



*Б.А. Фогельсон*

# ВОЛНОВОДЫ

ВОЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
МИНИСТЕРСТВА ОБОРОНЫ СОЮЗА ССР  
МОСКВА — 1958

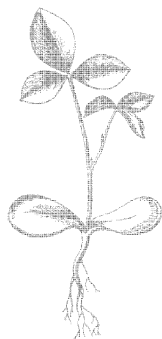
РАДИОЛОКАЦИОННАЯ ТЕХНИКА

---

Б. А. ФОГЕЛЬСОН

# ВОЛНОВОДЫ

ВОЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
МИНИСТЕРСТВА ОБОРОНЫ СОЮЗА ССР  
МОСКВА — 1958



## Б. А. Фогельсон. ВОЛНОВОДЫ

Брошюра «Волноводы» входит в выпускаемую Военным Издательством библиотеку «Радиолокационная техника». Библиотека рассчитана на офицеров, связанных с эксплуатацией радиотехнических средств. Она может быть также использована широким кругом читателей, желающих подробно ознакомиться с работой отдельных узлов и элементов радиолокационных станций.

Перечень брошюр, входящих в библиотеку «Радиолокационная техника», помещен на 3-й странице обложки.

Брошюра «Волноводы» в доступной форме дает представление о процессах, протекающих в волноводах при передаче электромагнитной энергии. Кроме того, в брошюре приведены многочисленные примеры конструкций основных элементов волноводных систем современных радиолокационных станций.

---

## ВВЕДЕНИЕ

В радиолокационной технике для определения местонахождения различных объектов из широкого спектра электромагнитных колебаний наиболее широко используется диапазон сверхвысоких частот.

На волнах более 10 см электромагнитная энергия передается по двухпроводным или коаксиальным линиям. На волнах короче 10 см применять указанные линии не желательно в основном из-за возрастания необратимых потерь.

В этом случае целесообразно использовать в качестве линий передачи волноводы с круглым или прямоугольным поперечным сечением.

Полная теория волноводов, доведенная до инженерных расчетов, трудна даже для инженеров средней квалификации, а тем более для специалистов-техников, занимающихся эксплуатацией соответствующей аппаратуры. Эта трудность, по-видимому, заключается в том, что между основными законами электромагнетизма (уравнениями Максвелла) и конкретными результатами теории лежит мост из многочисленных и сложных математических операций.

Настоящая брошюра преследует цель дать представление о процессах, протекающих в волноводах, на базе только физических следствий уравнений Максвелла. Чтобы содержание брошюры стало более конкретным, приведены примеры конструкций основных элементов волноводных систем, применяющихся в современной радиолокационной технике.

---



---

---

## 1. ВОЛНЫ И ВОЛНОВОЕ ДВИЖЕНИЕ

### 1. Общие сведения

В технике часто встречаются случаи, когда приходится иметь дело с периодическими изменениями (колебаниями) той или иной физической величины (положение частиц твердого тела, температура тел, ток или напряжение в электрической цепи и т. п.). Эти изменения-колебания, возникнув в одном месте, передаются в соседние точки пространства, все более и более удаляясь от их источника.

Как происходит распространение колебаний? Для ответа на этот вопрос используют установившееся физическое понятие о волне и волновом движении.

Слово «волна» употреблялось в языке намного раньше, чем оно проникло в науку, и обозначало чередование движущихся друг за другом горбов и впадин, которые часто видны на водной поверхности. В дальнейшем понятие волны было распространено на всякую изменяющуюся со временем физическую величину, имеющую, кроме того, чередование максимумов и минимумов в пространстве.

Наиболее наглядным видом волн являются волны, возникшие на гладкой водной поверхности при возмущении ее в каком-либо одном месте. Например, при падении камня на поверхность воды спокойного озера мы видим картину, изображенную на рис. 1. Ряд кругов, образованных чередующимися вдоль радиуса впадинами и горбами, расходится от точки падения камня, как из центра. Число кругов (число впадин и горбов вдоль радиуса) увеличивается по мере того, как распространяется возмущение.

Другим примером служит волна, бегущая вдоль шнура (резинового или из другого упругого материала), подвешенного за один конец и возмущенного на свободном конце (рис. 2).

Этот пример механической волны в упругой среде (шнур) дает возможность познакомиться с основными свойствами волн вообще. Если свободный конец шнура быстро отвести в сторону и вернуть обратно, то образовавшийся изгиб побежит по шнуру вверх (рис. 2, а) и, дойдя до точки подвеса, отразится и вернется вниз (рис. 2, б).



Рис. 1. Волны на поверхности воды

При непрерывном возмущении незакрепленного конца шнура по нему побежит волна, форма которой соответствует синусоиде (рис. 2, в), если отклонение конца шнура от положения равновесия производится по синусоидальному закону (гармоническое колебание).

Гармоническое колебание характеризуется тремя величинами: периодом колебания  $T$  — тем временем, за которое колебание пройдет полный цикл, амплитудой колебания  $A$  — размахом колебания относительно среднего положения и начальной фазой — состоянием, с которого началось колебание.

За время всего цикла колебания, т. е. за период колебания  $T$ , возмущение в какой-либо точке шнура переместится на некоторое расстояние, называемое длиной волны и обозначаемое греческой буквой  $\lambda$ . Например, расстояние между двумя соседними гребнями волны (максимальное отклонение точки при колебании) равно длине волны.

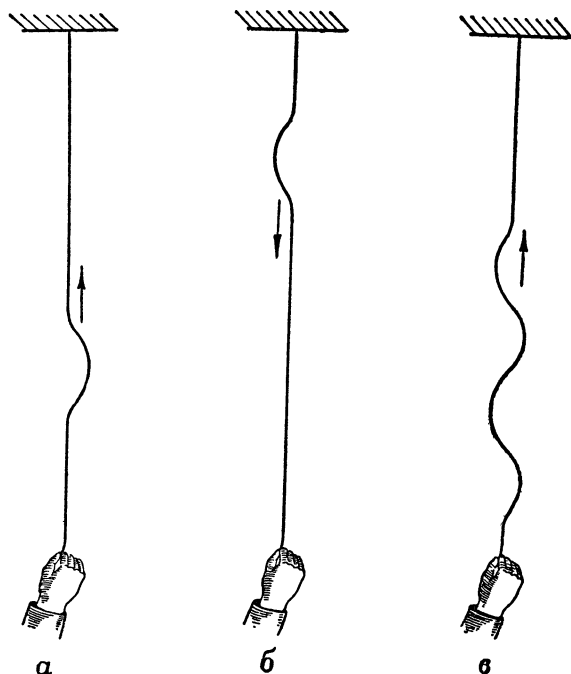


Рис. 2. Волны на шнуре:

*а* — изгиб бежит вверх по шнуру; *б* — после отражения изгиб возвращается; *в* — отрезок синусоидальной волны

Каждая точка шнура при колебании совершает такое же движение, какое мы заставили проделать нижний конец шнура, но оно тем больше запаздывает (отстает по фазе), чем эта точка дальше отстоит от нижнего конца шнура.

Таким образом, если начальную фазу колебания нижнего конца шнура принять за нуль (т. е. колебание начинается с нейтрального положения), то фаза колебания любой другой точки шнура будет пропорциональна расстоянию  $x$  от нижнего конца до этой точки.

Так как нижний конец шнура колеблется перпендикулярно по отношению к шнуру, то при распространении волны любая другая точка будет колебаться в том же направлении, т. е. поперек направления распространения волны. Поэтому и волна такого вида называется поперечной.

В результате чего получается передача колебательного движения от одной точки шнура (среды) к другой, почему при колебании одного участка шнура в поперечной плоскости другой воспринимает колебание также в поперечной плоскости и почему передача движения происходит с запаз-

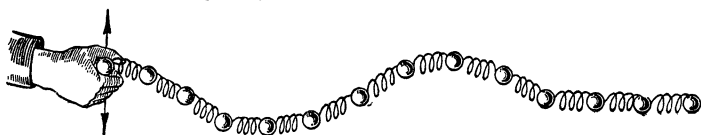


Рис. 3. Поперечная волна на модели

дыванием? Понять это можно, только познакомившись с силами, возникающими в упругой среде. Смещение нижнего конца шнура в сторону (вправо или влево) вызывает деформацию его в этом месте. В результате деформации появляются силы упругости. Эти внутренние силы стремятся уничтожить деформацию и тем самым передают натяжение на участок шнура, прилегающий к участку, смещенному нашей рукой. Смещение этого участка вызывает деформацию и натяжение в следующем участке и т. д. Участки шнура обладают массой, а следовательно, и инерцией и набирают или теряют скорость под действием сил (натяжений) не мгновенно.

Если мы довели конец шнура до наибольшего отклонения вправо и начали вести его влево, смежный участок еще будет продолжать двигаться вправо. Достигнув наибольшего отклонения, он остановится и тоже пойдет влево. В действительности никаких отдельных участков шнура нет и процесс идет непрерывно.

Такого рода рассуждения по существу основываются на представлении шнура в виде модели, состоящей из последовательно соединенных шариков, в которых сосредоточена масса отдельных участков шнура, и пружин, изображающих источники сил упругости, возникающих между отдельными участками (рис. 3).

Взявшись за крайний шар и качая его из стороны в сторону, можно наблюдать, как посредством деформации пружин

жин колебание передается от шара к шару. При качании крайнего шара в строго поперечном направлении пружины будут иметь в основном деформацию смещения одного витка относительно другого: без изменения расстояния между витками (без деформации растяжения) и с сохранением параллельности плоскостей витков (без деформации изгиба).

Возникновение такого рода деформации и является причиной поперечности волны в шнуре.

Однако и при этом остается вопрос: что же движется при распространении волны, с чем связано понятие волнового движения?

Из рис. 3 видно, что наряду с участками, пришедшими в движение, имеются участки, находящиеся в покое. Для того чтобы покоящийся участок среды привести в колебательное движение, необходимо совершить работу против сил упругости. Эта работа осуществляется за счет энергии, которой обладает соседний, уже находящийся в движении участок. Этот участок для поддержания своего колебательного движения черпает энергию у «соседа» и т. д., пока крайний левый шар не отдаст своей энергии, полученной от руки.

Таким способом через промежуточные колеблющиеся точки среды от источника (руки) передается энергия покоящимся точкам, за счет чего и происходит распространение волны.

Однако волновое движение связано не только с движением, потоком энергии, но и с движением фазы (состояния) колебания каждого участка среды.

В этом можно убедиться, рассматривая бесконечную синусоидальную волну, по направлению распространения которой точки среды находятся в колебательном движении на неограниченном расстоянии.

Чтобы представить себе особенности распространения такой волны, рассмотрим следующий пример.

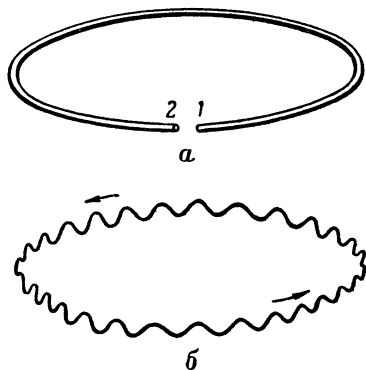


Рис. 4. Волна на кольцевом шнуре

Имеется невесомый упругий шнур, свернутый в кольцо в горизонтальной плоскости, конечные точки которого 1 и 2 между собой не соединены (рис. 4, а). Приведем точку 1 в колебательное движение в поперечной плоскости с такой частотой, чтобы на свернутом шнуре уложилось целое число волн и длина волны была намного меньше радиуса кривой

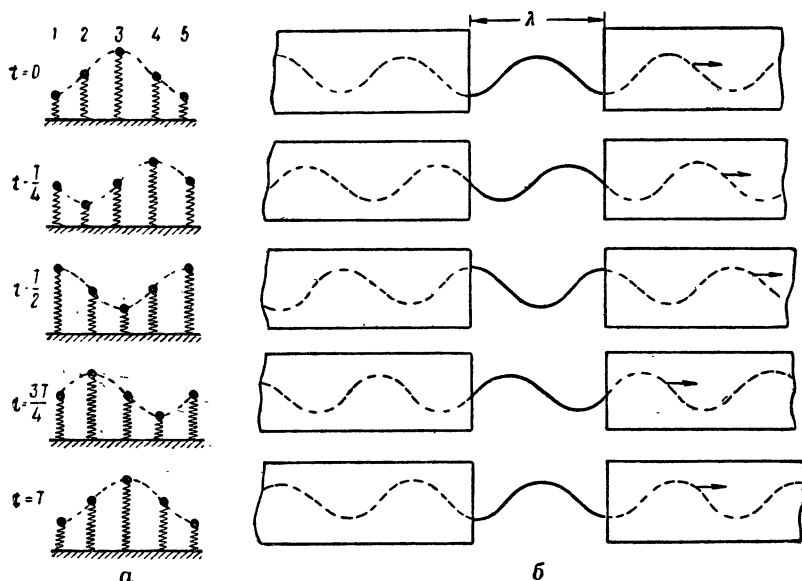


Рис. 5. Распространение волны на модели отрезка шнура

визны шнура. Тогда по шнуру будет распространяться поперечная волна; точка 2 начнет движение в тот момент, когда точка 1 совершит целое число колебаний и будет находиться в исходном положении. В этот момент соединим точки 1 и 2 вместе и предоставим шнур самому себе (уберем источник энергии).

Если нет потерь энергии на трение о воздух и частиц шнура между собой, то колебания шнура будут сохраняться неограниченно долго, распространяясь в направлении стрелок (рис. 4, б).

В момент соединения точек 1 и 2 поступление энергии от источника прекратилось (шнур предоставлен самому себе) и движение энергии с волной также прекратилось (нет точек, которые не находились бы в колебательном дви-

жении с одинаковым запасом энергии). Что же в этом случае вместе с волной распространяется? Опять воспользуемся моделью шнура. Поскольку каждый участок обладает своей порцией энергии, одинаковой с другими участками, и совершает колебательное движение, он может быть изображен в виде шарика, масса которого равна массе участка шнура, качающегося на упругом основании. Вырежем кусок шнура длиной, равной длине волны, и разобьем его на пять равных участков (рис. 5, а).

На рис. 5, б для сравнения нарисован отрезок бесконечной синусоидальной волны, сделанный из проволоки, левая и правая части которого закрыты, а середина открыта для сравнения с огибающей, по которой располагаются шарики модели отрезка шнура.

Все шарики куска шнура колеблются, причем каждый находится в такой фазе, что в начальный момент  $t = 0$  все они располагаются по огибающей (пунктирная линия на рис. 5, а), представляющей собой часть синусоиды. Через четверть периода, т. е. в момент  $t = \frac{T}{4}$ , каждый из шариков займет положение, при котором огибающая также будет представлять кусок синусоиды, но сдвинутый вправо. По форме она будет соответствовать открытой части проволочной синусоиды, если последнюю равномерно перемещать вправо с определенной скоростью в течение четверти периода.

Еще через четверть периода, т. е. в момент  $t = \frac{T}{2}$ , в своем движении шарики займут такие положения, что огибающая линия, проведенная через них, будет соответствовать по форме наблюдаемому участку проволочной синусоиды, если последняя перемещалась вправо равномерно с прежней скоростью.

Тот же процесс движения огибающей (волны) шариков вправо мы будем наблюдать в моменты  $t = \frac{3}{4}T$ ,  $t = T$  и т. д.

Что же в этом случае перемещается, если обмена энергией между участками шнура (шариками) нет? Оказывается, движение волны связано с перемещением фазы — состояния, в котором находится каждый шарик в тот или иной момент.

Действительно, в момент  $t = 0$  состояние шарика 1 характеризовалось максимальным сжатием пружины (наибольшая величина потенциальной энергии), скоростью дви-

жения, равной нулю (минимальная кинетическая энергия), и максимальной силой, действующей на шарик вверх. В это же время другие шарики находились в состояниях, соответственно отличных от шарика 1 (кроме шарика 5).

Через четверть периода состоянием (фазой) шарика 1 обладает уже шарик 2, состоянием шарика 2 — шарик 3 и т. д. По прошествии полупериода колебания состоянием шарика 1 обладает шарик 3, шарика 2 — шарик 4 и т. д.

Таким образом, в рассмотренной нами модели с течением времени фаза колебания переходит от одного участка к другому. Такое распространение фазы является самостоятельной характеристикой волнового движения (независимо от распространения энергии). Пример рис. 4 и модель участка шнура рис. 5 показывают, что в бесконечной синусоидальной волне распространяется только фаза колебания.

Скорость распространения фазы волны (на рис. 5 скорость перемещения проволоочной синусоиды) называется фазовой скоростью.

Зная фазовую скорость и период колебания частиц, участвующих в волновом движении, можно определить и длину волны

$$\lambda = v_{\phi} T.$$

Рассмотренная нами бесконечная синусоидальная поперечная волна может быть выражена формулой

$$y = A \sin(\omega t - kx),$$

где  $y$  — отклонение частицы в поперечной плоскости в любой момент времени и в любой точке по направлению распространения волны  $x$ ;

$A$  — амплитуда колебания;

$\omega$  — круговая частота колебания частиц среды;

$kx$  — фаза колебания частицы в данный момент времени в точке  $x$ .

Величина  $k$  называется волновым числом и связана с длиной волны и фазовой скоростью соотношениями  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

и  $v_{\phi} = \frac{\omega}{k}$ .

Из этих соотношений видно, что волновое число целиком зависит от свойств среды, в которой происходит распространение волны.

Рассмотренные свойства волны, распространяющейся по шнуру, полностью сохраняются и для волн, которые могут

распространяться по поверхности или в пространстве. Однако для последних существует дополнительная геометрическая характеристика, так называемое геометрическое место точек равных фаз, которое может быть линией или поверхностью.

На рис. 1 приведен пример возбуждения на воде поверхностной волны, у которой геометрическое место точек

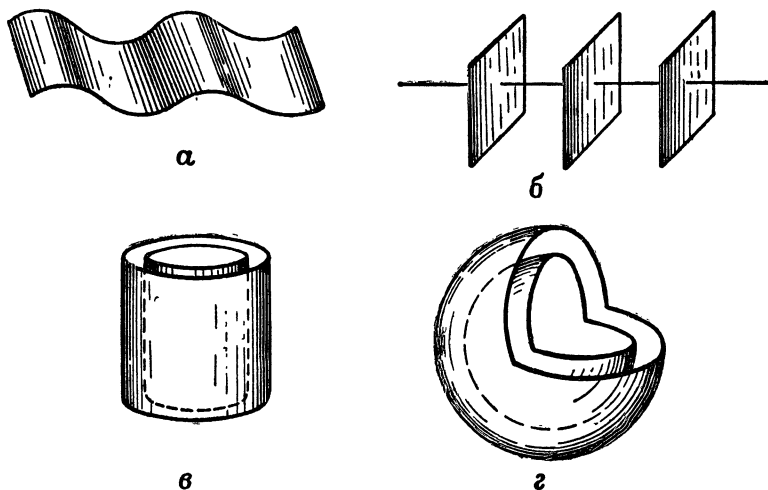


Рис. 6. Поверхностная (а) и пространственные (б, в, г) волны

равных фаз (например, гребней или впадин) представляет окружность. На водной поверхности можно было бы получить волну с геометрическим местом точек равных фаз, соответствующим прямой линии. Для этого водную поверхность нужно было бы возбуждать не камнем, а длинной линейкой. О характере такой волны дает представление рис. 6, а.

Наконец, наиболее часто на практике встречаются пространственные волны: плоские (рис. 6, б), цилиндрические (рис. 6, в) и сферические (рис. 6, г), у которых геометрическими местами равных фаз соответственно являются плоскость, круговые цилиндрические и сферические поверхности.

Имея в виду, что знакомства со свойствами плоской волны вполне достаточно для понимания вопросов, разбираемых в этой брошюре, в дальнейшем будем пользоваться только последними, так как они имеют более простое геометрическое изображение.

Могут быть различные случаи сложения двух плоских волн, но нас интересуют только два случая, которые имеют прямое отношение к дальнейшему описанию. Это случай сложения двух плоских волн одной и той же амплитуды и частоты, имеющих разность фаз  $180^\circ$  и распространяющихся навстречу друг другу, а также случай двух плоских волн одной и той же амплитуды и частоты, но распространяющихся под некоторым углом друг к другу.

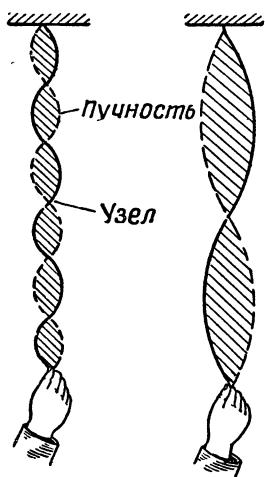


Рис. 7. Стоячие волны на шнуре

Первый случай мы частично разбирали, когда «качали» шнур (рис. 2, а). Изгиб, дошедший до точки закрепления шнура, отразился и, изменив направление (рис. 2, б), стал распространяться навстречу первоначально бежавшей волне. При непрерывном качании незакрепленного конца шнура мы увидим картину, изображенную на рис. 7. Заштрихованные области соответствуют отдельным мгновенным положениям шнура, которые воспринимаются нами слитно. Сплошная и пунктирная линии показывают граничные положения шнура. Это так называемая стоячая волна. В ней можно заметить точки, которые не принимают участия в движении. Такие точки называют узлами стоячей

волны. Имеются точки, обладающие наибольшим размахом колебания; эти точки называются пучностями стоячей волны.

Рассмотрим подробнее особенности стоячих волн на модели отрезка бесконечного шнура, по которому распространяются навстречу друг другу две совершенно одинаковые волны с разностью фаз  $180^\circ$ .

Будем опять изображать отдельные участки шнура, принимающие участие в колебательном движении (в результате которого распространяется бесконечная синусоидальная волна), в виде шариков на упругом основании. На рис. 8, а показаны в различные моменты времени положения шести шариков (участков шнура) в том случае, если бы по шнуру распространялась либо волна I (слева направо), либо волна II (справа налево).

Стрелки около шариков показывают, в каком направлении будет перемещаться шарик в следующий момент вре-

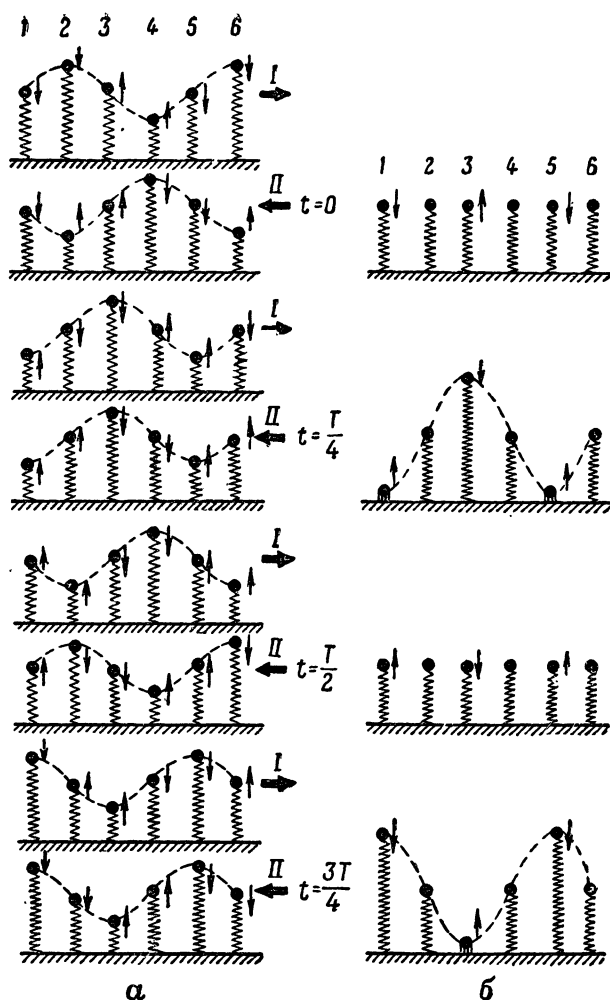


Рис. 8. Схема образования стоячей волны на модели отрезка шнура:

а — положение участков шнура (шарики) в различные моменты, если волны I и II распространяются не одновременно; б — результирующее отклонение участков шнура в различные моменты времени при одновременном распространении волн I и II

мени. Предполагаем, что в начальный момент ( $t=0$ ), если бы распространялась только волна I, положение шариков соответствовало бы верхнему графику на рис. 8, а, при распространении только волны II — второму сверху графику на рис. 8, а. При одновременном распространении волн I и II результирующее отклонение шариков от положения равновесия равно нулю (верхнее положение на рис. 8, б).

В момент времени  $t = \frac{T}{4}$  положения шариков при наличии только волны I соответствовали бы тем, при которых синусоидальная огибающая их как бы сместилась на  $\frac{\lambda}{4}$  вправо, при наличии же только волны II — на  $\frac{\lambda}{4}$  влево. При одновременном распространении волн I и II в момент времени  $t = \frac{T}{4}$  результирующее смещение шарика 1 равно удвоенному смещению вниз от положения равновесия, шарика 2 — нулю, шарика 3 — удвоенному смещению вверх от положения равновесия и т. д. Результирующее положение всех шариков соответствует второму сверху графику на рис. 8, б.

Рассматривая результирующие положения шариков в следующие моменты времени при распространении двух одинаковых волн с разностью фаз  $180^\circ$ , направленных навстречу друг другу, можно заметить, что шарики 2, 4 и 6 остаются все время в покое. Шарики 1, 3 и 5 совершают колебания с удвоенным размахом, причем фаза колебания шарика 3 отличается на  $180^\circ$  от фазы колебаний шариков 1 и 5. Огибающая шариков (рис. 8, б) представляет собой не что иное, как стоячую волну на модели отрезка шнура.

Аналитическое выражение для стоячей волны можно получить сложением соответствующих составляющих:

волны, бегущей слева направо,

$$y_1 = A \sin(\omega t - kx),$$

и волны, бегущей справа налево,

$$y_2 = A \sin(\omega t + kx).$$

Результирующая стоячая волна

$$y = y_1 + y_2 = 2A \sin kx \sin \omega t. \quad (1)$$

Стоячая волна (I) по своим свойствам значительно отличается от составляющих ее бегущих волн. Во-первых,

в стоячей волне имеются точки  $\left(x = \frac{\lambda}{2}; \lambda; \frac{3}{2}\lambda \text{ и т. д.}\right)$ , в которых частицы среды (шарики 2, 4 и 6 на рис. 8, б) не участвуют в движении. Эти точки как бы отделяют области, в которых частицы среды совершают колебательное движение с фазами, отличными друг от друга на  $180^\circ$ . Как уже указывалось, такие точки называются узлами стоячей волны. Во-вторых, в центре указанных областей частицы совершают колебания с удвоенной амплитудой (пучности стоячей волны). В-третьих, в стоячей волне фаза колебания от точки к точке в пределах одной области (между двумя узлами) не изменяется в течение всего времени существования волны. При переходе через узел фаза меняется скачком на  $180^\circ$ .

Как мы уже убедились на примере с закрепленным шнуром, условия, благоприятные для возникновения стоячей волны, могут быть не только при распространении двух бесконечных синусоидальных волн навстречу друг другу. Такие условия возникают, например, и при отражении волн от неоднородности, встретившейся на пути их распространения. Примерами резко выраженных неоднородностей являются: берег для волн на поверхности реки, стена для звуковых волн, металлический экран для электромагнитных волн и др.

Если рассмотренные две волны имеют неодинаковые амплитуды, то их результирующая будет состоять из стоячей и бегущей волн, в чем можно убедиться следующим образом. Пусть волна  $y_1$ , распространяющаяся слева направо, обладает амплитудой  $(A + a)$ , а волна  $y_2$ , распространяющаяся справа налево, — амплитудой  $A$ . Тогда результирующая волна  $y$  будет состоять из двух слагаемых:

$$y = y_1 + y_2 = (A + a) \sin(\omega t - kx) + A \sin(\omega t + kx),$$

или

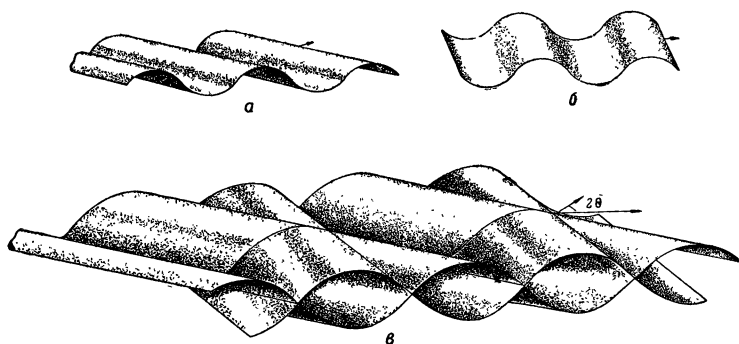
$$y = 2A \sin kx \sin \omega t + a \sin(\omega t - kx),$$

т. е. первый член выражает стоячую волну, а второй волну, бегущую слева направо с амплитудой, равной разности амплитуд двух первичных волн.

Этот случай имеет место, когда бегущая волна встречает неоднородность и отражается не полностью, а частично.

Другим интересующим нас примером сложения двух плоских поперечных волн является результат воздействия на одну и ту же плоскую поверхность двух синусоидальных

волн одинаковой амплитуды и частоты, но распространяющихся по поверхности под некоторым углом  $2\theta$  друг к другу. Каждая волна в отдельности изображена на рис. 9, *а* и *б*. Механическим слепком такой волны мог бы явиться лист гофрированного шифера, которым покрывают крыши домов. Рис. 9, *а* дает представление о поверхностной волне,



**Рис. 9.** Две плоские поверхностные волны в пространстве:  
*а* и *б* — волны отдельно; *в* — взаимное расположение двух этих волн

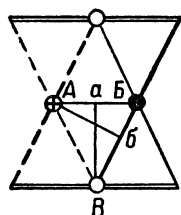
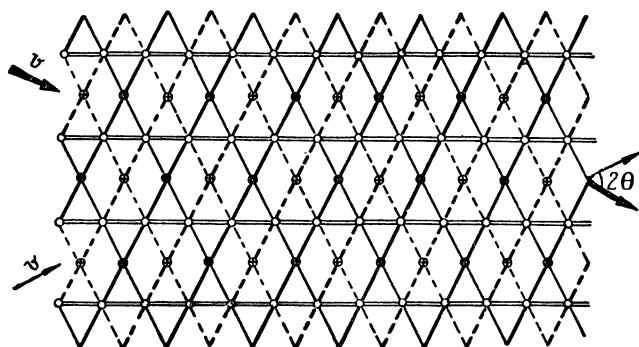
распространяющейся за плоскость рисунка в направлении стрелки. Вторая волна (рис. 9, *б*) распространяется почти параллельно плоскости рисунка.

