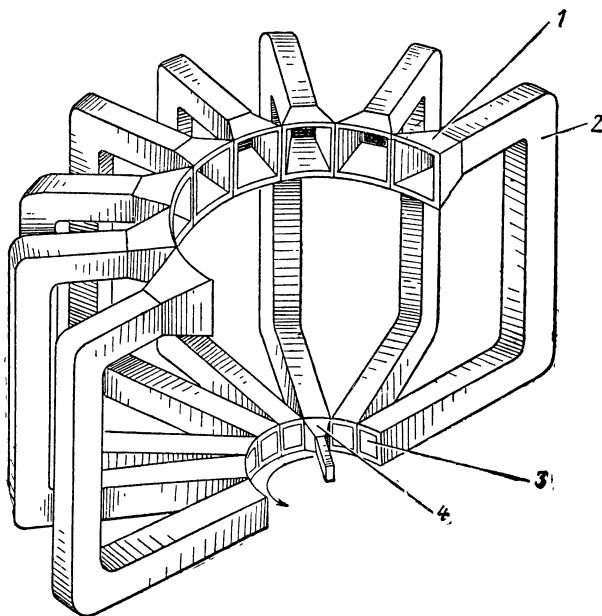


Рис. 9.12. Антенна РЛС с облучающим устройством органного типа

На рис. 9.13 изображена прямолинейная решетка, излучатели 1, 2, 3, ...,  $m$  которой удалены друг от друга на расстояние  $d$  и питаются по последовательной схеме. Токи в соседних элементах имеют равную амплитуду, но сдвинуты по фазе на угол  $\psi$ . Сдвиг по фазе осуществляется линиями задержки ЛЗ длиной  $l$  каждая. Задержка в каждой линии, равная  $\psi = \frac{2\pi}{\lambda} l$ , регулируется изменением частоты (длины волны  $\lambda$ ) тока, питающего решетку.

Множитель линейной решетки  $f_p(\theta)$  известен из выражения (73). Допустим, что разность фаз токов соседних излучателей равна  $\psi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta_0$ . Тогда множитель решетки

$$f_p(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{m\psi}{2} - \frac{m\pi}{\lambda} d \sin\theta\right)}{\sin\left(\frac{\psi}{2} - \frac{\pi}{\lambda} d \sin\theta\right)} = \frac{\sin\left[\frac{m\pi d}{\lambda} (\sin\theta_0 - \sin\theta)\right]}{\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda} (\sin\theta_0 - \sin\theta)\right]} \quad (150)$$

Если к тому же угол  $\theta = \theta_0$ , то  $\theta_0 - \theta = 0$  и синусы углов, отмеченных квадратными скобками, заменяем углами:

$$f_p(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{m\pi d}{\lambda} (\sin\theta_0 - \sin\theta_0)\right]}{\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda} (\sin\theta_0 - \sin\theta_0)\right]} = \frac{\frac{m\pi d}{\lambda} (\sin\theta_0 - \sin\theta_0)}{\frac{\pi d}{\lambda} (\sin\theta_0 - \sin\theta_0)} = m.$$

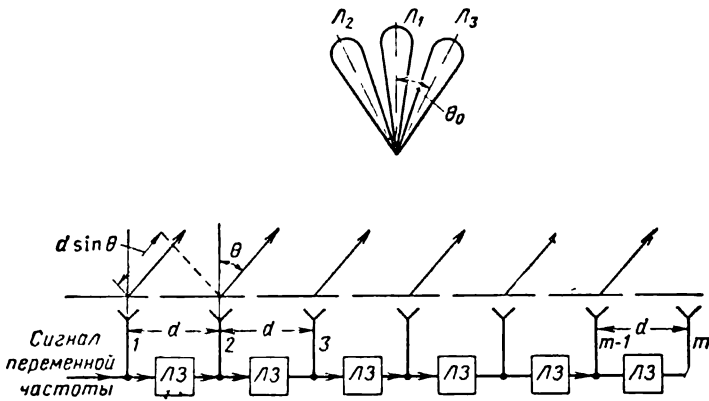


Рис. 9.13. Линейная решетка излучателей с последовательным питанием.

