



*И. П. Марков*

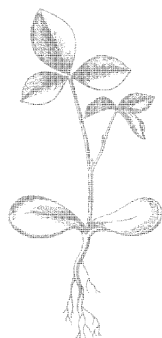
# **ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ**

РАДИОЛОКАЦИОННАЯ ТЕХНИКА

И. П. МАРКОВ

# ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

ВОЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
МИНИСТЕРСТВА ОБОРОНЫ СОЮЗА ССР  
МОСКВА — 1958



## **И. П. Марков. ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ**

Брошюра «Линии передачи» 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.

В данной брошюре рассмотрены вопросы распространения волн тока и напряжения вдоль линии передачи (двухпроводной и коаксиальной), образования бегущих и стоячих волн, особенности линий при разных видах нагрузки, примеры согласования, крепления и сочленения линий, а также приведены общие сведения о типах линий передачи и некоторые сведения об искусственных линиях.

---

## 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

Основным назначением линий передачи является передача энергии высокочастотных колебаний из одного места в другое с минимальными потерями.

Кроме того, линии используются в качестве реактивных элементов (индуктивностей и емкостей) цепей настройки, колебательных контуров и частотных фильтров.

В радиолокационной технике в качестве линий передачи применяются симметричные, коаксиальные (концентрические) линии и волноводы (круглые и прямоугольные металлические трубы).

Коаксиальные и симметричные линии относятся к одному типу и называются обычно двухпроводными линиями (фидерами).

Применение того или другого типа линий, а также их конструктивное выполнение в каждом конкретном случае определяется диапазоном частот и величиной передаваемой мощности. Обычно в диапазоне метровых (до 300 *Мгц*) и дециметровых (до 3000 *Мгц*) волн применяют симметричные двухпроводные и коаксиальные линии, а в диапазоне сантиметровых волн (3000 *Мгц* и выше) — волноводы.

На этих частотах применяемые в радиолокации (и вообще в радиотехнике) двухпроводные линии передачи по своим электрическим свойствам являются длинными линиями. Длинными линиями называют такие линии, геометрическая длина которых больше длины рабочей волны передаваемых электромагнитных колебаний или соизмерима с ней. Отношение геометрической длины линии к длине рабочей волны называют электрической длиной линии. Если по длине линии укладывается волна или несколько длин волн, то такую линию называют длинной линией.

Это название не должно приводить к предположению, что геометрические размеры линий должны быть очень

большими. В электротехнике сильных токов линии передачи имеют протяженность в сотни километров, но их не относят к длинным линиям, так как в них укладывается только часть длины распространяющейся волны. Поэтому с некоторым приближением можно считать, что в каждый данный момент времени ток и напряжение по всей длине линии будут одинаковы. Это позволяет оценивать явления в таких линиях при передаче энергии по тем процессам, которые протекают в любых ее точках.

В линиях, длина которых соизмерима с длиной рабочей волны передаваемой энергии, в один и тот же момент ток в проводах линии и напряжение между ними могут иметь не только различную величину, но и различное направление. Поэтому свойства таких линий зависят от изменения длины линии, замыкания или размыкания ее концов и типа нагрузки.

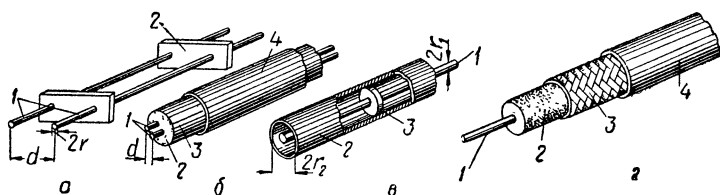
Эти свойства предопределяют значительно более разностороннее применение таких линий не только как линий передачи энергии между передатчиком и антенной и антенной и приемником, но и в качестве соединительных элементов между каскадами, колебательных контуров, реактивных элементов (индуктивностей и емкостей) цепей настройки, частотных фильтров и трансформаторов.

К линиям, используемым для передачи электромагнитной энергии, предъявляется основное требование — обеспечить передачу максимальной мощности от источника к нагрузке, т. е. при передаче линия должна обладать минимальными потерями энергии в активных сопротивлениях, диэлектриках и на паразитное излучение (антенный эффект). При этом вход и выход линии должны быть согласованы с источником энергии и нагрузкой. Кроме того, линии (и волноводы) должны обеспечивать пропускание достаточно широкого спектра частот для неискаженной передачи импульсных сигналов и иметь при данной передаваемой мощности и частоте минимальные размеры.

В диапазоне метровых, дециметровых и даже на верхней границе сантиметровых волн применяют двухпроводные линии (фидеры) той или иной конструкции (рис. 1). В диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн применяют волноводы.

Нужно отметить, что нет резко выраженной границы частот, характеризующей применимость двухпроводных линий или волноводов. Применение волноводов на более низких частотах ограничивается геометрическими размерами,

волноводы становятся громоздкими. Применение двухпроводных линий на более высоких частотах ограничивается возрастанием потерь, опасностью пробоя и конструктивными трудностями выполнения. Например, симметричная двухпроводная открытая линия (рис. 1, *a*) начинает заметно излучать энергию, если расстояние между ее проводами приближается к длине волны. Чем выше частота при данных геометрических размерах линии, тем меньше энергии будет доходить к антенне. Если сблизить провода, то это увеличивает затухание и снижает предельную мощность, так как может наступить пробой в линии. Поэтому симметричные открытые линии применяются весьма редко на



**Рис. 1.** Линии передачи (фидеры):

- a* — симметричная двухпроводная открытая: 1 — провода фидера; 2 — изолятор;  
*б* — симметричная двухпроводная экранированная: 1 — провода фидера; 2 — изолятор; 3 — металлический экран; 4 — защитная оболочка;  
*в* — коаксиальная жесткая: 1 — внутренний провод; 2 — экран и внешний провод; 3 — изолятор;  
*г* — коаксиальная гибкая: 1 — внутренний провод; 2 — изолятор; 3 — экран и внешний провод; 4 — защитная оболочка

метровых волнах. На более коротких волнах (дециметровых и сантиметровых) передают энергию по коаксиальной линии (рис. 1, *в*). Однако на сантиметровых волнах использовать коаксиальную линию уже неудобно, так как трудно крепить внутренний провод. Кроме того, применяющиеся для крепления шайбы и четвертьволновые изоляторы не диапазонны и нецелесообразно заполнять пространство между проводами коаксиальной линии изоляцией из-за возрастания потерь.

Необходимо также заметить, что по внутреннему проводу такой линии течет ток большей плотности, чем по внешнему. В результате на внутреннем проводе выделяется больше тепла (больше потери) и создается повышенная напряженность, приводящая при большой передаваемой мощности к перенапряжению и электрическому пробоя. Возникает необходимость исключить внутренний провод

в коаксиальной линии и передавать энергию по трубе — волноводу.

Следовательно, на волнах от 10 см и короче применять коаксиальные линии из-за недопустимо возрастающих потерь становится нецелесообразно, и вследствие этого оказывается более рациональным применять волноводы. Волноводы имеют электромагнитные поля, целиком сосредоточенные во внутренней полости трубы. Поэтому в волноводах, как и в коаксиальных линиях, нет потерь на излучение. Физический процесс распространения энергии в волноводах отличен от процесса в коаксиальной линии, и, как указано выше, потери в волноводах малы (если частота не близка к критической).

Волноводы в сравнении с коаксиальными линиями позволяют уменьшить потери потому, что у них нет внутреннего провода и изоляторов (шайб), вносящих диэлектрические потери; поверхность, по которой протекают токи, значительно больше, чем у коаксиальной линии, соответственно сопротивление поверхностного слоя меньше. Волноводы позволяют передавать большую мощность без перенапряжений и пробоя при тех же геометрических размерах, что и у коаксиальной линии. Кроме того, волноводы просты по конструкции, так как нет внутреннего провода и элементов его крепления.

В данной брошюре будут рассмотрены двухпроводные и коаксиальные линии как средство для передачи (канализации) энергии, их типы, устройство и согласование с нагрузкой, а также основные соотношения в линии с распределенными параметрами при передаче электромагнитной энергии и возможные режимы в зависимости от нагрузки линии\*.

## 2. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ ПЕРЕМЕННЫХ ТОКОВ

**Переменный ток (переменное напряжение) как векторная величина**

Получение промышленного переменного тока (напряжения) основано на явлении электромагнитной индукции. Это явление состоит в том, что во всяком контуре, находящемся в магнитном поле, наводится электродвижущая сила

---

\* О волноводных линиях передачи см. брошюру Б. А. Фогельсона «Волноводы», Воениздат, 1958 г.

(э. д. с.), если изменять величину магнитного потока этого поля. Э. д. с. в контуре будет наводиться независимо от того, движется ли контур в магнитном поле так, что изменяется поток магнитных силовых линий, пронизывающих контур, или магнитный поток изменяется в результате движения источника магнитных силовых линий, или магнитный поток изменяется независимо от какого-либо механического движения. Во всех случаях возникает переменная разность потенциалов на концах контура, если он разомкнут, или переменный ток в контуре, если он замкнут.

Пусть виток  $AB$  (рис. 2) вращается в равномерном магнитном поле с постоянной угловой скоростью  $\omega$ . За начало отсчета примем положение витка, когда виток составляет с горизонтальной осью угол  $\alpha_1$ . По прошествии времени  $t$  положение витка изменится на угол  $\omega t$  и составит с горизонтальной осью  $\omega t + \alpha_1$ .

Так как магнитное поле однородное и скорость вращения витка постоянная, то наведенная э. д. с. определяется выражением

$$e_1 = E_{m_1} \sin (\omega t + \alpha_1),$$

где  $E_{m_1}$  — амплитудное значение э. д. с.

Во втором витке  $A_1B_1$ , отличающемся от первого своим положением в начальный момент относительно горизонтальной оси и своими меньшими размерами, наводится э. д. с. индукции

$$e_2 = E_{m_2} \sin (\omega t + \alpha_2).$$

Графическое изображение указанных изменяющихся синусоидальных величин может быть различным. Например, переменные э. д. с.  $e_1$  и  $e_2$  можно изобразить в прямоугольных координатах, где по оси абсцисс откладывать время, а по оси ординат — изменяющиеся величины  $e_1$  и  $e_2$  (рис. 3, б).

Когда приходится иметь дело со многими переменными величинами, изменяющимися синусоидально с одной и той же частотой, более удобным оказывается векторное изображение (рис. 3, а). Из данного рисунка видно, что каждой синусоидально меняющейся э. д. с. ( $e_1$  или  $e_2$ ) соответствует

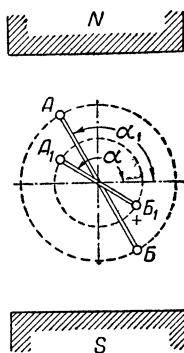
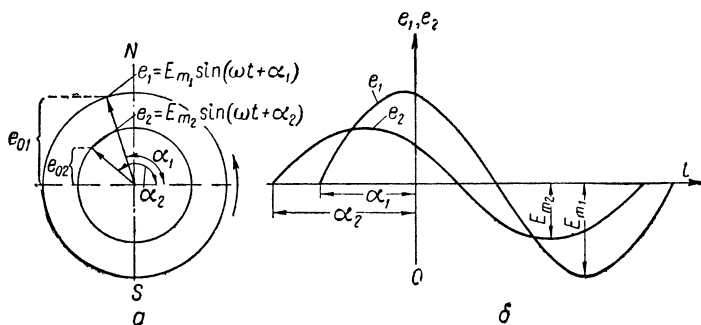


Рис. 2. Получение переменной э. д. с.



вектор, равный по величине амплитуде э. д. с. и вращающийся с угловой скоростью  $\omega$  (проекция этого вектора на ось ординат в каждый момент соответствует переменной величине). Начальное значение переменной величины соответствует проекции вектора на ось ординат, когда направление вектора составляет с горизонтальной осью угол  $\alpha_1$  (или  $\alpha_2$ ). Синусоидально изменяющаяся со временем величина полностью соответствует вращающемуся вектору, и операции сложения и вычитания с этой величиной могут быть произведены на векторах графически быстро и просто.



**Рис. 3.** Графическое изображение меняющихся синусоидальных величин:

*а* — векторное изображение, *б* — синусоидальное изображение

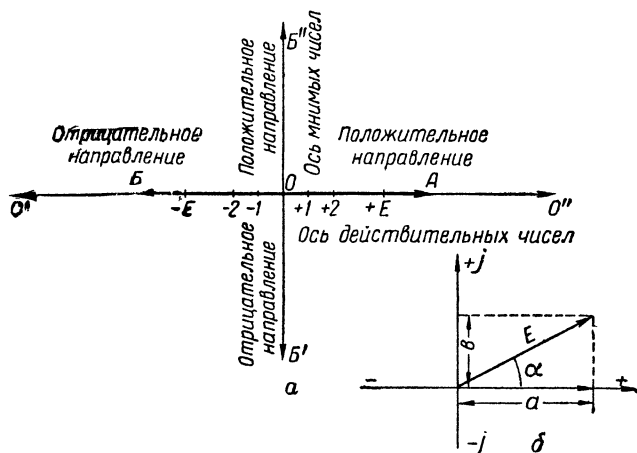
Метод решения различных задач по переменному току с помощью векторов оказывается особенно удобен, так как проекция вектора на другую перпендикулярную ось выражает также синусоидальную величину, отстающую или опережающую по фазе на  $90^\circ$  ( $\pi/2$ ) проекцию вектора на первую ось. В цепях переменного тока это явление часто встречается.