Представление о взаимном расположении этих волн в пространстве дает рис. 9, *в*. На линии пересечения этих двух волновых поверхностей расположены точки, в которых совпадают вершины и впадины распространяющихся волн. Кроме того, имеются такие плоскости, в которых профиль сечения волновых поверхностей представляют две одинаковые синусоиды со сдвигом фаз  $180^\circ$ .

По рис. 9, *в* можно судить, что у результирующей волны имеются места, где точки среды участвовать в колебательном движении не будут. Эти точки находятся в той плоскости, где поперечные сечения двух образующих волн дают две одинаковые синусоиды, сдвинутые на  $180^\circ$  (передний срез, показанный на рис. 9, *в*). В результирующей волне имеются места, в которых колебательное движение совершается с удвоенной амплитудой.

Взаимное расположение наиболее характерных точек результирующей волны можно получить, если воспользоваться «мгновенным снимком» плана линий горбов и впадин двух

образующих волн (рис. 10). Линии горбов одной волны обозначены сплошными жирными линиями, линии впадин этой волны — пунктирными жирными линиями, направление распространения волны — жирной стрелкой. Для другой волны — те же обозначения, но тонкими линиями.



Условные обозначения:

- Линии горбов I волны
- - - - - Линии впадин I волны
- Линии горбов II волны
- - - - - Линии впадин II волны
- Горбы результирующей волны
- ⊕ Впадины результирующей волны
- Линии узлов результирующей волны

$$AB = \frac{\lambda_{\text{рез}}}{2}; Aa = ab;$$

$$aB = \frac{\lambda_{\text{ст}}}{2}; \angle BAB = \angle ABB = \theta;$$

$$Ab = \frac{\lambda_0}{2}$$

Рис. 10. Схема расположения горбов и впадин первичных волн и их результирующей

Характерными точками результирующей волны являются: точки результирующих горбов, где горб одной волны совпадает с горбом второй волны; точки результирующих впадин, где впадина одной волны совпадает с впадиной второй волны; точки, где происходит гашение колебаний одной

волны колебаниями другой. Из рис. 10 видно, что все точки расположены на параллельных прямых; направление этих прямых совпадает с биссектрисой угла ( $2\theta$ ), под которым распространяются друг к другу образующие первичные волны.

Если представить себе перемещение горбов и впадин образующих волн в следующий момент, то соответственно переместятся результирующие горбы и впадины. Но если перемещение первых было в направлении стрелок, то перемещение вторых — в направлении параллельных линий (биссектрисы угла  $2\theta$ ).

Полная геометрическая картина результирующей волны представлена на рис. 11, на котором можно увидеть не только горбы и впадины результирующей волны, но и те линии, в которых колебания не наблюдаются.

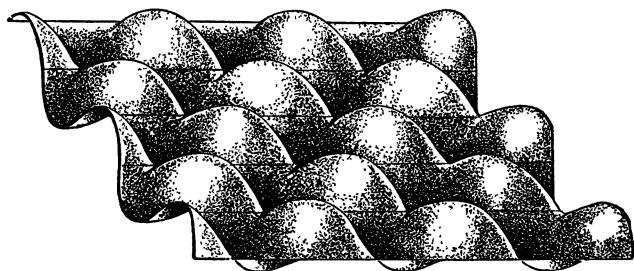


Рис. 11. Результирующая волна двух поверхностных волн в пространстве

Перемещение результирующих горбов и впадин происходит как бы по желобам, краями которых служат линии покоящихся точек.

Форма результирующей волны может быть наглядно определена при помощи кривых, получающихся при сечении этой волны плоскостями вдоль и поперек биссектрисы угла (направление распространения результирующих горбов и впадин).

Оказывается, что в сечении волны продольной плоскостью образуется синусоида с тем меньшей амплитудой, чем ближе плоскость сечения к линиям покоящихся точек. С течением времени эта синусоида перемещается вдоль биссектрисы со скоростью движения результирующих горбов и впадин.

В сечении результирующей волны поперечной плоскостью (левый край части волновой поверхности на рис. 11) обра-

зуется также синусоида, но она не бежит вдоль поперечной плоскости, а меняет свою форму со временем так же, как стоячая волна. Таким образом, линии покоящихся точек являются геометрическим местом узлов стоячих волн.

Расстояние между двумя соседними горами по направлению биссектрисы можно назвать длиной бегущей волны  $\lambda_{\text{бег}}$ , а расстояние между линиями узлов — длиной стоячей волны  $\lambda_{\text{ст}}$ .

Обозначив фазовую скорость первичных волн через  $v$ , а длину волны через  $\lambda_0$ , из рис. 10 найдем

$$\lambda_{\text{бег}} = \frac{\lambda_0}{\cos \theta} \quad \text{или} \quad v_{\Phi} = \frac{v}{\cos \theta}, \quad (2)$$

а также

$$\lambda_{\text{ст}} = \frac{\lambda_0}{2 \sin \theta}, \quad (3)$$

где  $v_{\Phi}$  — фазовая скорость результирующей волны, бегущей в направлении биссектрисы угла  $2\theta$ .

Из выражений (2) и (3) легко найти соотношение между фазовыми скоростями первичной волны и бегущей результирующей

$$v_{\Phi} = \frac{v}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2\lambda_{\text{ст}}}\right)^2}}, \quad (4)$$

откуда фазовая скорость  $v_{\Phi}$  результирующей волны всегда больше фазовой скорости  $v$  первичных волн.

Этот вывод легко понять, если представить себе две пересекающиеся прямые, которые перемещаются параллельно самим себе. Точка их пересечения движется с тем большей скоростью, чем меньше угол пересечения этих прямых. Чем угол ближе к  $90^\circ$ , тем скорость перемещения точки пересечения прямых меньше отличается от скорости перемещения самих прямых.

Распространение двух волн (рис. 9) мы не ограничивали свойствами среды; однако для наглядности представим, что эти волны распространяются по туго натянутой резиновой поверхности. Тогда при образовании на ней результирующей волны (рис. 11) мы можем эту поверхность закрепить на каком-либо основании (например, прибить мелкими гвоздиками к торцам тонких планок) вдоль линии узлов, не изменяя условий распространения. Оказывается, что области поверхности между линиями узлов совершенно независимы и

могут рассматриваться каждая в отдельности как результат распространения двух волн под углом друг к другу в пределах этих линий (рис. 12, а).

Что произойдет, если при том же закреплении резиновой поверхности длина волны первичных волн изменится, например увеличится?

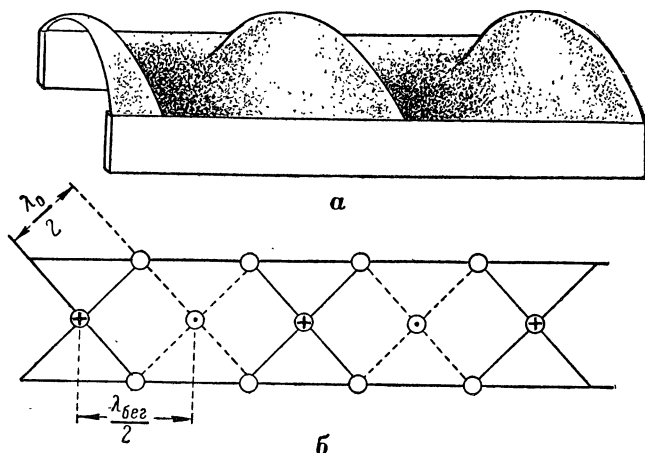


Рис. 12. Результирующая волна на резиновой поверхности, натянутой между двумя пластинами

Чтобы при увеличении  $\lambda_0$  сохранились условия на границах резиновой поверхности, т. е. расстояние между линиями неподвижных точек не изменилось, необходимо увеличить угол  $2\theta$ . В этом можно убедиться, обратившись к рисунку 12, б и уравнению (3).

С увеличением угла изменяется соответственно и фазовая скорость распространения бегущей результирующей волны; в нашем примере она увеличивается.

Таким образом, при постоянном расстоянии между границами среды, на которых выполняются известные условия (в нашем случае отсутствует смещение частиц резины), фазовая скорость распространяющейся результирующей волны зависит от длины волны (частоты) источника.

Мы рассматривали поперечные волны механической природы и установили ряд их свойств. В этом случае геометрическое изображение волны совпадает с волной, которую мы наблюдаем в действительности. Однако это только частный случай волн, которые имеются в природе.

При рассмотрении других волн приходится ограничиться условным геометрическим изображением, которым мы пользовались, понимая каждый раз под смещением значение той физической величины, волна которой распространяется.

Несмотря на различную природу волн, свойства их остаются одними и теми же.

## 2. Фазовая и групповая скорости волн

В первом разделе мы установили, что при распространении волны в среде имеются два движения: это перемещение фазы колебания от точки к точке и движение энергии. Движение энергии связано с возмущением точек среды, находящихся вблизи источника энергии. Это возмущение (путем изменения либо амплитуды волны, либо частоты, либо фазы) распространяется с волной и доходит до места, где может быть зарегистрировано. Такое возмущение покоящейся среды или среды, в которой имеется установившаяся волна, называется сигналом. Таким образом, распространение сигнала может быть связано только с распространением энергии в волне.

На примере волн в шнуре мы убедились, что распространение фазы колебания в волне и передача энергии (поток энергии) — это различные стороны одного и того же процесса (волнового движения). Возникают вопросы: какова скорость перемещения сигнала (возмущения), в каком виде он дойдет до приемника и какова связь скорости передачи сигнала с фазовой скоростью волны?

Ответы на эти вопросы будем искать следующим образом.

Сигнал любой формы можно представить по известной теореме из гармонического анализа в виде суммы бесконечного числа синусоидальных составляющих с различными амплитудами и частотами. Пусть сигнал представляет собой группу горбов и впадин различной величины, которые образуются суммированием синусоидальных составляющих различной амплитуды и частоты (рис. 13, а). Величина горбов и впадин в пределах сигнала изменяется по штрихпунктирной огибающей.

Наш сигнал получился как результат сложения ординат всех синусоидальных составляющих.

Пусть в момент  $t = t_0$  все ординаты синусоидальных составляющих, отмеченных буквой  $a$  в точке  $x_0$  оси  $x$ -ов, образуют самый большой горб из группы горбов сигнала (макси-

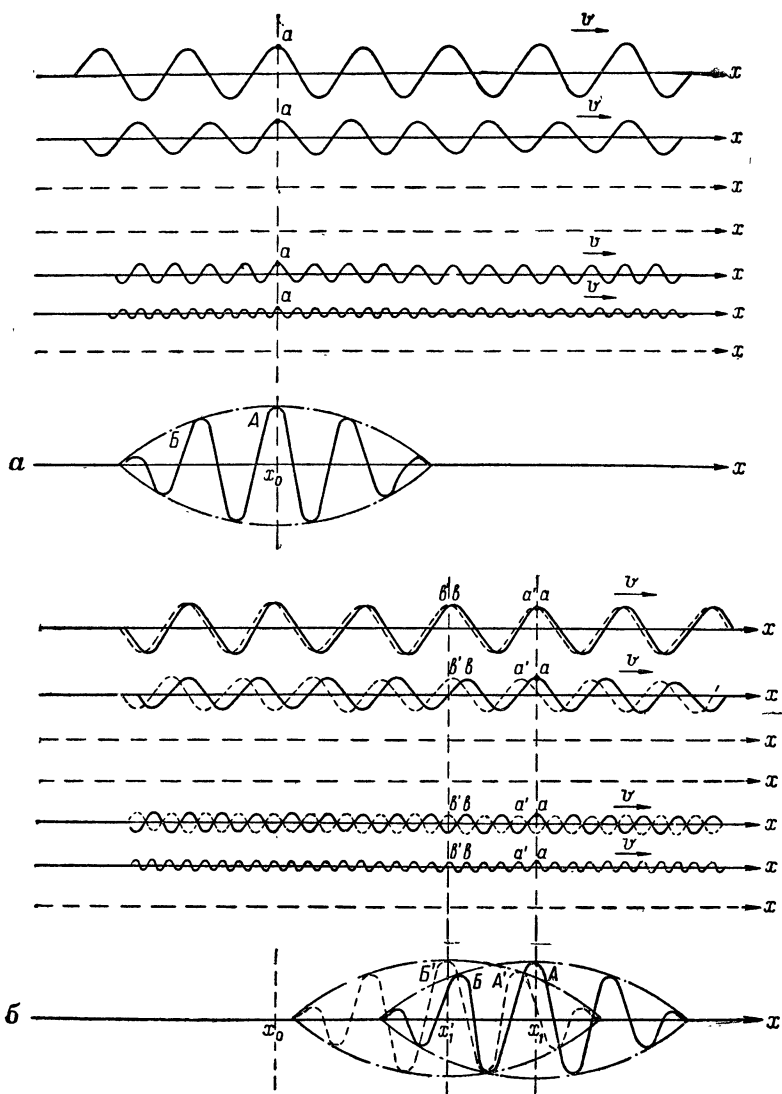


Рис. 13. Распространение сигнала в обычной (а) и диспергирующей (б) средах

мальное значение штрихпунктирной огибающей). Через некоторое время ( $t = t_1$ ) фаза синусоидальных составляющих, отмеченная буквой  $a$ , переместится в точку  $x_1$  на одно и то же расстояние ( $x_1 - x_0$ ) для всех составляющих сигнала. Это возможно в том случае, если распространение волн происходит в такой среде, в которой фазовая скорость одна и та же для синусоидальных волн любой частоты (не зависит от частоты). Максимальный горб сигнала также окажется в точке  $x_1$  (рис. 13, б). Все остальные горбы и впадины сигнала по величине и относительному расположению останутся такими же, как в момент  $t = t_0$ .

Величина  $\frac{x_1 - x_0}{t_1 - t_0}$  — фазовая скорость синусоидальных составляющих сигнала, но в то же время для описанных условий это также скорость распространения сигнала (поскольку за  $\Delta t = t_1 - t_0$  сигнал прошел путь  $x_1 - x_0$ ).

Так как сигнал образован группой горбов и впадин (в нашем случае пять горбов и четыре впадины) и эта группа во время распространения не изменила своей формы, то скорость распространения сигнала можно назвать групповой скоростью. Иной результат получим, если сигнал распространяется в среде, свойства которой не позволяют синусоидальным волнам различной частоты распространяться с одной и той же фазовой скоростью.

Иными словами, среда обладает таким свойством, что скорость распространения фазы в бесконечной синусоидальной волне разная для волн с различной периодичностью (частотой) во времени. Такое явление называется дисперсией, а среда, обладающая указанными свойствами, — диспергирующей средой.

Пользуясь рис. 13, можно определить, что если среда обладает очень сильной дисперсией, т. е. фазовые скорости синусоидальных составляющих сильно отличаются друг от друга, то при распространении сигнала его форма будет изменяться и может исказиться в такой степени, что говорить о компактной группе горбов и впадин уже не будет смысла.

Часто на практике фазовая скорость мало зависит от частоты в случае распространения синусоидальных волн. При этом деформация сигнала незначительная, и поэтому можно говорить о групповой скорости, как о скорости распространения сигнала (или его энергии).

Рис. 13, б поясняет различие между фазовой скоростью перемещения горбов и впадин сигнала и скоростью самого

сигнала, когда фазовая скорость синусоидальных волн тем меньше, чем больше их частота.

По истечении времени  $t_1 - t_0$  фазы синусоидальных составляющих, обозначенные буквой  $a'$  (в случае отсутствия дисперсии эту фазу обозначили буквой  $a$ ), уже не находятся в одной точке  $x_1$  для всех составляющих. За это время фаза, обозначенная буквой  $a'$ , тем больше не дойдет до точки  $x_1$ , чем больше частота составляющей. Так как дисперсные свойства среды не очень сильно выражены, то ординаты синусоидальных составляющих с фазой  $a'$  образуют горб  $A'$  сигнала, но уже не максимальной величины, как это было в момент  $t = t_0$ . Максимальный же горб  $B'$  будет образован ординатами, обозначенными буквой  $a$ . В момент  $t = t_0$  эти ординаты образовали горб  $B$  (рис. 13,  $a$ ).

Если провести штрихпунктирную огибающую сигнала, то центр сигнала окажется в точке  $x'_1 < x_1$ , т. е. за то же время  $\Delta t = t_1 - t_0$  сигнал пройдет расстояние  $x'_1 - x_0$ , меньшее  $x_1 - x_0$ . Поэтому и скорость сигнала (групповая скорость)  $\frac{x'_1 - x_0}{t_1 - t_0}$  в диспергирующей среде меньше скорости сигнала в среде, не обладающей дисперсными свойствами.

Какова же фазовая скорость распространения горбов и впадин сигнала?

В диспергирующей среде горб  $A'$  расположен почти на том же месте  $x_1$ , что и в среде, не обладающей дисперсными свойствами. Поэтому можно считать, что фазовая скорость сигнала равна средней фазовой скорости его составляющих и в нашем случае больше скорости сигнала (групповой скорости). Благодаря этому горбы как бы проскальзывают огибающую сигнала.

Указанные утверждения могут быть проверены путем простого сложения двух синусоидальных составляющих. Одновременно получим количественное соотношение между групповой и фазовой скоростями сигнала.

Пусть складываются две синусоидальные волны с амплитудой  $A$ , частоты которых  $f_2$  (большая) и  $f_1$  (меньшая) очень близки друг к другу; волна с частотой  $f_2$  имеет фазовую скорость, меньшую, чем волна с частотой  $f_1$ .

В результате сложения этих волн суммарное значение результирующей волны  $y$  в некоторый момент времени  $t$  в точке пространства с координатой  $x$  выразится

$$y = A \sin 2\pi \left( f_1 t - \frac{x}{\lambda_1} \right) + A \sin 2\pi \left( f_2 t - \frac{x}{\lambda_2} \right)$$

(такая запись синусоидальных волн аналогична ранее введенной, так как  $\omega = 2\pi f$  и  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ) или

$$y = 2A \cos 2\pi \left[ \frac{f_2 - f_1}{2} t - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2} x \right] \sin 2\pi \left[ \frac{f_1 + f_2}{2} t - \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2} x \right],$$

где множитель  $\sin 2\pi \left[ \frac{f_1 + f_2}{2} t - \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2} x \right]$

выражает высокочастотную часть сигнала и характеризует распространение фазы колебаний частоты  $\frac{f_1 + f_2}{2}$  (средней

из составляющих), а множитель  $2A \cos 2\pi \left[ \frac{f_2 - f_1}{2} t - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2} x \right]$

выражает огибающую группы горбов и впадин сигнала.

Первой задачей является определение скорости перемещения огибающей горбов и впадин (сигнала), которая, в частности, совпадает со скоростью перемещения максимального горба сигнала. Эту скорость мы определим, как скорость перемещения в пространстве некоторого определенного значения функции

$$2A \cos 2\pi \left[ \frac{f_2 - f_1}{2} t - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2} x \right].$$

В момент времени  $t = t_0$  в точке с координатой  $x_0$  имеем определенное значение косинуса  $\cos 2\pi \left[ \frac{f_2 - f_1}{2} t_0 - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2} x_0 \right]$ .

Пусть это значение соответствует какому-либо горбу сигнала. В момент времени  $t = t_1$  то же самое значение косинуса будет уже в некоторой точке  $x_1$ , т. е. горб сигнала переместится из точки  $x_0$  в точку  $x_1$  за время  $\Delta t = t_1 - t_0$ .

Искомая скорость перемещения горба (группы горбов и впадин)

$$v_{гп} = \frac{x_1 - x_0}{t_1 - t_0}.$$

По условию при  $t = t_0$  и  $x = x_0$ , а также при  $t = t_1$  и  $x = x_1$  значения косинуса одни и те же:

$$\cos 2\pi \left[ \frac{f_2 - f_1}{2} t_0 - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2} x_0 \right] = \cos 2\pi \left[ \frac{f_2 - f_1}{2} t_1 - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2} x_1 \right],$$

откуда

$$\frac{f_2 - f_1}{2} t_0 - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2} x_0 = \frac{f_2 - f_1}{2} t_1 - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2} x_1$$

или

$$\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2}(x_1 - x_0) = \frac{f_2 - f_1}{2}(t_1 - t_0),$$

тогда

$$v_{\text{гр}} = \frac{x_1 - x_0}{t_1 - t_0} = \frac{f_2 - f_1}{2} \cdot \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$

Подставив значения частот  $f_2$  и  $f_1$  через фазовые скорости и длины волны ( $f = \frac{v}{\lambda}$ ), получим

$$v_{\text{гр}} = \frac{v_2\lambda_1 - v_1\lambda_2 + (v_1\lambda_1 - v_1\lambda_1)}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$

Таким образом, скорость группы горбов и впадин (скорость сигнала) будет равна

$$v_{\text{гр}} = v_1 - \lambda_1 \frac{v_1 - v_2}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$

В случае нормальной дисперсии разница между фазовыми скоростями малая (при незначительной разнице частот). Поэтому заменяем

$$v_1 - v_2 = \Delta v \text{ и } \lambda_1 - \lambda_2 = \Delta \lambda.$$

В результате групповая скорость сигнала

$$v_{\text{гр}} = v_1 - \lambda_1 \frac{\Delta v}{\Delta \lambda}. \quad (5)$$

Таким же способом определяется скорость перемещения любого горба или впадины (а не горба определенной величины) по значению функции  $\sin 2\pi \left[ \frac{f_2 + f_1}{2} t - \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2\lambda_1\lambda_2} x \right]$  в различные моменты  $t'_0$  и  $t'_1$  (точки  $x'_0$  и  $x'_1$ ). Прделав те же вычисления для этой функции, мы можем убедиться, что скорость перемещения горба или впадины равна  $v \approx v_1 + \frac{\Delta v}{2}$ , где  $\Delta v$  — разность фазовых скоростей двух волн, составляющих сигнал.

Так как огибающая горбов и впадин (сигнал) перемещается с групповой скоростью  $v_{\text{гр}} = v_1 - \lambda_1 \frac{\Delta v}{\Delta \lambda}$ , а сами горбы и впадины — со скоростью  $v = v_1 + \frac{\Delta v}{2}$ , то их относительное перемещение происходит со скоростью

$$\Delta V = v - v_{гp} = v_1 + \frac{\Delta v}{2} - v_1 + \lambda_1 \frac{\Delta v}{\Delta \lambda} = \frac{\Delta v}{2} \left( 1 + \frac{2\lambda_1}{\Delta \lambda} \right);$$

так как

$$\frac{2\lambda_1}{\Delta \lambda} \gg 1,$$

то

$$\Delta V = \lambda_1 \frac{\Delta v}{\Delta \lambda}.$$

Таким образом, если при увеличении длины волны фазовая скорость увеличивается (нормальная дисперсия), то горбы и впадины спережают свою огибающую со скоростью  $\Delta V = \lambda_1 \frac{\Delta v}{\Delta \lambda}$ , что свидетельствует о превышении фазовой скорости над групповой скоростью сигнала.

О сказанном дает наглядное представление следующий простой опыт: две обыкновенные расчески с разным расстоянием между зубьями при наложении одной на другую имеют переменную прозрачность. Там, где зубья одной закрывают просветы другой расчески, будет наименьшая прозрачность сложенных расчесок. Там, где зубья и просветы двух расчесок совпадают, будет наибольшая прозрачность. При незначительной скорости перемещения расчесок относительно друг друга ( $\Delta v$ ) места наибольшей и наименьшей прозрачности будут перемещаться относительно края расчесок тем быстрее, чем больше расстояние между зубьями ( $\lambda$ ), чем больше относительная скорость перемещения расчесок ( $\Delta v$ ) и чем меньше разность расстояний между зубьями двух расчесок ( $\Delta \lambda$ ). В этом опыте места наибольшей и наименьшей прозрачности имитируют горбы и впадины сигнала, а края расчесок — границы сигнала.

Примером среды, в которой фазовая скорость распространения волн зависит от частоты источника, может служить резиновая поверхность, закрепленная между двумя параллельными стойками (рис. 12). Эта поверхность обладает свойствами диспергирующей среды для механических волн смещения.

### 3. Электромагнитные волны

В предыдущих параграфах мы рассматривали волны механической природы, т. е. передачу колебательного движения частиц какой-либо среды. Эти волны в повседневной

жизни играют очень большую роль. Достаточно сказать, что к таким волнам относится распространение звуковых колебаний, ударной волны при взрыве колебаний в земной коре (сейсмические волны), ультразвуковых колебаний в воде и много других.

Однако не меньшую роль в технике и жизни играют волновые явления совершенно иной природы, а именно — электромагнитные волны. Эти волны представляют собой передачу из одних мест пространства в другие колебаний электрического и магнитного полей, создаваемых электрическими зарядами и токами. Твердая, жидкая и газообразная среда может сильно влиять на распространение электромагнитных волн, но ее присутствие для этих волн не обязательно. Электромагнитные волны могут распространяться всюду, где имеются условия для существования электрических и магнитных полей, в том числе и в пространстве, не заполненном каким-либо веществом, — «пустоте».

Свойства электрических и магнитных полей, их взаимосвязь между собой и средой, в которой они распространяются, являются следствием основных законов электромагнетизма. Эти законы в настоящее время носят название уравнений Максвелла, по имени английского ученого, который обобщил их и привел к виду, удобному для математических расчетов.

Справедливость уравнений Максвелла и их следствий целиком доказана блестящими достижениями электротехники и радиотехники за последние 50—60 лет.

Основные свойства электромагнитного поля, знание которых нам потребуется, можно сформулировать следующим образом.

1. Изменение электрического поля в каком-либо месте всегда вызывает появление в этом месте переменного магнитного поля, а изменение магнитного поля, наоборот, всегда создает переменное электрическое поле, причем изменения обоих полей совпадают по фазе.

Это основное свойство и является причиной возникновения электромагнитной волны: созданное переменное электрическое поле в одной точке пространства вызывает магнитное поле вокруг этой точки. Появившееся переменное магнитное поле в соседней точке вызывает в ней в свою очередь электрическое поле, захватывающее следующие точки пространства, и т. д. Поэтому получается передача процесса изменения электрических и магнитных полей из одной точки

пространства в соседние, т. е. происходит распространение электромагнитной волны.

Известно, что электрические поля возникают там, где имеются электрические заряды (например, около заряженных тел). Электрическое поле в данной точке пространства характеризуется действием силы на единичный положительный заряд, помещенный в эту точку. Эта величина называется напряженностью электрического поля и обозначается буквой  $E$ .

Если заряды движутся равномерно (например, в металлической проволоке), то мы имеем постоянный ток, создающий магнитное поле, величина которого в окружающем пространстве не меняется. Количественной характеристикой магнитного поля в данной точке пространства является сила, действующая на единичный отрезок проводника с единичным током. Эта характеристика называется напряженностью магнитного поля и обозначается буквой  $H$ .

В указанных случаях электрические и магнитные поля не изменяются с течением времени, и поэтому электромагнитная волна возникнуть не может.

При неравномерном движении электрических зарядов и, в частности, при их колебании — переменном токе — электрические и магнитные поля с течением времени изменяются. Эти изменения передаются от точки к точке и, следовательно, распространяются во все стороны, образуя электромагнитную волну.

В этой волне амплитуды электрической и магнитной волн находятся в определенном соотношении:

$$E_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} H_0, \quad (6)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая, а  $\mu$  — магнитная проницаемость среды.

2. Электромагнитная волна всегда распространяется с фазовой скоростью

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}},$$

где  $c$  — скорость распространения электромагнитного поля в свободном пространстве, равная  $3 \cdot 10^8$  м/сек (скорость света).

3. Электрические и магнитные силовые линии в электромагнитной волне всегда взаимно-перпендикулярны.

Если вектор напряженности электрического поля  $E$  поворачивать к вектору напряженности магнитного поля  $H$ , то направление распространения электромагнитной волны ( $v$ ) совпадает с направлением ввинчивания винта с правой резьбой (рис. 14).

4. Электрические силовые линии всегда идут либо от заряда одного знака к заряду другого знака, либо представляют собой замкнутые линии, охватывающие переменное магнитное поле.

5. Магнитные силовые линии всегда являются замкнутыми. Если магнитное поле порождено током, то оно охва-

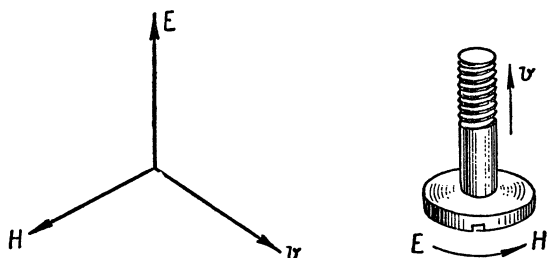


Рис. 14. Относительное расположение векторов напряженностей  $E$ ,  $H$  и скорости  $v$  электромагнитной волны (правило правого винта)

тывает ток, если же оно порождено переменным электрическим полем, то охватывает это поле.

6. При распространении электромагнитной волны в пространстве, заполненном средами с различными свойствами, на границе сред должны выполняться для напряженностей полей  $E$  и  $H$  определенные условия. В частности, на границе диэлектрик — металл граничные условия для векторов  $E$  и  $H$  могут быть сформулированы так:

а) составляющая вектора  $E$ , параллельная поверхности раздела, отсутствует (равна нулю), т. е. у поверхности идеального проводника силовые линии электрического поля направлены перпендикулярно поверхности проводника (оканчиваются или начинаются на поверхностных зарядах проводника);

б) при наличии поверхностных токов магнитное поле около поверхности раздела направлено параллельно поверхности раздела.

Граничные условия дают возможность рассчитывать строение полей, возбуждаемых в системах проводников с известной конфигурацией.

Геометрическое изображение электрических и магнитных полей связано с понятием о силовых линиях как геометрическом месте точек пространства, в которых напряженности поля по величине равны.