Это значит, что под углом  $\theta = \theta_0$  относительно нормали к решетке поля всех  $m$  излучателей совпадают по фазе, складываются и образуют главный максимум диаграммы направленности. Изменяя в таких условиях фазовый сдвиг  $\psi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin\theta_0$ , мы изменяем значение  $\theta = \theta_0$ , т. е. *управляем диаграммой направленности в плоскости, проходящей через решетку излучателей.*

Пусть сканирование производится изменением частоты. Тогда длину фазосдвигающей линии  $l$  выбирают с таким расчетом, чтобы на средней волне  $\lambda_0$  все излучатели решетки возбуждались в фазе ( $\psi = \frac{2\pi d}{\lambda_0} \sin\theta_0 = 0$ ). Отсюда получаем  $\theta_0 = 0$ , т. е. главный максимум диаграммы направленности синфазной решетки перпендикулярен к линии излучателей (луч  $L_1$ ). С увеличением  $\lambda$  относительно  $\lambda_0$  фазовый сдвиг  $\psi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin\theta_0$  становится отри-

пательным и главный максимум отклоняется от нормали (луч  $L_2$ ). Когда же  $\lambda$  уменьшается по сравнению с  $\lambda_0$ , угол  $\psi$ , а с ним и  $\theta$  изменяют свой знак на обратный (луч  $L_3$ ). Следует отметить, что ширина главного лепестка во время сканирования несколько изменяется: по мере отклонения от нормали к решетке луч расширяется.

Для управления лучом по азимуту и углу места нужна плоская решетка. Поскольку формы диаграмм направленности решетки в горизонтальной и вертикальной плоскостях независимы одна от другой, управление диаграммой по азимуту и углу места производится порознь. Плоская решетка, представленная на рис. 9.14, сканируется по азимуту сигналом переменной частоты при после-

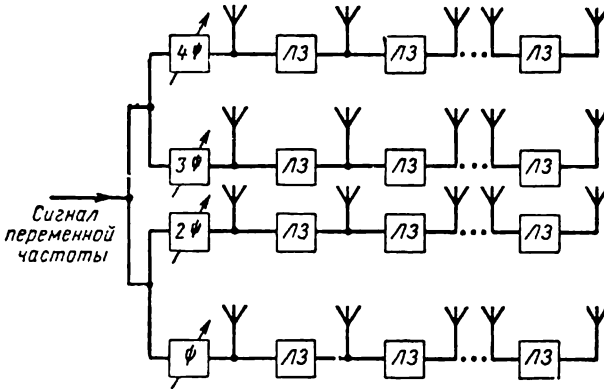


Рис. 9.14 Плоская решетка с последовательно-параллельным питанием.

довательной схеме питания, как в рассмотренной прямолинейной решетке. Управление по углу места осуществляется по схеме параллельного питания посредством фазовращателей. В этой схеме питание к излучателям подводится через отрезки линии равной длины и необходимые фазовые сдвиги в каждой ветви ( $\psi$ ,  $2\psi$ ,  $3\psi$ ,  $4\psi$ ) создаются отдельными фазовращателями.

Существуют и такие антенны, в которых любой фазовращатель управляется отдельным сигналом. Это открывает дополнительные возможности в вариации диаграммы направленности, но такая система требует очень сложного управляющего устройства. Например, антенная решетка радиолокатора ESAR имеет форму квадрата со 100 элементами на каждой стороне, т. е. всего в решетке 10 000 элементов и столько же требуется управляющих сигналов.

Многочувствительные диаграммы можно создать линейной или плоской решеткой при условии соответствующей обработки передаваемых или принимаемых сигналов. Принцип обработки иллюстрируется рис. 9.15, на котором показана схема получения трехлучевой диаграммы с помощью двухэлементной решетки, работающей в режиме приема. Каждому лучу диаграммы соответствует свой комп-

лект (в данном случае — два) фазовращателей, которые включены после усилителей принимаемых сигналов.

Для получения луча  $L_2$ , расположенного по нормали к линии решетке, сигналы, принятые обонми элементами решетки, получают одинаковый фазовый сдвиг  $\psi_0$ , т. е. сигналы делают синфазными. После обработки в суммирующей цепи  $СЦ_2$  сигналы поступают в радиолокационный приемник  $Рп_2$ . Лучу  $L_1$  соответствует пара фазовращателей, дающая сдвиги  $\psi_0$  и  $\psi_0 - \Delta\psi$ . Лучу  $L_3$  соответствует

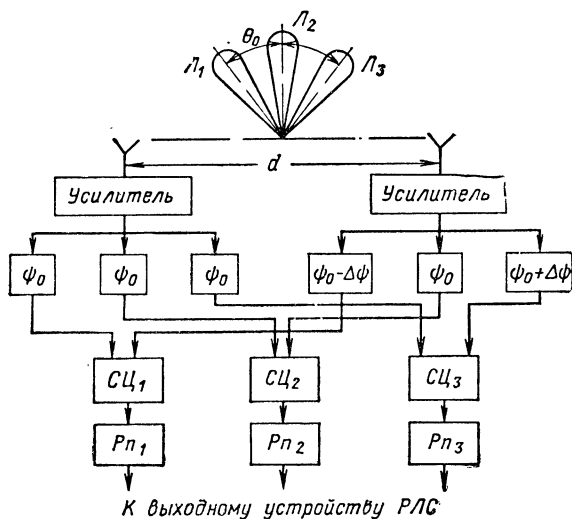


Рис 9 15 Формирование многолучевой диаграммы направленности посредством антенной решетки.