Векторное изображение физических величин, имеющих место в цепях переменного тока, дает возможность использовать методы расчета, разработанные в математике по разделу комплексных величин. Сделаем некоторые пояснения.

При использовании прямоугольной системы координат любой вектор может быть разложен на две составляющие или, как говорят, может иметь две составляющие: по оси абсцисс  $a = E \sin \alpha$  и по оси ординат  $b = E \cos \alpha$ . Здесь

$E$  — абсолютная величина вектора,  $\alpha$  — угол между направлением вектора и осью абсцисс.

Можно заменить операцию с векторами операциями с их составляющими. Для этого необходимо найти алгебраическую запись вектора, полностью соответствующую содержанию. Рассмотрим запись вектора  $E$  при помощи комплексных тригонометрических выражений.



**Рис. 4.** Оси координат (а) и разложение вектора на составляющие по осям координат (б)

Если необходимо изобразить какую-либо величину в виде отрезка (геометрически), то мы на оси действительных чисел  $O'O''$  откладываем отрезок в соответствующем масштабе (рис. 4). Если эта величина положительная и имеет  $E$  единиц, то на оси  $O'O''$  она изобразится отрезком  $OA$  ( $+E$ ). Умножая величину  $+E$  на минус единицу, получим новую величину  $-E$ . Эта новая величина  $-1 \cdot (+E)$  будет изображена на оси действительных чисел отрезком  $OB$ . Можно представить, что отрезок  $OA$  повернулся вокруг точки  $O$  на  $180^\circ$  (условно берется поворот против часовой стрелки). Умножение величины  $-E$  еще раз на минус единицу дает снова величину  $(-1) \cdot (-E) = +E$ , что соответствует повороту отрезка еще на  $180^\circ$ , т. е. отрезок  $OA$  повернулся на  $180^\circ \cdot 2 = 360^\circ$ .

Таким образом, умножение положительной величины на  $-1$   $n$  раз, т. е. на  $(-1)^n$ , соответствует повороту отрезка на  $180 \cdot n$  градусов.

В математике доказывается, что величина  $n$  может быть выражена и простой дробью, например  $n = \frac{1}{2}$ , что соответствует повороту отрезка  $OA$  на  $90^\circ$ ; в алгебраической записи это будет  $\sqrt{-1} \cdot E$ . Это знакомое выражение мнимого числа, где вещественное число  $E$  умножается на мнимую единицу, обозначаемую буквой  $j$ .

Следовательно, наряду с осью действительных чисел существует ось мнимых чисел, расположенная перпендикулярно оси действительных чисел.

Выражения, в состав которых входят мнимые величины, называются комплексными.

Комплексное число имеет мнимую и действительную части и представляет собой их геометрическую сумму (рис. 4); поэтому понятие о числе расширяется: можно знать его численную величину, направленность и совершать поворот вектора в пространстве в заданном направлении.

Вектор  $\bar{E}$  может быть алгебраически записан в виде комплексного числа следующим выражением:

$$\bar{E} = a + jb.$$

Составляющие по осям будут соответствовать вещественной, или действительной ( $a$  — проекция вектора на действительную ось), и мнимой ( $jb$  — проекция вектора на мнимую ось) частям комплексного числа.

Поскольку можно изображать синусоидально меняющиеся во времени величины в виде вращающихся векторов, то алгебраическая запись их в виде комплексного числа сделает возможным производить операции с физическими величинами цепи переменного тока не геометрическим построением, а расчетным путем.

Вектор  $\bar{E}$  может быть записан в виде комплексного числа  $\bar{E} = a + jb$ , у которого составляющие  $a = E \cos \alpha$  и  $b = E \sin \alpha$  отображают синусоидально меняющиеся величины, сдвинутые по фазе на  $90^\circ$  ( $\pi/2$ ).

Подставляя значения  $a$  и  $b$ , получим тригонометрическую запись вектора  $\bar{E}$ , часто используемую в теории переменных токов:

$$\bar{E} = E (\cos \alpha + j \sin \alpha).$$

По известным из математики формулам  $e^{j\alpha} = \cos \alpha + j \sin \alpha$  и  $e^{-j\alpha} = \cos \alpha - j \sin \alpha$  можем вектор  $\bar{E}$  записать

в показательной форме  $\vec{E} = Ee^{j\alpha}$  (или соответственно  $\vec{E} = Ee^{-j\alpha}$ ), где  $e^{j\alpha}$  — поворотный множитель, показывающий, что вектор  $\vec{E}$  повернут относительно положительного направления действительной оси на угол  $\alpha$  при вращении против часовой стрелки ( $e$  — основание натуральных логарифмов).

Таким образом, синусоидально меняющаяся величина  $E \sin(\omega t + \alpha)$  может быть записана в виде  $Ee^{j(\omega t + \alpha)}$ .

Необходимо иметь в виду, что такая запись переменных величин позволяет производить только линейные операции. Поэтому вычислять мощность как произведение вектора переменного напряжения на вектор переменного тока без оговорок нельзя, так как будет получен неправильный результат.

Приведем некоторые формулы комплексных чисел, которые потребуются в дальнейшем.

Если комплексное число  $\vec{E} = a + jb$ , то сопряженное с ним будет  $\vec{E}^* = a - jb$ .

Сумма комплексного числа с его сопряженным дает удвоенную действительную часть  $\vec{E} + \vec{E}^* = 2a$ , а их разность  $\vec{E} - \vec{E}^* = 2jb$ ; откуда действительная часть комплексного числа

$$a = \frac{\vec{E} + \vec{E}^*}{2},$$

а мнимая часть

$$b = \frac{\vec{E} - \vec{E}^*}{2j}.$$

Используя запись комплексного числа в показательной форме  $\vec{E} = Ee^{j\alpha}$ , где  $E$  — абсолютная величина вектора ( $E = \sqrt{a^2 + b^2}$ ) и  $\alpha$  — его аргумент — угол, на который повернут вектор относительно действительной оси ( $\operatorname{tg} \alpha = \frac{b}{a}$ ), можно написать две важные формулы, выражающие тригонометрические функции через показательные:

$$\frac{e^{j\alpha} + e^{-j\alpha}}{2} = \cos \alpha, \quad (1)$$

$$\frac{e^{j\alpha} - e^{-j\alpha}}{2j} = \sin \alpha, \quad (2)$$

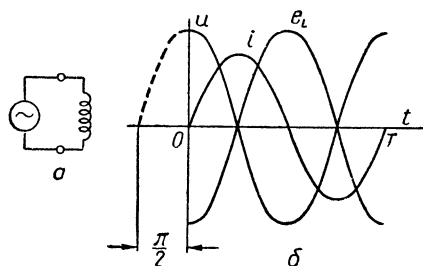
## Физические признаки индуктивности и емкости в цепи переменного тока

При вращении ротора генератора переменного тока на зажимах его будет, как уже указывалось, возникать э. д. с., изменяющаяся по синусоидальному закону. Если к генератору подключить нагрузку в виде активного сопротивления, то по замкнутой цепи потечет ток с амплитудой, определяемой законом Ома, и изменяющийся одновременно (синфазно) с изменением напряжения на концах сопротивления. Одновременность (синфазность) изменения тока и напряжения объясняется тем, что никаких «тормозящих» или «ускоряющих» причин активное сопротивление не вносит.

Одновременность изменения напряжения и тока определяет также непрерывность рассеяния мощности (поглощение энергии). Это происходит потому, что в каждый момент времени энергия, поступающая из генератора в нагрузку, идет на поддержание тока в сопротивлении и переходит в тепло.

Этот процесс аналогичен движению тела в вязкой среде, где скорость тела остается постоянной за счет траты энергии на преодоление трения.

Другой процесс происходит при подключении в качестве нагрузки индуктивности или емкости. Рассмотрим его. Пусть цепь состоит из генератора синусоидального напряжения и подключенной к нему катушки индуктивности, практически обладающей малым активным сопротивлением. Примем за начальный момент  $t = 0$  (рис. 5) момент максимального значения напряжения на клеммах генератора, к которым подключена катушка индуктивности. В этот момент ток  $i$  стремится



**Рис. 5.** Изменение напряжения, тока и э.д.с. самоиндукции в цепи, состоящей из генератора и катушки индуктивности

возрасти до очень большой величины ( $R$  практически почти равно нулю), но встречает противодействие со стороны электродвижущей силы самоиндукции, возникшей в результате быстрого изменения магнитного потока (от нуля до некоторой величины). Величина э. д. с. самоиндукции

определяется скоростью изменения тока, а так как эта скорость в начальный момент максимальна, то э. д. с. самоиндукции в этот момент равна максимальному значению.

В последующие моменты времени ток  $i$  под действием напряжения на клеммах генератора нарастает со скоростью, ограничиваемой э. д. с. самоиндукции  $e_L$ , равной и противоположной по знаку напряжению  $u$  генератора.

Благодаря «тормозящему» действию э. д. с. самоиндукции (рис. 5) ток в катушке по характеру изменения отстает от напряжения на клеммах генератора (напряжение максимальное, а ток еще равен нулю; когда напряжение упало до нуля, ток еще только достиг максимального значения и т. д.).

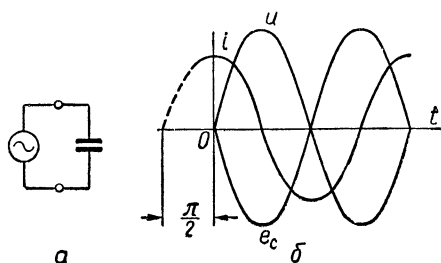
Слово «тормозящему» поставлено в кавычки потому, что фактически торможения (с потерей энергии на тепло) в этом случае не происходит. Правильнее было бы сказать, что в этом случае проявляется свойство катушки противодействовать нарастанию тока (или вообще изменению) точно так же, как в механике свойство инерции тел проявляется в противодействии изменению скорости при действии сил.

Рассмотренный процесс нарастания тока в катушке за время от  $t = 0$  до  $t = \frac{T}{4}$  характеризуется затратой энергии генератора, поскольку ток в катушке возникает и поддерживается за счет его электродвижущей силы. Во вторую четверть периода напряжение генератора изменяет знак и поддерживать ток в прежнем направлении не может, но ток, достигнув максимальной величины, продолжает протекать в том же направлении. Это происходит опять за счет инерционных свойств катушки, выраженных в поддержании э. д. с. самоиндукции за счет изменения (уменьшения) магнитного потока, создаваемого током.

Таким образом, энергия, запасенная катушкой в первую четверть периода в виде энергии магнитного поля, идет на поддержание тока в прежнем направлении во вторую четверть периода.

Так как во вторую четверть периода ток течет в сторону, противоположную действию э. д. с. генератора, то в этом случае поле катушки совершает работу, доставляя энергию генератору. К концу второй четверти периода энергия, запасенная катушкой в виде энергии магнитного поля, полностью будет возвращена обратно генератору, если пренебречь потерями энергии в активном сопротивлении.

Способность катушки запасать энергию в виде энергии магнитного поля и реактивная сопротивляемость ее изменению тока создают условия взаимного обмена энергией в течение полупериода переменного напряжения генератора. Эта способность и отставание тока от напряжения по фазе на  $\pi/2$  являются физическими признаками индуктивности,



**Рис. 6.** Изменение напряжения, тока и напряжения на конденсаторе в цепи, состоящей из генератора и емкости

включенной в цепь переменного тока.

При подключении к генератору конденсатора (рис. 6) процесс образования переменного тока несколько отличается от рассмотренного выше.

В начальный момент, когда конденсатор начинает только заряжаться, по цепи течет зарядный ток от генератора. Величина этого тока пропорциональна приросту заряда  $\Delta q = C\Delta u$  за малый промежуток времени  $\Delta t$ :

$$i = \frac{\Delta q}{\Delta t} = C \frac{\Delta u}{\Delta t}.$$

В первый момент эта величина будет наибольшей, так как за один и тот же отрезок времени  $\Delta t$  вначале прирост заряда  $\Delta q = C\Delta u$  будет больше, чем в конце первой четверти периода. Ток  $i$  вначале максимальный, а через четверть периода спадает до нуля (рис. 6, б). К концу первой четверти периода напряжение на конденсаторе ( $e_c$ ) достигнет максимальной величины напряжения генератора, но будет противоположного знака. За время первой четверти периода конденсатор накапливает энергию, которая сосредоточивается в его электрическом поле. Во второй четверти периода напряжение генератора уменьшается — потенциал обкладок конденсатора и клемм генератора стремится выравняться, заряд будет стекать в обратную сторону, образуя ток разряда конденсатора.

Таким образом, в первую четверть периода энергия от генератора запасается в электрическом поле конденсатора и ток заряда по фазе опережает изменение напряжения на

клеммах генератора, так как ток пропорционален скорости этого изменения.

Во вторую четверть периода энергия, запасенная электрическим полем конденсатора за время первой четверти периода, возвращается в генератор.

Следовательно, физическим признаком присутствия в цепи переменного тока емкости является обмен энергией между генератором и нагрузкой при опережении током во внешней цепи напряжения генератора по фазе на  $\pi/2$ .

### 3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ ВДОЛЬ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

При подключении источника энергии (генератора переменной э. д. с.) к какой-нибудь линии передачи между ее проводами будет действовать электрическое поле, а вокруг проводов — магнитное поле. Напряженность электрического поля определяется разностью потенциалов между проводами, а напряженность магнитного поля — величиной тока в проводах.