На рис. 15, *а* условно показано поперечное сечение плоской электромагнитной волны. Электрическая ( $E$ ) и магнитная ( $H$ ) напряженности полей изображены векторами в воображаемой плоскости, параллельной осям  $x$  и  $y$ . Волна распространяется слева направо вдоль оси  $z$  и заполняет всю область рисунка. Если указанную плоскость предста-

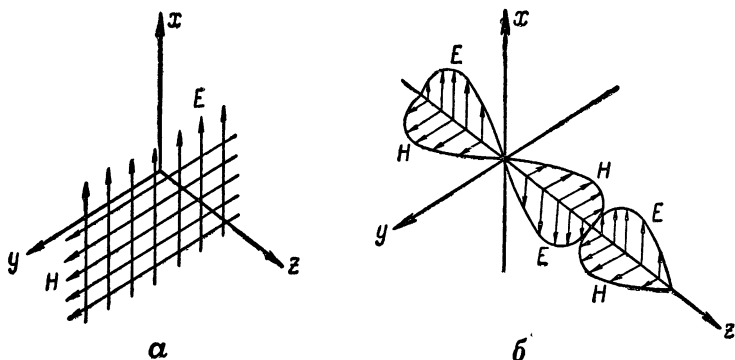


Рис. 15. Плоская электромагнитная волна, распространяющаяся в направлении оси  $z$

вить неподвижной в пространстве, то при прохождении через нее плоской электромагнитной волны векторы  $E$  и  $H$  в этой плоскости будут меняться с течением времени. Если же представить, что воображаемая плоскость движется вдоль оси  $z$  со скоростью распространения волны, то векторы  $E$  и  $H$  в этой плоскости будут неизменными (именно это свойство определяет плоскую волну).

На рис. 15, *б* дано другое графическое представление о той же синусоидальной волне, распространяющейся в направлении оси  $z$ . Величина каждой стрелки, изображающей напряженность электрического поля  $E$  и напряженность магнитного поля  $H$ , характеризует изменение величины напряженности вдоль оси  $z$  в данный момент времени.

В дальнейшем величину напряженности полей будем изображать либо густотой силовых линий при постоянной величине стрелки, либо величиной самой стрелки. То или другое изображение будет использовано в зависимости от наглядности в каждом конкретном случае.

Ни рис. 15, а, ни рис. 15, б не дают полного представления о волне. Чтобы изобразить волну в трехмерном пространстве, потребовалась бы комбинация диаграмм, показывающих распределение электрического и магнитного полей во многих плоскостях. Однако и такое изображение дало бы картину волны лишь для данного момента времени и не отражало ее движения.

Если распространяется не чисто синусоидальная волна (бесконечная синусоида), а группа волн, вызванных некоторым возмущением, то вместе с этой группой волн движется и энергия возмущения.

Знаменитый русский физик Умов доказал, что движение энергии, связанной с распространением волн, можно рассматривать как поток энергии. Этот поток характеризуется некоторым вектором (для электромагнитных волн вектором Умова-Пойнтинга), направление и величина которого в различных точках пространства различны.

Для электромагнитной волны вектор Умова-Пойнтинга связан с напряженностью электрического и магнитного полей простой зависимостью

$$S = \frac{c}{4\pi} EH, \quad (7)$$

причем вектор  $S$  перпендикулярен векторам  $E$  и  $H$  и его направление может быть найдено по правилу правого винта.

---

---

---

## II. НАПРАВЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ

### 1. Направляющие свойства металлической плоскости

Рассмотрим, что происходит, если на пути распространения электромагнитной волны в пространстве встречается препятствие в виде металлической плоскости с идеальной проводимостью. При этом характерными являются случаи: когда плоскость ориентирована так, что волна падает на нее перпендикулярно; когда волна падает под углом к плоскости, отличным от прямого, и когда волна распространяется вдоль плоскости.

**Перпендикулярное падение.** При падении электромагнитной волны на поверхность металла граничные условия для напряженностей  $E$  и  $H$  таковы, что напряженность электрического поля равна нулю, а напряженность магнитного поля максимальная. Для объяснения этого можно предположить, что при падении волны на металлической плоскости возникает источник, возбуждающий встречную (отраженную) волну с той же частотой и амплитудой, что и падающая волна. Фаза магнитного поля отраженной волны совпадает с фазой магнитного поля падающей волны (рис. 16, б), а фаза электрического поля отраженной волны отличается от фазы электрического поля падающей волны на  $180^\circ$  (рис. 16, а).

Опыт показывает, что на поверхности металлической плоскости отраженная электромагнитная волна с указанными характеристиками действительно возникает.

В результате сложения падающей ( $E_{\text{п}}$  и  $H_{\text{п}}$ ) и отраженной ( $E_{\text{от}}$ ,  $H_{\text{от}}$ ) волн перед металлической плоскостью возникает стоячая волна, в чем можно убедиться как с помощью геометрического построения, так и простого сложения синусоидальных волн:

$$E_{\text{п}} + E_{\text{от}} = E_0 \sin(\omega t - kx) - E_0 \sin(\omega t + kx) =$$

$$\begin{aligned}
 &= -2E_0 \sin kx \cos \omega t = E_{\text{ст}}, \\
 H_{\text{п}} + H_{\text{от}} &= H_0 \sin(\omega t - kx) + H_0 \sin(\omega t + kx) = \\
 &= 2H_0 \cos kx \sin \omega t = H_{\text{ст}}.
 \end{aligned}$$

Эти выражения для стоячих волн электрического и магнитного полей позволяют сделать следующие выводы:

а) в каждой точке стоячей электромагнитной волны электрическое и магнитное поля изменяются во времени с разностью фаз  $90^\circ$  (рис. 17, а и б);

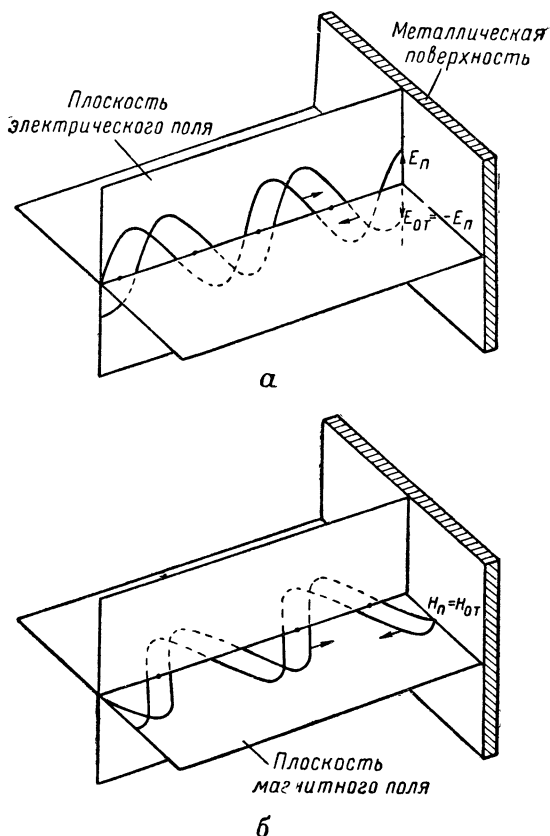


Рис. 16. Падающая и отраженная плоские электромагнитные волны при перпендикулярном падении на металлическую плоскость:

а — составляющая электрического поля волны; б — составляющая магнитного поля волны

б) для стоячей волны электрического поля узлы отстоят от металлической плоскости на расстоянии, кратном  $\frac{\lambda}{2}$ , а пучности — на расстоянии  $\frac{\lambda}{4} + m\frac{\lambda}{2}$ , где  $m = 0, 1, 2, \dots$ . На рис. 16, а узлы отмечены точками на линии направления распространения волны;

в) для стоячей волны магнитного поля узлы отстоят от металлической плоскости на расстоянии  $\frac{\lambda}{4} + m\frac{\lambda}{2}$ , где  $m = 0, 1, 2, \dots$ , а пучности — на расстоянии, кратном  $\frac{\lambda}{2}$ . Таким образом, в местах узлов электрического поля будет пучность магнитного и наоборот (рис. 17, в).

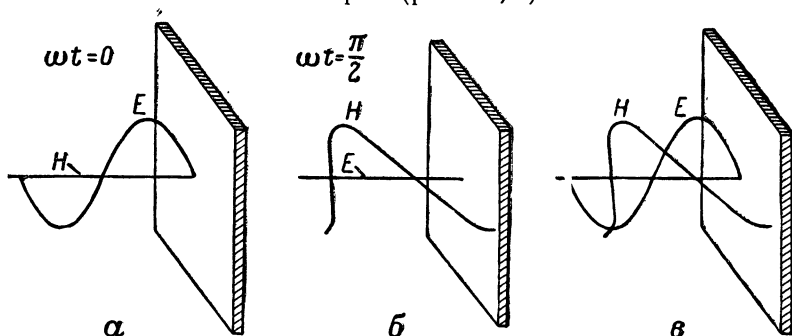


Рис. 17. Стоячие волны у отражающей металлической плоскости: а и б — электрическая ( $E$ ) и магнитная ( $H$ ) волны в моменты времени  $t=0$  и  $t = \frac{T}{4}$ ; в — относительное расположение узлов и пучностей электрической и магнитной волн

Установившаяся стоячая волна магнитного и электрического полей в пространстве между генератором электромагнитной волны и отражающей плоскостью является «электрическим мостом», благодаря которому генератор испытывает реакцию плоскости. Эта реакция эквивалентна некоторой реактивной нагрузке, характер которой зависит от взаимного расположения генератора и плоскости. Если генератор находится в пучности стоячей волны магнитного поля, то он испытывает чисто индуктивную нагрузку; если генератор находится в пучности стоячей волны электрического поля, нагрузка будет эквивалентна чистой емкости.

Промежуточные точки пространства между плоскостью и генератором могут быть также приведены в соответствие с некоторой реактивной нагрузкой, характер которой (емкостный или индуктивный) будет зависеть от расстояния генератор — плоскость.

В случае неидеально проводящей плоскости или ее малой величины каждой точке пространства будет соответствовать свое комплексное сопротивление, испытываемое генератором, величина активной части которого зависит от величины энергии, ушедшей от генератора безвозвратно.

Это свойство пространства между отражающей плоскостью и генератором говорит о сходстве явлений, происходящих при падении электромагнитной волны на поверхность идеального проводника и при распространении волн вдоль двухпроводных и коаксиальных линий, закороченных на одном конце (см. брошюру И. П. Маркова «Линии передачи»).

Такое сходство особенно заметно при рассмотрении отношения напряженностей полей  $\frac{E}{H}$ , которое имеет размерность сопротивления. В стоячей волне величина этого отношения зависит от точки, в которой напряженности  $E$  и  $H$  рассматриваются. В частности, для стоячей волны перед идеально проводящей плоскостью отношение  $\frac{E}{H}$  возрастает от 0 до  $\infty$ , как  $\operatorname{tg} kx$  для точек  $0 \leq x \leq \frac{\lambda}{4}$ . Для точек  $\frac{\lambda}{4} \leq x \leq \frac{\lambda}{2}$  это отношение убывает до нуля по тому же закону.

Таким образом, каждой точке пространства, где имеются стоячие волны, можно дать характеристику, аналогичную входному сопротивлению, которое испытывает генератор электромагнитной волны. Отношение напряженностей полей  $E$  и  $H$  для бегущей волны дает величину, которая в любое время и в любой точке однородного пространства одна и та же. Эта величина обычно называется характеристическим сопротивлением среды и по физическому смыслу аналогична волновому сопротивлению длинной линии.

Из формулы (6) видно, что характеристическое сопротивление однородной среды

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}, \quad (8)$$

Если путь распространения электромагнитных колебаний проходит через две среды с различными диэлектрическими постоянными  $\epsilon$  и магнитными проницаемостями  $\mu$ , то входное сопротивление, испытываемое генератором, совпадает с входным сопротивлением длинной линии, имеющей длину  $l$ , постоянную распространения  $k$  и нагруженную сопротивлением  $Z_L$ :

$$Z_l = Z_0 \left[ \frac{Z_L \cos kl + jZ_0 \sin kl}{Z_0 \cos kl + jZ_L \sin kl} \right], \quad (9)$$

где  $Z_l$  — входное сопротивление, испытываемое генератором;

$Z_0$  — волновое сопротивление линии, к которой подсоединен генератор, или среды, в которой генератор находится;

$Z_L$  — сопротивление нагрузки линии или волновое сопротивление среды, граничащей со средой, в которой находится генератор;

$l$  — длина линии или протяженность области распространения волны в первой среде.

Указанные количественные характеристики свойств среды, проявляющихся при излучении генератором электромагнитной волны, являются в ряде случаев такими же необходимыми, как и характеристики нагрузки в теории переменных токов, выраженные в виде комплексного числа.

То и другое переводит реальные физические процессы на условный язык, облегчающий проведение расчетов в конкретных случаях.

**Наклонное падение.** При наклонном падении электромагнитной волны на плоскую, идеально проводящую поверхность будет возникать отраженная волна, так как на поверхности металла должны выполняться известные граничные условия. В этом случае оптический закон отражения оказывается также справедливым, т. е. угол падения  $\varphi$ , отсчитываемый от перпендикуляра к плоскости, равен углу отражения. Однако при этом могут быть два случая:

1. Вектор напряженности электрического поля  $E$  электромагнитной волны находится в плоскости падения (плоскость рисунка), а вектор напряженности магнитного поля  $H$  перпендикулярен плоскости падения. Этот случай соответствует рис. 18, а, где напряженность электрического поля изображена стрелками ( $E_{\text{п}}$  в падающей,  $E_{\text{от}}$  в отраженной волне), а напряженность магнитного поля — кружочками с точкой

и крестом, что указывает на направление вектора  $H$ , перпендикулярное плоскости падения.

2. Вектор напряженности электрического поля  $E$  направлен перпендикулярно плоскости падения, а вектор напряженности магнитного поля  $H$  находится в плоскости падения (рис. 18, б).

На рис. 18 показано по существу распространение двух плоских волн под углом  $\pi - 2\varphi$  друг к другу. Одна волна

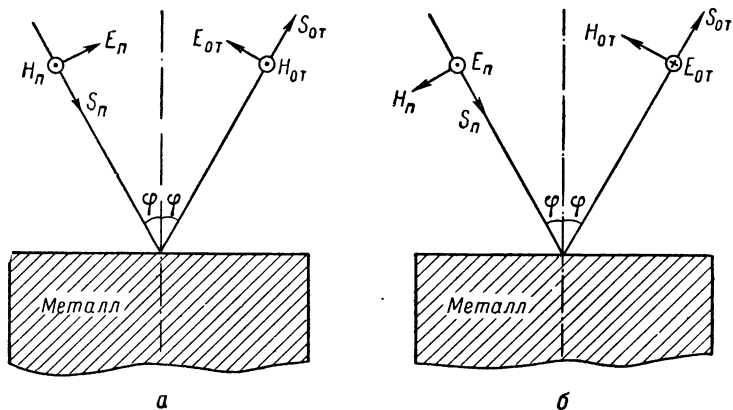


Рис. 18. Наклонное падение электромагнитной волны на отражающую плоскость:

а — вектор  $E$  в плоскости падения; б — вектор  $E$  в плоскости, перпендикулярной плоскости падения

падающая, а другая отраженная; совместное действие их вблизи отражающей поверхности образует результирующую волну. Аналогичный пример был рассмотрен нами ранее; при рассмотрении этого примера были установлены основные свойства результирующей волны. В рассматриваемом случае наклонного падения электромагнитной волны на проводящую плоскую поверхность на границе раздела металл — воздух для электрической и магнитной составляющей волны должны выполняться свои собственные граничные условия.

Поэтому вблизи границы раздела образуется результирующая волна электрического поля и результирующая волна магнитного поля. Результирующие волны представляют собой чередование узлов и пучностей в перпендикулярном направлении к границе раздела, перемещающихся вдоль границы со скоростью  $v_\phi = \frac{c}{\sin \varphi}$ . У результирующей волны

электрического поля узлы располагаются на поверхности металла и в точках, отстоящих от этой поверхности на  $l = n \frac{\lambda}{2 \cos \varphi}$  (в формулу (3) подставлено значение  $\theta = \frac{\pi - 2\varphi}{2}$ ).

Результирующая волна магнитного поля обладает теми же свойствами, однако ее пространственные характеристики отличаются тем, что на границе металл—воздух имеется пучность магнитного поля стоячей волны; узлы же расположены на расстоянии  $l_1 = (2n + 1) \frac{\lambda}{4 \cos \varphi}$ .

Энергия сигнала не везде будет распространяться с фазовой скоростью волны, например, вблизи плоскости энергия будет распространяться вдоль плоскости со скоростью, меньшей фазовой скорости волны. В этом нетрудно убедиться при помощи введенного ранее понятия о потоке энергии, изображаемого вектором Умова-Пойнтинга.

На рис. 18 вектор потока энергии  $S$  вдали от плоскости совпадает с направлением луча (здесь и ниже векторы Умова-Пойнтинга в падающей волне  $S_{\text{п}}$  и в отраженной волне  $S_{\text{от}}$  будем обозначать одной и той же буквой  $S$ , поскольку они по величине равны).

В непосредственной близости к плоскости, где имеется результирующая волна, как следствие действия падающей и отраженной волн, вектор  $S$  может быть разложен на две составляющие: по направлению, перпендикулярному отражающей плоскости, и направлению вдоль отражающей плоскости.

Вертикальная составляющая этого вектора  $S_{\text{н}}$  в падающей волне направлена на отражающую плоскость и равна  $+S \cos \varphi$ ; в отраженной волне направлена от поверхности и равна  $-S \cos \varphi$  (знак минус потому, что за положительное направление перпендикуляра взято направление перехода из воздуха в металл). Это значит, что сколько энергии на отражающую плоскость в вертикальном направлении притекает, столько же и отражается от плоскости. Поэтому в каждой точке стоячей волны поток в среднем (за один период колебаний) равен нулю. Однако составляющая вектора потока энергии вдоль плоскости равна  $S_{\text{т}} = S \sin \varphi = \frac{c \sin \varphi}{4\pi} EH$ .

Отсюда следует, что вблизи отражающей плоскости энергия распространяется только в направлении плоскости и со скоростью  $v_{\text{вн}} = c \sin \varphi = c \cos \theta$ .

В этом заключается одно из проявлений направляющих действий металлической поверхности.

С распространением электромагнитной волны вдоль металлической поверхности связано также распространение переменных поверхностных токов и зарядов. Токи и заряды на металлической поверхности, вдоль которой происходит распространение, находятся в тесной взаимосвязи с электромагнитной волной, поскольку они являются порождением действующих на поверхность полей. Если на пути распространения волны металлическая поверхность изменяет свое направление (изгибается), то, естественно, и поверхностные токи и заряды вместе с ней меняют направление, в свою очередь вызывая изменение направления распространения электромагнитной волны. Последнее также является одним из следствий уравнений Максвелла.

Различие между рассматриваемыми случаями наклонного падения (рис. 18) заключается в том, что для случая *а* характерно наличие составляющей электрического поля вдоль направления распространения результирующей волны вблизи плоскости (при векторе *H* магнитного поля в поперечной плоскости), а для случая *б* — наличие составляющей магнитного поля вдоль направления распространения результирующей волны (при векторе *E* электрического поля в поперечной плоскости). Соответственно для этих случаев структура результирующей волны будет различная.

**Распространение вдоль плоскости.** Распространение электромагнитной волны вдоль проводящей поверхности ( $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ) имеет большое практическое значение. Однако вдоль такой поверхности может распространяться только такая электромагнитная волна, у которой вектор напряженности электрического поля *E* и вектор напряженности магнитного поля *H* находятся в поперечной плоскости и всегда направлены так, что вектор *E* перпендикулярен, а вектор *H* параллелен поверхности (или направлен по касательной, если поверхность неплоская). Это так называемая поперечно-электромагнитная волна, которая обычно обозначается тремя буквами *ТЕМ*. При волне *ТЕМ* фазовая скорость распространения совпадает со скоростью распространения энергии и равна скорости света. Поперечно-электромагнитная волна *ТЕМ* по своим свойствам аналогична плоской электромагнитной волне, распространяющейся в свободном пространстве. Однако в отличие от электромагнитной волны в свободном пространстве *ТЕМ*-волна всегда тесно связана с токами и зарядами на поверхности, вдоль которой она распространяется. Наглядное представление об этом дает

рис. 19, на котором изображена бесконечно тонкая металлическая пластина, вдоль которой происходит распространение  $TEM$ -волны.

Величина напряженности электрического поля  $E$  и величина поверхностных токов условно обозначены различной длиной стрелок.

Как токи, так и заряды, вызванные электрическим полем волны, на обеих сторонах пластины имеют различные знаки (для одного и того же сечения).

При распространении электромагнитной волны вдоль металлической пластины волна структуры не меняет и

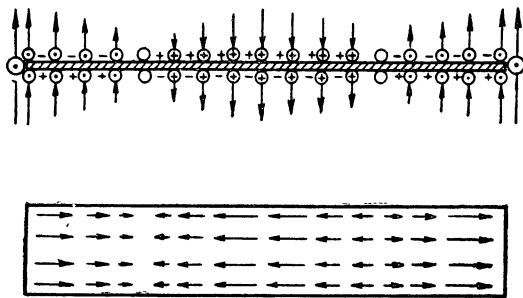


Рис. 19. Распространение  $TEM$ -волны вдоль проводящей пластины

остается плоской. На пластине возникают волны поверхностных токов и зарядов. Отражения от пластины нет, так как пластина предполагается бесконечно тонкой и составляющая поля, параллельная металлу, отсутствует. Если же пластина расположена в пространстве так, что вектор  $E$  падающей волны не перпендикулярен пластине, то возникает отраженная волна тем большей интенсивности, чем больше величина составляющей вектора  $E$ , параллельной поверхности пластины.

При пластине бесконечно большой протяженности плоская электромагнитная волна разделится на две плоские волны: одну, распространяющуюся над плоскостью и связанную с волной положительного заряда, и другую, распространяющуюся под плоскостью и связанную с волной отрицательного заряда. Обе волны связаны также с поверхностными токами противоположного направления.

## 2. Волны между параллельными плоскостями

Когда по направлению распространения плоской электромагнитной волны располагаются две параллельные пло-

скости, то пространство, заполненное полем плоской электромагнитной волны, делится на три части: под нижней плоскостью, над верхней плоскостью и между плоскостями. Соответственно плоская волна разделится на три плоских волны: волну, распространяющуюся под нижней плоскостью, волну, распространяющуюся над верхней плоскостью, и волну, распространяющуюся между плоскостями. Все эти волны оказываются связанными с волнами поверхностных зарядов и токов.

Особый интерес представляет волна, распространяющаяся между плоскостями. Поля этой волны, как и поля плоской волны в свободном пространстве, находятся в попе-

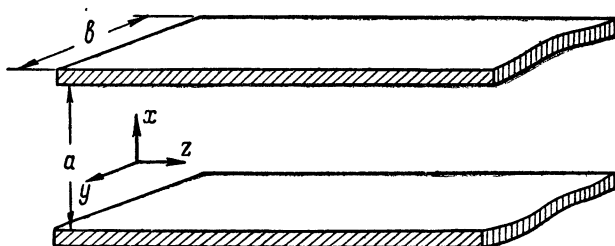


Рис. 20. Плоские параллельные металлические ленты в качестве направляющей системы электромагнитных волн

речной (к направлению распространения) плоскости и направлены: электрическое поле перпендикулярно плоскостям, а магнитное поле параллельно плоскостям (*ТЕМ*-волна).

Если источник высокочастотного электромагнитного поля поместить между параллельными пластинами (рис. 20) так, что около плоскостей вектор  $E$  будет направлен по оси  $x$ , а вектор  $H$  по оси  $y$ , то распространение волны будет происходить в направлении  $z$ . Такое условие способствует автоматическому выполнению граничных условий на поверхностях плоскостей. Вблизи источника волна будет несколько отличаться от плоской, но сравнительно на небольшом расстоянии ( $2 \div 3\lambda$ ) она уже практически будет плоской.

Распространение *ТЕМ*-волны не ограничено никакими условиями по частоте, поэтому надо полагать, что и волновое сопротивление такой направляющей линии зависит только от характеристического сопротивления среды ( $Z_0$ ) и геометрических размеров поперечного сечения пространства, в котором происходит распространение волны. Действительно, анализ решений уравнений Максвелла дает следую-

щую формулу для волнового сопротивления линии, состоящей из параллельных лент шириной  $b$ , находящихся друг от друга на расстоянии  $a$ :

$$Z_i = \frac{a}{b} Z_0.$$

Граничные условия на параллельных металлических поверхностях будут выполняться не только для  $TEM$ -волны, источник которой создает поля соответствующей конфигура-

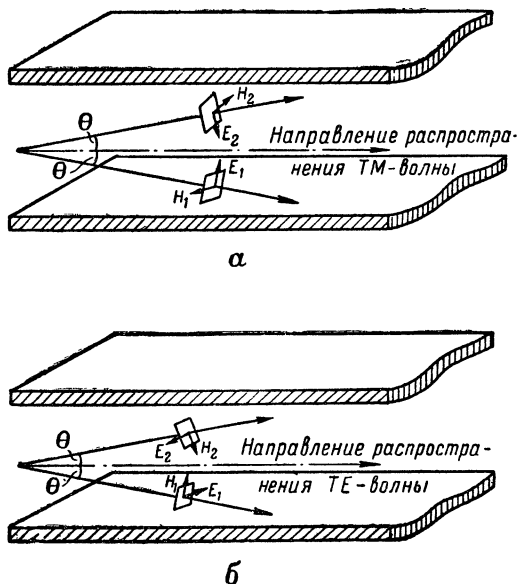


Рис. 21. Первичные волны, образующие  $TM$ -волну (а) и  $TE$ -волну (б) между параллельными металлическими плоскостями

ции. Необходимые граничные условия, т. е. равенство нулю составляющей вектора  $E$ , параллельной плоскостям, и составляющей вектора  $H$ , перпендикулярной плоскостям, могут быть выполнены также и для волны, по свойствам аналогичной волне рис. 12.

Действительно, если между параллельными плоскостями поместить источники, излучающие две плоские волны под углом  $2\theta$  друг к другу с биссектрисой, направленной параллельно плоскостям (рис. 21), то при соответствующем выборе  $\lambda$  и  $\theta$  можно получить такую результирующую волну,

для которой геометрические места с нулевым значением тангенциальной составляющей вектора  $E$  и нормальной составляющей вектора  $H$  совпадают с внутренними поверхностями металлических плоскостей. Таким образом, на поверхности металла граничные условия будут автоматически выполнены.

Так как результирующая волна ничем не отличается от волны, образующейся вблизи отражающей плоскости (рис. 18), то расстояние

$$a = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}.$$

Уравнения для фазовой скорости и скорости распространения энергии соответственно запишутся:

$$v_\phi = \frac{c}{\cos \theta} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}, \quad (10)$$

$$v_{\text{эп}} = c \cos \theta = c \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}. \quad (11)$$

Из уравнения (10) можно заметить, что фазовая скорость распространения результирующей волны зависит от частоты и при некотором критическом значении ее  $f_{\text{кр}} = \frac{c}{2a}$  становится равной бесконечности. В это же время скорость распространения энергии  $v_{\text{эп}} = 0$ . Физически это означает наличие между плоскостями только стоячей волны с узлами на границе диэлектрик — металл  $\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right)$ .

В рассматриваемом случае, так же как при наклонном падении волн на металлическую плоскость, могут быть два вида волн: когда вектор  $E$  находится только в поперечной плоскости относительно проводников, а вектор  $H$  имеет продольную составляющую и когда вектор  $H$  находится только в поперечной плоскости, а вектор  $E$  имеет продольную составляющую.

Первый вид волн обычно называют  $TE$ -волной (вектор  $E$  только в поперечной плоскости) или  $H$ -волной (имеется продольная составляющая вектора  $H$ ). Второй вид волн называют  $TM$ -волной (вектор  $H$  только в поперечной плоскости) или  $E$ -волной (имеется продольная составляющая вектора  $E$ ).

Образование того или иного вида волны зависит от направления векторов  $E$  и  $H$  в первичных волнах (рис. 21),

которые в свою очередь зависят от конструкции излучателя, помещенного между плоскостями, и его относительного расположения.

Поперечно-электрическая ( $TE$ ) и поперечно-магнитная ( $TM$ ) волны имеют ряд отличительных особенностей, основными из которых являются различие в геометрической картине электрических и магнитных полей и различие во входных сопротивлениях одной и той же линии, вдоль которой они распространяются.

Различие в картине электрических и магнитных полей мы увидим, когда будем рассматривать волны в волноводах. Отличие же во входных сопротивлениях определяется различными составляющими векторов  $E$  и  $H$  в  $TE$ - и  $TM$ -волнах.

Если в первичных волнах амплитуда напряженности электрического поля равна  $E_0$ , а магнитного поля  $H_0$ , то для  $TE$ -волны соответствующие значения будут  $E_0$  и  $H_0 \cos \theta$ , а для  $TM$ -волны  $E_0 \cos \theta$  и  $H_0$  (см. рис. 21).

Пользуясь понятием характеристического сопротивления среды и по аналогии рассматривая волновое сопротивление линии как отношение амплитуд напряженностей полей в бегущей волне, получим:

$$Z_{TE} = \frac{E_0}{H_0 \cos \theta} = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}, \quad (12)$$

$$Z_{TM} = \frac{E_0 \cos \theta}{H_0} = Z_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}, \quad (13)$$

так как

$$\cos \theta = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}.$$

Выражения (12) и (13) показывают, что генератор, помещенный между металлическими плоскостями неограниченной протяженности, испытывает различную нагрузку в зависимости от того, какая волна ( $TE$  или  $TM$ ) возбуждается.

При возбуждении  $TE$ -волны с изменением размера  $a$  эта нагрузка изменяется как сопротивление, подключенное последовательно к генератору, ибо при  $\lambda_{кр} = 2a$  нагрузка  $Z_{TE}$  увеличивается до бесконечности, что соответствует режиму холостого хода. При возбуждении же  $TM$ -волны и аналогичном изменении размера  $a$  нагрузка  $Z_{TM}$  изменяется как со-

противление, подключенное к генератору параллельно, так как при  $\lambda_{кр} = 2a Z_{TM} = 0$ , что соответствует режиму короткого замыкания.

Зависимость входного сопротивления линии для волн  $TE$  и  $TM$  от размера  $a$  можно использовать как средство подавления нежелательных видов волн. Представим себе, что генератор имеет возможность возбуждать как волну  $TE$ , так и волну  $TM$  в одинаковой степени. Чтобы подавить, например, возбуждение  $TM$ -волны при данной длине волны  $\lambda$ , выбираем размер  $a$  такой, чтобы нагрузка генератора для  $TM$ -волны превышала допустимую. Тогда генератор волну  $TM$  генерировать не будет. Для  $TE$ -волны нагрузка при указанном  $a$  будет незначительная и условия возбуждения волны не нарушатся.

При длине волны генератора  $\lambda > 2a$  входные сопротивления становятся мнимыми (скорости  $v_\phi$  и  $v_{ан}$  также становятся мнимыми), что говорит о невозможности распространения при этих условиях незатухающих волн.