третья пара, сдвигающая фазу сигналов на  $\psi_0$  и  $\psi_0 + \Delta\psi$ . В результате лучи  $L_1$  и  $L_3$  смещаются по обе стороны от  $L_2$  на угол  $\theta_0$  согласно выражению  $\sin \theta_0 = \frac{\Delta\psi\lambda}{2\pi d}$ .

Обработка сигналов, принятых лучами  $L_1$  и  $L_3$ , производится аналогично принятым лучом  $L_2$ .

Приведенная блок-схема позволяет выявить дополнительные возможности антенных решеток. Введением в канал каждого элемента решетки своего усилителя упрощается задача излучения больших мощностей (при передаче). Цепи формирования отдельных лучей диаграммы позволяют использовать антенну для обработки сигналов с целью получения более полной и достоверной информации о радиолокационных объектах. Наконец, вместо плавного обзора пространства можно осуществить дискретный, включая поочередно лучи многолучевой диаграммы. Аналогично теореме Котельникова доказывается, что при пересечении лучей на уровне половинной мощности результаты плавного и дискретного обзора получаются одинаковыми.

# ПРИЛОЖЕНИЯ

## Приложение I

### Вывод уравнения диаграммы направленности симметричного вибратора

Выражение

$$E_{\text{МГН}} = \frac{120 \pi}{r \lambda} \sin \theta \sin \xi \int_0^{l/2} I_{zm} \cos(\beta z \cos \theta) dz \quad (151)$$

справедливо для симметричного вибратора любой длины. Применим его к определению поля вибратора, вдоль которого укладывается нечетное число полуволн  $l = p\lambda/2$ , где  $p = 1, 3, 5, \dots$  — число гармоник. В средней точке ( $z = 0$ ) такого вибратора получается пучность тока с амплитудой  $I_m$ :

$$I_{zm} = I_m \cos \beta z.$$

В этом случае выражение (151) принимает вид

$$E_{\text{МГН}} = \frac{120 \pi I_m}{r \lambda} \sin \theta \sin \xi \int_0^{l/2} \cos \beta z \cdot \cos(\beta z \cos \theta) dz. \quad (152)$$

Вычислим интеграл данного выражения. Для этого обозначим  $\beta z = m$ . Тогда  $\beta dz = dm$ , а  $dz = dm/\beta$  и пределы интегрирования равны: при  $z = 0$   $m = 0$ , а при  $z = \frac{l}{2}$   $m = \beta z = \frac{2\pi l}{\lambda 2} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{p\lambda}{4} = \frac{\pi p}{2}$ .

Следовательно,

$$\int_0^{l/2} \cos \beta z \cdot \cos(\beta z \cos \theta) dz = \frac{1}{\beta} \int_0^{\pi p/2} \cos m \cdot \cos(m \cos \theta) dm.$$

Пользуясь известной тригонометрической зависимостью

$$\cos \alpha \cos \gamma = \frac{1}{2} \cos(\alpha + \gamma) + \frac{1}{2} \cos(\alpha - \gamma),$$

получаем

$$\frac{1}{\beta} \int_0^{\pi p/2} \cos m \cdot \cos(m \cos \theta) dm =$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2\beta} \left[ \int_0^{\pi p/2} \cos m (1 + \cos \theta) dm + \int_0^{\pi p/2} \cos m (1 - \cos \theta) dm \right] = \\
&= \frac{1}{2\beta} \left[ \left| \frac{\sin (m + m \cos \theta)}{1 + \cos \theta} \right|_0^{\pi p/2} + \left| \frac{\sin (m - m \cos \theta)}{1 - \cos \theta} \right|_0^{\pi p/2} \right] = \\
&= \frac{1}{2\beta} \left[ \frac{\sin \left( \frac{\pi p}{2} + \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right)}{1 + \cos \theta} + \frac{\sin \left( \frac{\pi p}{2} - \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right)}{1 - \cos \theta} \right] = \\
&= \frac{1}{2\beta} \left[ \frac{(1 - \cos \theta) \sin \left( \frac{\pi p}{2} + \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right) + (1 + \cos \theta) \sin \left( \frac{\pi p}{2} - \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right)}{1 - \cos^2 \theta} \right] = \\
&= \frac{1}{2\beta} \left\{ \frac{(1 - \cos \theta) \left[ \sin \frac{\pi p}{2} \cos \left( \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right) + \sin \left( \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right) \cos \frac{\pi p}{2} \right]}{\sin^2 \theta} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{(1 + \cos \theta) \left[ \sin \frac{\pi p}{2} \cos \left( \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right) - \sin \left( \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right) \cos \frac{\pi p}{2} \right]}{\sin^2 \theta} \right\}.
\end{aligned}$$