Если на входе линии действует генератор переменной э. д. с. с периодом  $T$ , то с этим же периодом будут изменяться по величине и по направлению электрическое и магнитное поля. Начав свои изменения (колебания) около генератора, эти поля будут распространяться волнообразно вдоль проводов, перенося энергию от источника к нагрузке. Длина волны электромагнитного поля (или тока, напряжения), измеренная между точками с одинаковой фазой, будет выражаться следующей зависимостью:

$$\lambda = vT = \frac{v}{f},$$

где  $\lambda$  — длина волны;

$v$  — скорость распространения волны;

$T$  — период колебания волны ( $T = \frac{1}{f}$ );

$f$  — частота ( $f = \frac{1}{T}$ ).

Процесс передачи электромагнитной энергии вдоль проводов линии имеет много общего с процессом распространения электромагнитной энергии в свободном пространстве



как процесс волновой, с той лишь разницей, что в первом случае распространение происходит не во все стороны, а в основном только вдоль проводов линии, которые являются направляющими для получения волновых каналов. Поэтому при рассмотрении вопроса о передаче (переносе) энергии можно положить в основу рассуждения о токе и напряжении, действующих в линии, или же об электромагнитном поле, распространенном вдоль линии.

Первый способ рассуждения сводится к тому, что линию рассматривают как цепь, состоящую из большого числа малых элементов — сопротивлений ( $R$ ), индуктивностей ( $L$ ) и емкостей ( $C$ ), причем величины этих элементов устремляют к нулю с приближением числа их к бесконечности (при условии, что элементы  $R$ ,  $L$  и  $C$  распределяются по линии равномерно, т. е. линия однородна). Для рассмотрения явлений в таких цепях, т. е. в цепях с распределенными электрическими параметрами, можно применить законы электротехники, выражающие зависимость токов и напряжений в линии.

Второй способ рассуждения заключается в том, что линия рассматривается как пара проводящих поверхностей, вдоль которых распространяется электромагнитная энергия. При этом характер распространения электромагнитной энергии объясняют на основе уравнений Максвелла \*. Такой подход действительно справедлив, так как линию передачи можно рассматривать, как волновод, вдоль которого распространяется с относительно высоким коэффициентом полезного действия электромагнитная энергия, заключающаяся в диэлектрической среде, охватывающей линию. Например, в коаксиальной линии электрическое и магнитное поля заключены в пространстве между внешним и внутренним проводами линии.

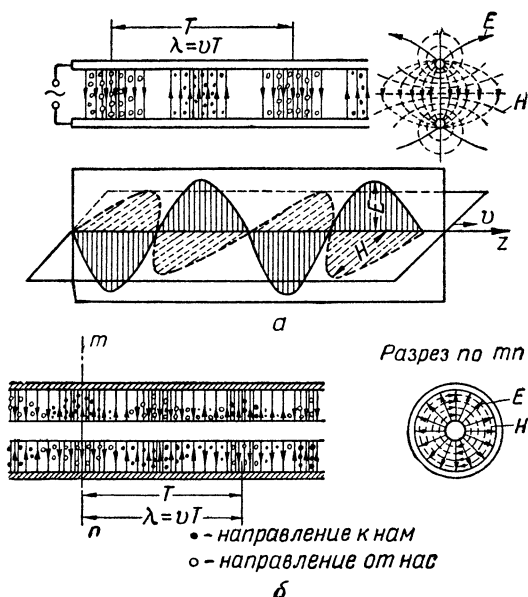
При хорошей проводимости металлических поверхностей проводов переменное магнитное поле наводит на этих поверхностях электрические токи, что дает возможность связать обычные электротехнические представления о токах с теорией электромагнитных волн.

В коаксиальной (или симметричной двухпроводной) линии составляющие  $E_z$  и  $H_z$  напряженностей поля по оси  $Z$  равны нулю, т. е. линия работает при простейшем типе колебаний, которые называются поперечно-электромагнит-

---

\* См. брошюру Б. А. Фогельсона «Волноводы», Воениздат, 1958 г.

ными, или ТЕМ (или НЕ). Картина электрического и магнитного полей при данном типе колебаний для симметричной двухпроводной линии приведена на рис. 7, а, а для коаксиальной линии — на рис. 7, б.



**Рис. 7.** Электрическое и магнитное поля для некоторого момента времени в симметричной двухпроводной открытой линии (а) и коаксиальной линии (б)

В настоящем разделе при описании явления распространения электромагнитной энергии вдоль линии используется в основном первый способ рассуждения.

### Линия из бесконечной цепи сосредоточенных индуктивностей и емкостей

Для изучения процессов, происходящих в двухпроводной линии передачи, рассмотрим линию бесконечной длины в виде цепочки сосредоточенных индуктивностей и емкостей.

Упрощенное представление линии передачи как цепи звеньев, состоящих только из индуктивностей и емкостей, показано на рис. 8. Мы пренебрегаем активным сопротивлением проводов и утечкой через диэлектрик, существую-

щей между проводами в реальной линии. Такое упрощение не исказит результатов анализа волновых процессов в линии, исключая вопрос о затухании при распространении.

Первое, что нас будет интересовать, это значение токов и напряжений в одном из звеньев линии в какой-либо момент времени и зависимость этих значений от номера звена цепи.

Поскольку источник колебаний, подключенный к линии, работает в определенном синусоидальном режиме, то изменения напряжения и тока во времени будем считать заданными в виде синусоидальной функции. Представим эту за-

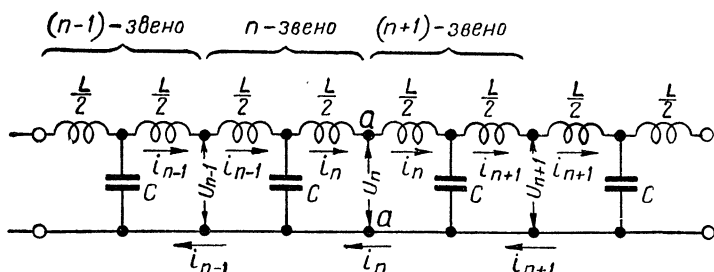


Рис. 8. Упрощенное представление линии передачи как цепи звеньев из  $L$  и  $C$

висимость в показательной форме —  $Ae^{j\omega t}$ . Из этого выражения следует, что в каждом звене цепи с течением времени напряжение и ток изменяются по синусоидальному закону.

Воспользуемся вторым правилом Кирхгофа: сумма падений напряжения в замкнутой цепи равна сумме э. д. с., действующих в этой цепи.

В соответствии с этим правилом уравнение для замкнутой цепи, состоящей из индуктивностей  $L/2$  и емкостей  $C$  звеньев  $n$ ,  $(n+1)$  и  $(n-1)$ , напишется в следующем виде, если за положительное направление тока и падения напряжения принимается направление обхода по часовой стрелке:

$$Z_L i_n + Z_c (i_n - i_{n+1}) - Z_c (i_{n-1} - i_n) = 0$$

или

$$Z_L i_n + Z_c (2i_n - i_{n+1} - i_{n-1}) = 0$$

или, перегруппировав, получим

$$(Z_L + 2Z_c) i_n - Z_c (i_{n+1} + i_{n-1}) = 0. \quad (3)$$

Это уравнение связывает ток в одном из звеньев цепи с токами в соседних звеньях через параметры цепи  $Z_L$  и  $Z_c$ .

Как указывалось выше, изменение тока источника с течением времени остается синусоидальным. Распределение тока  $i_n$  и напряжения  $u_n$  по линии имеет для какого-то фиксированного момента времени также синусоидальную форму. Поэтому естественно предположить, что изменение тока в цепи зависит только от номера звена  $n$ .

Уравнение (3) для тока  $i_n$  решается подстановкой

$$i_n = Ae^{-\gamma n} \text{ или } i_n = Be^{\gamma n}. \quad (4)$$

Если подставить формулы (4) в выражение (3) и сократить на  $e^{-\gamma n}$  или на  $e^{\gamma n}$ , то получим выражение

$$\frac{e^{-\gamma} + e^{\gamma}}{2} = 1 + \frac{Z_L}{2Z_c}, \quad (5)$$

где величина  $\gamma$  должна удовлетворять написанному условию (5).

Поскольку уравнение (3) имеет два частных решения (4), то общее решение можно рассматривать как сумму этих двух частных решений

$$i_n = Ae^{-\gamma n} + Be^{\gamma n}. \quad (6)$$

Величина  $\gamma$  может быть любой величиной (действительной, мнимой или комплексной) в зависимости от характера отношения  $\frac{Z_L}{Z_c}$ .

В нашем случае, когда цепь состоит из индуктивностей и емкостей ( $Z_L = j\omega L$  и  $Z_c = -j\frac{1}{\omega C}$ ), величина  $\frac{Z_L}{Z_c}$  действительная. Но в этом случае правая часть равенства (5) — также величина действительная и, следовательно, на основании формулы (1) постоянная  $\gamma$  будет величиной мнимой:

$$\gamma = j\alpha. \quad (7)$$

Нужно отметить, что если бы мы учитывали активное сопротивление проводов линии и утечку между ними, то величина  $\gamma$  была бы комплексной  $\gamma = \beta + j\alpha$ , имеющей мнимую часть  $j\alpha$ , называемую фазовой постоянной, и действительную часть  $\beta$ , называемую постоянной затухания (погонным затуханием). Комплексная величина  $\gamma = \beta + j\alpha$ ,

определяющая изменение амплитуды и фазы на единицу длины, называется постоянной распространения линии.

Если учесть, что токи в линии во времени изменяются по синусоидальному закону, т. е. ввести время, то общее уравнение (6) примет следующий вид:

$$i_n = (Ae^{-j\alpha n} + Be^{j\alpha n})e^{j\omega t}$$

или

$$i_n = Ae^{j(\omega t - \alpha n)} + Be^{j(\omega t + \alpha n)}. \quad (8)$$

Из формулы тока (8) видно, что каждый член представляет собой синусоидальную волну, фаза которой в каждый данный момент зависит от номера звена цепи рассматриваемой линии. Значит, в установившемся режиме ток в линии является суммой двух волн, распространяющихся в линии во взаимно противоположных направлениях.

Первый член уравнения (8) выражает бегущую синусоидальную волну  $\left[ A \sin \omega \left( t - \frac{\alpha}{\omega} n \right) \right]$ , распространяющуюся слева направо (падающая волна). С течением времени она и та же фаза колебаний перемещается в сторону больших номеров звеньев, следовательно, возмущения идут слева направо со скоростью  $(v_\phi)$ , определяемой временем запаздывания  $\Delta t$ :

$$A \sin \omega (t - \Delta t),$$

где

$$\Delta t = \frac{\alpha}{\omega} n = \frac{n}{\frac{\omega}{\alpha}} = \frac{n}{v_\phi}.$$

Амплитуда  $A$  всюду одна и та же. Начальная фаза  $\left( \frac{\alpha}{\omega} n \right)$  в разных точках разная: чем дальше от начала, тем фаза больше (в общем случае при перемещении по звеньям фаза будет изменяться периодически).

Второй член уравнения (8) по тем же причинам выражает бегущую синусоидальную волну  $\left[ B \sin \omega \left( t + \frac{\alpha}{\omega} n \right) \right]$ , распространяющуюся справа налево (отраженная волна). Амплитуда  $B$  волны всюду одна и та же, а начальная фаза в разных точках линии различная.

Воспользуемся уравнением (8) для определения волны напряжения, в результате которой возникает волна тока.

Примем во внимание только волну тока, например, распространяющуюся слева направо ( $B = 0$ ), тогда

$$i_n = Ae^{j(\omega t - \alpha n)}.$$

Согласно выражению (3) и закону Ома запишем (см. рис. 8)

$$u_n = \frac{Z_L}{2} i_n + Z_c (i_n - i_{n+1}).$$

Так как

$$i_{n+1} = i_n e^{-\gamma},$$

то

$$u_n = i_n \left[ \frac{Z_L}{2} + Z_c (1 - e^{-\gamma}) \right].$$

Обозначая величину в скобках

$$Z_0 = \frac{Z_L}{2} + Z_c (1 - e^{-\gamma}),$$

получим для волн напряжения и тока соотношение

$$u_n = i_n Z_0, \quad (9)$$

выражающее закон Ома применительно к волновым процессам.

Сопротивление  $Z_0$  называют обычно волновым или характеристическим сопротивлением линии (считая, что это сопротивление, оказываемое линией бегущей волне, т. е.  $\frac{u_n}{i_n} = Z_0$ ).

Если решить квадратное уравнение для  $e^{-\gamma}$ , полученное из выражения (5), то

$$\begin{aligned} e^{-\gamma} &= 1 + \frac{Z_L}{2Z_c} \pm \sqrt{\left(1 + \frac{Z_L}{2Z_c}\right)^2 - 1} = \\ &= 1 + \frac{Z_L}{2Z_c} \pm \sqrt{\frac{Z_L}{Z_c} + \left(\frac{Z_L}{2Z_c}\right)^2}, \end{aligned} \quad (5a)$$

и, подставляя значение этой величины в выражение для  $Z_0$ , получим

$$Z_0 = \pm \sqrt{Z_L Z_c + \left(\frac{Z_L}{2}\right)^2}. \quad (10)$$

Если рассматривать только отраженную волну, распространяющуюся справа налево ( $A = 0$ ), то получим

$$u_n = -i_n \frac{Z_L}{2} + (i_{n-1} - i_n) Z_c,$$

где  $i_n = Be^{\gamma n}$ , и после аналогичных преобразований

$$u_n = -i_n \left[ \frac{Z_L}{2} + Z_c (1 - e^{-\gamma}) \right] = i_n (-Z_0). \quad (11)$$

Данное уравнение отличается от уравнения (9) только знаком (—).