Рассмотренный тип  $TE$ - и  $TM$ -волн является простейшим, поскольку между металлическими плоскостями имеется только одна стоячая волна.

При постоянном расстоянии  $a$  и уменьшении длины волны (увеличении частоты) между плоскостями могут образоваться две, три и т. д. стоячие волны при условии, что  $a = n \frac{\lambda}{2 \sin \theta}$ , где  $n = 2, 3, 4 \dots$

Картина электрических и магнитных полей этих волн, как увидим ниже, будет тем сложнее, чем больше стоячих волн укладывается между плоскостями. Такие волны называются высшими типами  $TE$ - и  $TM$ -волн.

Несмотря на возможность распространения между двумя параллельными лентами (плоскостями) поперечно-электрических и поперечно-магнитных волн все же основным типом в этой линии является поперечно-электромагнитная волна. Для нее нет критической частоты и возбуждение не представляет каких-либо трудностей.

Однако на практике линии такого рода применяются редко. Чаще для передачи поперечно-электромагнитной волны ( $TEM$ ) используются двухпроводные и коаксиальные линии.

Действительно, если каждую из проводящих плоскостей (рис. 20) свернуть в цилиндр, то получим два цилиндра бесконечной протяженности с диаметром  $d = \frac{a}{\pi}$ , namного

меньшим расстояния между цилиндрами  $a$  (при соответствующем соотношении  $a$  и  $b$ ).

Вместе с деформацией плоскостей деформируются и электрическое и магнитное поля, но таким образом, что векторы напряженности их остаются в плоскости, поперечной к направлению двухпроводной линии. Рис. 22 дает представле-

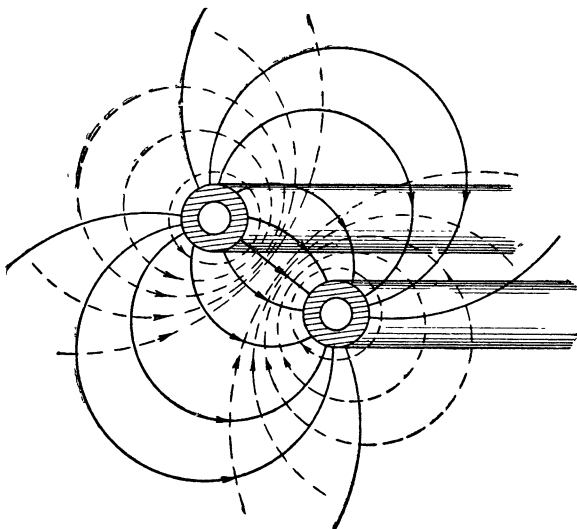


Рис. 22. Ход силовых линий электрического (—) и магнитного полей (---) полей в двухпроводной линии

ние об особенностях картины полей в двухпроводной линии: векторы  $E$  и  $H$  находятся в поперечной плоскости, силовые линии электрического поля начинаются и оканчиваются на зарядах проводников, магнитные силовые линии замкнуты и охватывают проводники с током.

Коаксиальную линию можно получить из этих же плоских лент, расположив полученные при свертывании цилиндры один в другой. В этом случае также имеет место плоская поперечно-электромагнитная волна. Но картина полей отлична от картины полей в двухпроводной линии. Ход электрических и магнитных силовых линий показан на рис. 23. Здесь мы имеем замкнутое во внешнем цилиндре электромагнитное поле с вектором  $E$ , направленным по радиусам, и вектором  $H$ , направленным по концентрическим окружностям.

Несмотря на удобство использования двухпроводных линий передачи, они имеют ряд существенных недостатков, например, двухпроводная линия на высоких частотах имеет значительные потери энергии за счет тепловых потерь при протекании тока в проводниках и за счет излучения в пространство. Потери за счет излучения объясняются большим рассеянием полей (рис. 22); с повышением частоты эти потери растут чрезвычайно быстро. Двухпроводные линии в основном используются как линии передачи электромагнитной энергии волн не короче 2—5 м.

Коаксиальная линия имеет значительные преимущества по сравнению с двухпроводной, но на волнах короче 10 см

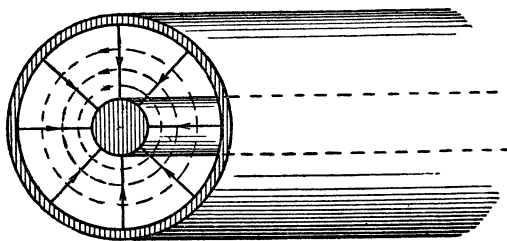


Рис. 23. Ход силовых линий электрического (—) и магнитного (---) полей в коаксиальной линии

и она поглощает много энергии в основном за счет потерь на тепло в проводниках (излучения практически нет).

Если вынуть из коаксиальной линии центральный проводник, который обуславливает дополнительные потери на нагрев металла, то поперечно-электромагнитная волна существовать в такой трубе не сможет. Отсутствие проводника с током, на котором оканчивались бы или начинались электрические силовые линии и вокруг которого имелось бы магнитное поле, не допускает существования электрического и магнитного полей только в поперечной плоскости.

Однако нам известно об одновременном существовании электрических и магнитных полей без каких-либо проводников, как например, в плоской электромагнитной волне, распространяющейся в свободном пространстве. Тем более электромагнитная волна с векторами  $E$  и  $H$  может существовать в полой трубе. В этом случае поля оказываются связанными с зарядами и поверхностными токами полого проводника и испытывают его направляющее действие.

Наиболее простым примером такого проводника является полая труба прямоугольного сечения (рис. 24), которая может быть получена из двухленточной линии (рис. 20) замыканием открытых краев.

Рис. 24 дополнительно поясняет невозможность существования *ТЕМ*-волны в полой трубе, так как магнитное поле не может оставаться только в поперечной плоскости и обязательно должно изгибаться, проходя вдоль узкой стенки трубы; иначе не были бы выполнены граничные условия (равенства нулю составляющей напряженности магнитного поля, перпендикулярной металлическим стенкам).

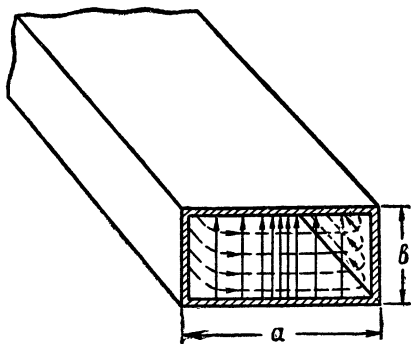


Рис. 24. Прямоугольный волновод:

$b$  — размер узкой стенки  
 $a$  — размер широкой стенки;

Анализ электромагнитных явлений, происходящих в полых трубах, которые иначе называют волноводами, показывает, что в полых проводниках могут распространяться электромагнитные волны только двух видов — поперечно-магнитная (*ТМ*- или *Е*-волна) и поперечно-электрическая (*ТЕ*- или *Н*-волна). На практике преимущественно используют волноводы круглого и прямоугольного поперечного сечения, которые являются линиями передачи электромагнитной энергии сверхвысокой частоты (длины волны 10 см и короче).

Преимущества волноводов перед коаксиальными линиями — меньшая потеря энергии на поглощение в проводниках, возможность передачи большей мощности и простота конструкции.

---

---

### III. ПОЛЫЕ ВОЛНОВОДЫ

Однородным полым волноводом называется такая прямолинейная бесконечная металлическая труба, у которой любое поперечное сечение имеет одну и ту же форму и размер, а свойства среды в каждой ее точке одни и те же. В однородном полом волноводе может быть только бегущая волна. Любое нарушение однородности — искривление оси волновода, изменение поперечного сечения, изменение свойств среды и др. — вызывает отражение волны от места нарушения однородности и, следовательно, появление стоячих волн.

#### 1. Прямоугольный волновод

По волноводу могут распространяться различные типы электромагнитных волн. Преимущественное распространение волн того или иного типа, как мы уже отмечали, зависит от геометрических размеров волновода, частоты возбуждаемых электромагнитных колебаний и метода их возбуждения.

Схема образования волн  $TE$  и  $TM$  в волноводе прямоугольного сечения такая же, какой мы пользовались при образовании волн  $TE$  и  $TM$  между параллельными плоскостями. Эту схему поясняет рис. 25, на котором изображен ход одного из двух лучей плоских первичных волн в прямоугольном волноводе (верхняя широкая стенка не показана). Луч второй волны имеет аналогичный ход, но все время находится по отношению к первому лучу под некоторым углом, как указано на рис. 21.

**Поперечно-электрические  $TE$ -волны.** Из рис. 25 можно заметить, что вектор  $E$  при распространении плоской волны находится только в поперечной плоскости, а вектор  $H$ , кроме поперечной составляющей, имеет продольную составляющую. По определению, данному выше, результирующая волна должна быть поперечно-электрической, или  $TE$ -волной.

В простейшем случае силовые линии электрического

поля  $TE$ -волны представляют собой прямые линии, а напряженность по мере приближения к узким стенкам волновода уменьшается до нуля (в непосредственной близости стенок).

Силовые линии магнитного поля этой волны строятся геометрическим сложением векторов напряженности магнитного поля  $H$  первичных волн. Направление распространения этих плоских электромагнитных волн на рис. 26 обозначено двумя прямыми толстыми стрелками с индексами I и II.

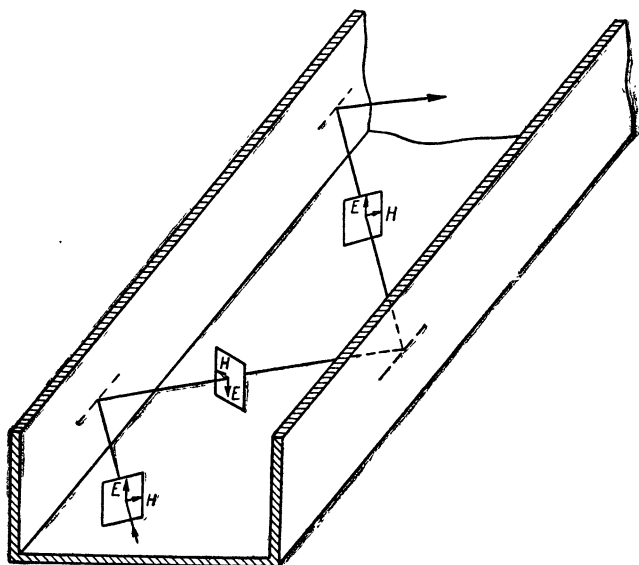


Рис. 25. Ход луча одной из первичных плоских волн в прямоугольном волноводе

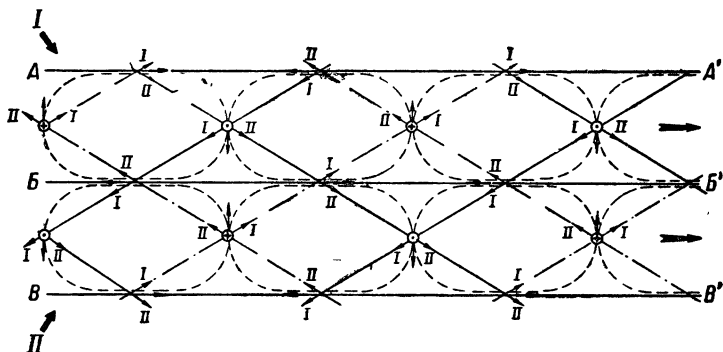
Положения горбов и впадин (по терминологии, принятой для рис. 9 и 11) каждой из волн, которыми в данном случае являются максимальные (положительное и отрицательное) значения напряженности электрического поля, показаны сплошными (горбы) и штрихпунктирными (впадины) линиями.

Геометрическое построение результата действия двух плоских электромагнитных волн на рис. 26 во многом схоже с построением, приведенным на рис. 9, 10 и 11.

Изображая напряженность электрического поля  $E$  величиной стрелки, электрическое поле результирующей волны (рис. 26) можно показать так, как на рис. 11. Линии  $AA'$ ,

$BB'$  и  $BB'$  на рис. 26 соответствуют узловым линиям рис. 11. Знак  $\oplus$  на рис. 26 соответствует максимальному значению вектора  $E$  в результирующей волне, направленного перпендикулярно рисунку от читателя (впадина на рис. 11). Знак  $\odot$  соответствует максимальному значению вектора  $E$ , направленного на читателя (горб на рис. 11).

Направление распространения результирующей электромагнитной волны на рис. 26 изображено фигурными стрелками без индексов.



**Рис. 26.** Форма магнитных силовых линий  $TE$ -волны, получившейся в результате сложения двух плоских электромагнитных волн I и II

Для определения формы замкнутых силовых линий магнитного поля мы рассмотрим значение вектора  $H$  (результатирующего) в точках пересечения линий горбов и впадин двух волн (рис. 26).

Направление вектора  $H$  каждой из волн определяется по правилу правого винта. Оно параллельно линиям горбов и впадин электрического поля волн I и II.

На рис. 26 векторы  $H$  для первичных волн изображены тонкими стрелками с индексами I и II. Результирующий вектор при сложении векторов с индексами I и II показан тонкой стрелкой без индекса и представляет направление магнитного поля в данной точке. Учитывая всю совокупность результирующих значений вектора напряженности  $H$  магнитного поля и имея в виду замкнутость силовых линий магнитного поля, последние можно изображать так, как показано на рис. 26 пунктирными линиями. Можно заметить, что вблизи узловых линий электрического поля магнитные силовые линии проходят параллельно, а в местах макси-

мального значения вектора  $E$  — перпендикулярно узловым линиям.

Значения электрического и магнитного полей на линиях  $AA'$ ,  $BB'$  и  $BB'$  ничем не отличаются от граничных условий на поверхности металла, поэтому при распространении двух плоских первичных волн в прямоугольном волноводе картина силовых линий магнитного поля аналогична показанной пунктиром на рис. 26.

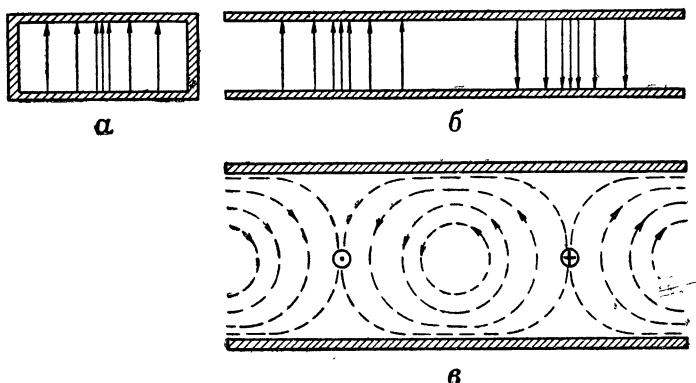


Рис. 27. Электрическое (а и б) и магнитное (в) поля  $TE_{10}$  волны в сечениях прямоугольного волновода

Простейший тип  $TE$ -волны получается, когда узкие стенки прямоугольного волновода находятся на расстоянии друг от друга, совпадающем с расстоянием между двумя ближайшими узловыми линиями рис. 26 (например, между  $AA'$  и  $BB'$  или  $BB'$  и  $BB'$ ). У этой поперечно-электрической волны силовые линии электрического поля являются прямыми линиями, перпендикулярными широким стенкам волновода. Напряженность электрического поля в середине широкой стенки максимальная и уменьшается по синусоидальному закону при приближении к узким стенкам. В непосредственной близости от этих стенок напряженность электрического поля становится равной нулю (одно из граничных условий). Силовые линии магнитного поля имеют форму и расположение замкнутых пунктирных линий рис. 26.

Более полное представление о картинах электрического и магнитного полей  $TE$ -волны простейшего типа в прямоугольном волноводе дает рис. 27. На нем изображены электрическое (а и б) и магнитное (в) поля в различных сечениях: поперечном (27, а), продольном параллельно узкой

стенке (27, б) и продольном параллельно широкой стенке (27, в). Электрические силовые линии изображены, как принято, сплошными линиями, густота которых ориентировочно характеризует величину напряженности  $E$  электрического поля, а магнитные силовые линии — пунктиром. Кроме того, максимальные значения электрического поля на рис. 27, в показаны знаком  $\odot$  (направление на читателя) и знаком  $\oplus$  (направление от читателя). Взаимное пространственное расположение силовых линий электрического и магнитного полей можно увидеть на рис. 24.

В соответствии с картиной электрического поля  $TE$ -волны поверхностные заряды имеются только на широких стенках. Плотность поверхностных зарядов на широкой стенке изменяется по тому же закону, что и напряженность электрического поля. Так как электрическое поле в каждой точке поперечного сечения изменяется с течением времени, то изменяется соответственно со временем и плотность поверхностных зарядов в каждой точке широкой стенки.

Благодаря тому что переменное магнитное поле  $TE$ -волны имеет составляющие, параллельные как узким, так и широким стенкам волновода, по ним будут протекать поверхностные токи, плотность которых

$$J = knH, \quad (14)$$

где  $k$  — коэффициент пропорциональности;

$n$  — направление нормали к металлической поверхности, по которой протекают токи.

Направления векторов  $J$ ,  $n$  и  $H$  связаны между собой по правилу правого винта.

Зная распределение напряженности  $H$  магнитного поля вблизи стенок, можно построить общую картину поверхностных токов, протекающих по внутренним поверхностям волновода. Рис. 28 дает общие представления об этой картине как в пространстве (рис. 28, а), так и на развертке стенок волновода (рис. 28, б).

На рис. 28 можно заметить, что линии токов проводимости разомкнуты. Это может вызвать некоторое недоумение. Однако сопоставление рис. 27 и 28 показывает, что между точками наибольшей концентрации токов проводимости разных направлений (на противоположных широких стенках волновода) расположены области наибольшего изменения электрического поля во времени ( $E$  переходит через нулевое значение), которое сопровождается максимальными токами смещения.

Таким образом, токи проводимости в стенках волноводов замыкаются токами смещения, так же как переменный ток в обычной электрической цепи замыкается токами смещения, протекающими через конденсатор.

Впервые знакомясь со свойствами  $TE$ - и  $TM$ -волн, мы обнаружили, что при их распространении линия передачи обладает дисперсионными свойствами, т. е. зависимостью фазовой скорости и скорости распространения энергии сигнала (групповая скорость) от частоты (длины волны). Так как физические процессы образования  $TE$ - и  $TM$ -волн для

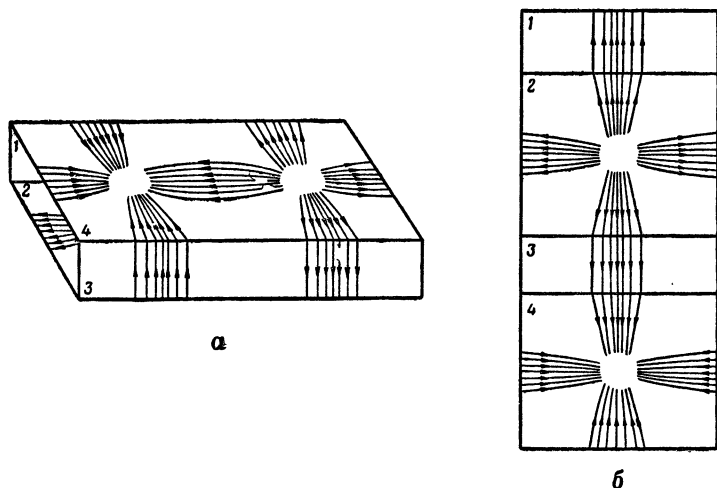


Рис. 28. Картина линий поверхностных токов  $TE_{10}$ -волны на внутренних стенках волновода

линии, состоящей из двух плоских лент, и для волноводов одинаковые, то зависимость фазовой скорости ( $v_\phi$ ) и скорости распространения энергии ( $v_{\text{эп}}$ ) от частоты, выраженная формулами (10) и (11), остается справедливой также и для волноводов. Наличие частоты, ниже которой электромагнитная энергия по волноводу не распространяется ( $f_{\text{кр}} = \frac{c}{2a}$ ), характеризует волновод как фильтр верхних частот, т. е. устройство, не пропускающее электромагнитные колебания ниже определенной критической частоты.

При возбуждении волновода источником, основная частота электромагнитных колебаний которого близка к критической, в волноводe проявляется резкая зависимость фазо-

вой скорости от частоты. В этом случае в волноводах наблюдается очень сильное затухание электромагнитных волн, что объясняется резко увеличивающимся числом отражений первичных волн от стенок волновода (угол  $\theta$  на рис. 21 близок к  $90^\circ$ ), и передаваемый сигнал может сильно искажаться.

Понятие характеристического сопротивления среды как отношения электрических и магнитных составляющих бегущей электромагнитной волны может быть использовано и для волновода.

По аналогии с длинными линиями волновое сопротивление волновода будем определять как отношение напряжения между широкими стенками к продольной составляющей тока, протекающего по широким стенкам волновода.

Продольная составляющая плотности тока пропорциональна поперечной составляющей магнитного поля, которая изменяется в сечении волновода по тому же закону, что и электрическое поле (в центре максимальное, вблизи узких стенок минимальное).

Имея в виду, что полный ток, проходящий через поперечное сечение волновода, пропорционален максимальной плотности тока, умноженной на ширину стенки  $a$ , и принимая во внимание выражение (14), получим

$$i \sim aH.$$

Напряжение же между широкими стенками

$$U \sim bE.$$

Таким образом, волновое сопротивление волновода для  $TE$ -волны простейшего типа будет

$$Z_{0TE} = \frac{bE}{aH}.$$

Принимая во внимание выражение (12), получим

$$Z_{0TE} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \cdot \frac{b}{a}. \quad (15)$$

Формула волнового сопротивления волновода для  $TE$ -волны и аналогичная ей формула для волны  $TM$  играют важную роль при расчетах волноводов и их согласовании при наличии неоднородностей.

На рис. 26 видно, что магнитные и электрические поля имеют некоторую повторяемость в пространстве. Если бы мы совместили узкие стенки волновода не с ближайшими узловыми линиями, а через одну линию, две и т. д., то такие волны в волноводе могли бы также существовать. У этих волн было бы более сложное строение полей, но усложнение характеризовалось бы простым наращиванием картин полей волн более простого типа. Волны с более сложными карти-

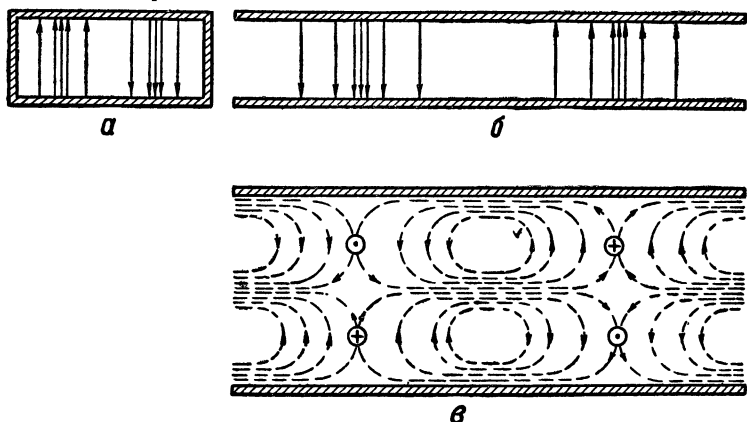


Рис. 29. Электрическое (а и б) и магнитное (в) поля  $TE_{20}$ -волны в сечениях прямоугольного волновода

нами электрических и магнитных полей называются волнами высших типов.

Для  $TE$ - и  $TM$ -волн установлена специальная индексация, которая позволяет различать волны разных типов. Для прямоугольного волновода тип волны характеризуется индексами  $m$  и  $n$ , например  $TE_{mn}$ , где  $m$  — число полусинусоид (или число замкнутых кривых) изменения поля в направлении размера  $a$ ;  $n$  — число полусинусоид (или число замкнутых кривых) изменения поля в направлении размера  $b$  (рис. 24).

Таким образом, рассмотренный нами простейший тип поперечно-электрической волны обозначается  $TE_{10}$ , т. е. поле изменяется только в направлении размера  $a$ . Примером поперечно-электрической волны с более сложной картиной полей служит  $TE_{20}$ -волна. Рассматривая картину полей  $TE$ -волны (рис. 29), можно увидеть, что она является «удвоением» полей  $TE_{10}$ -волны. Подобно волне этого типа могут быть возбуждены волны  $TE_{30}$ , и  $TE_{40}$  и т. д.

Еще более сложной по картине электрических и магнитных полей является поперечно-электрическая волна  $TE_{11}$ ; поля этой волны в различных сечениях волновода показаны на рис. 30.

В данном случае наличие стоячих волн вдоль обеих сторон поперечного сечения свидетельствует о том, что отражения первичных плоских волн происходят от всех четырех стенок волновода. Поэтому волна  $TE_{11}$  может быть представлена как результирующая четырех первичных плоских элек-

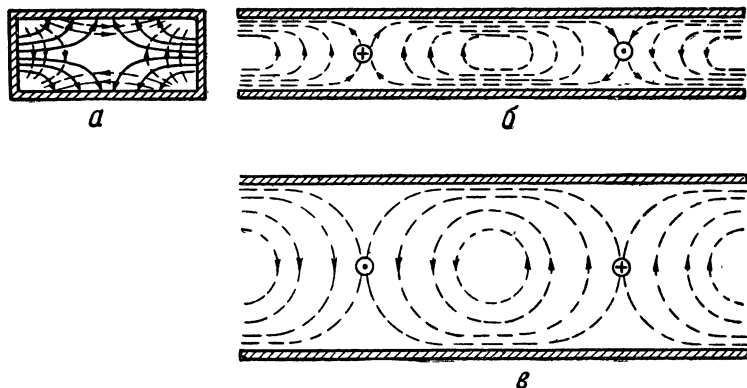


Рис. 30. Электрическое (а) и магнитное (б и в) поля  $TE_{11}$ -волны в сечениях прямоугольного волновода

ромагнитных волн, попарно отражающихся от противоположных стенок. Дальнейшее усложнение структуры полей происходит в волнах  $TE_{21}$ ,  $TE_{31}$  и т. д.

Основные типы  $TE$ -волн в прямоугольном волноводе, встречающиеся на практике, приведены в приложении, помещенном в конце брошюры.

**Поперечно-магнитные волны  $TM$ .** По определению в поперечно-магнитной волне магнитное поле не имеет продольных составляющих и магнитные силовые линии расположены только в поперечной плоскости. Чтобы выполнялись граничные условия, магнитные силовые линии должны проходить вдоль стенок волновода, а вектор напряженности поля  $H$  — в непосредственной близости от стенок параллельно им. В простейшем случае  $TM$ -волны магнитные силовые линии представляют в поперечной плоскости только одну систему замкнутых линий. Для построения картины силовых линий электрического поля в  $TM$ -волне воспользуемся способом,

который применяли для построения силовых линий магнитного поля  $TE_{10}$ -волны.

Вначале рассмотрим взаимодействие двух волн, распространяющихся под углом друг к другу в плоскости, перпендикулярной магнитным силовым линиям.

На рис. 31 толстыми стрелками с индексами I и II указаны направления распространения первичных волн с вектором  $H$ , перпендикулярным плоскости рисунка. Линии горбов и впадин вектора напряженности магнитного поля  $H$

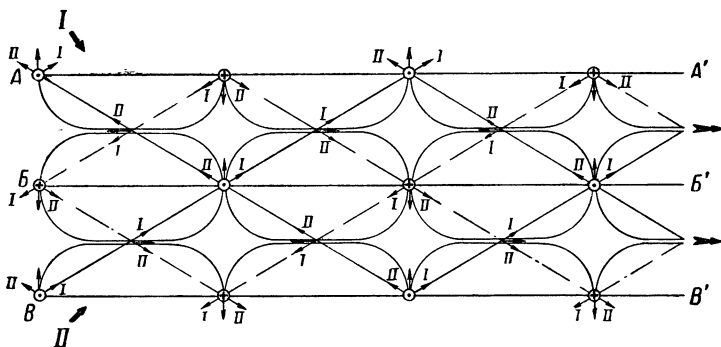


Рис. 31. Форма электрических силовых линий для  $TM$ -волн, получившаяся как результат сложения двух плоских волн I и II

первичных волн изображены сплошными и штрихпунктирными линиями соответственно.

Так же как и в случае  $TE$ -волн, рассмотрим точки пересечения линий горбов и впадин. В точках пересечения линий горбов первичных волн магнитное поле максимально, направлено на читателя и обозначается через  $\odot$ . В точках пересечения линий впадин первичных волн максимальное магнитное поле направлено от читателя и обозначено через  $\oplus$ .

В каждой точке пересечения линий горбов и впадин напряженность электрического поля первичных волн изображена тонкими стрелками с индексами I и II. Направление этих стрелок определено по правилу правого винта, учитывая направление скорости распространения первичных волн и направление вектора  $H$ .

Результирующая напряженность электрического поля показана тонкой стрелкой без индекса. Рассматривая совокупность всех тонких стрелок без индексов, можно начертить форму силовых линий электрического поля результирующей

$TM$ -волны. Эти кривые на рис. 31 изображены тонкими сплошными линиями и имеют форму, аналогичную форме кривых магнитного поля  $TE$ -волны (рис. 26).

Если узкие стенки волновода помещены по линиям  $AA'$  и  $BB'$  перпендикулярно рисунку, граничные условия для металла оказываются выполненными, так как в результирующей волне магнитное поле направлено вдоль металлических стенок, а электрическое поле перпендикулярно им. Поэтому

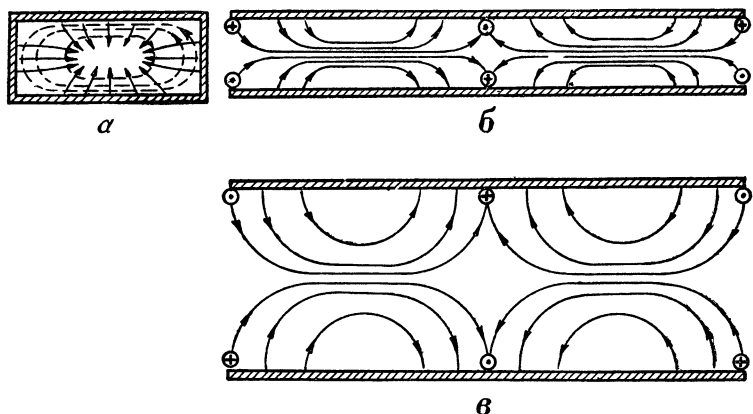


Рис. 32. Электрическое (а, б и в) и магнитное (а) поля  $TM_{11}$ -волны в сечениях прямоугольного волновода

стенки волновода не изменят условий распространения и форма силовых линий электрического поля, изображенная на рис. 31, сохранится.