Если  $p$  — нечетное число, как в данном случае, то  $\cos \frac{\pi p}{2} = 0$ , а  $\sin \frac{\pi p}{2} = 1$ , и это выражение принимает вид

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{2\beta} \left[ \frac{(1 - \cos \theta) \cos \left( \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right) + (1 + \cos \theta) \cos \left( \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right)}{\sin^2 \theta} \right] = \\
&= \frac{1}{\beta} \frac{\cos \left( \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right)}{\sin^2 \theta} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\cos \left( \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right)}{\sin^2 \theta}.
\end{aligned}$$

Заменим интеграл в формуле (152) полученным решением и, сделав обратную подстановку  $\xi = \omega t - \beta r$ , получим мгновенное значение напряженности электрического поля:

$$\begin{aligned}
E_{\text{МГН}} &= \frac{120 \pi I_m}{r \lambda} \sin \theta \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\cos \left( \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right)}{\sin^2 \theta} \sin (\omega t - \beta r) = \\
&= \frac{60 I_m}{r} \frac{\cos \left( \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right)}{\sin \theta} \sin (\omega t - \beta r) = \frac{60 I_m}{r} f(\theta) \sin (\omega t - \beta r). \quad (10)
\end{aligned}$$

Множитель

$$f(\theta) = \frac{\cos \left( \frac{\pi p}{2} \cos \theta \right)}{\sin \theta} \quad (153)$$

характеризует направленные свойства симметричного вибратора в меридиональной плоскости при  $p = 1, 3, 5, \dots$

Можно доказать, что в общем случае при любом соотношении  $l/\lambda$  диаграмма направленности симметричного вибратора по напряженности поля выражается уравнением

$$f(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \cos \theta\right) - \cos \frac{\pi l}{\lambda}}{\sin \theta}. \quad (12)$$

При  $p = 1, 3, 5, \dots$  длина вибратора  $l = \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{2}\lambda, \frac{5}{2}\lambda, \dots$ , а  $\cos \frac{\pi l}{\lambda} = 0$  и формула (12) принимает вид формулы (153).

## Приложение II

### Резонанс в вертикальном вибраторе с емкостной нагрузкой

Из полученного в § 23 равенства

$$-jZ_{\text{вГ}} \operatorname{ctg} \beta l_{\Gamma} = -jZ_{\text{вВ}} \operatorname{ctg} \beta l'_{\Gamma}$$

определим выражение для длины вертикального провода  $l'_{\Gamma}$ , эквивалентного горизонтальной части Г-образной антенны (см. рис. 4.3):

$$\operatorname{ctg} \left( \frac{2\pi}{\lambda} l'_{\Gamma} \right) = \frac{Z_{\text{вГ}}}{Z_{\text{вВ}}} \operatorname{ctg} \left( \frac{2\pi}{\lambda} l_{\Gamma} \right). \quad (154)$$

Имея в виду, что антенна с емкостной нагрузкой может быть представлена вертикальным вибратором длиной  $l_0 = h + l'_{\Gamma}$  и волновым сопротивлением  $Z_{\text{вВ}}$ , записываем условие резонанса такой антенны в виде

$$Z_{\text{вХ}} = -jZ_{\text{вВ}} \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda_0} l_0 = -jZ_{\text{вВ}} \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda_0} (h + l'_{\Gamma}) = 0.$$

Это соответствует

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} (h + l'_{\Gamma}) = \frac{\pi}{2}$$

или

$$\operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda_0} l'_{\Gamma} = \operatorname{ctg} \left( \frac{\pi}{2} - \frac{2\pi}{\lambda_0} h \right) = \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_0} h.$$

Теперь учтем выражение (154) и получим формулу для расчета резонансной длины волны Г-образной антенны:

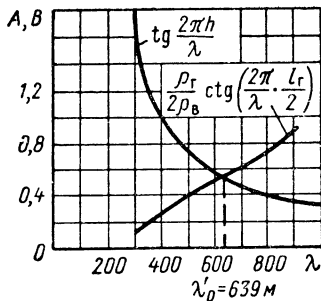
$$\operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_0} h = \frac{Z_{\text{вГ}}}{Z_{\text{вВ}}} \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda_0} l_{\Gamma}.$$



В аналогичной формуле для Г-образной антенны вместо  $l_{\Gamma}$  записываем  $l_{\Gamma}/2$ , а вместо  $Z_{ВГ}$  записываем  $Z_{ВГ}/2$ , так как в этой антенне обе симметричные половины горизонтальной части включены параллельно относительно вертикального провода:

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_0} h = \frac{Z_{ВГ}}{2Z_{ВВ}} \operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{l_{\Gamma}}{2}.$$

Эти уравнения решают графически (рис. П.1). По оси абсцисс откладывают длину волны  $\lambda$ . Задаваясь различными значениями  $\lambda$ , на график наносят кривые



$$\operatorname{tg} \frac{2\pi h}{\lambda} \text{ и } \frac{Z_{ВГ}}{Z_{ВВ}} \operatorname{ctg} \frac{2\pi l_{\Gamma}}{\lambda}$$

или

$$\frac{Z_{ВГ}}{2Z_{ВВ}} \operatorname{ctg} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \frac{l_{\Gamma}}{2} \right).$$

Рис. П.1 Определение резонансной длины волны вибратора.

Точка пересечения кривых проектируется на ось абсцисс. Полученное при этом значение  $\lambda_0$  позволяет определить резонансную длину волны антенны. Результат вычислений следует увеличить на 5%, имея в виду эффект укорочения резонансной длины вибратора.

Таблица П.1

Тип антенны	Волновой коэффициент
Г-образная антенна с горизонтальной частью небольшой длины	4,4—5
Г-образная антенна с развитой горизонтальной частью	4,8—6
Г-образная антенна с горизонтальной частью небольшой длины	4,5—6
Г-образная антенна с развитой горизонтальной частью	5,5—8
Зонтичная антенна с короткими лучами	6—8
Зонтичная антенна с длинными лучами	8—10

На основании опытных данных ориентировочный расчет резонансной длины антенны можно произвести по формуле

$$\lambda_0 = kl,$$

где  $l$  — длина пути тока в антенне, а  $k$  — волновой коэффициент, зависящий от типа антенны.

Волновые коэффициенты приведены в табл П 1.

### Приложение III

#### Формулы для расчета напряжений и токов в вертикальном вибраторе с емкостной нагрузкой

Амплитуда напряжения  $U_{zm}$  в сечении  $z$  данного вибратора (рис. 4.3) связана с амплитудой  $U'_{cm}$  в фиктивной точке  $C'$  зависимостью

$$U_{zm} = U'_{cm} \cos \beta z.$$

Из свойств стоячих волн известно, что амплитуды напряжения и тока в пучности выражаются как

$$U'_{cm} = Z_{вв} I_{cm}.$$

Следовательно,

$$U_{zm} = Z_{вв} I_{cm} \cos \beta z.$$

Подставив сюда  $z = l_0$  и учитывая, что  $I_{cm} = I_{0m} / \sin \beta l_0$ , определяем амплитуду тока  $I_{0m}$  и напряжения  $U_{0m}$  в основании антенны

$$I_{0m} = I_{cm} \sin \beta l_0,$$

$$U_{0m} = Z_{вв} I_{cm} \cos \beta l_0 = Z_{вв} \frac{I_{0m} \cos \beta l_0}{\sin \beta l_0} = Z_{вв} I_{0m} \operatorname{ctg} \beta l_0. \quad (155)$$

В точке  $B$  ( $z = l'_r$ ), в которой горизонтальный провод присоединяется к вертикальному амплитуда тока

$$I_{cm} = I_{cm} \sin \beta l'_r = \frac{I_{0m} \sin \beta l'_r}{\sin \beta l_0}, \quad (156)$$

а амплитуда напряжения

$$U_{\text{вм}} = Z_{\text{вв}} I_{\text{им}} \cos \beta l'_r = \frac{Z_{\text{вв}} I_{0m} \cos \beta l'_r}{\sin \beta l_p}. \quad (157)$$

На свободном конце  $C$  горизонтального провода ток равен нулю, а напряжение имеет амплитуду  $U_{Cm}$ , которую можно определить из уравнения напряжения вдоль горизонтального провода

$$U_{\text{вм}} = U_{Cm} \cos \beta l_r. \quad (158)$$

Приравнивая последние два выражения, получаем

$$U_{Cm} = \frac{Z_{\text{вв}} I_{0m} \cos \beta l'_r}{\cos \beta l_r \sin \beta l_p}. \quad (159)$$

Так как в точке  $C$  находится пучность напряжения, то от величины  $U_{Cm}$  зависит максимальная мощность, на которую рассчитана антенна.