Из уравнений (9) и (11) можно написать общее выражение для волн напряжения

$$u_n = Z_0 (Ae^{j(\omega t - \gamma n)} - Be^{j(\omega t + \gamma n)}). \quad (12)$$

Появление отрицательного знака у  $Z_0$  в уравнении (11) может быть объяснено физическими процессами в линии. Предположим, что линия (рис. 8) разрезана в точках  $a$  и  $a'$ . Тогда при положительном потенциале верхнего конца линии по отношению к нижнему ток  $i_n$  втекает в правую половину линии через верхний конец, а вытекает через нижний конец. Сопротивление правой половины линии току будет положительным, так как ток течет от большего потенциала к меньшему и энергия в линию доставляется извне.

Если рассмотреть левую половину линии по отношению к этой же волне, то в ней ток  $i_n$  течет от меньшего потенциала к большему и энергия из линии вытекает, что эквивалентно отрицательному сопротивлению.

Таким образом, если рассматривать одну и ту же линию для двух волн, распространяющихся в противоположные стороны, то мы обязаны сопротивлению этой линии для одной волны считать положительным, а для другой — отрицательным.

Полученное решение уравнения (3) для тока в виде (8), а также выражение (12) для напряжения показывают, что в линии (рис. 8) могут существовать одновременно две волны, распространяющиеся навстречу друг другу (падающая и отраженная).

Полученные выражения для тока и напряжения являются общими, предусматривающими различные случаи режимов линии при действии на нее источника переменных синусоидальных колебаний.

Частные случаи, зависящие от конкретных условий (конечное число звеньев, неодинаковость звеньев, наличие мест отражения и др.), могут допускать как появление в цепи одной, так и двух волн одновременно с различными или одинаковыми амплитудами и фазами.

## Линия бесконечной длины с распределенными параметрами

Цепочка из индуктивностей и емкостей (рис. 8) может явиться только грубым изображением линии передачи, поскольку везде в рассуждения и расчеты входили элементарные, но конечные значения индуктивностей и емкостей. Поэтому полученные результаты полностью могут быть применимы к линии передачи только в том случае, если взяты элементарные отрезки линии такой величины, что ток и напряжение вдоль этих отрезков практически не изменяются.

Однородная линия передачи обладает такими распределенными параметрами, что каждый небольшой отрезок, где бы он ни был взят на линии, обладает индуктивностью и емкостью одинаковой (или почти одинаковой) величины, если отрезки по длине равны.

Таким образом, линия может характеризоваться индуктивностью и емкостью (а в случае потерь — сопротивлением и утечкой), которыми обладает единица длины линии.

Обозначим погонные (на единицу длины) индуктивность и емкость через  $L$  и  $C$ .

Выберем на линии (рис. 9) на расстоянии  $x$  от условного начала отсчета отрезок величины  $\Delta x$  такой малый, что на его протяжении ток и напряжение практически не изменялись бы (условие сосредоточенности параметров). Тогда эту линию передачи можно заменить эквивалентной линией, подобной изображенной на рис. 8, у которой индуктивность каждого звена равна  $L\Delta x$ , а емкость  $C\Delta x$ . В этом случае номер звена  $n$  соответствует выбранной длине линии  $x$  (так как число звеньев  $n = \frac{x}{\Delta x}$ ), а номера звеньев  $n + 1$  и  $n - 1$  соответствуют  $x + \Delta x$  и  $x - \Delta x$ .

При такой замене можно записать следующие формулы: — общее выражение для волны тока [из выражения (8)]

$$i_{(x, t)} = Ae^{j(\omega t - \alpha x)} + Be^{j(\omega t + \alpha x)}; \quad (13)$$

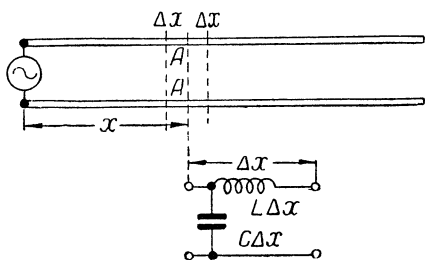


Рис. 9. Линия с распределенными параметрами



— общее выражение для волны напряжения [согласно формуле (12)]

$$u_{(x,t)} = (Ae^{j(\omega t - \alpha x)} - Be^{j(\omega t + \alpha x)}) Z_0, \quad (14)$$

где волновое сопротивление  $Z_0$  в свою очередь равно

$$Z_0 = \pm \sqrt{\frac{L}{C} + \left(\frac{j\omega L\Delta x}{2}\right)^2},$$

так как  $Z_L = j\omega L\Delta x$  и  $Z_C = -j\frac{1}{\omega C\Delta x}$ .

Величиной  $\left(\frac{\omega L\Delta x}{2}\right)^2$  можно пренебречь по сравнению с первым членом, так как  $\Delta x$  выбирается очень малым. Тогда

$$Z_0 = \pm \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (15)$$

т. е. является чисто активной величиной, зависящей только от распределенных параметров ( $L$  и  $C$ ) линии. Это справедливо, если возможно пренебречь активным сопротивлением и утечкой ( $R=0$  и  $G=0$ ). Такие пренебрежения вполне допустимы для линий, применяемых на практике. При этом необходимо помнить, что сопротивление  $R$  единицы длины линии зависит от удельного сопротивления материала проводов, величины их поверхности, диэлектрических потерь, излучающей способности линии. Линии передачи обычно хорошо сконструированы, имеют относительно небольшую длину и минимальное число изолирующих материалов. Поэтому активное сопротивление линий мало и при подсчете  $Z_0$  им можно пренебречь.

Как следует из вышеприведенных формул, волновое сопротивление может иметь положительное и отрицательное значения: положительное значение соответствует падающей, а отрицательное — отраженной волне. Физически это можно объяснить так. Продвижение волны от генератора означает невозвратимую передачу энергии, что характеризуется положительным активным сопротивлением; наоборот, продвижение волны к генератору означает возвращение энергии генератору, что характеризуется отрицательным активным сопротивлением.

Разъясним физический смысл величины фазовой постоянной  $\alpha$ , так как она является наряду с волновым сопротивлением одной из основных величин, характеризую-

---

\* Часто волновое сопротивление обозначают через  $\rho$  („ро“).

щих линию, и определяется параметрами линии, что видно из уравнений (5) и (7).

Из уравнения (13) можно заметить, что в данный момент времени в разных точках линии протекают различные токи. В каждой же точке линии токи и напряжения изменяются с течением времени по синусоидальному закону, поэтому бегущую прямую волну можно записать в тригонометрической форме так:

$$A \sin (\omega t - \alpha x).$$

Для фиксированного момента времени произведение  $\alpha x$  определяет фазу колебания в точке  $x$ . Если две точки линии отстоят друг от друга на единицу длины, т. е. одна находится в  $x$ , а другая в  $x + 1$ , то разность фаз, с которыми колеблются в этих точках токи и напряжения, будет равна  $\alpha(x + 1) - \alpha x = \alpha$ .

Фазовая постоянная линии  $\alpha$  показывает, с какой разностью фаз происходят колебания в точках линии, отстоящих друг от друга на единицу длины.

Фазовая постоянная  $\alpha$  связана с длиной волны  $\lambda$  так же, как угловая частота  $\omega$  связана с периодом колебаний. Поэтому  $\alpha$  иногда называют угловой частотой или волновым числом. Иначе говоря, смысл этой величины заключается в том, что  $\alpha$  представляет собой угол поворота вектора напряжения или тока бегущей волны при прохождении единицы длины линии, т. е. изменение фазы на единицу длины.

При распространении волны имеет место распространение фазы колебаний с так называемой фазовой скоростью  $v_\phi$ . При этом за один период колебания  $T$  одна и та же фаза пройдет путь, равный длине волны  $\lambda$ ; одновременно с этим фаза колебания точки, от которой мы начали наблюдать, изменится на  $2\pi$  (так как при длине линии  $x = \lambda$   $\alpha x = 2\pi$ ).

Таким образом,  $\lambda = v_\phi T = v_\phi \frac{1}{f} = \frac{v_\phi}{\omega} 2\pi$  и точки на линии, отстоящие друг от друга на расстоянии  $\lambda$ , имеют разность фаз колебания, равную  $2\pi$ .

Если длина линии  $x$ , то полный угол поворота вектора напряжения или тока бегущей волны по отношению к положению вектора в начале линии  $\alpha x = \frac{2\pi}{\lambda} x$ .

Отсюда следует, что число полных оборотов вектора напряжения или тока бегущей волны и величина фазовой постоянной зависят от отношения  $x/\lambda$ .

Из этих соображений мы можем написать

$$\alpha(x + \lambda) - \alpha x = 2\pi$$

или

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{T} \frac{1}{v_{\phi}} \quad (16)$$

и

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{\alpha}. \quad (17)$$

Так как фазовая постоянная  $\alpha$  зависит от распределенных параметров, то и фазовая скорость волны также должна зависеть от них.

Принимая во внимание, что для падающей волны ток на расстоянии  $x + \Delta x$  будет выражен равенством

$$i_{(x+\Delta x, t)} = A e^{-\gamma(x+\Delta x)} e^{j\omega t} = e^{-\gamma\Delta x} i_{(x, t)},$$

получим, что переходный множитель от звена к звену будет не  $e^{-\gamma}$ , как в случае цепи, изображенной на рис. 8, а  $e^{-\gamma\Delta x}$ . Величина  $e^{-\gamma\Delta x}$  на основании выражения (5а) для линии с распределенными постоянными будет иметь вид

$$e^{-\gamma\Delta x} = 1 + \frac{j\omega L\Delta x}{2 \left( -j \frac{1}{\omega C\Delta x} \right)} \pm \pm \sqrt{\frac{j\omega L\Delta x}{\left( -j \frac{1}{\omega C\Delta x} \right)} + \left[ \frac{j\omega L\Delta x}{2 \left( -j \frac{1}{\omega C\Delta x} \right)} \right]^2}.$$

Разлагая левую часть по формуле бинома Ньютона и ограничиваясь и в левой и в правой частях членами с  $\Delta x$  (высшими степенями пренебрегаем), получим

$$1 - \gamma\Delta x = 1 \pm j\omega \sqrt{LC} \Delta x$$

или

$$\gamma = \mp j\omega \sqrt{LC}$$

абсолютная величина  $|\gamma|$  будет фазовой постоянной

$$\alpha = \omega \sqrt{LC}. \quad (18)$$

Знак у  $\gamma$  определяется направлением распространения волны. Для волны, распространяющейся слева направо, этот знак — минус, а для волны справа налево — плюс.

Учитывая выражения (17) и (18), получим формулу для

фазовой скорости волны в зависимости от параметров линии, т. е.

$$v_{\phi} = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (19)$$

После проведенных вычислений особенно ясной становится зависимость фазовой постоянной и фазовой скорости от распределенных параметров линии.

Необходимо отметить, что фазовая постоянная  $\alpha$ , т. е. разность фаз колебаний в двух точках линии, расположенных на единицу длины друг от друга, зависит как от частоты, так и от фазовой скорости [см. формулу (17)], а через нее — от параметров линии. Чем больше частота колебаний и чем меньше фазовая скорость их распространения, тем больше разность фаз колебаний в соответствующих точках.

Приведем некоторые формулы, связывающие скорость распространения волны для линии без потерь ( $R=0$ ,  $G=0$ ) с электрическими параметрами  $L$  и  $C$ , выраженными через геометрические размеры линии.

Погонные индуктивность  $L$  и емкость  $C$  связаны между собой следующим образом:

$$LC = \mu\epsilon,$$

где  $\mu$  — магнитная проницаемость;

$\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды, окружающей линию.

Если  $L$  и  $C$  выражены в одной системе единиц (в абсолютной электростатической, в абсолютной электромагнитной или в практической), то  $LC = \frac{\mu\epsilon}{c^2}$  и фазовая скорость волны может выражаться такой формулой:

$$v_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{\mu\epsilon}}.$$

Значения  $L$  и  $C$  (в сантиметрах на сантиметр длины) через геометрические размеры линий можно представить в виде следующих выражений:

— для двухпроводной линии

$$C = \frac{\epsilon}{4 \ln \frac{d-r}{r}}; \quad L = 4\mu \ln \frac{d-r}{r};$$

— для однопроводной линии

$$C = \frac{\epsilon}{2 \ln \frac{2h}{r}}; \quad L = 2\mu \ln \frac{2h}{r};$$

— для коаксиальной линии

$$C = \frac{\epsilon}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}}; L = 2\mu \ln \frac{r_2}{r_1},$$

где  $d$  — расстояние между центрами проводов (см. рис. 1);

$r$  — радиус провода;

$h$  — высота подвеса провода над землей;

$r_1$  — радиус внутреннего провода;

$r_2$  — радиус внешнего провода.

Так как относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды (для воздушных линий)  $\epsilon_r = \mu_r = 1$ , то во всех случаях

$$v_\phi = c.$$

Это соотношение имеет место в том случае, если можно пренебречь активным сопротивлением и утечкой линии по сравнению с величинами реактивных сопротивлений (это условие выполняется тем лучше, чем выше частота питающего линию тока) и если средой, в которой распространяется волна, является воздух.

Волновое сопротивление как отношение амплитуд бегущих (падающей или отраженной) волн напряжения и тока может быть также определено по известным погонным индуктивности  $L$  и емкости  $C$  или через геометрические размеры линии.