По указанным причинам магнитное и электрическое поля в волноводе для поперечно-магнитной волны простейшего типа имеют вид, показанный на рис. 32. Этот тип волн обозначается через  $TM_{11}$ , где значение цифр в индексе то же, что и для  $TE$ -волн. Магнитные силовые линии  $TM_{11}$ -волны представляют собой замкнутые линии, расположенные в плоскости поперечного сечения волновода (пунктирные линии рис. 32, а), а электрические силовые линии начинаются и кончаются на одной и той же стенке волновода и по своей форме одинаковы в двух центральных продольных сечениях. На рис. 32, а электрические силовые линии видны частично: они начинаются на стенках и входят в глубь волновода от читателя. На рис. 32, б и в направления магнитных силовых линий в местах максимального значения напряженности поля  $H$  обозначены через  $\odot$  и  $\oplus$ .

О распределении поверхностных токов на внутренних стенках волновода дает представление рис. 33. Поверхностные токи имеют только продольную составляющую, так как магнитные силовые линии расположены исключительно в поперечной плоскости. На развертке стенок волновода

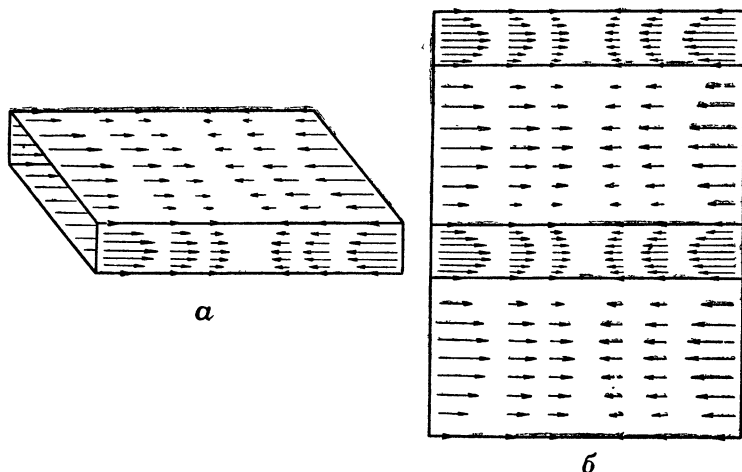


Рис. 33. Картина линий поверхностных токов  $TM_{11}$ -волны на внутренних стенках прямоугольного волновода. Величина плотности тока изображена длиной стрелки

(рис. 33, б) можно судить о токах, протекающих на всех стенках.

Для  $TM_{11}$ -волны значения фазовой и групповой скоростей остаются те же, что и для  $TE$ -волн.

Принимая во внимание выражение (13), волновое сопротивление волновода при распространении  $TM_{11}$ -волны будет

$$Z_{0TM} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \frac{b}{a}, \quad (16)$$

Картины магнитных и электрических полей  $TM$ -волн высших типов могут быть воспроизведены путем повторения картины поля  $TM_{11}$ -волны несколько раз. В приложении, помещенном в конце брошюры, как пример поперечно-магнитной волны высшего типа приведена  $TM_{21}$ -волна.

## 2. Круглый волновод

Помимо прямоугольных волноводов, в практике применяются волноводы с круглым поперечным сечением.

В круглых волноводах могут возбуждаться волны поперечно-электрического ( $TE$ ) и поперечно-магнитного ( $TM$ ) вида.

Изменение величины напряженности электрического или магнитного поля вдоль радиуса или по периферии волновода значительно более сложно, чем в прямоугольных волноводах. Но все же и в круглых волноводах можно заметить некоторую периодичность в расположении силовых линий электрических и магнитных полей. Эта периодичность позволяет в зависимости от сложности картины электрических и магнитных полей классифицировать волны по типам. Для обозначения волны того или иного типа используют двузначную индексацию, например  $TE_{01}$ . Первая цифра, стоящая у обозначения вида волны  $TE$ , означает число стоячих волн вдоль окружности, а вторая — число стоячих волн вдоль радиуса. В приведенном примере поперечно-электрической волны ( $TE_{c1}$ ) вдоль окружности периодичность отсутствует, а на радиусе укладывается одна стоячая волна. Иногда вдоль радиуса нет целочисленной периодичности. В этом случае второй цифрой в индексе типа волны ставится ближайшая цифра.

Для круглого волновода нельзя воспроизвести картину электрических и магнитных полей как результат геометрического сложения полей двух (или двух попарно) плоских электромагнитных волн, распространяющихся под некоторым углом друг другу.

Детальный анализ решения уравнений Максвелла применительно к условиям, существующим в круглом волноводе, дает возможность определить строение электрических и магнитных полей при различных типах волн. Представление о характере картин полей этих волн можно получить путем деформации прямоугольного волновода в круглый волновод.

Деформируя прямоугольный волновод, в котором возбуждена  $TE_{10}$ -волна (рис. 27), в круглый волновод, мы получим так называемую  $TE_{11}$ -волну в круглом волноводе. Распределение электрического и магнитного полей этой волны изображено на рис. 34.

Общий характер картины линий поверхностных токов для  $TE_{11}$ -волны в круглом волноводе (рис. 35) также в значительной степени схож с характером поверхностных токов  $TE_{10}$ -волны в прямоугольном волноводе (рис. 28). Для наглядного представления целесообразно перенести рис. 35, б на кальку, которую затем свернуть в цилиндр.

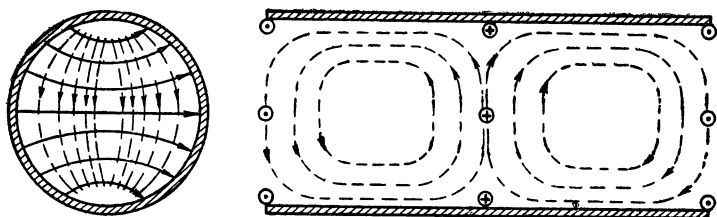


Рис. 34. Электрическое и магнитное поля  $TE_{11}$ -волны в сечениях круглого волновода

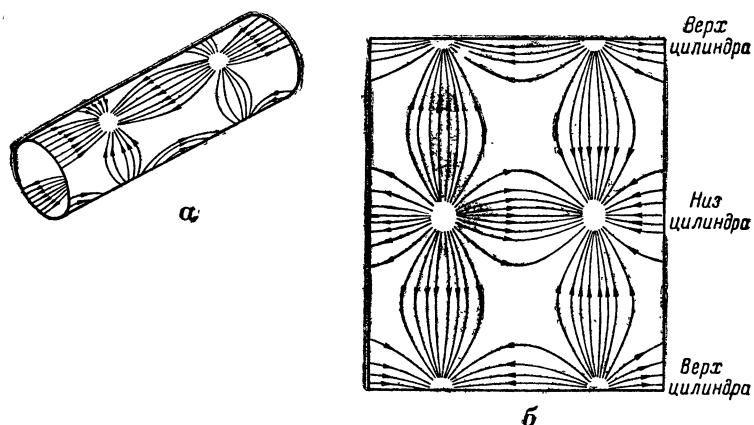


Рис. 35. Картина линий поверхностных токов  $TE_{11}$ -волны на внутренней поверхности круглого волновода

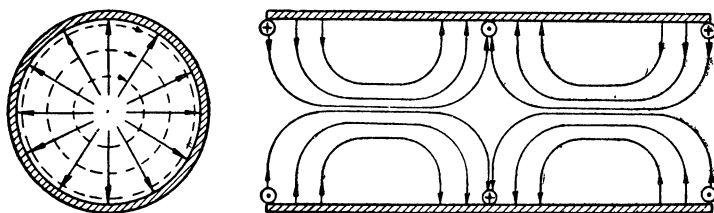


Рис. 36. Электрическое и магнитное поля  $TM_{01}$ -волны в сечениях круглого волновода

Примером простейшего вида поперечно-магнитной волны в круглом волноводе служит  $TM_{01}$ -волна, картина электрического и магнитного полей которой (рис. 36) имеет большое сходство с картиной электрического и магнитного полей  $TM_{11}$ -волны в прямоугольном волноводе (рис. 32).

Поверхностные токи  $TM_{01}$ -волны (рис. 37) имеют, как и у  $TM_{11}$ -волны в прямоугольном волноводе (рис. 33), только продольную составляющую.

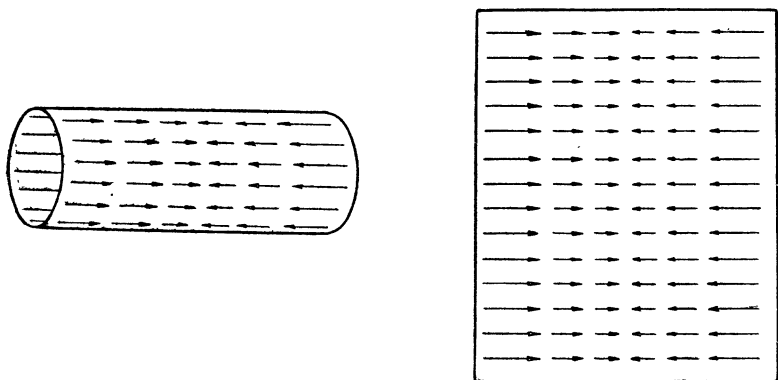


Рис. 37. Картина линий поверхностных токов  $TM_{01}$ -волны на внутренней поверхности круглого волновода

В волноводе круглого сечения в отличие от волновода с прямоугольным поперечным сечением может распространяться волна, у которой электрическое поле не связано с поверхностными зарядами и имеет, как и магнитное поле, замкнутые силовые линии. Эта волна обозначается через  $TE_{01}$ . В этом случае электрические силовые линии представляют собой концентрические окружности, расположенные в поперечной плоскости, а магнитные силовые линии в виде

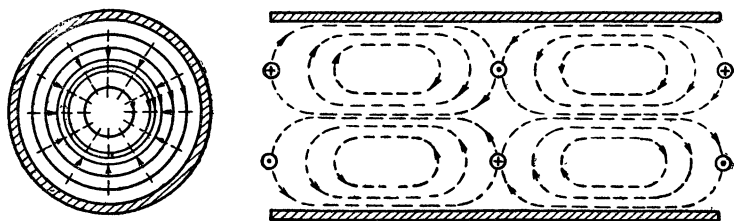


Рис. 38. Электрическое и магнитное поля  $TE_{01}$ -волны в сечениях круглого волновода

замкнутых петель вытянуты попарно вдоль волновода (рис. 38). Поверхностные токи, протекающие по внутренней стенке волновода, не имеют составляющей вдоль оси волновода и текут по окружностям в поперечной плоскости. Характерной особенностью  $TE_{01}$ -волны является малое затухание при распространении ее по волноводу. Однако практически установлена большая нестабильность  $TE_{01}$ -волны и возможность легкого перехода в другие типы волн.

Волноводы круглого поперечного сечения применяются значительно реже, чем волноводы с прямоугольным поперечным сечением. Это объясняется тем, что структура электрических и магнитных полей волны основного типа для прямоугольных волноводов ( $TE_{10}$ ) проще, чем для основной волны ( $TE_{11}$ ) в волноводах круглого сечения. Более простая структура полей позволяет сделать проще, и конструкцию элементов волноводных систем, а также получить в раскрыве антенны плоскополяризованную волну, не усложняя оконечные устройства.

Однако имеются случаи, когда без волноводов круглого поперечного сечения обойтись трудно. Тогда в качестве основного типа волны используется либо  $TE_{11}$ -волна (в линии передачи), либо  $TM_{01}$ -волна (вращающиеся сочленения).

Так же как в волноводах прямоугольного сечения, в волноводах с круглым поперечным сечением имеется частотное ограничение в распространении волн. Величина  $\lambda_{кр}$  зависит от радиуса волновода. Значения критических волн для справок указаны в приложении, помещенном в конце брошюры.

Волны высших типов в волноводах с круглым поперечным сечением на практике используются очень редко. Примеры распределения их электрических и магнитных полей ( $TM_{02}$  и  $TM_{11}$ ) приведены в приложении.

Незатухающие волны высших типов возникают сравнительно легко, если геометрические размеры волновода достаточно велики по сравнению с длиной волны первичных волн.

Возникновение волн высших типов понижает к. п. д. волновода. Это объясняется тем, что входные, выходные и промежуточные устройства рассчитаны на определенную структуру электрического и магнитного полей (обычно на волну основного типа). Если же вся высокочастотная энергия распределяется между волной основного и волнами высших типов, то часть энергии, заключенная в волнах высших типов, не используется по назначению.

Основной мерой борьбы с волнами высших типов является выбор определенных размеров волноводов и конструкций элементов волноводных систем, рассчитанных на работу с основными типами волн. Чем выше тип волн, тем его возникновение более вероятно. Это объясняется слабой связью волны с проводящими стенками волновода, что можно заметить уже у  $TM_{11}$ -волны в круглом волноводе (значительная часть поля волны связи с проводящими стенками волновода не имеет).

Все сделанные нами заключения относительно полых волноводов справедливы для случая, когда волноводы сделаны из материала с идеальной проводимостью. Но волноводы из любого металла практически всегда имеют конечную проводимость и за счет этого токи в стенках волноводов распределяются не по поверхности, а в некоторой толще проводника. Это, с одной стороны, вызывает потери на тепло, а с другой — несколько искажает картины электрических и магнитных полей (имеется составляющая вектора Умова-Пойнтинга, направленная в металл).

Для металлов, имеющих большую проводимость (серебро, медь), эти искажения незначительны, и поэтому на практике явления, происходящие в волноводах, очень близки к рассмотренным.

---

---

---

## IV. ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛНОВОДНЫХ СИСТЕМ

Волноводная система является одним из видов линий передачи электромагнитной энергии. Этот вид линий передачи широко применяется в радиотехнике сверхвысоких частот.

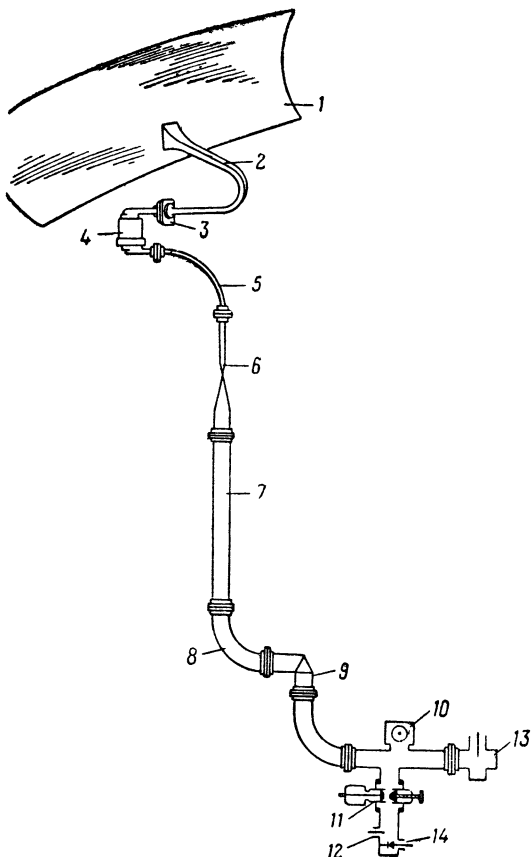
При конструировании любой линии передачи, в том числе и волноводной, необходимо учитывать условия, в которых она будет использоваться. Практически редки случаи, когда волноводная система состоит только из прямолинейного непрерывного и однородного по сечению волноводного тракта.

Волноводные системы являются довольно сложным комплексом различных элементов, каждый из которых имеет свое назначение. Об этом свидетельствует типовая схема антенно-фидерной системы современной радиолокационной станции (рис. 39).

По условиям эксплуатации неудобно иметь длинные отрезки волноводов, поэтому на участках большой протяженности используют несколько волноводных секций. Эти секции могут быть как прямолинейными (7), так и изогнутыми (5, 8). Все они соединены между собой с помощью специальных фланцев (3).

В радиолокационных станциях сантиметрового диапазона при вращении какой-либо части высокочастотного тракта используются вращающиеся соединения (4). Для небольших углов поворота применяются гибкие отрезки волноводов.

При переходе от генератора к волноводу, от волновода к приемнику или вообще от одного элемента к другому требуется согласовать отдельные участки системы между собой, для чего используются согласующие элементы. Этим согласованием достигается более полная передача энергии по волноводной системе.



**Рис. 39.** Типовая схема АФС радиолокационной станции сантиметрового диапазона:

1 — отражатель; 2 — излучатель (рупор); 3 — дроссельно-фланцевое соединение; 4 — вращающееся соединение; 5 — радиусный изгиб под  $90^\circ$  в  $E$ -плоскости; 6 — отрезок скрученного волновода; 7 — отрезок однородного волновода; 8 — радиусный изгиб под  $90^\circ$  в  $H$ -плоскости; 9 — угловой изгиб в  $H$ -плоскости; 10 — разрядник; 11 — настраиваемый разрядник; 12 — вход гетеродина; 13 — выходное устройство магнетрона; 14 — смеситель и выход напряжения промежуточной частоты

Для распределения энергии по двум и более каналам применяют элементы разветвления.

При рассмотрении примеров конструкции и принципа работы каждого из элементов мы будем предполагать, что по волноводной системе, в которую включен рассматриваемый элемент, распространяется волна  $TE_{10}$ , поскольку ее поле имеет весьма простую конфигурацию и в связи с этим чаще всего используется на практике.

### 1. Неподвижные соединения

К неподвижным соединениям мы отнесем такие конструктивные элементы волноводной системы, которые, не изменяя своего взаимного расположения, обеспечивают надежный электрический контакт между отрезками волноводов или из-

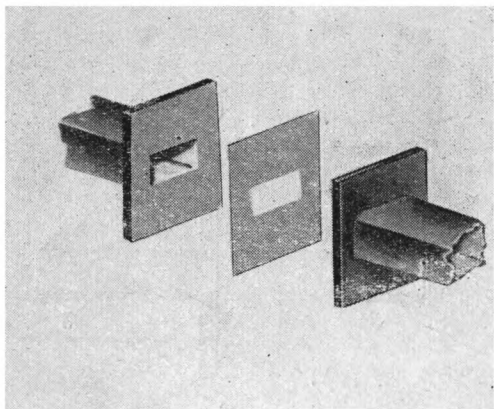
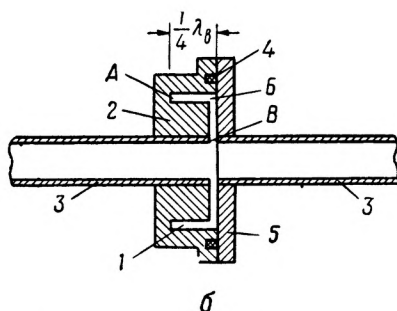
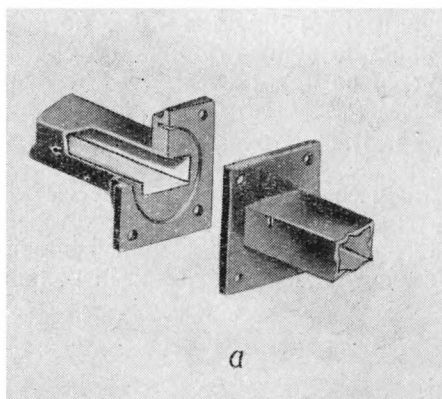


Рис. 40. Фланцевое соединение двух волноводных секций

меняют направление распространения волны и ее поляризацию. Такими элементами являются фланцы, угловые и радиусные изгибы и отрезки скрученного волновода.

**Фланцы.** В зависимости от необходимого качества соединения двух элементов волноводной системы используют либо обычные фланцы (рис. 40), либо дроссельно-фланцевые соединения. Обычные фланцы представляют металлическую посеребренную пластинку с отверстием, напаянную на конец волновода.

Два отрезка волновода, снабженные такими фланцами, соединяются в стык (при точном совпадении сечений волноводов) и закрепляются между собой либо винтами, либо струбцинами.



**Рис. 41.** Дроссельно-фланцевое соединение:  
*а* — внешний вид; *б* — принципиальная схема; 1 —  
 выточка; 2 — левый фланец; 3 — основные волно-  
 воды; 4 — резиновое уплотнительное кольцо; 5 —  
 правый фланец

Дроссельно-фланцевые соединения применяются в случаях, когда к согласованию двух элементов волноводной системы предъявляются требования, обеспечивающие минимальные отражения передаваемых колебаний.

Соединение состоит из двух фланцев (рис. 41, *а*). Правый фланец 5 (рис. 41, *б*) ничем не отличается от фланца, показанного на рис. 40. Левый фланец 2 имеет выточку вдоль оси волновода и проточку в поперечной плоскости.

При соединении этих фланцев между концами волноводов образуется зазор, замыкающийся на выточке. Выточка сделана глубиной  $AB = \frac{\lambda_B}{4}$ ; зазор в плоскости симметрии вектора напряженности электрического поля  $E$  ( $E$ -плоскость) имеет длину  $BB$  (от края волноводного отверстия до канавки), также равную  $\frac{\lambda_B}{4}$ .

В разрезе дроссельно-фланцевого соединения можно заметить, что в сумме участки  $AB$  и  $BB$  составляют полуволновую закороченную линию. Свойства линии таковы, что когда возбуждена стоячая волна, то в точке  $B$  имеется пучность напряжения и узел тока, а в точке  $A$  — узел напряжения и пучность тока. Эти свойства позволяют не обращать особого внимания на гальванический контакт в точке  $B$  и одновременно иметь в точке  $B$  надежный электрический контакт для проходящей волны.

Такое соединение не требует особо строгой соосности двух отрезков волновода, при которой стремятся исключить появление ступеньки в стыке двух отверстий. Наличие промежуточного звена (полуволновая короткозамкнутая линия) позволяет значительно уменьшить влияние ступеньки.

Участки  $AB$  и  $BB$  имеют различную ширину, а значит, и различные волновые сопротивления. Этим достигается согласование элементов волноводной системы для рабочего участка диапазона волн, а не только для одной волны.

**Изгибы и повороты плоскости поляризации.** При необходимости изменить направление оси волноводной системы или направление плоскости поляризации проходящей волны используют отрезки волноводов, имеющие изгибы (изломы) или плавные повороты. Резкие изгибы волноводных систем всегда нежелательны из-за возникновения сильных отражений от неоднородности, возникающей в месте изгиба. В случае изгибов и поворотов неоднородность не сосредоточена в одной плоскости, а распределена в некотором пространстве, сравнимом по протяженности с длиной волны. Такой протяженной неоднородности можно придать форму, обеспечивающую минимальные отражения.

На рис. 42 и 43 изображены наиболее характерные изгибы уголкового типа, которые используются на практике. На рис. 42, *а* и 43, *а* даны изгибы в  $H$ -плоскости, а на рис. 42, *б* и 43, *б* в  $E$ -плоскости.

Пространство, заключенное между плоскостями (условно изображен след плоскости пунктиром)  $AB$  и  $AB$  (рис. 42) и

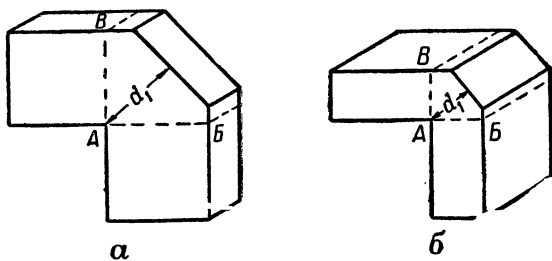


Рис. 42. Угловые изгибы в  $H$ -плоскости (а) и  $E$ -плоскости (б)

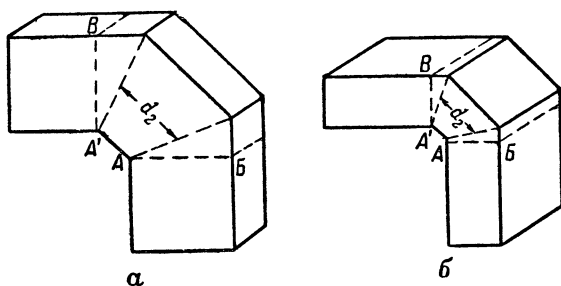


Рис. 43. Двойные угловые изгибы в  $H$ -плоскости (а) и  $E$ -плоскости (б)

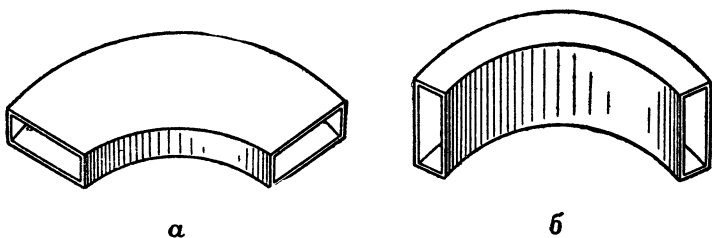


Рис. 44. Радиусные изгибы в  $H$ -плоскости (а) и  $E$ -плоскости (б)

$AB$  и  $A'B$  (рис. 43), является пространством протяженной неоднородности, на границах которого возникают отраженные волны. Чтобы отражения были минимальными, в угловых изгибах предусмотрены специальные скосы, обеспечивающие необходимый режим в переходном участке. Размеры  $d_1$  на рис. 42 и  $d_2$  на рис. 43 подбираются опытным путем. Радиусные изгибы (рис. 44) позволяют также изменить направление оси волноводной системы без значительных в ней отражений. В этом случае пространство протя-

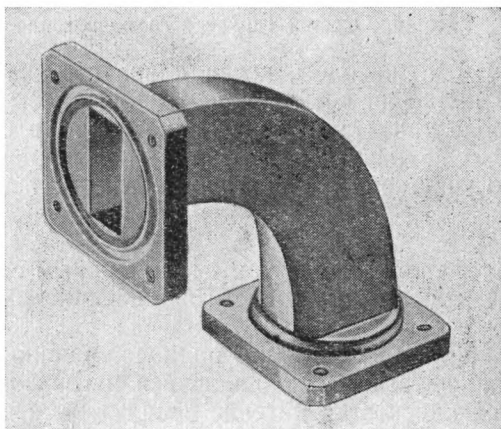


Рис. 45. Конструкция радиусного изгиба в  $H$ -плоскости

женной неоднородности начинается с места искривления оси волновода. Для того чтобы такой изгиб давал незначительные отражения, радиус закругления должен быть не менее  $5a$  ( $a$  — размер широкой стенки волновода). Различают два вида изгибов: изгиб в  $H$ -плоскости, когда изогнутая ось волновода лежит в одной плоскости с вектором  $H$  (рис. 44, а), и изгиб в  $E$ -плоскости, когда изогнутая ось лежит в одной плоскости с вектором  $E$  (рис. 44, б). Пример конструкции радиусного изгиба в  $H$ -плоскости показан на рис. 45.

Для изменения направления плоскости поляризации волны в пространстве применяют отрезок скрученного волновода (рис. 46). В этом случае пространство от начала до конца скрутки также является протяженной неоднородностью. Такой отрезок волновода лучше всего согласуется

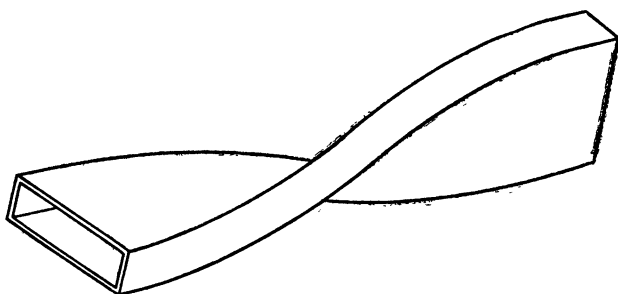


Рис. 46. Отрезок скрученного волновода

с однородным волноводом, когда длина отрезка равна целому числу полуволн в волноводе. Длина волны в скрученном волноводе примерно равна длине волны в однородном волноводе, если размеры и форма поперечного сечения скрученного участка в любой точке остаются неизменными.

## 2. Подвижные соединения

К наиболее часто используемым подвижным соединениям в первую очередь следует отнести вращающиеся соединения и отрезки гибких волноводов.

**Вращающиеся соединения.** В радиолокационных станциях для передачи энергии к вращающейся в горизонтальной и вертикальной плоскостях антенне используются соединения, обеспечивающие вращение одной части волноводной системы относительно другой. В этом случае принимают все меры к уменьшению отражения от элементов соединения при любом угле поворота.

Схематически один из типов вращающегося соединения, часто используемого на практике, показан на рис. 47. Он состоит из двух частей, соединенных подвижной муфтой связи. Каждая из частей представляет собой угловой переход от прямоугольного волновода к круглому. В месте перехода предусмотрены элементы согласования в виде закороченных отрезков волноводов и диафрагм (на рисунке диафрагмы не показаны).