## Приложение IV

### Входное сопротивление синфазной горизонтальной антенны

В синфазной антенне сопротивление излучения каждого вибратора складывается из собственного и вносимого другими вибраторами. Пользуясь значениями сопротивления излучения всей антенны  $R_{\Sigma A}$ , приведенными в табл. 5.2, можно определить среднюю величину сопротивления излучения  $R_{\Sigma n}$  каждой пары вибраторов, подключенных к линии питания. Так как таких пар в антенне  $np/2$ , то

$$R_{\Sigma n} = \frac{R_{\Sigma A}}{np/2} = \frac{2R_{\Sigma A}}{np}$$

Питание любой пары полуволновых вибраторов производится в пучности напряжения (см. рис. 5.19, а). Следовательно, их входное сопротивление на уровне первого этажа равно

$$R_{\text{вх } 1} = \frac{Z_{\text{вА}}^2}{R_{\Sigma n}} = \frac{Z_{\text{вА}}^2 np}{2R_{\Sigma A}}$$

На уровне второго этажа нагрузкой линии питания одной секции служит отрезок линии в  $\lambda/2$ , замкнутый на сопротивление  $R_{\text{вх } 1}$ , и входное сопротивление двух вибраторов второго этажа  $R_{\text{вх } 1} = R_{\text{вх } 1}$ . Имея в виду, что входное сопротивление линии, кратной  $\lambda/2$ , равно сопротивлению нагрузки, можно считать, что

на уровне второго этажа нагрузкой линии 9 является сопротивление  $R_{\text{вх } 11} = R_{\text{вх } 1}/2$ .

Аналогично доказывается, что на уровне третьего этажа входное сопротивление  $R_{\text{вх } 111} = R_{\text{вх } 1}/3$ , а на уровне нижнего,  $n$ -го этажа,

$$R_{\text{вх } n} = \frac{R_{\text{вх } 1}}{n} = \frac{Z_{\text{вА}}^2 p}{2R_{\Sigma A}}$$

К каждому сечению 1—2, 3—4 фидера параллельно включены линии двух секций. Это позволяет считать, что при длине участка  $s$ , кратной  $\lambda/2$ , входное сопротивление в сечениях 1—2, 3—4 равно

$$R_{\text{вх } 1-2} = R_{\text{вх } 3-4} = R_{\text{вх } n}/2.$$

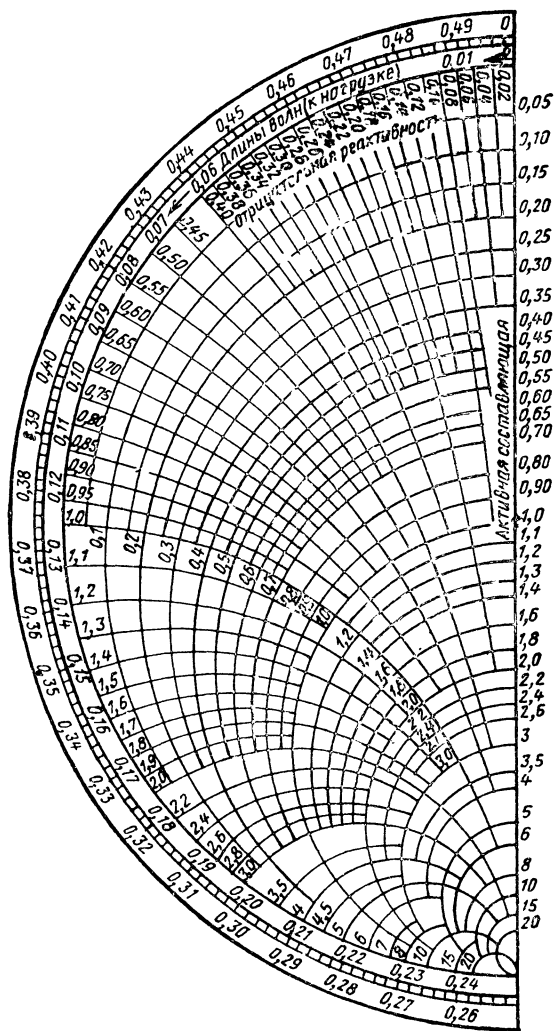
Если длина участка линии  $d$  кратна  $\lambda/2$ , то в сечении 5—6 входное сопротивление определяется параллельно включенными сопротивлениями  $R_{\text{вх } 1-2}$  и  $R_{\text{вх } 3-4}$ :

$$R_{\text{вх } 5-6} = \frac{R_{\text{вх } 1-2}}{2} = \frac{R_{\text{вх } n}}{4}.$$