Если  $L$  и  $C$  выражены в  $\text{см}/\text{см}^*$ , то

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C} \frac{9 \cdot 10^{11}}{10^9}} = 30 \sqrt{\frac{L}{C}},$$

но так как для линий с воздушным диэлектриком  $L \cdot C = 1$ , то  $Z_0 = \frac{30}{C}$  или  $Z_0 = 30L$ .

Волновое сопротивление (в омах) через геометрические размеры линии выражается следующими формулами:

— для воздушной симметричной двухпроводной линии

$$Z_0 = 120 \ln \frac{d}{r}$$

или

$$Z_0 = 276 \lg \frac{d}{r};$$

— для воздушной однопроводной линии

$$Z_0 = 60 \ln \frac{2h}{r}$$

---

\* 1 см емкости =  $\frac{1}{9 \cdot 10^{11}}$  ф  $\approx 1,1$  пф.

1 см индуктивности =  $10^{-9}$  гн = 0,001 мкгн.

или

$$Z_0 = 138 \lg \frac{2h}{r}$$

— для коаксиальной линии

$$Z_0 = 60 \ln \frac{r_2}{r_1}$$

или

$$Z_0 = 138 \lg \frac{r_2}{r_1}.$$

#### 4. БЕГУЩИЕ И СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ. ОТРАЖЕНИЯ

Выше было выяснено, что в бесконечно длинной линии могут существовать одновременно две волны. При этом одна волна распространяется слева направо, а другая справа налево. Каждая волна тока сопровождается волной напряжения и наоборот. Связь между током и напряжением волны в любой точке линии и в любой момент определяется законом Ома.

Соответствующий коэффициент  $Z_0$ , выражающий отношение  $\frac{u}{i}$ , называется волновым сопротивлением.

Как было указано, выражения (13) и (14) справедливы для бесконечных и однородных линий, где волновое сопротивление не меняется.

На практике мы имеем дело с линиями передачи определенной конечной длины; например, передатчик соединен линией передачи с антенной и длина этой линии сравнительно небольшая. В этом случае необходимо, чтобы по такой конечной линии волна проходила только в одну сторону: от передатчика к антенне.

Таким образом, нужно рассмотреть линию конечных размеров с волной, распространяющейся в одну сторону, с нагрузкой на одном конце и присоединенным генератором на другом. Этот случай имеет большое практическое значение в связи с тем, что выработанная генератором (передатчиком) энергия должна быть полностью доставлена волной в нагрузку (антенну) без потерь в генераторе или в линии.

Предварительно рассмотрим входное сопротивление линии, состоящей из одного звена и нагруженной на сопротивление, равное волновому  $Z_n = Z_0$ . Для этой цели обратимся к рис. 10. Согласно обозначениям этого рисунка входное сопротивление можно выразить следующей формулой:

$$Z_{\text{вх}} = \frac{Z_L}{2} + \frac{1}{\frac{1}{Z_0} + \frac{1}{\frac{1}{2} Z_L + Z_0}}.$$

После некоторых преобразований, имея в виду, что

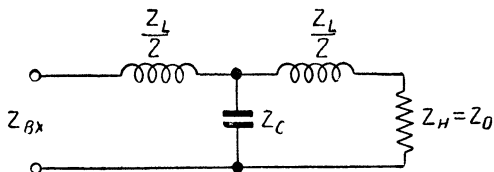
$$Z_0 = \sqrt{Z_L Z_C + \left(\frac{Z_L}{2}\right)^2},$$

получим

$$Z_{\text{вх}} = Z_0,$$

т. е. входное сопротивление «однозвенной линии», нагруженной на конце на сопротивление  $Z_{\text{н}} = Z_0$ , равно ее волновому сопротивлению  $Z_0$ .

Из этого следует, что, присоединив (слева) еще одно звено, получим входное сопротивление увеличенной



**Рис. 10.** Входное сопротивление однозвенной линии, нагруженной на сопротивление, равное волновому

линии, также равное волновому. И сколько бы звеньев ни присоединяли, входное сопротивление будет равно волновому.

Таким образом, если сопротивление нагрузки линии равно волновому сопротивлению, то на клеммах присоединения  $Z_{\text{н}}$  отношение напряжения к току должно быть равно  $Z_0$  (так как  $Z_{\text{н}} = Z_0$ ). Но такое же отношение было получено, когда в линии слева направо распространялась только одна волна. То обстоятельство, что одиночная волна удовлетворяет граничным условиям на нагрузочном сопротивлении  $Z_{\text{н}}$ , показывает, что, когда линия нагружена на сопротивление, равное волновому, в ней существует только одна, бегущая от генератора (падающая на нагрузку) волна, и сама линия подобна бесконечно длинной линии.

### Бегущие волны

Режим бегущей волны в линии можно получить только в том случае, когда вся энергия волны поглощается на конце линии и поэтому в ней не возникают отраженные волны. Поскольку в режиме бегущей волны нагрузка линии поглощает всю энергию, отдаваемую генератором, она представляет для генератора чисто активную нагрузку. При

таком режиме электромагнитная энергия распространяется вдоль линии в одном направлении, в каждой точке линии напряжение и ток совпадают по фазе, но в различных точках линии фаза напряжения и тока различна. Амплитуды тока и напряжения вдоль линии при этом не меняются, если пренебречь потерями в линии.

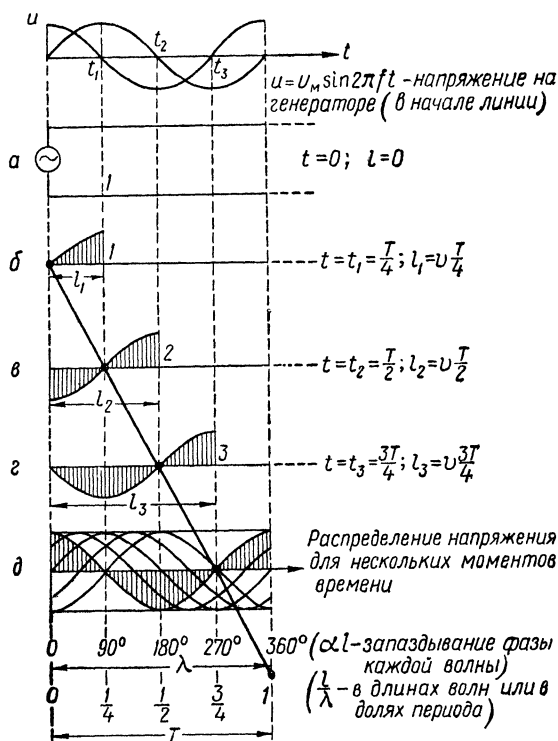


Рис. 11. Бегущая волна вдоль линии

Распространение бегущей волны вдоль линии можно представить графически (рис. 11). Для этого по горизонтальной оси отложено расстояние в длинах волн ( $l/\lambda$ ), это даст возможность изобразить распределение напряжения (или тока) вдоль линии и распределение полей в пространстве для некоторого момента времени. Для каждого последующего момента времени кривая распределения напряжения будет смещена вдоль оси, так как волна распространяется с определенной скоростью, удаляясь от генера-



тора. Например, в момент  $t = 0$ , когда напряжение на генераторе было максимальным, в точке 1 никакого напряжения (и тока) не было. Через четверть периода (рис. 11, б) волна пришла в точку 1 ( $l_1 = v \frac{T}{4}$ ), т. е. амплитуда напряжения будет на расстоянии  $l_1$  от генератора, в начале линии в этот момент напряжение упадет до нуля. Если через четверть периода напряжение в начале линии опять станет максимальным, но с обратным знаком (рис. 11, в), первоначальная волна напряжения пройдет вдоль линии до точки 2 ( $l_2 = v \frac{T}{2}$ ) и т. д.

На рис. 11, д показано распределение напряжения для нескольких последующих моментов времени. В бегущей волне, как указывалось выше, изменения напряжения и тока совпадают по фазе в любой точке линии. Поэтому, если в какой-нибудь точке линии в данный момент напряжение наибольшее, то и ток наибольший, а через четверть периода в этой точке уже и напряжение и ток будут равны нулю. Фаза же волны напряжения или тока для любой точки линии определяется углом  $\alpha l$  ( $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}$ ), а амплитуда напряжения (тока) не меняется, если линия не имеет потерь, или уменьшается в  $e^{-\beta l}$  раз\*, если линия имеет потери.

Если считать, что напряжение (ток) генератора (в начале линии) меняется по синусоидальному закону

$$u_0 = U_m \sin \omega t,$$

то на расстоянии  $l$  от генератора будет наблюдаться изменение также по синусоидальному закону, но с запаздыванием на время, равное  $\frac{l}{v}$ , т. е. на время  $t_1$ , за которое волна дойдет до данной точки. Напряжение в заданной точке будет определяться формулой

$$u_{(l)} = U_m \sin \omega \left( t - \frac{l}{v} \right).$$

Полученное выражение называют уравнением бегущей волны.

Прямая линия, проведенная через нулевые значения напряжения (рис. 11), дает представление о перемещении

---

\*  $\beta$  — коэффициент затухания линии, характеризующий активные потери.

фазы волны вдоль линии и показывает, что через время  $t = T$  фаза переместилась вдоль линии на расстояние, равное длине волны. Значит, бегущая волна синусоидальной формы характеризуется определенной фазовой скоростью распространения, которая зависит от параметров линии.

Большой практический интерес вызывает скорость распространения составляющих сигнала.

Так как сигнал представляет, как правило, сложную совокупность синусоидальных волн, то скорость его распространения зависит от скорости синусоидальных составляющих. В ряде случаев фазовая скорость распространения волны зависит от длины волны (частоты), и тогда скорость распространения сигнала может отличаться от фазовых скоростей составляющих.

Более детальный анализ показывает, что в двухпроводных практически используемых линиях передачи фазовая скорость не зависит от частоты, а поэтому скорость распространения сигнала совпадает с фазовой скоростью.

На практике режим бегущей волны применяется в линиях (фидерах), связывающих генератор (передатчик) УКВ или приемник с антенной. Этот режим является наиболее желательным, так как перенос определенной мощности совершается при наименьших величинах тока и при минимальном значении напряжения в линии по сравнению с другими режимами. При нарушении режима бегущей волны имеет место увеличение тока, необходимого для передачи данной мощности вдоль линии за счет безваттных токов, и повышение напряжения. Передача больших мощностей становится затруднительной.

Поэтому, чтобы в линии установилась бегущая волна, подбирают сопротивление нагрузки, равное волновому сопротивлению линии. Такое согласование нагрузки и линии осуществляется с помощью переходных устройств.

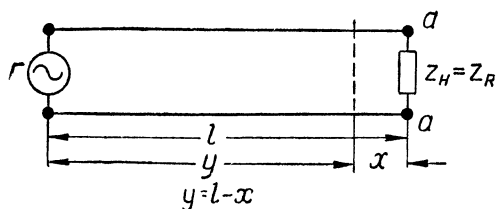
### Коэффициент отражения

На практике мы встречаемся с более сложными случаями, чем случай нагрузки линии на сопротивление, равное волновому. По конструктивным соображениям параметры линии выбираются определенными и нагрузка (антенна) будет иметь входное сопротивление, отличное от волнового. Несмотря на принимаемые меры согласования, полностью это различие, как правило, устранить не удастся.

Поэтому важно рассмотреть процесс в линии, когда она нагружена на сопротивление, неравное волновому.

При нагрузке линии  $Z_H = Z_R$  (рис. 12) на клеммах  $aa$  подключения нагрузки должно выполняться условие  $\frac{u_{(a)}}{i_{(a)}} = Z_R$ .

Но при распространении одной волны для любой точки однородной линии должно выполняться условие  $\frac{u}{i} = Z_0$ . При подходе волны к клеммам  $aa$  это условие не может



**Рис. 12.** Линия с нагрузкой (начало отсчета от конца линии)

быть выполнено при наличии нагрузки, равной  $Z_R$ . Согласование указанных несоответствий на границе линии у клемм  $aa$  будет выполнено за счет возникновения дополнительной волны, которая совместно с падающей волной обеспечивает выполнение граничных условий в виде  $\frac{u_{(a)}}{i_{(a)}} = Z_R$ .

Таким образом,  $u_{(a)}$  и  $i_{(a)}$  являются суммой двух волн: падающей от генератора на нагрузку и возникшей у клемм  $aa$ , которую называют отраженной волной. Отраженная волна распространяется от нагрузки к генератору (справа налево) в фазе, определяемой величиной и характером нагрузки  $Z_H$ .

Процессы, происходящие в линии в этом общем случае, определены уравнениями (13) и (14), где напряжение и ток в любой точке линии являются результирующими двух волн с различными амплитудами  $A$  и  $B$ . Степень отражения может характеризоваться относительной величиной амплитуды отраженной волны.

Очевидно, что относительная величина амплитуд прямой и отраженной волн является очень важным показателем с точки зрения передачи мощности вдоль линии: чем меньше амплитуда отраженной волны, тем большая мощность передается к нагрузке. Кроме того, при передаче по линии ко-

ростки импульсов тока (напряжения) наличие отражений вызывает искажения формы передаваемых импульсов и появление дополнительных импульсов, которые могут мешать работе радиолокационной станции.

Отраженная волна будет минимальной, когда общее сопротивление нагрузки, присоединенной к выходным концам линии, будет приближаться к волновому сопротивлению линии  $Z_0$ .