При распространении в прямоугольном волноводе продвинутой волны  $TE_{10}$  в отрезке круглого волновода при прямоугольном переходе легко возбуждается волна типа  $TM_{01}$  (рис. 47, в). Ход силовых линий электрического поля волны  $TM_{01}$  симметричен относительно оси круглого волновода и при относительном вращении двух частей не меняется (при достаточно точном центрировании). Поэтому при хорошем

согласовании переходов поворот их относительно друг друга не вызовет изменений в конфигурации полей, а следовательно, не увеличит отражений. Принцип работы муфты связи аналогичен тому, который использован для обеспечения контакта в дроссельно-фланцевом соединении

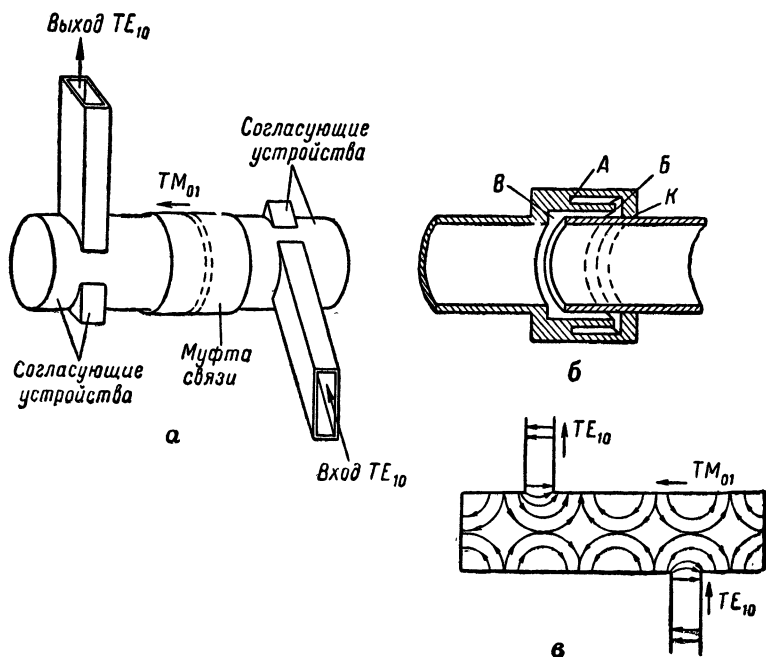
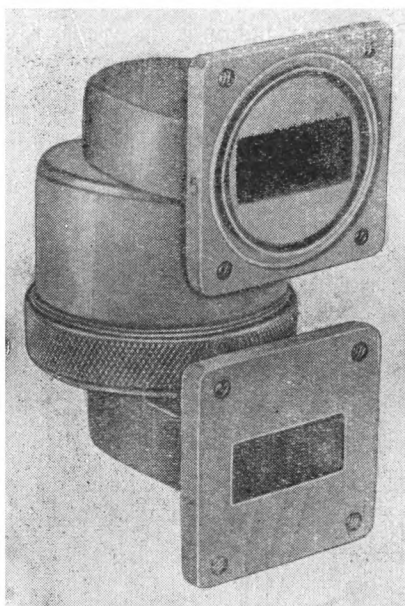


Рис. 47. Вращающееся соединение:

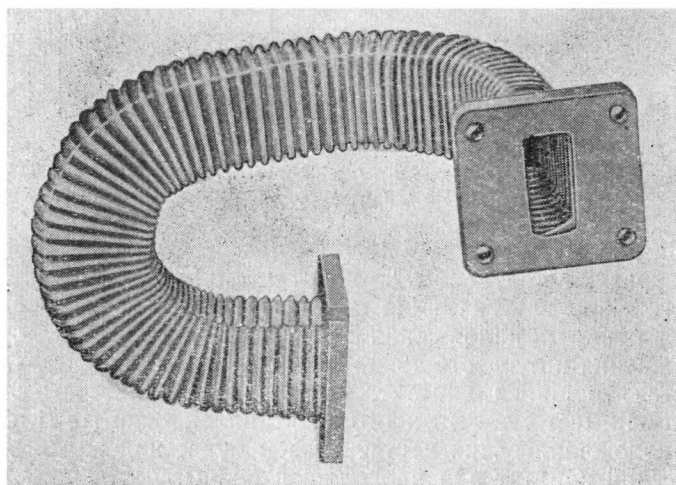
а — конструкция; б — разрез муфты связи; в — электрические поля в прямоугольном волноводе ( $TE_{10}$ -волна) и во вращающемся сочленении ( $TM_{01}$ -волна)

На рис. 47, б можно заметить, что участки муфты  $AB$  и  $BB$  образуют полуволновую короткозамкнутую линию. При возбуждении в этой линии стоячей волны в точке  $B$  образуется пучность напряжения и узел тока, а в точке  $B$  — узел напряжения и пучность тока. Таким образом, в точке  $K$ , где имеется трущийся контакт, качество электрического контакта не имеет существенного значения. В точке же  $B$  в любом положении обеих частей муфты будет надежный электрический контакт для проходящей волны.

Рис. 48 дает представление о промышленном образце вращающегося соединения. Этот образец отличается от вра-



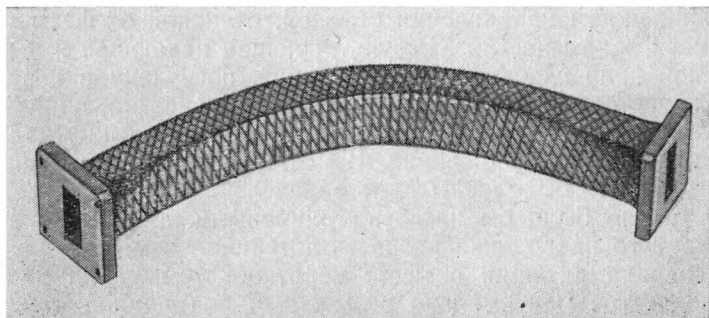
**Рис. 48.** Промышленный образец вращающегося соединения



**Рис. 49.** Отрезок гофрированного гибкого волновода

шающегося соединения рис. 47 тем, что муфта и отрезки круглого волновода конструктивно объединены в одно целое, а согласование осуществляется настройкой диафрагм, помещенных в местах стыков круглого и прямоугольного отрезков волноводов (на фотографии их не видно).

**Отрезки гибких волноводов.** Встречаются случаи, когда необходимо иметь нежесткое подсоединение к волноводной



**Рис. 50.** Отрезок сетчатого гибкого волновода

системе какого-либо прибора или переходного элемента. Для этого могут быть использованы отрезки гибких волноводов, имеющих гофрированные или сетчатые стенки.

Гофрированный (рис. 49) и сетчатый (рис. 50) волноводы обычно помещают в резиновый шланг, который увеличивает срок службы этих волноводов.

Чтобы снизить влияние неоднородностей, вызванных гофрированной или сетчатой структурой стенок в гибких волноводах, глубину гофрировки и величину ячейки сеток делают несравнимо малой относительно длины волны (менее  $0,1\lambda$ ).

### **3. Элементы согласования**

При включении того или другого элемента в волноводную систему неминуемо возникают отражения от появившейся неоднородности, которые в значительной степени уменьшают коэффициент полезного действия линии передачи и, кроме того, нарушают нормальный режим работы источника, включенного в систему.

Для уменьшения отражений используют методы, аналогичные методам, применяемым в длинных линиях.

Когда рассматривалось падение электромагнитной волны на металлическую поверхность, отмечалось, что физическое понятие идеального проводника требует равенства нулю электрического поля внутри проводника. Выполнение этого условия объяснялось тем, что на поверхности проводника возникает отраженная волна, распространяющаяся в противоположном направлении с фазой, отличной от фазы падающей волны на  $180^\circ$ . Результирующая падающей и отраженной волн названа стоячей волной, поскольку в ней не наблюдается движение в пространстве ни энергии, ни фазы.

Аналогией этого случая является короткозамкнутая на одном конце длинная линия. В месте короткого замыкания должны быть выполнены тоже определенные условия, которые можно было бы назвать граничными, а именно: для идеального проводника разность потенциалов между двумя проводниками линии в месте короткого замыкания равна нулю, а ток максимально возможный для данной линии. Эти условия также вызывают отражение на конце линии и образование стоячих волн.

Однако мы знаем, что в длинных линиях могут быть стоячие волны не только при коротком замыкании, но и при любой неоднородности.

Нечто подобное происходит при распространении электромагнитных волн, когда волна встречает границу двух диэлектрических сред. Здесь опять вступают в силу граничные условия, по требованию которых тангенциальные составляющие вектора напряженности электрического поля и нормальные составляющие потока магнитной индукции по обе стороны от границы двух сред должны быть равны. Математически это записывают так:

$$E_{t1} = E_{t2} \text{ и } B_{n1} = B_{n2},$$

где значки 1 и 2 относятся соответственно к первой и второй средам, а  $B = \mu H$ .

При неодинаковых постоянных двух сред (диэлектрической и магнитной проницаемости) на границе раздела возникают отражения, которые являются «реакцией» границы раздела, «обеспечивающей» выполнение граничных условий.

Рис. 51, а дает геометрическое объяснение вышесказанного. Тангенциальная составляющая вектора напряженности электрического поля падающей волны  $E'_t$  (в среде с  $\epsilon_1$  и  $\mu_1$ ) и тангенциальная составляющая вектора напря-

женности электрического поля проходящей волны  $E'_2$  не равны между собой. Как реакция границы возникает отраженная волна с тангенциальной составляющей  $E''_1$  и, таким образом,

$$E_{t1} = E'_1 - E''_1 = E'_2 = E_{t2},$$

т. е. граничные условия выполнены.

Представим себе, что в момент прихода волны с полем  $E'_1$  к границе двух сред ко второй среде подключен генератор, создающий волны с тангенциальной составляющей вектора напряженности электрического поля  $\Delta E_{t2} = -E''_1$  (рис. 51, б). Тогда

$$E_{t1} = E'_1 - E''_1 + \Delta E_{t2} = E_{t2},$$

т. е. граничные условия оказываются также выполненными, но уже в первой среде нет отражения и волна проходит через границу двух сред беспрепятственно.

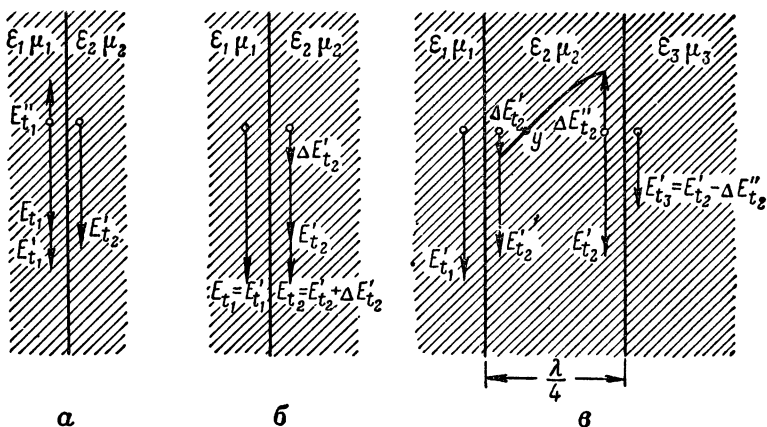


Рис. 51. Устранение отражений от границы двух сред с помощью промежуточной среды

Таким образом, вовремя подключенный к границе двух сред генератор как бы «согласовал» условия прохождения электрического поля волны через эту границу.

При распространении волны далее из второй среды в третью, параметры которой  $\epsilon_3$  и  $\mu_3$  отличаются от первых двух сред, потребовалось бы аналогичное по принципу согласование. Опыт, который мы описали, является вообра-

жаемым. Однако на практике происходит нечто подобное.

Если необходимо обеспечить распространение электромагнитной волны без отражений из среды с параметрами  $\epsilon_1$  и  $\mu_1$  в среду с параметрами  $\epsilon_3$  и  $\mu_3$ , то между этими средами помещают промежуточную среду определенной толщины со специально подобранными параметрами  $\epsilon_2$  и  $\mu_2$ . В этом случае между двумя границами сред есть и бегущие и стоячие волны. При определенно подобранных  $\epsilon_2$  и  $\mu_2$ , а также толщине промежуточной среды стоячая волна, возникающая в ней, играет роль рассмотренного выше генератора «добавок»  $\Delta E'_2$  и  $\Delta E''_2$  (рис. 51, в). Теория и опыт показывают, что для возбуждения такой стоячей волны необходимо при толщине промежуточной среды  $\frac{\lambda}{4}$  выполнить условие, чтобы  $\left(\frac{\epsilon_2}{\mu_2}\right)^2 = \frac{\epsilon_1}{\mu_1} \frac{\epsilon_3}{\mu_3}$ .

Если характеризовать свойства среды, вводя понятие сопротивлений распространению волны, то рассмотренный процесс может быть назван согласованием сопротивлений двух волновых каналов. Промежуточную среду в этом случае не будет ошибкой назвать согласующим трансформатором, поскольку речь идет о трансформации сопротивлений перехода с границы пары сред на границу другой пары сред.

С аналогичным явлением мы встречались и в длинных линиях, где согласующим элементом служит четвертьволновая разомкнутая линия, волновое сопротивление которой равно среднему геометрическому из согласуемых сопротивлений.

Указанный способ согласования двух волновых каналов при помощи четвертьволнового трансформатора, в котором стоячая волна играет роль генератора необходимых «добавок» на границах сред, является частным случаем более общего метода.

Для длинных линий и, в частности, для волноводов этот метод требует создания некоторого промежуточного участка, в котором падающей волной возбуждаются волны различных видов и типов как незатухающие, так и затухающие с соответствующими амплитудами и фазами. Эти волны на границах промежуточного участка создают условия прохождению основной волны без существенных отражений.

В простейшем случае отражения в волноводе или любой другой линии передачи происходят от неоднородности,

имеющей характер сосредоточенной емкости или индуктивности. Исключение влияния этой неоднородности, которая часто встречается на практике, не вызывает больших затруднений. Это достигается тем, что в линию включают элемент согласования, который в свою очередь является неоднородностью. В пространстве между неоднородностью линии и неоднородностью, введенной согласующим элементом, устанавливается такой режим бегущих и стоячих волн, при котором на его границах выполняются граничные условия для векторов  $E$  и  $H$ .

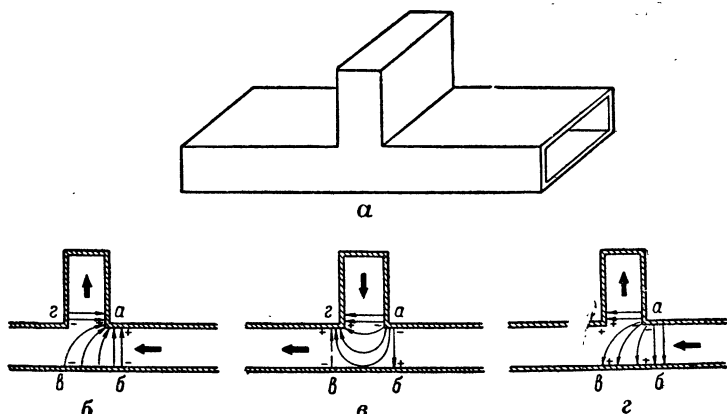


Рис. 52. Включение шлейфа в  $E$ -плоскости волновода

Наиболее часто применяемыми в волноводных системах согласующими элементами являются шлейфы, диафрагмы и реактивные штыри.

**Шлейфы.** Отрезок волновода, замкнутый на одном конце, эквивалентен замкнутому отрезку двухпроводной или коаксиальной линии. При изменении положения закорачивающей перегородки (поршня) меняется длина закороченной части отрезка волновода. По аналогии с длинными линиями закороченный отрезок волновода можно назвать реактивным шлейфом и при включении его в волновод использовать как элемент согласования.

На рис. 52 шлейф включен в широкую стенку волновода. Такой способ включения шлейфа называется последовательным или включением в  $E$ -плоскости.

После прихода волны в момент  $t = 0$  к месту включения шлейфа (точки  $a$  и  $b$  рис. 52, б) электрическое поле распро-

страняющейся (справа налево) волны проникает в шлейф и не проходит в левую часть волновода. Это происходит потому, что между точками *а* и *г* заряды разноименные, а между точками *в* и *г* одноименные, и поле отсутствует.

Если эквивалентная длина шлейфа равна  $\frac{\lambda_{\text{в}}}{4}$ , то через полпериода ( $t = \frac{T}{2}$ ) поле отраженной волны в месте включения шлейфа будет таким, как на рис. 52, в. Здесь между точками *г* и *в* возникает поле, которое возбуждает волну, поступающую в левую часть волновода. В этот момент поле от прямой волны в точках *а* и *б* совпадает по фазе и величине с полем волны, отраженной от закорачивающей шлейф стенки.

Таким образом, прямая волна от места включения шлейфа не отражается. Необходимо заметить, что в сечениях *аб* и *вг* фазы электрического поля волны такие, как будто между этими сечениями последовательно включен отрезок волновода длиной в полволны. Прямая волна (рис. 52, г) и отраженная (рис. 52, в) создают в шлейфе режим стоячих волн.

При изменении длины шлейфа нарушается указанная синфазность и в сечении *аб* возникает отраженная волна, амплитуда и фаза которой зависят от длины шлейфа. При эквивалентной длине шлейфа, равной  $\frac{\lambda_{\text{в}}}{2}$ , в сечении *аб* создаются условия, аналогичные короткому замыканию, и в правой части волновода будет только режим стоячих волн, в то время как в левую часть волновода волна проникать не будет.

Включая шлейф в волновод, мы тем самым включаем некоторую неоднородность, реактивный характер которой меняется в зависимости от положения закорачивающей стенки шлейфа.

Включение шлейфа в узкую стенку волновода (рис. 53) называется параллельным включением или включением в *H*-плоскости. В этом случае можно заметить, что энергия прямой волны проходит вдоль волновода и частично отражается в шлейф. В пространстве между закорачивающей стенкой шлейфа и противоположной узкой стенкой волновода (в пределах точек *б* и *в*) образуется стоячая волна. При эквивалентной длине шлейфа, равной  $\frac{\lambda_{\text{в}}}{4}$ , в сечении *аб* стоячая волна создает условия, при которых прямая волна

проходит по волноводу без отражений. При изменении длины шлейфа стоячая волна в точках  $a$ ,  $b$  и  $в$ ,  $г$  не создает поля, синфазного с прямой волной, а поэтому возникают отраженные волны того же характера, что и при параллельном включении реактивного сопротивления.

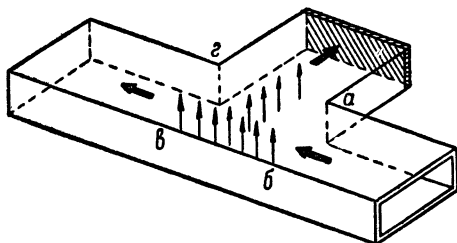


Рис. 53. Включение шлейфа в  $H$ -плоскости волновода

Для настройки шлейфов требуется изменение положения закорачивающей стенки. С этой целью используют поршни специальной конструкции (рис. 54).

Зазор между концом поршня и стенкой волновода на участке  $БВ$  образует разомкнутый четвертьволновый отрезок

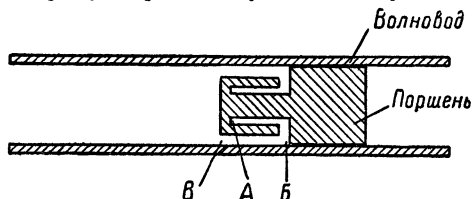


Рис. 54. Закорачивающий поршень, обеспечивающий надежный электрический контакт со стенками волновода

зок линии. Канавка  $АБ$  в поршне образует другой четвертьволновый отрезок линии, но короткозамкнутый на конце. Отрезки  $АБ$  и  $БВ$  образуют полуволновую короткозамкнутую линию, у которой в точке  $А$  — короткое замыкание, в точке  $Б$  — пучность напряжения и узел тока, в точке  $В$  — опять режим короткого замыкания. Такая конструкция обеспечивает надежный электрический контакт в точке  $В$ , если даже в точке  $Б$  (граница трущихся поверхностей) будет недостаточно хороший гальванический контакт.

Примером использования шлейфа как элемента согласования могут служить согласующие устройства вращающе-

гося соединения (рис. 47), в котором необходимо согласовать переход от прямоугольного волновода к круглому и наоборот.

**Диафрагмы.** Диафрагма, помещаемая в волновод, представляет собой пластинку, в которой вырезано отверстие. Если это отверстие имеет прямоугольную форму, то мы можем рассматривать диафрагму как короткий отрезок прямоугольного волновода, у которого размеры поперечного сечения отличаются от размеров основного волновода.

По-прежнему считаем, что в волноводе распространяется волна  $TE_{10}$ . В этом случае согласно формуле (15) волновое сопротивление волновода с размером широкой стенки  $a$  и узкой стенки  $b$  выразится

$$Z_{TE} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \cdot \frac{b}{a}.$$

Преобразовав это равенство в виде

$$b^2 = \frac{\epsilon}{\mu} Z_{TE}^2 \left[ a^2 - \left( \frac{\lambda}{2} \right)^2 \right], \quad (17)$$

получим зависимость размера одной стенки волновода от размера другой при постоянном значении всех других величин.

Два волновода считаются согласованными, если их волновые сопротивления равны. Равенство (17) позволяет подобрать такие размеры волноводов, при которых данные волноводы будут согласованы.

Для любого значения размера широкой стенки волновода  $a$  при условии, что  $a$  больше половины длины волны, равенство (17) позволяет найти значение размера узкой стенки  $b$ , при котором волновод обладает необходимым волновым сопротивлением. Когда  $a$  только немного больше  $\frac{\lambda}{2}$ , то  $b$  становится очень малым. Таким образом, узкие волноводы имеют большие возможности согласования. Недостатком такого способа согласования является уменьшение пропускаемой через волновод мощности из-за вероятности пробоя по узкому размеру диафрагмы.

Когда волновое сопротивление диафрагмы, рассматриваемой как короткий отрезок волновода, отличается от сопротивления основного волновода, в который она вставлена, происходит отражение. К таким диафрагмам относятся, на-

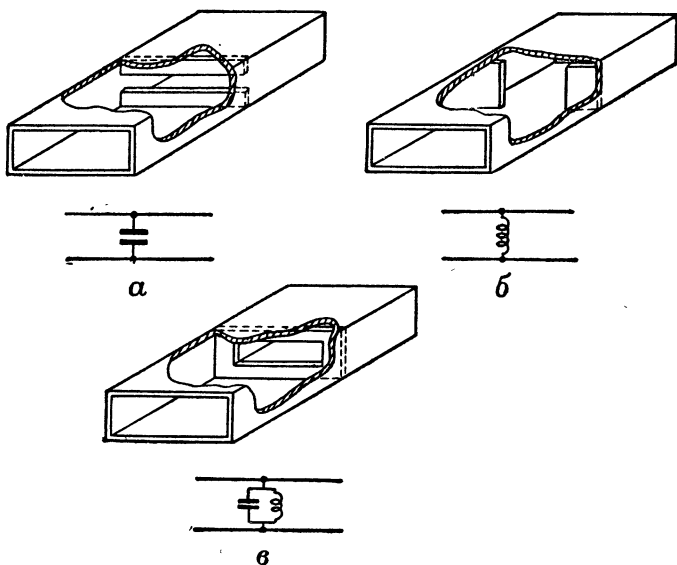


Рис. 55. Три типа диафрагм, используемых как элементы согласования

пример, диафрагмы, у которых один из размеров щели ( $a$  или  $b$ ) равен соответствующему размеру основного волновода.

Наиболее распространены диафрагмы, изображенные на рис. 55. Когда размер щели диафрагмы такой же, как у основного волновода, а размер  $b$  меньше, чем у основного волновода (рис. 55,  $a$ ), волновое сопротивление диафрагмы по равенству (15) меньше, чем волновое сопротивление основного волновода.

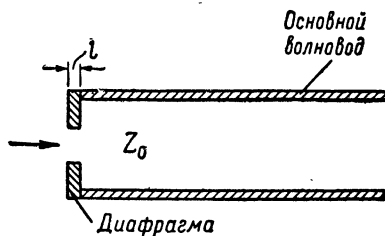


Рис. 56. Диафрагма, нагруженная на волновое сопротивление основного волновода

Когда у диафрагмы размер  $a$  меньше, чем у основного волновода, а размер  $b$  такой же (рис. 55, б), волновое сопротивление диафрагмы будет больше, чем волновое сопротивление волновода.

По равенству (9) можно определить характер неоднородности в волноводе в месте нахождения той или другой диафрагмы.

Обозначая входное сопротивление диафрагмы, нагруженной основным волноводом (рис. 56) с волновым сопротивлением  $Z_0$ , через  $Z_l$  и волновое сопротивление диафрагмы через  $Z_1$ , имеем

$$Z_l = Z_1 \frac{Z_0 \cos kl + jZ_1 \sin kl}{Z_1 \cos kl + jZ_0 \sin kl}.$$

Так как диафрагма очень тонкая и величина  $kl$  значительно меньше единицы, то в выражении для  $Z_l$  можно принять  $\cos kl = 1$ , а  $\sin kl = kl$  (синус малого угла, выраженного в радианах, равен самому углу). Тогда

$$Z_l = Z_1 \frac{Z_0 + jZ_1 kl}{Z_1 + jZ_0 kl}.$$

После некоторых преобразований можно получить

$$Z_l = R_l + jX_l,$$

где активная составляющая входного сопротивления диафрагмы

$$R_l = Z_0 \frac{1 + kl}{1 + \frac{Z_0}{Z_1} kl},$$

а реактивная составляющая

$$X_l = \frac{kl}{1 + \frac{Z_0}{Z_1} kl} \left( \frac{Z_1}{Z_0} - \frac{Z_0}{Z_1} \right).$$

По полученным выражениям для  $R_l$  и  $X_l$  можно заметить, что при незначительной разнице в волновых сопротивлениях волновода и диафрагмы  $\left( \frac{Z_0}{Z_1} \approx 1 \right)$  активная составляющая  $R_l$  равна волновому сопротивлению основного волновода  $Z_0$ , а реактивная часть  $X_l$  носит индуктивный или емкостный характер в зависимости от того, какое из волновых сопротивлений  $Z_1$  и  $Z_0$  больше или меньше.

Это дает возможность сказать, что диафрагма, изображенная на рис. 55, *а*, создает в волноводке неоднородность емкостного характера, а диафрагма на рис. 55, *б* — индуктивного характера.

Диафрагма, изображенная на рис. 55, *в*, является индуктивно-емкостной, и при определенном соотношении размеров по ширине и высоте ее входное сопротивление может быть сделано равным волновому сопротивлению основного волновода.

Установка диафрагм в соответствующее место волноводной системы, как уже указывалось, позволяет создать неко-

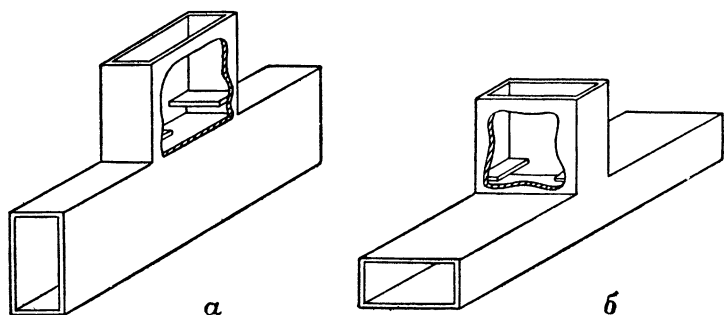


Рис. 57. Включение диафрагм в места нарушения однородности волновода по узкой стенке (*а*) и широкой стенке (*б*)

торый переходный участок, на границах которого выполняются необходимые условия для прохождения волны.

Иногда, чтобы компенсировать влияние неоднородности реактивностью диафрагмы, достаточно поместить диафрагму непосредственно у неоднородности, как это сделано на рис. 57.

Недостатком диафрагм, используемых для согласования, является невозможность регулировки их положения во время эксплуатации волноводных систем. Применение диафрагм требует предварительного подбора их положения и размеров опытным путем и, следовательно, оправдывается в тех случаях, когда частая настройка исключена.

**Реактивные штыри.** В тех случаях, когда необходимо регулировать вносимую в волновод реактивность, используются вертикальные штыри, устанавливаемые по средней линии широкой стенки волновода (рис. 58, *а*). Эквивалентная схема для штыря представляет собой последовательно соединенные емкость и индуктивность. Короткий штырь

( $l < \frac{\lambda_n}{4}$ ) действует как емкость; длинный штырь создает индуктивную проводимость; при длине штыря около  $\frac{\lambda_n}{4}$  наступает резонанс, проводимость обращается в бесконечность, что соответствует короткому замыканию, и волна в волноводе полностью отражается. Регулируя глубину погружения штыря, можно изменять абсолютную величину коэффициента отражения от него. Фаза отраженной волны регулируется перемещением штыря вдоль продольной щели, прорезанной в широкой стенке волновода.

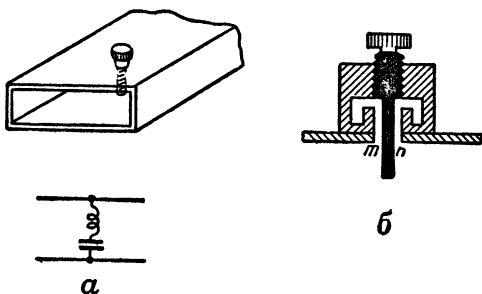


Рис. 58. Реактивный штырь как элемент согласования

Для обеспечения надежного контакта в месте ввода штыря в волновод предусмотрены канавки (рис. 58, б), эквивалентные по своей работе полуволновой короткозамкнутой линии. В точках *m* и *n* получается режим короткого замыкания вне зависимости от качества гальванического контакта между кареткой штыря и стенкой волновода.

Общим недостатком рассмотренных выше согласующих устройств является сравнительно узкая полоса, в которой возможно хорошее согласование отдельных элементов волноводных систем. Для уменьшения этого недостатка часто используют одновременно несколько согласующих элементов, каждый из которых настраивается с некоторым разном по частоте один относительно другого.

#### 4. Разветвления

Разветвления волноводов применяются для распределения высокочастотной энергии между различными потребителями или для подключения нескольких источников к одной нагрузке.

Простейшим считается разветвление с помощью перегородки, помещенной внутрь волновода перпендикулярно силовым линиям электрического поля (рис. 59). Ширина перегородки равна размеру широкой стенки волновода. Перегородка

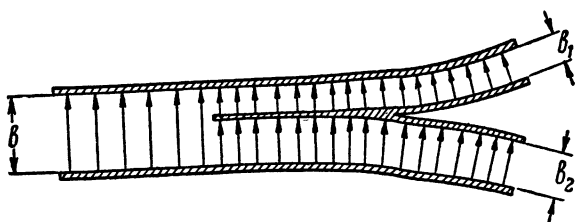


Рис. 59. Простейшее разветвление волноводной системы

родка позволяет разделить поле по волноводам с узкими стенками, равными  $b_1$  и  $b_2$ .

Такое разделение возможно потому, что распространение волны  $TE_{10}$  не зависит от ширины узкой стенки волновода. Чтобы уменьшить отражение от перегородки, около ее начала помещают один из элементов согласования.

Другим способом разветвления являются тройники.

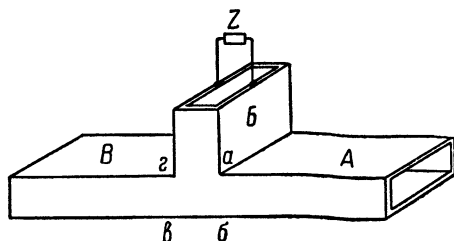


Рис. 60. Схема тройникового разветвления в  $E$ -плоскости

**Тройник.** Чтобы шлейфовые включения, показанные на рис. 52 и 53, стали тройниками, необходимо в ответвление вместо закорачивающего поршня включить нагрузку  $Z$  (рис. 60).

О конструкции промышленного образца тройникового разветвления дает представление рис. 61.