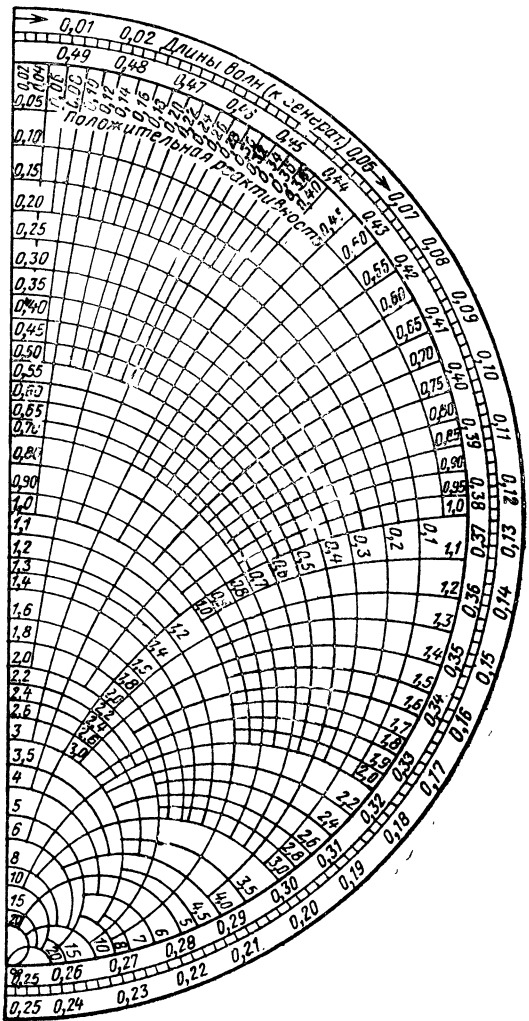
Наконец, так как число секций в 2 раза меньше числа вибраторов в одном этаже  $p$  (в данном случае  $p = 8$ ), то входное сопротивление антенны

$$R_{\text{вх А}} = \frac{R_{\text{вх } n} \cdot 2}{p} = \frac{Z_{\text{вА}}^2}{R_{\Sigma A}}.$$

### Круговая диаграмма полных



Приложение V  
сопротивлений и проводимостей



## Литература

1. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. Связьиздат, 1957.
2. Айзенберг Г. З. Коротковолновые антенны Связьиздат, 1962.
3. Белоцерковский Г. Б. Задачи и расчеты по курсу «Основы радиотехники и антенны». Изд-во «Машиностроение», 1966.
4. Вендик О. Г. Антенны с немеханическим движением луча Изд-во «Советское радио», 1966.
5. Власов В. И., Берман Я. И. Проектирование высокочастотных узлов радиолокационных станций. Судпромгиз, 1961.
6. Дорохов А. П. Расчет и конструирование антенно-фидерных устройств. Изд. Харьковского университета, 1960.
7. Драбкин А. Л., Зуенко В. Л. Антенно-фидерные устройства Изд-во «Советское радио», 1961.
8. Кюн Р. Микроволновые антенны. Изд-во «Судостроение», 1967.
9. Лебедев И. В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Госэнергоиздат, 1961 (том I), 1964 (том II).
10. Марков Г. Т. Антенны Госэнергоиздат, 1960.
11. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. Госэнергоиздат, 1963.
12. Пистолькорс А. А. Антенны. Связьиздат, 1947.
13. Надененко С. И. Антенны. Связьиздат, 1959.
14. Никольский В. В. Антенны. Изд-во «Связь», 1966.
15. Резников Г. Б. Самолетные антенны Изд-во «Советское радио», 1962.
16. Резников Г. Б. Антенны летательных аппаратов Изд-во «Советское радио», 1967.
17. Скольник М. Введение в технику радиолокационных систем. Изд-во «Мир», 1965.
18. Фрадин А. З. Антенны сверхвысоких частот. Изд-во «Советское радио», 1957.