Для учета явления отражения волн введен коэффициент отражения ( $p$ ), который выражает отношение амплитуды отраженной волны ( $B$ ) к амплитуде прямой (падающей) волны ( $A$ ):

$$p = \frac{B}{A}.$$

Коэффициент отражения, как будет показано ниже, может изменяться от 0 до  $\pm 1$ . Численное значение коэффициента отражения и его знак указывают соответственно величину и фазу отраженных волн. Отраженные волны могут менять свою величину от нуля до полного значения падающей волны и совпадать или быть противоположными по фазе с падающей волной.

Коэффициент отражения  $p$  можно определить, исходя из соотношений сопротивления нагрузки и волнового сопротивления.

Для общего случая отношение напряжения к току в любой точке линии

$$Z_{(x)} = \frac{u_{(x,t)}}{i_{(x,t)}} = Z_0 \frac{Ae^{-\gamma x} - Be^{\gamma x}}{Ae^{-\gamma x} + Be^{\gamma x}}$$

(множитель  $e^{j\omega t}$ , показывающий зависимость от времени, сокращается).

Примем за начало отсчета место подключения нагрузки, где  $x = 0$  (так как коэффициент отражения нас интересует в этом месте), и получим

$$Z_R = Z_0 \frac{A - B}{A + B} = Z_0 \frac{1 - \frac{B}{A}}{1 + \frac{B}{A}} = Z_0 \frac{1 - p}{1 + p}$$

или

$$p = \frac{Z_0 - Z_R}{Z_0 + Z_R}.$$

Если правую часть последнего выражения разделить на

$Z_0$ , то коэффициент отражения будет определяться через приведенное (нормированное) сопротивление, т. е.

$$p = \frac{1 - Z'}{1 + Z'}.$$

Величину  $Z' = \frac{Z_R}{Z_0}$  называют приведенным (к  $Z_0$ ) полным безразмерным сопротивлением, определяемым только свойством нагрузки. Иногда эту величину также называют нормированным сопротивлением отражающей неоднородности или относительным сопротивлением неоднородности. Введение такой безразмерной величины позволяет значительно проще производить некоторые вычисления, особенно по диаграммам полных сопротивлений.

Выражение для  $p$  подтверждает полученные выше выводы о том, что если сопротивление нагрузки равно волновому сопротивлению  $Z_0$ , то существует только бегущая падающая волна, а отраженная волна не возникает. Нетрудно видеть, что амплитуда отраженной волны тем больше, чем больше отличие сопротивления нагрузки  $Z_n$  от волнового сопротивления линии  $Z_0$ .

О пределах изменения коэффициента отражения можно судить из двух крайних случаев: короткое замыкание линии ( $Z_n = 0$ ) и разомкнутая линия ( $Z_n = \infty$ ). Если  $Z_n = 0$ , то  $p = 1$ , т. е. на короткозамкнутом конце линии падающая и отраженная волны тока равны друг другу по амплитуде и фазе (складываются), а падающая и отраженная волны напряжения равны по амплитуде и противоположны по фазе, поэтому в точке короткого замыкания они компенсируют друг друга. Если  $Z_n = \infty$ , то  $p = -1$ , т. е. на разомкнутом конце линии падающая и отраженная волны напряжения складываются, а падающая и отраженная волны тока компенсируют друг друга.

Эти результаты показывают, что напряжение на короткозамкнутом конце и ток на разомкнутом конце равны нулю, т. е. в этом месте поглощения энергии не происходит, и энергия падающей волны переходит в энергию отраженной волны, которая доставляется обратно к генератору.

### Стоячие волны

Две последовательности волн одинаковой частоты, распространяющихся в противоположных направлениях, взаимодействуя, образуют стоячие волны.

Возникают стоячие волны в тех случаях, когда распространяющаяся вдоль линии бегущая волна испытывает отражение от конца линии или от того места, где происходят резкие изменения свойств линии. Например, если линию конечной длины нагрузить на сопротивление, не равное волновому, то энергия от генератора, пройдя линию, поглотится лишь частично в нагрузке. Непоглощенная часть энергии отразится от нагрузки и направится обратно к генератору.

В линии появятся две волны — падающая и отраженная, которые в отдельности являются бегущими, и линия для них будет представлять сопротивление, равное волновому ( $Z_0$ ).

Пренебрегая потерями в самой линии при наличии полного отражения, можно считать, что отраженная и падающая волны имеют одинаковые амплитуды.

Для иллюстрации образования стоячих волн в линии без потерь рассмотрим рис. 13. На этом рисунке падающая волна, движущаяся влево направо, показана тонкой сплошной линией, а отраженная волна, движу-

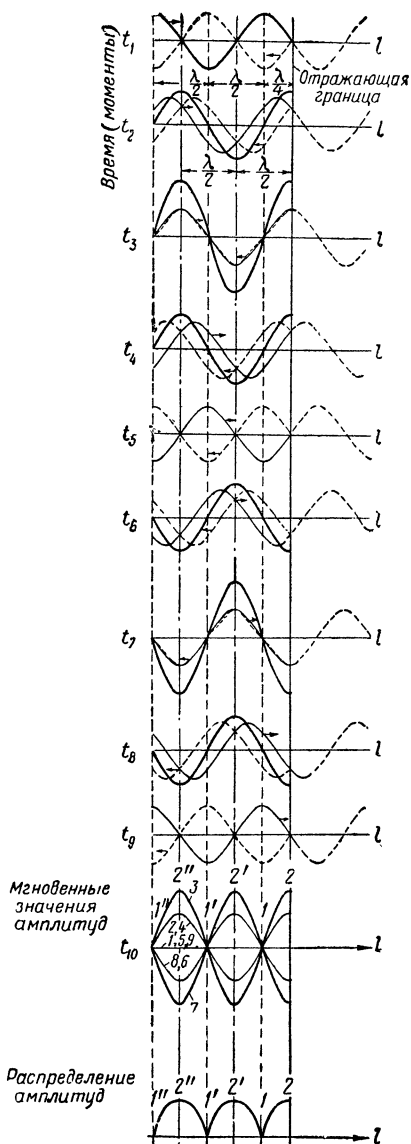


Рис. 13. Графики, поясняющие образование чисто стоячих волн и распределение амплитуд

щаяся от отражающей границы,— пунктирной линией. Справа от отражающей границы пунктиром изображена продолжающаяся падающая волна, которая существовала бы, если бы этой границы не было (линия не обрывалась). Если эту продолжающуюся кривую перегнуть на  $180^\circ$  относительно отражающей границы, т. е. нарисовать в обратную сторону, то она будет изображать отраженную волну, движущуюся от конца линии к ее началу — генератору.

Если в каждой точке длины линии сложить значения падающей и отраженной волн (рис. 13,  $t_1 \div t_9$ ), то полученные утолщенные кривые и будут изображать результирующую волну, ее значение и положение для какого-то данного момента времени.

На рис. 13,  $t_{10}$  дано изображение результирующей волны для девяти последовательных моментов времени, соответствующих изображениям рис. 13,  $t_1 \div t_9$ . Результирующая волна характеризуется периодической пульсацией ее гребней, но сами гребни не перемещаются ни в прямом, ни в обратном направлениях движению падающей волны. Поэтому такую результирующую волну называют стоячей волной в противоположность бегущим волнам (падающей и отраженной), гребни которых все время смещаются со скоростью  $v_\phi$ .

Результирующая (стоячая) волна может быть получена алгебраически путем сложения выражений для падающей и отраженной волн.

Если падающая волна

$$u_n = U \cos(\omega t + \alpha x)$$

и соответствующая ей отраженная волна

$$u_o = -U \cos(\omega t - \alpha x),$$

то результирующая (стоячая) волна будет

$$\begin{aligned} u_{ст} &= u_n + u_o = U \cos(\omega t + \alpha x) - U \cos(\omega t - \alpha x); \\ u_{ст} &= -2U \sin \alpha x \sin \omega t \end{aligned} \quad (20)$$

и соответственно для тока

$$i_{ст} = 2I \cos \alpha x \cos \omega t.$$

Множитель, не зависящий от времени (перед  $\sin \omega t$  или  $\cos \omega t$ ), выражает амплитуду колебательного процесса. Из формул видно, что эта амплитуда меняется от точки к точке. Значит, в некоторых точках результирующая (стоячая) волна имеет нулевое значение, а в некоторых — наибольшее.

Очевидно, что в точках  $1, 1', 1''$  линии  $\alpha x = (2n + 1)90^\circ$  (где  $n$  — целое число 0, 1, 2, 3...) амплитуда  $U$  в любой момент времени будет равна нулю. В точках  $2, 2'$  и  $2''$ , где  $\alpha x = n \cdot 180^\circ$ , мгновенные значения амплитуд будут изменяться во времени от нуля до  $2U$ . Измерительный прибор, регистрирующий значение амплитуды, при перемещении его вдоль линии покажет нуль в точке  $1$ , затем его показания возрастут до  $2U$  в точке  $2'$ , уменьшатся до нуля в точке  $1'$ , снова возрастут до  $2U$  в точке  $2''$  и так далее в соответствии с законом множителя  $2U \sin \alpha x$ .

Если в режиме бегущих волн амплитуда напряжения (или тока) во всех точках линии одинакова, то в режиме стоячих волн, как это видно из рассмотренного, она изменяется от точки к точке от удвоенного значения до нуля. Точки, в которых стоячая волна всегда равна нулю, называются узлами, а точки, где эта волна имеет наибольшее значение, — пучностями. Там, где падающая и отраженная волны встречаются с одинаковой фазой, получаются пучности, где волны при встрече имеют противоположные фазы, получаются узлы. Полный нуль напряжения (тока) в узлах или их двойное значение в пучностях получается только в том случае, когда амплитуда отраженной волны точно такая же, как у падающей. Это может быть, если ни при движении вдоль линии, ни при отражении волна не теряет своей энергии, т. е. выполняется в линиях без потерь с реактивной нагрузкой.

Характер распределения узлов и пучностей (тока и напряжения) вдоль линии при стоячей волне не изменяется с течением времени.

Между напряжением, изменяющимся по закону  $\sin \omega t$ , и током, изменяющимся по закону  $\cos \omega t$ , в любом сечении линии существует по времени сдвиг фазы в  $90^\circ$ .

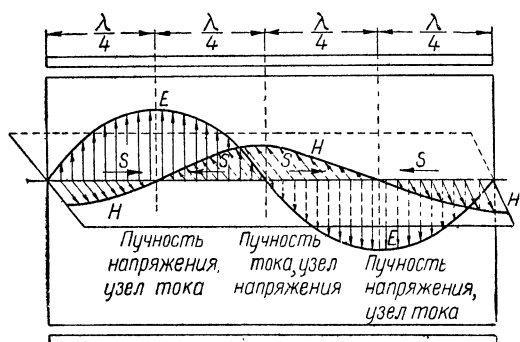
В зависимости от режима линии — короткозамкнута она или разомкнута — узлы и пучности могут отстоять от отражающей поверхности на расстоянии нечетного или четного числа четвертей волн. Так, например, узлы тока для короткозамкнутой или узлы напряжения для разомкнутой линии (точки  $1, 1'$  и  $1''$  на рис. 13,  $t_{10}$ ) отстоят от отражающей границы всегда на расстоянии нечетного числа четвертей длины волны. Пучности напряжения для короткозамкнутой или пучности тока для разомкнутой линии расположены от отражающей границы на расстоянии четного числа четвертей длины волны (точки  $2, 2'$  и  $2''$  на рис. 13,  $t_{10}$ ).



Длина стоячей волны равна длине волны падающей или отраженной, равны также их периоды колебаний.

Расстояние между ближайшими узлами или ближайшими пучностями равно половине длины волны ( $180^\circ$ ), а расстояние между соседними узлом и пучностью — четверти длины волны ( $90^\circ$ ).

Узлы напряжения и тока смещены вдоль линии на расстояние четверти длины волны, и вместе с тем узлы напряжений совпадают с пучностями токов и наоборот. В соответствии с этим в тех местах, где отсутствует электрическое поле (узел напряжения), получается наибольшая амплитуда напряженности магнитного поля, а в тех местах, где



**Рис. 14.** Распределение электрического и магнитного полей в линии с установившейся стоячей волной

отсутствует магнитное поле (узел тока), получается наибольшая амплитуда напряженности электрического поля.

Таким образом, изменение магнитного ( $H$ ) и электрического ( $E$ ) полей вдоль линии происходит со сдвигом фаз в  $90^\circ$  (рис. 14). На рис. 14 показан также вектор Умова — Пойнтинга  $\vec{S}$  для различных точек линии. Известно, что вектор  $\vec{S}$  отличен от нуля только там, где существуют одновременно и электрическое, и магнитное поля. Поэтому в узлах напряжения (электрическое поле равно нулю) и в узлах тока (магнитное поле равно нулю) вектор Умова — Пойнтинга равен нулю, т. е. энергия не течет через эти участки линии.

Значит, в случае чисто стоячих волн энергия, сосредоточившись в участках линии длиной в четверть волны между

смежными узлами напряжения и тока, перемещается только в пределах каждого участка линии, не переходя из одного в другой, т. е. энергия нигде не потребляется.

Поэтому мощность стоячей волны является реактивной, так как энергия нигде не расходуется. Между током и напряжением во времени имеется сдвиг фаз на  $90^\circ$ . Это показывает, что в линии при стоячей волне, аналогично колебательному процессу в замкнутом контуре, происходит колебание тока и напряжения и соответственно энергии. Когда ток в данном сечении линии имеет наибольшее значение, а напряжение равно нулю, то вся энергия сосредоточена в магнитном поле. Там, где ток равен нулю, а напряжение имеет наибольшее значение, вся энергия сосредоточена в электрическом поле.