При сопротивлении нагрузки, равном волновому сопротивлению, в плече  $B$  (рис. 60) будет распространяться только бегущая волна, благодаря чему между точками  $a$  и  $z$  напряженность электрического поля будет равна нулю и в плечо  $B$  волна не пройдет. Детальное рассмотрение убе-

ждает, что в сечении  $ab$  полного согласования может не быть, в результате чего образуется отраженная волна. Для устранения этого явления используют диафрагмы, как показано на рис. 57. При нагрузке, не равной волновому сопротивлению волновода (рис. 60), в плече  $B$  наряду с бегущей возникнет стоячая волна. Это приведет

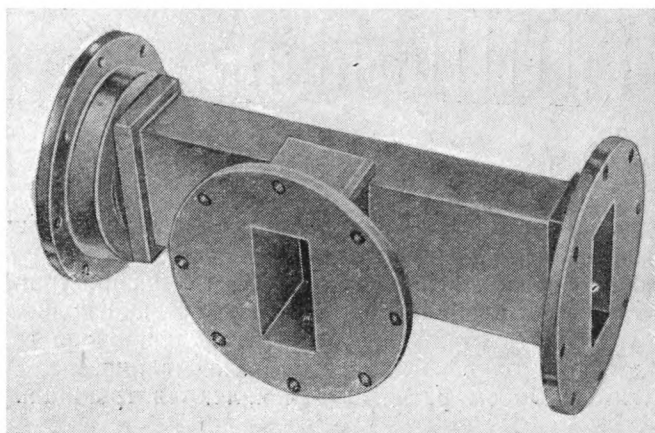


Рис. 61. Одна из конструкций одинарного тройника

к тому, что в плече  $B$  начнет распространяться волна, амплитуда и фаза которой будут зависеть от нагрузки  $Z$ .

Когда в плече  $A$  распространяется волна в одном направлении, а в плече  $B$  — в другом, то в плечо  $B$  проходит энергия при условии, если между точками  $a-b$  и  $в-г$  есть электрическое поле разных знаков (рис. 62,  $a$ ). Это является условием возбуждения волны в плече  $B$  полем между точками  $a$  и  $г$ .

В другом случае (рис. 62,  $б$ ), когда в сечениях  $ab$  и  $вг$  поле одного знака, в плечо  $B$  энергия проходить не будет.

Первый случай (рис. 62,  $a$ ) соответствует стоячей волне в основном волноводе (плечи  $A$  и  $B$ ) с узлом электрического поля в месте ответвления (пространство  $abвг$ ); второй же случай (рис. 62,  $б$ ) — стоячей волне в основном волноводе с пучностью электрического поля в месте ответвления.

Если разветвление волноводов происходит в плоскости магнитных силовых линий, т. е. по узкой стенке волновода (рис. 63), условия распространения волны в плече  $B$  (ответвлении) будут отличаться от соответствующих условий при

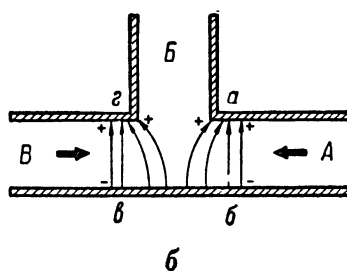
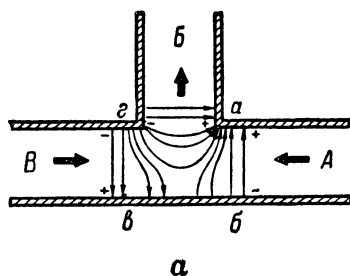


Рис. 62. Ход электрических силовых линий двух волн в тройнике

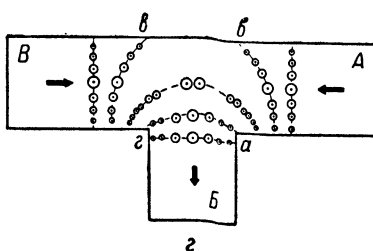
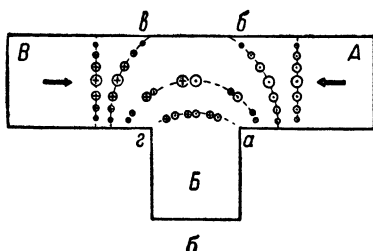
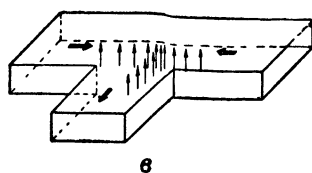
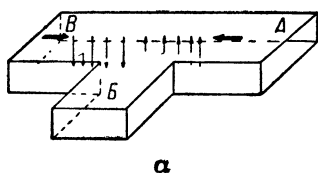


Рис. 63. Тройниковое разветвление в  $H$ -плоскости

разветвлении в  $E$ -плоскости. Две волны, распространяющиеся в плечах  $A$  и  $B$  в противоположные стороны и приходящие в место разветвления в противофазе (рис. 63,  $a$  и  $b$ ), в сечении  $ag$  электрического поля не создают и в плече  $B$  волна не возбуждается. Если же две указанные волны приходят в место разветвления в фазе (рис. 63,  $в$  и  $г$ ), электрические поля складываются и в сечении  $ag$  создаются благоприятные условия для возбуждения в плече  $B$  волны того же типа.

На рис. 63,  $б$  и  $г$  изображен примерный ход силовых линий электрического поля, перпендикулярных плоскости ри-

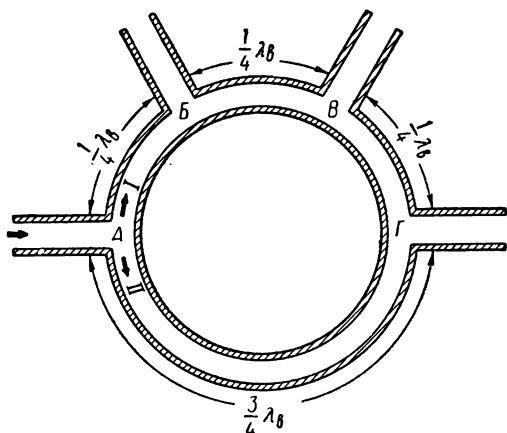


Рис. 64. Схема кольцевого распределителя

сунка каждой из волн. Диаметр кружка обозначена величина напряженности электрического поля  $E$ .

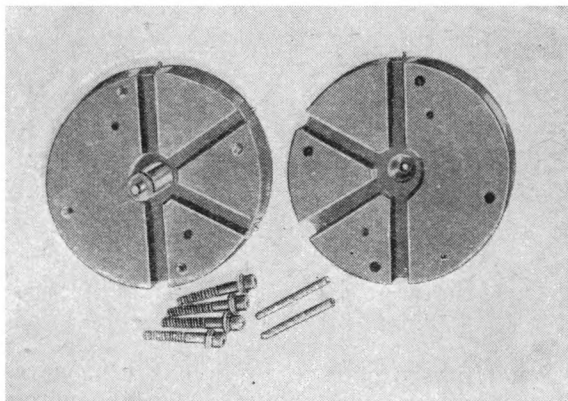
Указанные типы разветвлений обладают обратимыми свойствами: если источник волны включен в плечо  $B$ , то при разветвлении в  $E$ -плоскости (рис. 62) в плечах  $A$  и  $B$  волны будут распространяться в разные стороны и с противоположными фазами, а при разветвлении в  $H$ -плоскости (рис. 63) — с одинаковыми фазами.

Разветвления в  $E$ - и  $H$ -плоскостях используются как в измерительной, так и радиолокационной аппаратуре. Примером применения разветвления в  $E$ -плоскости в радиолокационной аппаратуре является кольцевой распределитель электромагнитной энергии (рис. 64).

Источник высокочастотной энергии, включенный в разветвление  $A$ , посылает волны I и II в разные стороны от

места разветвления и с противоположными фазами. От разветвления  $A$  до разветвления  $\Gamma$  обе волны пройдут путь  $\frac{3\lambda_n}{4}$ . Так как их пути равны, волны придут к разветвлению  $\Gamma$  опять с противоположными фазами. Таким образом, создается условие прохождения волны в разветвление  $\Gamma$ .

Путь до разветвления  $B$  для волны II будет на  $\frac{\lambda_n}{2}$  больше, чем для волны I, поэтому волны в точку  $B$  придут



**Рис. 65.** Промышленный образец кольцевого распределителя в разобранном виде

с одинаковыми фазами и волна в разветвление  $B$  проходить не будет.

Для разветвления  $B$  опять имеем такие условия, при которых волна проходит в разветвление  $B$ . Если же одно из разветвлений  $B$  или  $\Gamma$  превратить в шлейфовое включение (замкнуть ответвление в  $E$ -плоскости), то при его соответствующей длине могут быть созданы условия прохождения волны из разветвления  $A$  в  $B$  и обратно. При включении источника в разветвление  $B$  по указанному выше причинам энергия будет проходить также только в разветвления  $B$  и  $\Gamma$ .

Промышленный образец кольцевого распределителя в разобранном виде можно увидеть на рис. 65. Такой распределитель нашел применение в антенном переключателе мостикового типа (рис. 66).

**Двойной тройник.** В технике сантиметровых волн для распределения высокочастотной энергии широко применяется двойной тройник. Двойной тройник (рис. 67) состоит из четырех плеч, совмещенных в одном месте. Плечи 1, 2 и  $E$ -плечо образуют тройник с разветвлением в  $E$ -плоскости;

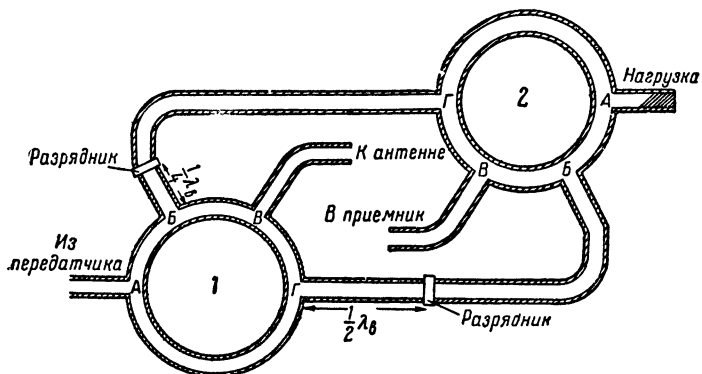


Рис. 66. Схема антенного переключателя с использованием кольцевого распределителя

плечи 1, 2 и  $H$ -плечо образуют тройник с разветвлением в  $H$ -плоскости. Пример конструкции такого двойного тройника дан на рис. 68.

Если в плечи включены согласованные нагрузки и в месте стыка всех плеч проведено необходимое согласование, то волна от источника, включенного в  $H$ -плечо (рис. 67), распределяется между плечами 1 и 2, не попадая в  $E$ -плечо. Это объясняется тем, что между ребрами  $a$  и  $z$  разность потенциалов равна нулю, и поэтому поля, которое могло бы возбудить волну в  $E$ -плече, нет.

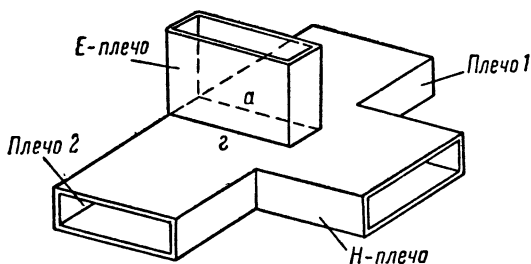


Рис. 67. Схема двойного тройника

Если источник включен в  $E$ -плечо, волна распределяется между плечами 1 и 2. Так как электрическое поле по обе стороны плоскости симметрии имеет разные знаки, то в месте подсоединения  $H$ -плеча возбуждающего поля также нет (см. рис 63, б) и волна в  $H$ -плечо не проходит. Таким образом,  $E$ -плечо и  $H$ -плечо оказываются электрически связанными.

Это свойство двойного тройника обратимое. Когда в плечах 1 и 2 имеется стоячая волна (волны в плечах 1 и 2 рас-

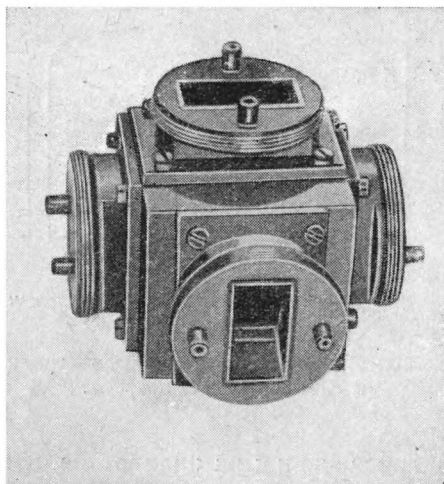


Рис. 68. Пример конструкции двойного тройника

пространяются навстречу друг другу), то в  $E$ -плечо проходит энергия, если узел электрического поля находится в месте разветвления. При этом в  $H$ -плече волны нет. Если в месте разветвления имеется пучность электрического поля, то волна будет проходить только в  $H$ -плечо, не попадая в  $E$ -плечо.

Аналогичными свойствами обладают плечи 1 и 2. Волна от источника, включенного в плечо 1, распространяется по  $E$ -плечу и  $H$ -плечу, не проходя в плечо 2 и наоборот.

Такие свойства двойного тройника позволяют использовать его в мостовых соединениях, например при измерениях полных сопротивлений волноводных элементов. В этом слу-

чае эталонное сопротивление включается в плечо 1, измеряемое сопротивление — в плечо 2. В *H*-плечо включают источник, а в *E*-плечо — индикатор. Так как взаимной связи между *E*-плечом и *H*-плечом нет и от нагрузки эталонного плеча волна не отражается, то на индикатор попадет только энергия, отраженная от измеряемого элемента. Когда измеряемый элемент окажется согласованным с тройником, то

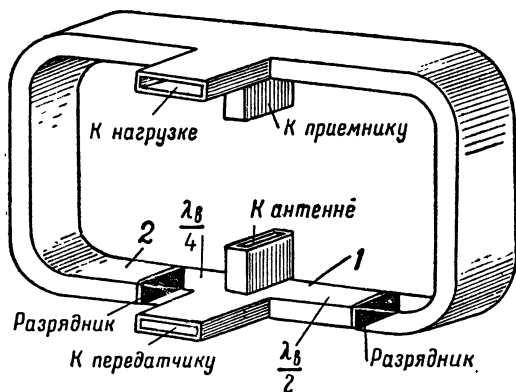


Рис. 69. Использование двойного тройника в антенном переключателе

мост будет сбалансирован и на индикаторе отмечается нулевое показание.

Другое применение двойной тройник нашел в антенных переключателях и сантиметровых смесителях балансного типа.

В антенном переключателе (рис. 69) отрезки волноводов, соединяющих оба двойных тройника, по длине равны между собой. Во время приема, т. е. когда разрядники не горят, волна, поступающая из антенны в *E*-плечо нижнего двойного тройника, возбуждает две волны (в плечах 1 и 2), распространяющиеся в противоположные стороны и с противоположными фазами.

Так как путь обеих волн до верхнего тройника одинаков, то к месту соединения плеч этого тройника обе волны придут с той же разностью фаз. Такое соотношение знаков двух полей создает условия прохождения обеих волн в *E*-плечо верхнего двойного тройника, к которому подсоединен приемный тракт.

При хорошем согласовании *Е*-плечо и *Н*-плечо не взаимосвязаны, поэтому энергия из антенны ни в передающий тракт, ни в нагрузку не попадает.

Когда работает передатчик, зажигаются разрядники. Прямая волна в *Е*-плечо нижнего тройника не попадает, но волна, отразившаяся от места короткого замыкания левого плеча нижнего тройника, приходит к месту подсоединения *Е*-плеча с фазой, отличной на  $180^\circ$  от фазы волны, отраженной от места короткого замыкания правого плеча. Такое соотношение фаз двух волн, распространяющихся навстречу друг другу, создает благоприятные условия для распространения волны в *Е*-плече нижнего тройника, к которому подсоединена антенна. Часть энергии, прошедшая через разрядники, в приемник не попадает, а проходит в *Н*-плечо верхнего тройника, т. е. в поглощающую нагрузку. Это объясняется синфазностью двух волн, распространяющихся в противоположные стороны от места подсоединения *Н*-плеча нижнего тройника.

В балансном смесителе (рис. 70) двойной тройник используется для создания двух напряжений промежуточной частоты, в которых напряжения полезного сигнала находятся в противофазе, а напряжения шумов от гетеродина — в фазе между собой.

В современных радиолокационных станциях используются супергетеродинные схемы приема отраженных сигналов. В этом случае несущая частота полезного сигнала при воздействии напряжения гетеродина преобразуется в смесителе в промежуточную частоту. Полезный сигнал затем усиливается в усилителе промежуточной частоты.

Получить напряжение гетеродина в чистом виде очень трудно. На практике напряжение гетеродина всегда модулировано напряжением шумов, создаваемых самой лампой (дробовой эффект и т. д.). Поскольку шумы обладают широким спектром, то одним из модулирующих напряжений будет и напряжение промежуточной частоты. Это тем более вероятно, что напряжение промежуточной частоты может в виде наводки попадать и из усилителя промежуточной частоты.

Таким образом, в смесителе после детектирования, кроме напряжения промежуточной частоты полезного сигнала, будет напряжение промежуточной частоты шумов, прошедшее по каналу гетеродина.

Применение балансного смесителя позволяет в значительной мере избавиться от проникновения шумов. Полез-

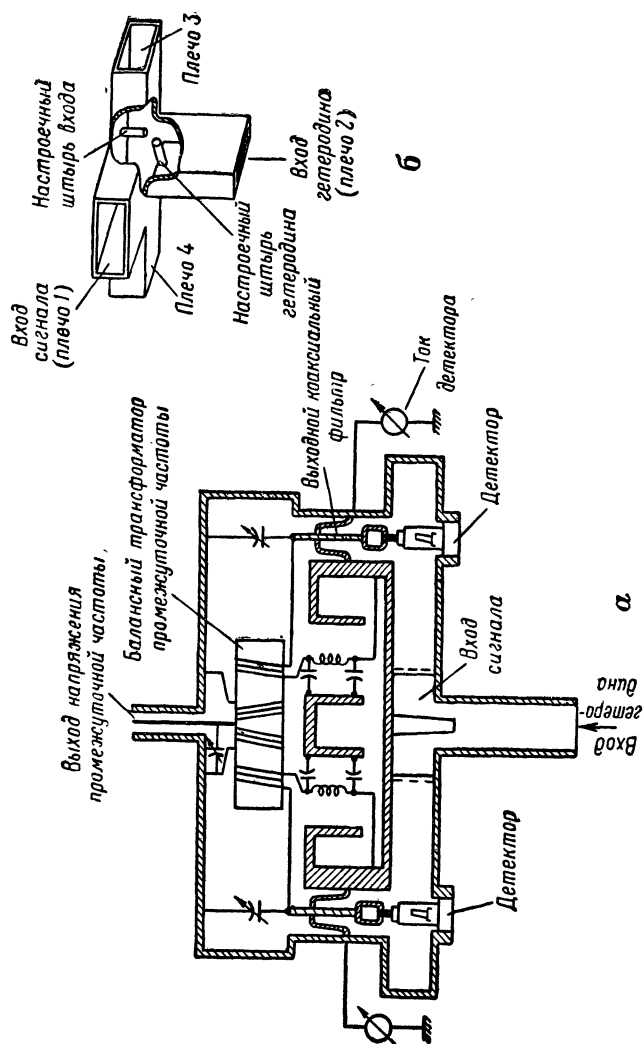


Рис. 70. Использование двойного тройника в балансном смесителе

ный сигнал высокой частоты поступает в плечо 1 и разветвляется по двум каналам. Обе части сигнала достигают детекторов ДД смесителя; расположенных на одинаковом расстоянии от разветвлений, в противофазе относительно друг друга. Колебания гетеродина, модулированные шумами, поступают в плечо 2, распространяются по плечам 3 и 4 и достигают детекторов ДД в фазе.

После детектирования оба напряжения полезного сигнала промежуточной частоты, подаваемые на балансный

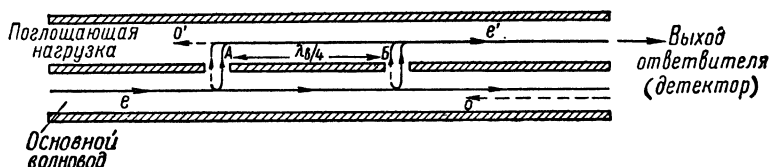


Рис. 71. Схема направленного ответвителя с двумя отверстиями

трансформатор, складываются, а напряжения шумов, поступающие в фазе, вычитаются и тем самым резко уменьшаются.

Сложение двух напряжений полезного сигнала и вычитание напряжения шумов в балансном трансформаторе осуществляются за счет дополнительного сдвига фаз на  $180^\circ$ .

Применение балансного смесителя повышает общую чувствительность радиолокационных приемников.

**Направленные ответвители** также относятся к разветвлениям волноводных систем. Обычно они используются в измерительной технике сантиметровых волн для контроля мощности в широкой полосе частот.

Направленный ответвитель, включенный в волноводную систему, обеспечивает отвод из основного волновода мощности, уменьшенной в определенное число раз.

В технике используются в основном два вида направленных ответвителей: с двумя отверстиями и одним отверстием.

Принцип действия направленного ответвителя с двумя отверстиями поясняет рис. 71. Два волноводных отрезка имеют общую стенку, в которой сделаны отверстия А и Б, связывающие эти отрезки. Отверстия расположены на расстоянии  $\frac{\lambda_{\text{в}}}{4}$  друг от друга.

Энергия волны  $e$ , распространяющейся по основному волноводу слева направо, частично ответвляется через от-

верстия *A* и *B* в волновод ответвителя. В сечении *B* ответвленная и прямая волны находятся в фазе, так как проходят одинаковое расстояние. Они складываются и образуют выходящую волну  $e'$ .

Волна *O*, отраженная в основном волноводе, образует в волноводе ответвителя волну *O'*, которая поглощается специальной поглощающей нагрузкой и на выход ответвителя не попадает. На выходе ответвителя будет мощность только прямой волны, в рассчитанное число раз уменьшенная.

На выходе ответвителя обычно ставят индикатор мощ-

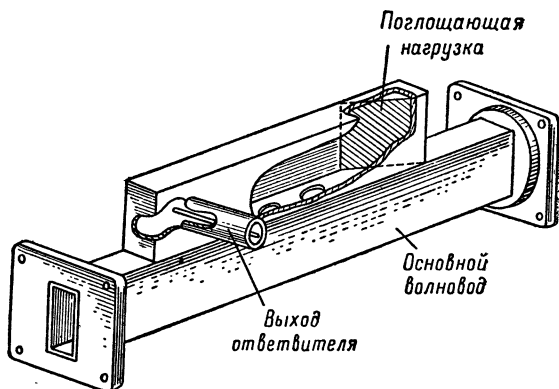


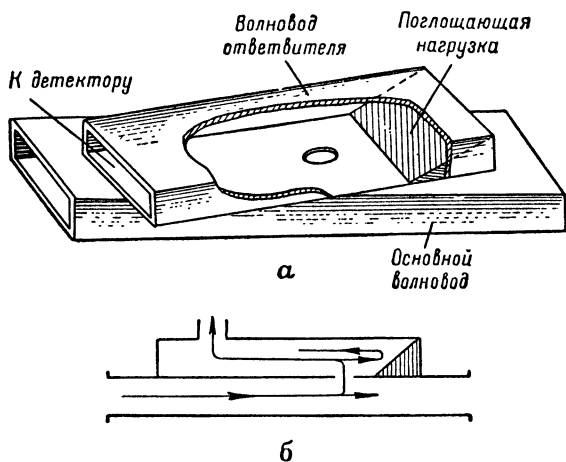
Рис. 72. Пример конструкции направленного ответвителя с двумя отверстиями

ности. Пример конструкции направленного ответвителя с двумя отверстиями представлен на рис. 72.

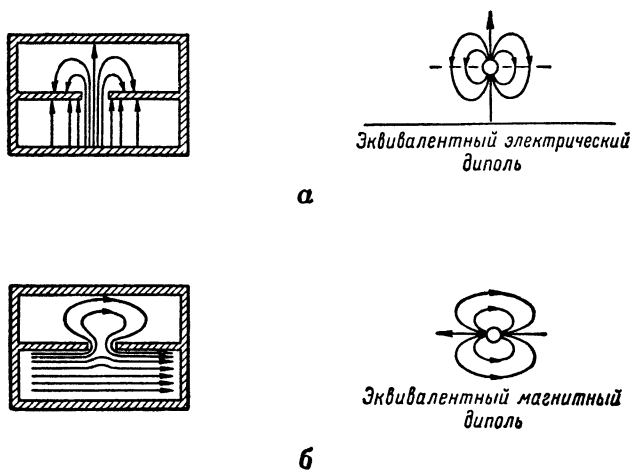
Типичной для ответвителя с одним отверстием является конструкция, показанная на рис. 73. Ответвитель состоит из двух волноводов, примыкающих друг к другу широкими стенками, в которых имеется общее отверстие, создающее связь между волноводами. Нижний отрезок волновода является частью основного волновода, верхний — волноводом ответвителя, в один конец которого помещена согласованная поглощающая нагрузка, а к другому подсоединяется детекторная головка индикатора мощности.

Принцип действия такого направленного ответвителя основывается на следующем.

При прохождении волны по основному волноводу электрическое и магнитное поля волны проникают в отверстие. Картина электрического поля около отверстия в волноводе



**Рис. 73.** Направленный ответвитель с одним отверстием (*а*) и его схема (*б*)



**Рис. 74.** Электрическое (*а*) и магнитное (*б*) поля в отверстии ответвителя при распространении в основном волноводе волны  $TE_{10}$

ответвителя аналогична полю электрического диполя (рис. 74, а), ориентированного параллельно электрическому полю  $TE_{10}$ -волны основного волновода. Электрическое поле около отверстия является источником электромагнитной волны в волноводе ответвителя. Направление составляющей магнитного поля этой волны может быть определено по правилу правого винта.

Магнитное поле, проникающее через отверстие в волновод ответвителя, соответствует полю магнитного диполя, ориентированного параллельно поперечной составляющей магнитного поля  $TE_{10}$ -волны основного волновода (рис. 74, б). Величина напряженности магнитного поля меняется в зависимости от угла между осями основного волновода и ответвителя. Проникающее магнитное поле также является источником своей электромагнитной волны в волноводе ответвителя. Электрическая и магнитная составляющие созданной волны ориентированы таким образом, что в направлении распространения волны  $TE_{10}$  основного волновода они компенсируют соответствующие поля волны от электрического поля, а в противоположном направлении усиливают эти поля.

Меняя угол между осями волноводов, можно подобрать такую величину напряженности магнитного поля, при которой происходит почти полная компенсация волн в волноводе ответвителя в одном направлении (направлении распространения  $TE_{10}$ -волны основного волновода) и усиление в другом направлении.

Таким образом, направленный ответвитель с одним отверстием характеризуется тем, что в волноводе ответвителя направление распространения волны противоположно направлению распространения бегущей волны основного волновода.

Напряженности полей, создаваемых в волноводе ответвителя, пропорциональны напряженности поля падающей волны и так называемой «поляризуемости» отверстия. Поляризуемость в свою очередь зависит от формы отверстия и направления падающей волны (ось основного волновода) относительно оси волновода ответвителя.

---

---

---

## **V. СВЯЗЬ ВОЛНОВОДНЫХ СИСТЕМ С ИСТОЧНИКАМИ И ПРИЕМНИКАМИ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭНЕРГИИ**

Для передачи высокочастотной энергии от источника в волновод или из волновода к приемникам этой энергии служат специальные элементы связи.

По принципу действия элементы связи одинаковы как при передаче энергии, так и при ее приеме. Конструктивные особенности и различия в элементах связи объясняются лишь различием в уровнях энергии, рассеиваемой или поглощаемой этими элементами.

В зависимости от того, какое поле стремятся возбудить около элемента связи, можно различать (условно) связь электрическую и связь магнитную. Примером электрической связи является штырек внутреннего проводника коаксиальной линии (рис. 75, а), введенный через стенку внутрь волновода. Соответствующим расположением штырька относительно стенок волновода можно достичь возбуждения того или иного типа волны. В приложении, помещенном в конце брошюры, схематически изображены элементы электрической связи, расположенные соответствующим образом относительно стенок волновода и питаемые от источника в нужной фазе.

Связь волновода с источником с помощью магнитных полей может быть осуществлена петлей, один конец которой, например, соединен с центральным проводником коаксиальной линии, а другой — со стенкой волновода (рис. 75, б). Для возбуждения нужного типа волны плоскость петли должна быть перпендикулярна магнитным силовым линиям волны этого типа.

Деление связи на электрическую и магнитную условно, ибо и в том и другом случае несомненно имеется электромагнитная связь.

Несколько в особом положении (с точки зрения нашей классификации) находится связь через отверстие в одной

из стенок волновода, например соединение отрезка одного волновода с другим. В этом случае нельзя говорить отдельно об электрической или магнитной связи, ибо отверстие является источником как электрического, так и магнитного полей (рис. 75, в).

Наибольшее распространение в радиолокационных станциях нашли первые два способа связи.

Электромагнитные процессы, происходящие в элементах связи, и методы их расчета близки к соответствующим

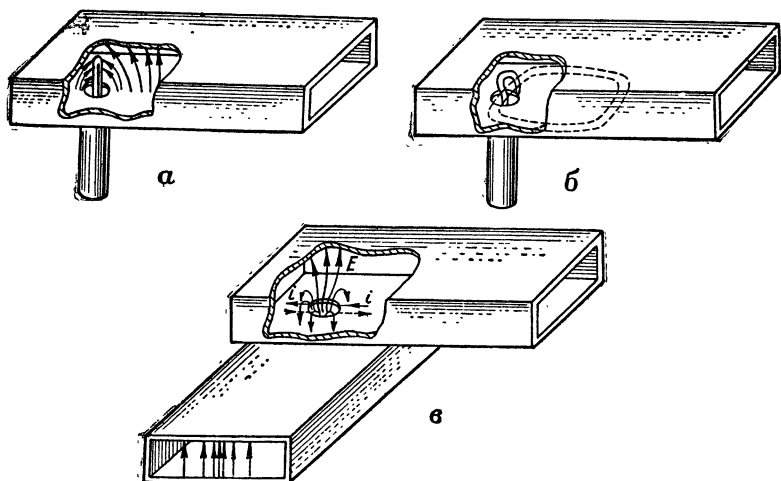


Рис. 75. Наиболее распространенные способы связи источника (приемника) с волноводом:

а — электрическая связь; б — магнитная связь; в — связь через отверстие

методам, применяемым в расчетах антенных систем. В этом можно убедиться на простейшем примере штырька, помещенного в открытый с обоих концов прямоугольный волновод перпендикулярно его широкой стенке и находящегося на равном расстоянии от узких стенок (рис. 75, а). Одновременно убедимся в образовании двух плоских волн, распространяющихся в волноводе под углом друг к другу и образующих один из простейших типов волн —  $TE_{10}$ -волну.