## Оглавление

Предисловие . . . . .	3
<b>Глава I Общие сведения . . . . .</b>	<b>5</b>
1. Назначение передающей и приемной антенн . . . . .	5
2. Антенна как открытый колебательный контур . . . . .	6
3. Характеристики и радиотехнические параметры передающих антенн . . . . .	8
4. Характеристики и параметры приемных антенн . . . . .	22
<b>Глава II. Симметричный и заземленный вибраторы . . . . .</b>	<b>27</b>
5. Электромагнитное поле симметричного вибратора . . . . .	27
6. Влияние экрана на электромагнитное поле вибратора . . . . .	35
7. Действующая высота (длина) несимметричного и симметричного вибраторов . . . . .	47
8. Сопротивление излучения симметричного и несимметричного вибраторов . . . . .	51
9. Входное сопротивление вибратора . . . . .	55
10. Собственные и вынужденные колебания в вибраторах . . . . .	58
11. Формулы идеальной радиопередачи . . . . .	60
12. Принцип взаимности в применении к антеннам . . . . .	61
13. Мощность, отдаваемая приемной антенной приемнику . . . . .	64
<b>Глава III Фидеры . . . . .</b>	<b>67</b>
14. Требования, предъявляемые к фидерам . . . . .	67
15. Согласование сопротивлений в антенно-фидерной системе . . . . .	69
16. Векторные диаграммы напряжений и токов в длинной линии . . . . .	81
17. Уравнения кривых, образующих круговые диаграммы полных сопротивлений линии передачи . . . . .	84
18. Свойства круговых диаграмм полных сопротивлений . . . . .	86
19. Сравнение фидеров различных конструкций . . . . .	90
20. Согласование волновода с нагрузкой . . . . .	95
21. Способы возбуждения волноводов . . . . .	96
<b>Глава IV Антенны длинных и средних волн . . . . .</b>	<b>100</b>
22. Общие сведения . . . . .	100
23. Настройка в резонанс проволочных антенн . . . . .	102
24. Конструкции проволочных длинноволновых и средневолновых антенн . . . . .	106
25. Сложные длинноволновые и средневолновые антенны . . . . .	109
26. Антифединговые антенны . . . . .	110
27. Питание средневолновых антенн . . . . .	113
28. Приемные антенны длинных и средних волн . . . . .	116
<b>Глава V. Коротковолновые антенны . . . . .</b>	<b>125</b>
29. Общие сведения . . . . .	125
30. Несимметричный вибратор в качестве коротковолновой антенны . . . . .	127
31. Симметричный вибратор в качестве коротковолновой антенны . . . . .	128



32.	Синфазные горизонтальные антенны . . . . .	133
33	Расширение рабочего диапазона волн антенн СГ . . . . .	155
34	Ромбические антенны . . . . .	157
35	Антенны бегущей волны . . . . .	166
<b>Г л а в а VI Антенны ультракоротких волн . . . . .</b>		<b>173</b>
36.	Общие сведения . . . . .	173
37	Одиночные линейные вибраторы ультракоротких волн . . . . .	175
38	Антенна типа «волновой канал» . . . . .	179
39	Диэлектрические антенны . . . . .	185
40	Спиральные антенны . . . . .	189
41	Плоские антенны поверхностных волн . . . . .	192
42.	Щелевые антенны . . . . .	194
43	Волноводные излучатели . . . . .	202
44	Рупорные антенны . . . . .	210
45	Рефлекторные (зеркальные) антенны . . . . .	214
46	Линзовые антенны . . . . .	222
47	Сравнение параболических и линзовых антенн . . . . .	233
48	Облучатели антенн сверхвысоких частот . . . . .	237
49	Плоские спиральные антенны . . . . .	243
50	Логарифмически-периодическая антенна . . . . .	248
<b>Г л а в а VII. Элементы конструкций фидерного тракта . . . . .</b>		<b>251</b>
51	Конструкции элементов согласования линий передачи . . . . .	251
52.	Сочленения отрезков линии передачи . . . . .	257
53	Повороты, изгибы и скручивание волноводов . . . . .	264
54.	Ответвления волноводов . . . . .	266
55	Направленные ответвители и их применение . . . . .	269
<b>Г л а в а VIII. Элементы антенно-фидерных устройств, содержа- щие намагнитенные ферриты. Антенные переключатели</b>		<b>273</b>
56.	Некоторые свойства ферритов . . . . .	273
57.	Циркуляторы, основанные на эффекте Фарадея . . . . .	277
58	Вентили, основанные на эффекте Фарадея . . . . .	279
59.	Ферритовые устройства с поперечным намагничивающим полем . . . . .	281
60.	Антенные переключатели. Назначение и принцип действия	284
61.	Разновидности ответвительных антенных переключателей	289
62	Балансные схемы антенных переключателей . . . . .	296
63.	Антенные переключатели с применением ферритов . . . . .	298
<b>Г л а в а IX. Функциональные особенности антенн . . . . .</b>		<b>302</b>
64.	Антенны самолетных станций, предназначенных для ра- диосвязи и радионавигации . . . . .	302
65	Радиолокационные антенны . . . . .	307
66	Управление диаграммами направленности радиолокацион- ных антенн . . . . .	311
<b>П р и л о ж е н и е I. Вывод уравнения диаграммы направленности симметричного вибратора</b>		<b>317</b>
<b>П р и л о ж е н и е II. Резонанс в вертикальном вибраторе с емкостной нагрузкой</b>		<b>319</b>
<b>П р и л о ж е н и е III Формулы для расчета напряжений и токов в вертикальном вибраторе с емкостной нагрузкой . . . . .</b>		<b>321</b>
<b>П р и л о ж е н и е IV Входное сопротивление синфазной горизон- тальной антенны . . . . .</b>		<b>322</b>
<b>П р и л о ж е н и е V Круговая диаграмма полных сопротивлений и проводимостей . . . . .</b>		<b>324</b>
<b>Л и т е р а т у р а . . . . .</b>		<b>326</b>