В режиме чисто стоячих волн линия представляет собой резонансную систему на всех волнах, целое число четвертей которых укладывается вдоль нее. Характер резонанса при этом изменяется через четверть длины волны, и соответственно в одном случае входное сопротивление будет равно нулю (аналогично идеальному последовательному колебательному контуру), во втором — будет иметь весьма большую величину, равную бесконечности (аналогично идеальному параллельному колебательному контуру). Поэтому линии со стоячими волнами называют настроенными или резонансными. Более подробно этот вопрос (о входных сопротивлениях) будет разобран при рассмотрении разомкнутой и короткозамкнутой линий.

Амплитуды напряжения и тока стоячей волны в пучностях, как указывалось выше, равны соответственно двойным амплитудам напряжения ( $2U$ ) и тока ( $2I$ ) бегущей волны, и амплитуда напряжения в пучности ( $2U$ ) всегда пропорциональна амплитуде тока в пучности ( $2I$ ); их отношение есть волновое сопротивление  $Z_0$ .

### **Коэффициент стоячей волны (КСВ) и коэффициент бегущей волны (КБВ)**

В зависимости от свойств нагрузки на конце линии может быть узел или пучность стоячей волны тока (напряжения) или же какое-то промежуточное значение между ними. В зависимости от свойств самой линии (активного сопротивления) узлы могут приближаться к действительным нулям

тока (напряжения) или же иметь некоторое минимальное значение.

В реальной линии чисто стоячие волны не могут установиться. В такой линии наряду со стоячими волнами всегда есть и бегущая волна, которая несет с собой энергию для компенсации потерь в самой линии. В противном случае стоячие волны не могли бы существовать — они затухли бы вследствие потерь.

Любые неоднородности в линии, как, например, изменение размеров одного из проводов или изменение геометрической формы линии из-за крутых изгибов или неровностей и выступов, вызывают отражения энергии, приводящие к возникновению стоячих волн.

Если коэффициент отражения равен единице и затухание в линии ничтожно, амплитуды обеих волн почти равны и в линии образуются волны, близкие к чисто стоячим.

Если же коэффициент отражения не равен единице, амплитуды двух волн не равны и в линии будут существовать последовательные отражения до тех пор, пока не будет достигнуто какое-то равновесие. Результирующая волна в такой линии выражается сложнее, чем это приводилось для стоячей волны в идеальной линии.

При неравенстве амплитуд падающей и отраженной волн одновременно существуют бегущая и стоячая волны, при этом амплитуда бегущей волны  $U_{\text{бег}}$  равна  $(A-B)$ , а амплитуда стоячей волны  $U_{\text{ст}}$  (наибольший размах в пучности) равна  $2B$ .

Стоячие волны в линии, как указывалось, свидетельствуют о наличии отражений, а значит, и о неполном прохождении энергии из генератора в нагрузку.

Методы измерения степени отражения волн или коэффициента отражения  $p$  значительно труднее, чем методы измерения относительных величин стоячих волн. Поэтому качество линии, как правило, характеризуют не коэффициентом отражения, а так называемым коэффициентом стоячей волны (КСВ) или коэффициентом бегущей волны (КБВ).

Коэффициент стоячей волны по напряжению показывает, какова стала неравномерность распределения напряжения в линии за счет появления стоячих волн:

$$\text{КСВ}_{(н)} = \frac{U_{\text{макс}}}{U_{\text{мин}}},$$

где  $U_{\text{макс}}$  — напряжение в пучности;  
 $U_{\text{мин}}$  — напряжение в узле.

Так как

$$U_{\text{макс}} = U_{\text{бег}} + U_{\text{ст}} = (A - B) + 2B = A + B,$$

а

$$U_{\text{мин}} = U_{\text{бег}} = A - B,$$

то

$$\text{КСВ}_{(\text{н})} = \frac{A + B}{A - B} = \frac{1 + p}{1 - p}. \quad (21)$$

Из формулы (21) следует, что коэффициент стоячей волны характеризует наличие отражений в линии.

Величина, обратная КСВ, показывающая, насколько полно передается бегущими волнами энергия от генератора к нагрузке, называется коэффициентом бегущей волны (КБВ):

$$\text{КБВ} = \frac{1}{\text{КСВ}} = \frac{1 - p}{1 + p}. \quad (22)$$

Наличие стоячих волн в линии передачи вредно не только тем, что энергия от генератора в нагрузку передается не вся, но и тем, что в отдельных местах напряжение поднимается выше допустимого уровня и это дополнительно ограничивает величину передаваемой мощности из-за опасности пробоя диэлектрика в линии.

Кроме того, большой уровень стоячих волн резко сказывается на режиме работы генератора.

Рассмотрим этот вопрос. Обратимся к рис. 15, на котором показаны стоячие волны тока и напряжения в короткозамкнутой линии в моменты времени, соответствующие их максимальному значению. Эти моменты различаются на четверть периода, в чем можно убедиться сложением падающих и отраженных волн тока и напряжения с учетом соответствующих фаз (формула 20).

Из выражений для  $u_{\text{ст}}$  и  $i_{\text{ст}}$  можно заметить, что в любой точке линии, кроме узловых точек, результирующие ток и напряжение изменяются с течением времени с разностью фаз  $\pi/2$ .

Этот результат свидетельствует о том, что при подключении генератора к короткозамкнутой линии напряжение на клеммах генератора и ток в точках подключения изменяются

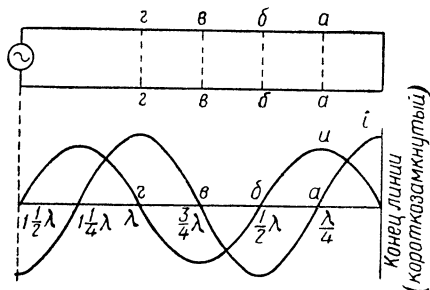


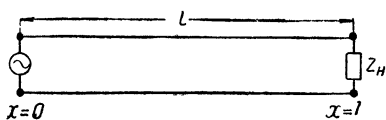
Рис. 15. Стоячие волны тока и напряжения в короткозамкнутой линии в моменты времени, соответствующие их максимальному значению

с разностью фаз  $\pi/2$ . Как установлено выше, это является физическим признаком реактивной (индуктивной или емкостной) нагрузки. Поэтому короткозамкнутая линия длиной, не кратной  $\lambda/4$ , при подключении ее к генератору обладает свойством реактивной нагрузки, что может создать неблагоприятный режим работы генератора.

Для передачи энергии необходимо, чтобы в линии существовали только бегущие волны (коэффициент стоячих волн при этом равен 1). Однако практически приходится ограничиваться значениями КСВ от 1,1 до 2.

## 5. ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ЛИНИИ

Стоячие волны в линии, обусловленные отражениями, как было показано в приведенном выше примере, для генератора эквивалентны подключению реактивной нагрузки. Если, кроме стоячих волн, в линии имеют место также и бегущие волны, то это аналогично подключению к клеммам генератора нагрузки, сопротивление которой имеет активную составляющую наряду с реактивной.



**Рис. 16.** Линия с нагрузкой  $Z_n$  (отсчет длины линии производится от генератора)

Следовательно, при наличии в линии частичного отражения входное сопротивление линии в общем случае будет представлять собой комплексную величину. На практике чаще всего этот случай и встречается, так как достичь

в линии КБВ = 1 не удастся. Поэтому представляет интерес рассмотреть величины активной и реактивной составляющих входного сопротивления линии конечной длины, имеющей волновое сопротивление  $Z_0$  и нагруженной на комплексное сопротивление  $Z_n$ . Значение этих составляющих дает возможность определить режим нагрузки, в котором работает генератор, подключенный к линии.

Пусть начало линии, где подключен генератор, совпадает с началом отсчета координаты  $x$ , т. е. генератор подключен в точке  $x = 0$  (рис. 16). Отрезок линии имеет длину  $l$  и на конце подключена нагрузка  $Z_n$ . В этом случае входное сопротивление будет определено по формуле

$$Z_{\text{вх}} = (Z_x)_{x=0} = Z_0 \frac{A - B}{A + B} = Z_0 \frac{1 - \frac{B}{A}}{1 + \frac{B}{A}};$$

величина

$$(Z_x)_{x=0} = \frac{u_{0,t}}{i_{0,t}} = Z_0 \frac{A-B}{A+B} = Z_0 \frac{1 - \frac{B}{A}}{1 + \frac{B}{A}}.$$

Чтобы найти отношение  $\frac{B}{A}$ , найдем отношение напряжения к току на расстоянии  $l$  от начала; это отношение как раз равно  $Z_H$ , т. е.

$$(Z_x)_{x=l} = Z_H = Z_0 \frac{Ae^{-j\gamma l} - Be^{j\gamma l}}{Ae^{-j\gamma l} + Be^{j\gamma l}}.$$

После преобразований получим

$$\frac{B}{A} = \frac{Z_0 - Z_H}{Z_0 + Z_H} e^{-j2\gamma l},$$

тогда

$$Z_{вх} = Z_0 \frac{1 - \frac{Z_0 - Z_H}{Z_0 + Z_H} e^{-j2\gamma l}}{1 + \frac{Z_0 - Z_H}{Z_0 + Z_H} e^{-j2\gamma l}}.$$

После упрощения с учетом формул (1) и (2) получим выражение для входного сопротивления

$$Z_{вх} = Z_0 \frac{Z_H \cos \alpha l + jZ_0 \sin \alpha l}{Z_0 \cos \alpha l + jZ_H \sin \alpha l}.$$

или

$$Z_{вх} = Z_0 \frac{Z_H + jZ_0 \operatorname{tg} \alpha l}{Z_0 + jZ_H \operatorname{tg} \alpha l}. \quad (23)$$

Входное сопротивление линии в общем случае является комплексной величиной и зависит от волнового сопротивления линии  $Z_0$ , нагрузки  $Z_H$  и от длины линии  $l$ . Зависимость от  $Z_0$  и  $Z_H$  станет ясней, если вспомнить, что коэффициент отражения  $p$  зависит от этих величин, а от коэффициента отражения зависит уровень стоячих волн. Периодическая зависимость от длины линии  $l$  в выражении (23) будет понятна, если вспомнить, что соотношение величины тока и напряжения в стоячей волне зависит от того, в каком месте стоячей волны (ближе к узлу или пучности) включен генератор.

Данные уравнения могут быть использованы при расчете входного сопротивления в общем случае для линий, применяемых в радиолокационной технике и имеющих сопротивления нагрузки любой величины.

Величина  $Z_{\text{вх}}$  зависит от отношения  $l/\lambda$  (так как  $\alpha = 2\pi/\lambda$ ). Изменяя это отношение путем изменения частоты генератора или подбором длины линии, можно обратить в нуль реактивную составляющую входного сопротивления и, таким образом, получить активный характер этого сопротивления в ряде точек на линии.

Такие точки являются резонансными, они расположены по линии на равных расстояниях друг от друга, их количество для данной линии и расстояние между точками определяются отношением  $l/\lambda$ .

Анализируя выражения (23), можно видеть, что в сечениях, расположенных на расстояниях, кратных целому числу полуволн от нагрузки  $Z_{\text{н}}$ , входное сопротивление равняется сопротивлению нагрузки. Эти сечения называют эквивалентными сечению нагрузки. Если  $Z_{\text{н}} = 0$  или  $Z_{\text{н}} = \infty$ , то в сечениях, эквивалентных нагрузке, будут соответственно пучности тока (узлы напряжения) или узлы тока (пучности напряжения).

Определяя расположение максимумов и минимумов при включении неизвестного  $Z_{\text{н}}$  относительно сечения, эквивалентного сечению нагрузки, представляется возможным определить величину и характер сопротивления нагрузки.

## 6. ЛИНИЯ ПРИ РАЗНЫХ ВИДАХ НАГРУЗКИ

Формула (23) дает возможность рассчитать входное сопротивление однородной линии в самом общем случае комплексной нагрузки  $Z_{\text{н}}$ . Однако на практике часто встречаются более простые случаи, когда нагрузка на линию конечной длины  $l$  отсутствует (ток  $i = 0$  при  $Z_{\text{н}} = \infty$ ), или нагрузка максимальна (ток  $i = \text{макс.}$  при  $Z_{\text{н}} = 0$ ), или нагрузкой является чисто активное сопротивление  $R$ , отличное от волнового сопротивления  $Z_0$ . Чисто реактивная нагрузка нас интересовать будет меньше, так как она эквивалентна удлинению или укорочению линии, о чем будет сказано ниже.

### Линия, разомкнутая на конце

Для линии, разомкнутой на конце, нагрузка  $Z_{\text{н}} = \infty$ . В этом случае из выражения (23) получим

$$Z_{\text{вх}} = -jZ_0 \operatorname{ctg} \alpha l.$$

Если в начале разомкнутой линии действует напряжение  $u_{\text{вх}}$  (вектор  $u$  на рис. 17), то

$$i_{\text{вх}} = \frac{u_{\text{вх}}}{Z_{\text{вх}}} = j \frac{u_{\text{вх}}}{Z_0} \operatorname{tg} al.$$

В зависимости от длины  $l$  абсолютная величина тока  $\left| \frac{u_{\text{вх}}}{Z_0} \operatorname{tg} al \right|$  должна быть умножена либо на  $+j$  (для  $0 < l < \lambda/4$ ,  $\lambda/2 < l < 3\lambda/4$  и т. д.), либо на  $-j$  (для  $\lambda/4 < l < \lambda/2$ ,  $3\lambda/4 < l < \lambda$  и т. д.)