Штырек связи по существу является излучающим вибратором. Так как по вибратору протекает переменный ток, будем графически изображать его в виде стрелки, направление которой показывает фазу колебаний тока (с точностью до  $180^\circ$ ).

Известно, что электромагнитное поле вибратора перед идеально проводящей плоскостью эквивалентно электромагнитному полю двух вибраторов, из которых один является реальным, а другой его зеркальным изображением. Могут быть два крайних случая: когда ось вибратора составляет с проводящей плоскостью (зеркалом) прямой угол (рис. 76, а) и когда ось вибратора параллельна плоскости (рис. 76, б).

В первом случае, чтобы заменить действие идеально проводящей плоскости, ток в зеркально изображенном вибраторе должен быть в фазе с током реального вибрато-

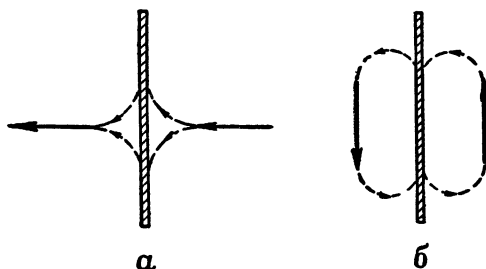


Рис. 76. Зеркальные изображения вибраторов:

а — вибратор перпендикулярен плоскости; б — вибратор параллелен плоскости

тора. Во втором же случае ток реального вибратора и ток зеркально изображенного должны находиться в противофазе. Эти требования являются следствием граничных условий на идеально проводящей плоскости.

При нахождении вибратора между двумя параллельными идеально проводящими плоскостями число его изображений будет неограниченным. Каждое последующее изображение вибратора, расположенного перпендикулярно к плоскостям, будет совпадать по фазе с предыдущим изображением, а следовательно, и с реальным вибратором; каждое последующее изображение вибратора, расположенного параллельно плоскостям, будет находиться в противофазе с предыдущим изображением.

Таким образом, действие стенок волновода, между которыми помещен вибратор, эквивалентно действию системы вибраторов, расположенных в плоскости (рис. 77). Эта система вибраторов представляет собой многовибраторную антенну с противофазным питанием вибраторов по горизонталям и синфазным питанием их по вертикалям.

Для такого типа антенны условием максимумов излучения в горизонтальной плоскости (плоскости, параллельной широкой стенке волновода) будет

$$a \sin \theta = \pm n \frac{\lambda_{\text{в}}}{2}.$$

Ввиду того что расстояние  $b$  между синфазными вибраторами, расположенными в вертикальной плоскости, меньше  $\lambda_{\text{в}}$ , излучение будет происходить только в горизон-

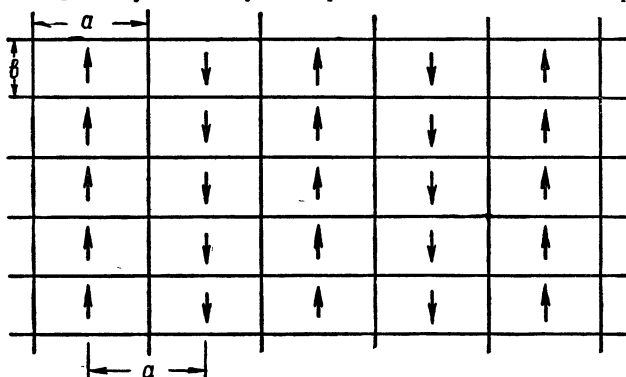


Рис. 77. Система вибраторов, эквивалентная одному вибратору, помещенному между стенками прямоугольного волновода с размерами  $a$  и  $b$

тальной плоскости. В простейшем случае, когда размер широкой стенки волновода  $a$  только немного более  $\frac{\lambda_{\text{в}}}{2}$ , для действительных углов  $\theta$  будет только единственное значение  $n = 1$ . Тогда  $a \sin \theta = \pm \frac{\lambda_{\text{в}}}{2}$ , что совпадает с условием распространения первичных волн, образующих  $TE_{10}$ -волну.

Итак, вибратор, помещенный в волновод с размерами, обеспечивающими прохождение  $TE_{10}$ -волны, излучает такие плоские волны, которые являются первичными для образования  $TE_{10}$ -волны.

В рассматриваемом случае волна в волноводе может распространяться вдоль волновода в обе стороны от вибратора, так как эквивалентная многовибраторная антенна дает максимум излучения не только в направлении  $\theta$ , но и в направлении  $\pi - \theta$ , т. е. это направление удовлетворяет условию  $a \sin (\pi - \theta) = \pm \frac{\lambda_{\text{в}}}{2}$ .

На практике часто требуется, чтобы волна в волноводе проходила только в одну сторону, например, от источника к антенне или от антенны к приемнику. Для этого один конец волновода вблизи вибратора закорачивают проводящей стенкой (поршнем). Влияние закорачивающей стенки с идеальной проводимостью эквивалентно экрану, поставленному за многовибраторной антенной. Пользуясь тем же методом зеркальных изображений, такой экран можно за-

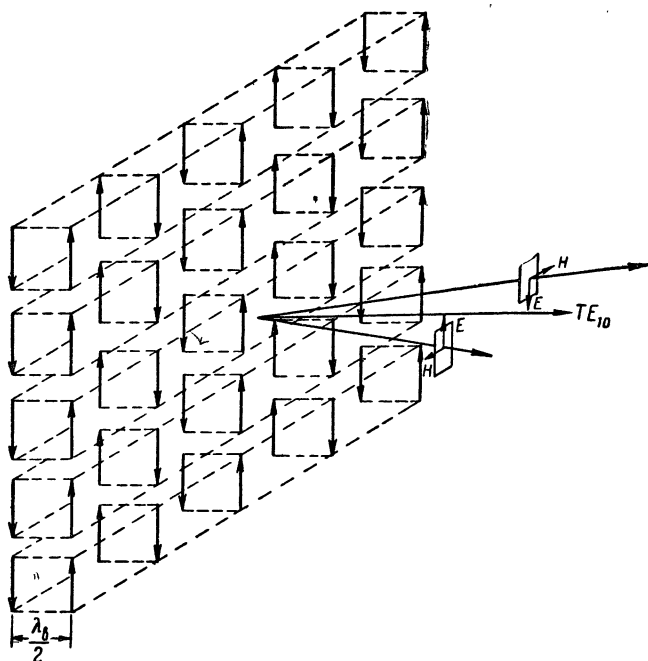


Рис. 78. Антенная система, эквивалентная вибратору, помещенному в волновод вблизи закорачивающей стенки

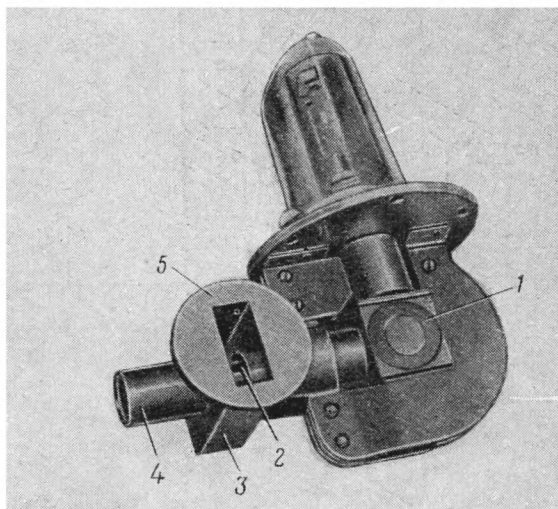
менить второй антенной, удаленной от первой на расстояние, равное удвоенному расстоянию от стенки до вибратора (рис. 78).

Фаза колебаний токов в вибраторах второй антенны будет такой же, как в зеркально изображенном вибраторе на рис. 76, б.

Если эти две антенны (рис. 78) расположить друг от друга на расстоянии  $\frac{\lambda_g}{2}$  (соответственно расстоянию между

закорачивающей стенкой и вибратором в  $\frac{\lambda_{\text{в}}}{4}$ , то из четырех направлений ( $\theta$ ,  $-\theta$ ,  $\pi - \theta$  и  $-\pi + \theta$ ), в которых излучала одна антенна, останутся только два (например,  $\theta$  и  $-\theta$ ). В этих направлениях излучение электромагнитной энергии соответственно увеличится.

Для улучшения условий передачи энергии в волновод приходится несколько изменять положение закорачивающей стенки (поршня).



**Рис. 79.** Магнетрон с выходным устройством:

1 — магнетрон; 2 — коаксиальный вывод высокочастотной энергии (вибратор); 3 — согласующий отрезок прямоугольного волновода с запаянным поршнем; 4 — согласующий цилиндрический стакан; 5 — фланец выходного устройства

Вибратор, помещенный в волновод, настолько близко расположен к стенкам волновода, что последние влияют на распределение тока и напряжения в нем. Это влияние сказывается в том, что вибратор нагружен не на чисто активную нагрузку, а на сопротивление, имеющее реактивную составляющую. Величина этой составляющей зависит как от размера  $a$ , так и от смещения вибратора относительно оси волновода.

Чтобы скомпенсировать реактивность нагрузки, обусловленную влиянием боковых стенок волновода, положение

закорачивающего поршня несколько изменяют. Благодаря этому стоячая волна, имеющаяся между вибратором и поршнем, создает условия, при которых нагрузка становится чисто активной. Такое согласование используют в выходных устройствах магнетронов (рис. 79). В этих устройствах, кроме согласования вибратора с волноводом, необходимо также согласование входного сопротивления вибратора с выходной коаксиальной линией магнетрона, для чего служит стакан 4, являющийся короткозамкнутым отрезком коаксиальной линии.

Рассмотрев физические принципы образования волн в волноводах и особенности конструкций основных элементов волноводных систем, необходимо отметить ряд вопросов, имеющих чисто практическое значение. К таким вопросам относятся: размеры, допуски на размеры и покрытия поверхности волноводов.

Размеры поперечного сечения волновода выбираются с учетом следующих основных характеристик: рабочей волны, рабочего типа колебаний, предельной длины волны рабочего и ближайшего из высших типов колебаний, напряжения пробоя и затухания в поверхности стенок волновода.

Размеры волновода выбираются такими, при которых мог бы распространяться только низший (основной) тип колебаний. В этом случае высшие типы колебаний, возникшие вблизи какой-либо неоднородности (переход от одного элемента волноводной системы к другому), не смогут распространяться по волноводу и вблизи неоднородности быстро затухнут. Такой выбор размеров волновода облегчает конструирование и эксплуатацию волноводных систем.

Чтобы в волноводе не возникали волны высших типов, размер широкой стенки делают близким к половине критической длины волны. Зависимость между предельными значениями размера широкой стенки прямоугольного волновода и длиной волны в волноводе можно изобразить графически (рис. 80).

Неточность в изготовлении труб для волноводов или неровная внутренняя поверхность приводят к нежелательным явлениям. Если два отрезка волновода отличаются по размерам, то в месте их стыка образуется ступенчатый переход (неоднородность), который вызывает отраженные волны.

При грубо обработанных внутренних поверхностях стенок волновода возникают те же явления и, кроме того, увеличивается активное сопротивление волновода. Поэтому

затухание на единицу длины волновода возрастает. Увеличивается оно также в том случае, если поверхность стенок исцарапана или имеет волнистый вид, как показано на рис. 81.

Возрастание затухания в этом случае вызывается двумя явлениями: увеличением действующей длины волновода и увеличением действующего активного сопротивления

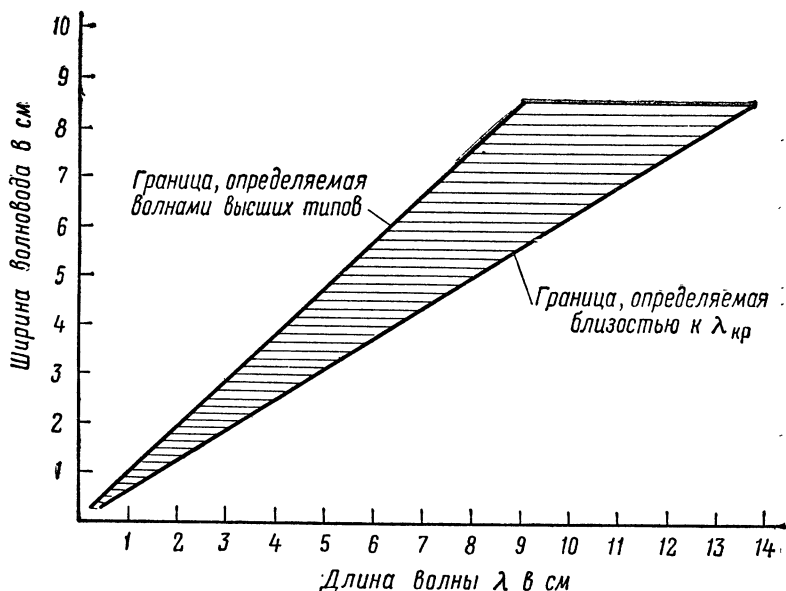


Рис. 80. График предельных значений размера широкой стенки прямоугольного волновода для различных длин волн

слоя ( $\delta$ ), в котором протекают токи, за счет концентрации токов на краях каждой неровности.

Острые заусеницы и края на поверхностях стенок волновода значительно снижают максимальную мощность, которую можно передать по линии без опасности пробоя.

В процессе эксплуатации волноводные системы могут находиться в разных метеорологических условиях. При резких изменениях температуры воздуха на внутренних стенках волноводов появляется влага, которая нарушает нормальные условия работы волноводной системы. В этом случае возможна коррозия проводящих стенок волновода, а вследствие этого значительные потери энергии, особенно

в стыках отрезков волноводов. Во избежание коррозии применяют антикоррозийные покрытия.

Чаще всего в качестве антикоррозийных покрытий используют электролитические покрытия металлами, неактивными с влагой, или покрытия лаком.

В высокочастотной технике стенки волноводов наиболее часто покрывают серебром или медью, которые обладают

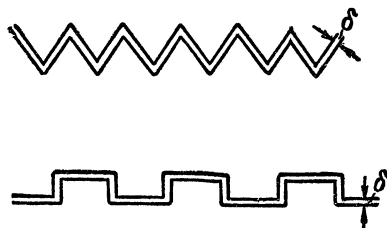
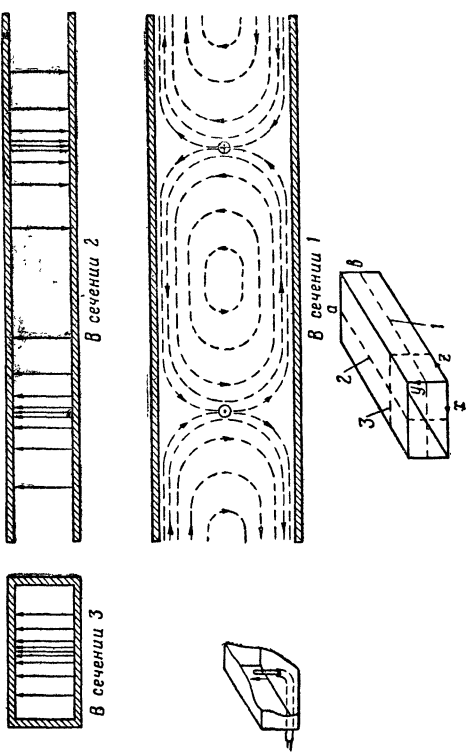


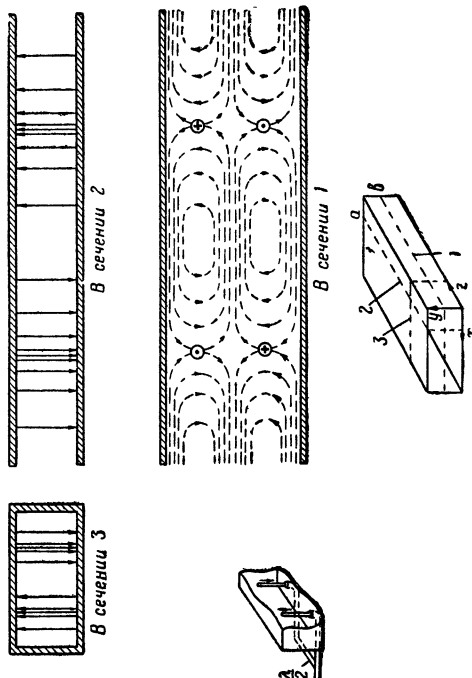
Рис. 81. Неровности внутренних поверхностей стенок волновода:  
 $\delta$  — глубина проникновения тока

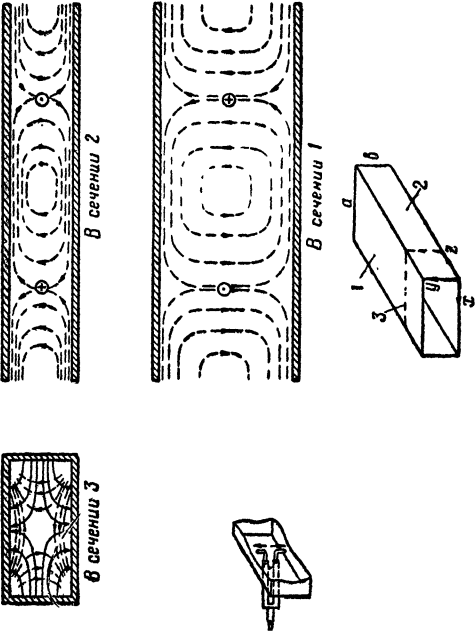
высокой электропроводностью. Однако эти металлы на открытом воздухе корродируют или тускнеют. В этом случае поверхности стенок волновода полезно защитить тонким слоем лака или обработать в эбонале.

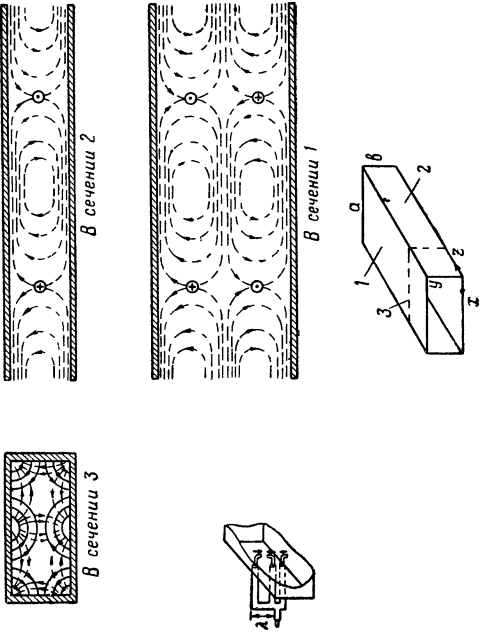
По внешним признакам (внешние размеры, обработка внешних поверхностей) элементы волноводных систем как будто не являются такими частями аппаратуры, которые требуют особого внимания и аккуратного обращения. Однако нормальная работа всего высокочастотного тракта радиолокационной станции в значительной степени зависит от состояния внутренних поверхностей волноводов и хорошего соединения отдельных элементов. На это должно обращать особое внимание обслуживающего персонала.

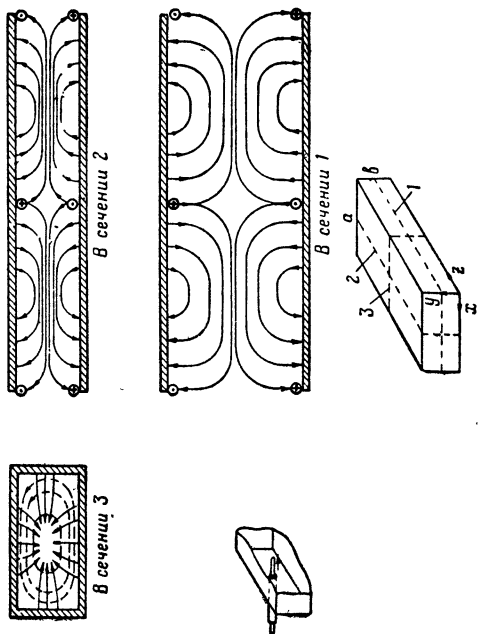
1. ВОЛНЫ В ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОДНОВОДАХ

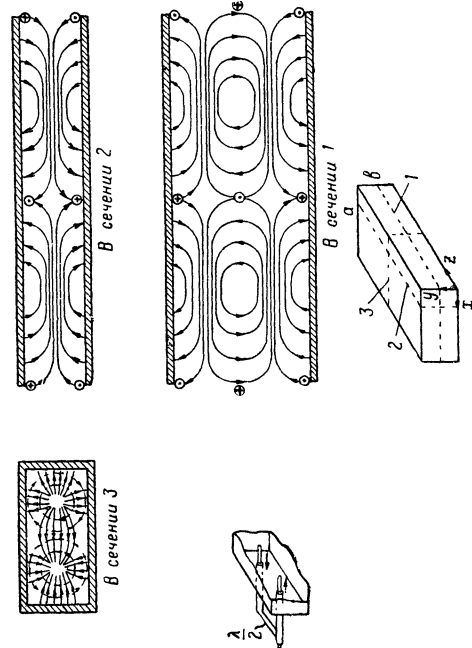
Тип волны	Электрические и магнитные поля в сечениях отрезка волновода. Способ возбуждения волны	Составляющие полей, отлич- ные от нуля	Критическая длина волны
$TE_{10}$	 <p>В сечении 3</p> <p>В сечении 2</p> <p>В сечении 1</p>	$E_y$ $H_x$	$2a$

Тип волны	Электрические и магнитные поля в сечениях отрезка волновода. Способ возбуждения волны	Составляющие полей, отличные от нуля	Критическая длина волны
$TE_{30}$		$E_y, H_z$	$a$

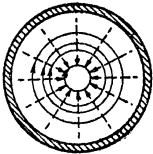
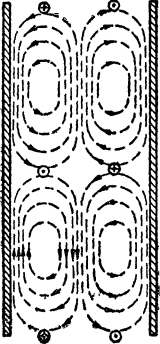
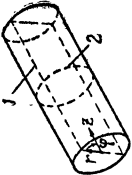

Тип волны	Электрические и магнитные поля в сечениях отрезка волновода. Способ возбуждения волны	Составляющие полей, отличные от нуля	Критическая длина волны
$TE_{11}$	 <p>в сечении 3</p> <p>в сечении 2</p> <p>в сечении 1</p>	$E_x; E_y$ $H_x; H_y; H_z$	$\frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}}$

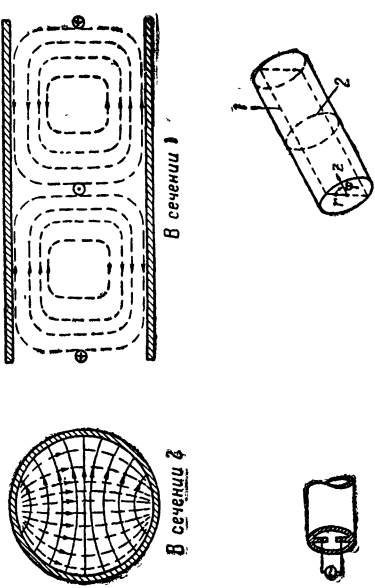
Тип волны	Электрические и магнитные поля в сечениях отрезка волновода. Способ возбуждения волны	Составляющие полей, отличные от нуля	Критическая длина волны
$TE_{21}$		$E_x; E_y$ $H_x; H_y; H_z$	$\frac{2ab}{\sqrt{4b^2 + a^2}}$

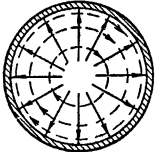
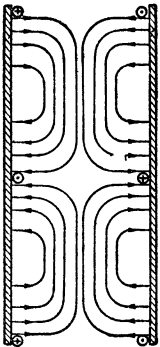

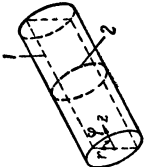
Тип волны	Электрические и магнитные поля в сечениях отрезка волновода. Способ возбуждения волны	Составляющие полей, отличные от нуля	Критическая длина волны
<p style="text-align: center;"><math>TM_{11}</math></p>	 <p style="text-align: center;">В сечении 3</p> <p style="text-align: center;">В сечении 2</p> <p style="text-align: center;">В сечении 1</p>	$E_x; E_y; E_z$ $H_x; H_y$	$\frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}}$

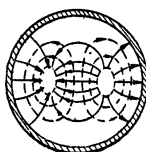
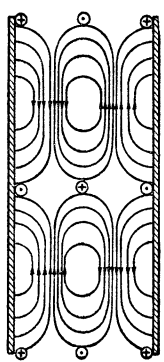

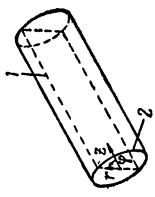
Тип волны	Электрические и магнитные поля в сечениях отрезка волновода. Способ возбуждения волны	Составляющие полей, отличные от нуля	Критическая длина волны
$TM_{21}$		$\begin{matrix} E_x; E_y; E_z \\ H_x; H_y \end{matrix}$	$\frac{2ab}{\sqrt{4b^2 + a^2}}$

## 2. ВОЛНЫ В КРУГЛЫХ ВОЛНОВОДАХ

Тип волны	Электрические и магнитные поля в сечениях отрезка волновода. Способ возбуждения волны	Составляющие полей, отличные от нуля	Критическая длина волны
$TE_{01}$	<div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;"> <div style="text-align: center;">  <p>В сечении 2</p> </div> <div style="text-align: center;">  <p>В сечении 1</p> </div> </div> <div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center; margin-top: 20px;">   </div>	$E_\varphi$ $H_r; H_z$	$1,64a$

Тип волны	Электрические и магнитные поля в сечениях отрезка волновода. Способ возбуждения волны	Составляющие полей, отличные от нуля	Критическая длина волны
$TE_{11}$		$E_r; E_\varphi$ $H_r; H_\varphi; H_z$	$3,41a$

Тип волны	Электрические и магнитные поля в сечениях отрезка волновода. Способ возбуждения волны	Составляющие полей, отличные от нуля	Критическая длина волны
$TM_{01}$	<div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;"> <div style="text-align: center;">  <p>В сечении 2</p> </div> <div style="text-align: center;">  <p>В сечении 1</p> </div> </div> <div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center; margin-top: 20px;">   </div>	$E_r, E_z$ $H_\varphi$	$2,61a$

Тип волны	Электрические и магнитные поля в сечениях отрезка волновода. Способ возбуждения волны	Составляющие полей, отличные от нуля	Критическая длина волны
<p><math>TM_{11}</math></p>	<div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;"> <div style="text-align: center;">  <p>В сечении 2</p> </div> <div style="text-align: center;">  <p>В сечении 1</p> </div> </div> <div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center; margin-top: 20px;">   </div>	$E_\varphi; E_r; E_z$ $H_\varphi; H_r$	<p>1,64a</p>

---

---

## СОДЕРЖАНИЕ

	<i>Стр.</i>
Введение . . . . .	<b>3</b>
I. Волны и волновое движение . . . . .	<b>5</b>
1. Общие сведения . . . . .	—
2. Фазовая и групповая скорости волн . . . . .	23
3. Электромагнитные волны . . . . .	29
II. Направляющие системы . . . . .	35
1. Направляющие свойства металлической плоскости . . . . .	—
2. Волны между параллельными плоскостями . . . . .	43
III. Полые волноводы . . . . .	52
1. Прямоугольный волновод . . . . .	—
2. Круглый волновод . . . . .	63
IV. Элементы волноводных систем . . . . .	69
1. Неподвижные соединения . . . . .	71
2. Подвижные соединения . . . . .	76
3. Элементы согласования . . . . .	79
4. Разветвления . . . . .	90
V. Связь волноводных систем с источниками и приемниками высокочастотной энергии . . . . .	105
Приложение . . . . .	114

---

Борис Аронович Фогельсон — ВОЛНОВОДЫ

Редактор подполковник *Владимиров В. Т.*

Технический редактор *Срибнис Н. В.*

Корректор *Бурковская Г. П.*

---

Сдано в набор 27.7.57 г.

Г-41012.

Подписано к печати 3.1.58 г.

Формат бумаги  $84 \times 108 \frac{1}{32}$  — 4 печ. л. = 6,56 усл. печ. л. 5,8 уч.-изд. л.

Военное Издательство Министерства обороны Союза ССР

Москва, Тверской бульвар, 18.

Изд. № 5/8135.

Цена 2 руб.

Зак. 598.

---

1-я типография имени С. К. Тимошенко

Управления Военного издательства Министерства обороны Союза ССР

Москва, К-6, проезд Скворцова-Степанова, дом 3.

**ТОВАРИЩИ ЧИТАТЕЛИ!**

**С заказами на библиотеку «Радиолокационная техника» обращайтесь в магазины военторгов «Военная книга».**

**Свои отзывы и пожелания по библиотеке «Радиолокационная техника» просим направлять по адресу: Москва, К-9, Тверской бульвар, 18, Управление Военного Издательства.**

## БИБЛИОТЕКА

# „РАДИОЛОКАЦИОННАЯ ТЕХНИКА“

В помощь офицерам, связанным с эксплуатацией радиотехнических средств, Военное Издательство выпускает библиотеку «Радиолокационная техника». Эта библиотека может быть также использована широким кругом читателей, желающих подробно ознакомиться с работой отдельных узлов и элементов радиолокационных станций.

### ВЫШЛИ ИЗ ПЕЧАТИ

- К. Н. ТРОФИМОВ, Радиолокация
- В. С. НЕЛЕПЕЦ, Антенны метровых волн
- А. П. КАРУСЬ, Антенные переключатели
- С. И. БЫЧКОВ, Магнетрон
- М. А. СОКОЛОВ, Преобразователи частоты
- Г. Д. ЗАВАРИН, Усилители
- З. Э. АШ, Реле
- Б. Ш. ГОРИН, Индикаторы дальности

### НАМЕЧЕНЫ К ИЗДАНИЮ

- 1. Координаты, определяемые радиолокационной станцией
- 2. Линии передачи
- 3. Объемные резонаторы
- 4. Антенны сверхвысоких частот
- 5. Управление диаграммами направленности
- 6. Распространение радиоволн
- 7. Электронные лампы
- 8. Газоразрядные приборы
- 9. Выпрямительные устройства
- 10. Формирование импульсов
- 11. Генераторы синусоидальных колебаний
- 12. Импульсные передатчики УКВ
- 13. Клистрон
- 14. Лампы обратной и бегущей волны
- 15. Регулировка усиления и АПЧ в приемниках
- 16. Синхронно-следящие устройства
- 17. Электронно-лучевая трубка
- 18. Развертки индикаторов
- 19. Индикаторы направления
- 20. Помехи радиолокации и борьба с ними
- 21. Технические данные радиолокационной станции
- 22. Электротехнические измерения
- 23. Электронный осциллограф

**Цена 2 руб.**