На рис. 17, б, в вектор  $\bar{i}$  в зависимости от длины линии  $l$  опережает вектор  $\bar{u}$  или отстает от него на  $90^\circ$ . Такое соот-

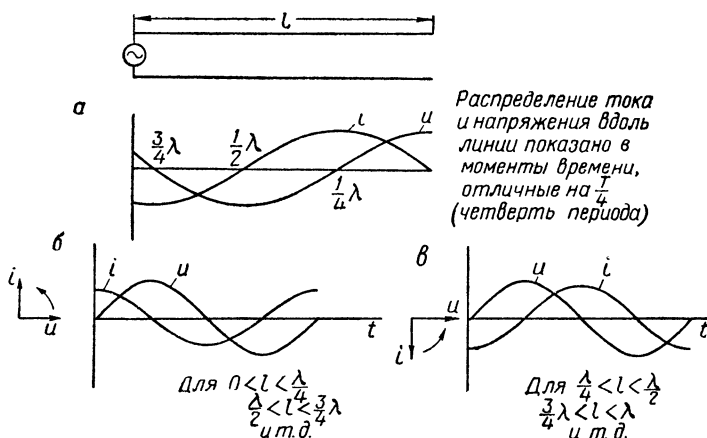


Рис. 17. Действующие значения напряжения и тока в линии, разомкнутой на конце

ношение фаз действующего напряжения и тока говорит о чисто реактивном характере нагрузки. Когда взята линия длиной от  $l = 0$  до длины меньше чем  $\frac{\lambda}{4}$  или более  $\frac{\lambda}{2}$ , но менее  $3\lambda/4$ , то она представляет для генератора реактивную нагрузку емкостного характера. Когда же длина линии больше  $\frac{\lambda}{4}$ , но меньше  $\frac{\lambda}{2}$  или больше  $3\lambda/4$ , но меньше длины волны  $\lambda$ , то она представляет реактивную нагрузку индуктивного характера.

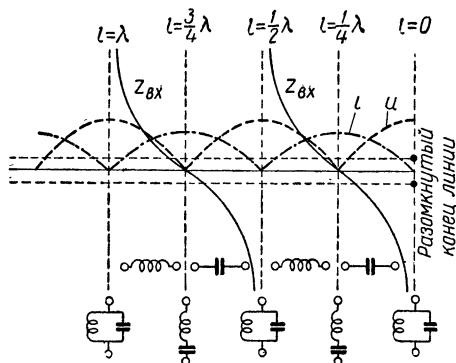
Выше говорилось, что реактивный характер нагрузки линии характерен наличием в линии стоячих волн, так как



В разомкнутой линии для соблюдения граничных условий на разомкнутом конце возникают отраженные волны тока и напряжения.

Чтобы на разомкнутом конце ток был равен нулю, отраженная волна тока по амплитуде должна быть равна падающей волне тока, но с противоположной фазой. Отраженная волна напряжения на конце линии по амплитуде и фазе должна соответствовать падающей волне (так как на разомкнутом конце напряжение максимально).

В соответствии с этим в линии имеет место чисто стоячая волна.



**Рис. 18.** Изменение величины входного сопротивления и его характера от длины линии, разомкнутой на конце, и график распределения амплитуд тока и напряжения

Из выражений (20) и рис. 17, б, в видно, что для разомкнутой линии длиной  $0 < x = l < \lambda/4$  или  $\lambda/2 < l < 3/4\lambda$  и т. д. значения  $\cos \alpha x$  и  $\sin \alpha x$  положительного знака. Поэтому в любой точке разомкнутой линии указанной длины ток опережает напряжение на зажимах генератора, а это является физическим признаком емкостной нагрузки.

Для разомкнутой линии длиной  $\lambda/4 < l <$

$< \lambda/2$  или  $3/4\lambda < l < \lambda$  и т. д. знаки у  $\sin \alpha x$  и  $\cos \alpha x$  различны. Учитывая этот знак у множителя, зависящего от времени, убеждаемся, что ток отстает от напряжения на  $90^\circ$ , а это служит признаком индуктивной нагрузки.

По величине входное сопротивление разомкнутой линии длиной  $l$  будет меняться от  $+\infty$  до  $-\infty$ , проходя нулевое значение. На графике (рис. 18) показано изменение величины входного сопротивления от длины линии. Внизу графика схематично показан характер входного сопротивления. В точках  $l = \lambda/4$ ,  $3/4\lambda$  и т. д. входное сопротивление равно нулю, что эквивалентно короткому замыканию в точках присоединения генератора. Эквивалентом этого случая является резонансный контур с последовательным включением внешней э.д.с., поскольку при резонансе входное сопротивление контура равно нулю. Условием последователь-

ного резонанса является  $Z_{\text{вх}} = -jZ_0 \operatorname{ctg} \alpha l = 0$ , что возможно, если выполняется условие  $l = (2n - 1)\lambda/4$ , где  $n = 1, 2, 3 \dots$

При длине линии  $\lambda/2$ ,  $\lambda$  и т. д. эквивалентом может служить контур с подключенной к нему параллельно внешней э.д.с. В этом случае входное сопротивление линии будет бесконечным, что соответствует холостому ходу. Математическим условием параллельного резонанса является  $Z_{\text{вх}} = -jZ_0 \operatorname{ctg} \alpha l = \pm \infty$ , что и выполняется при  $l = n \lambda/2$ .

Между указанными точками входное сопротивление изменяется по котангенсоиде, принимая емкостный или индуктивный характер в зависимости от длины линии (рис. 18).

У генератора входное сопротивление, будучи также реактивным, может иметь любой характер и величину в зависимости от отношения  $l/\lambda$ .

### Линия, замкнутая на конце

Когда на конце однородной двухпроводной линии длины  $l$  нагрузка максимальная, т. е. сопротивление нагрузки  $Z_{\text{н}} = 0$ , то входное сопротивление линии после преобразования формулы (23) выражается так:

$$Z_{\text{вх}} = jZ_0 \operatorname{tg} \alpha l.$$

Если в этом случае изобразить входное напряжение (на клеммах генератора) в виде вектора, то ток, полученный согласно закону Ома:

$$i_{\text{вх}} = -j \frac{u_{\text{вх}}}{Z_0} \operatorname{ctg} \alpha l,$$

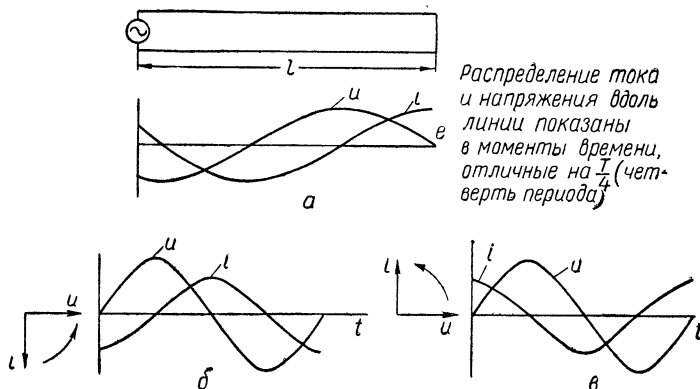


Рис. 19. Действующие значения напряжения и тока в линии, замкнутой на конце

можно изобразить вектором, отстающим от напряжения на  $90^\circ$ , если  $\operatorname{ctg} \alpha l > 0$  (когда для длины линии выполняется условие  $0 < l < \lambda/4$ ,  $\lambda/2 < l < 3/4\lambda$  и т. д., рис. 19, б) или опережающим на  $90^\circ$ , если  $\operatorname{ctg} \alpha l < 0$  (когда для длины линии выполняется условие  $\lambda/4 < l < \lambda/2$ ,  $3/4\lambda < l < \lambda$  и т. д., рис. 19, в).

Наличие стоячих волн в линии такого вида также показывает реактивный характер нагрузки.

Для выполнения граничных условий по напряжению на короткозамкнутом конце необходимо, чтобы в этой точке образовалась отраженная волна напряжения с амплитудой, равной амплитуде падающей волны, и с противоположной

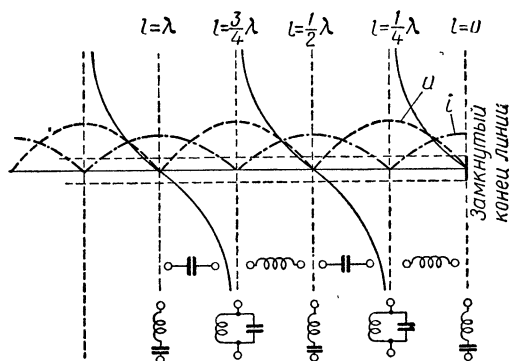


Рис. 20. Изменение величины входного сопротивления и его характера от длины линии, замкнутой на конце, и график распределения амплитуд тока и напряжения

фазой. Для выполнения тех же условий по току необходимо, чтобы возникла отраженная волна с амплитудой и фазой, равной амплитуде и фазе падающей волны.

Выражение для стоячих волн тока и напряжения (формула 20) показывает, что в короткозамкнутой линии происходят те же физические процессы, что и в разомкнутой линии, с той лишь разницей, что при одной и той же длине линии индуктивный характер нагрузки при разомкнутой линии меняется на емкостный характер нагрузки при замкнутой линии на конце.

Изменение величины входного сопротивления в зависимости от длины линии показано на рис. 20. В узлах и пучностях тока и напряжения будут входные сопротивления, эквивалентные сопротивлениям контура при последовательном и параллельном резонансе.

Условием последовательного резонанса является

$$Z_{\text{вх}} = jZ_0 \operatorname{tg} \alpha l = 0.$$

Это возможно при  $l = n\lambda/2$ , где  $n = 1, 2, 3\ldots$  Условием параллельного резонанса является

$$Z_{\text{вх}} = jZ_0 \operatorname{tg} \alpha l = \pm \infty.$$

Это выполнимо при  $l = (2n - 1)\lambda/4$ , где  $n = 1, 2, 3\ldots$

Следовательно, в короткозамкнутой линии последовательному контуру эквивалентны участки длиной  $\lambda/2, \lambda, 1\frac{1}{2}\lambda\ldots$ , а параллельному контуру будут эквивалентны участки длиной  $\lambda/4, \frac{3}{4}\lambda, 1\frac{1}{4}\lambda\ldots$

В разомкнутой линии последовательному контуру эквивалентны участки линии длиной  $\lambda/4, \frac{3}{4}\lambda, 1\frac{1}{4}\lambda\ldots$ , а параллельному контуру будут эквивалентны участки длиной  $\lambda/2, \lambda, 1\frac{1}{2}\lambda\ldots$

Если длина участка от конца будет находиться между указанными точками для короткозамкнутой и разомкнутой линий, то такие отрезки линии будут обладать индуктивным или емкостным сопротивлением разной величины, зависящим от длины участка (рис. 18 и 20).

Как в случае разомкнутой линии, так и при короткозамкнутой линии реактивность нагрузки будет проявляться в наличии запасов электромагнитной энергии в линии.

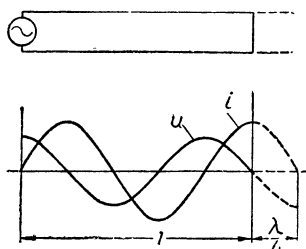
Электрическая энергия оказывается запасенной в стоячей волне напряжения — в электрическом поле волны, а магнитная энергия — в стоячей волне тока — в магнитном поле волны (рис. 14). Разбивая линию на отрезки, равные четверти длины волны, и рассматривая поток энергии с помощью вектора Умова — Пойнтинга, можно заметить, что если на одном участке имеется средний поток энергии, не равный нулю, то в соседнем участке имеется такой же поток, но направленный в противоположную сторону. Таким образом, в пределах отрезка линии, равной  $\lambda/2$ , в любой момент средний поток энергии равен нулю.

Имея линию произвольной длины, можно сказать, что на протяжении участков этой линии с размерами, кратными  $\lambda/4$ , сосредоточена энергия в стоячих волнах и взаимного обмена энергией этих участков и генератора не происходит (если не учитывать потери).

Небольшой участок величиной меньше  $\lambda/4$ , непосредственно примыкающий к генератору, собственно и выполняет роль нагрузки. В этом участке поток в среднем не равен нулю и в течение одной четверти периода направлен от

генератора в линию, а в течение другой четверти периода — из линии в генератор.

Короткозамкнутая линия может выполнять все функции разомкнутой на конце линии и наоборот. Однако разомкнутая на конце линия применяется редко, так как она имеет несовершенную экранировку и обеспечение очень высокого значения сопротивления на разомкнутом конце практически трудно достижимо (нужен диэлектрик высокого качества). Короткозамкнутые отрезки линий широко применяются в практике, выполняя роль металлических изоляторов, а также в качестве элементов настройки как переменные



**Рис. 21.** Распределение напряжения и тока при переходе от короткозамкнутой линии к разомкнутой

реактивные сопротивления. Рабочая длина отрезка при этом может быть легко изменена перемещением переключки, замыкающей линию накоротко.

Сходство двух рассмотренных линий дает возможность привести короткозамкнутую линию к некоторой эквивалентной разомкнутой линии. Это возможно сделать потому, что, подобрав соответствующую длину, можно придать отрезку разомкнутой линии любое реак-

тивное входное сопротивление. Например, взяв эту длину равной четверти волны, получим входное сопротивление, равное нулю. Если этим четвертьволновым отрезком заменить провод, замыкающий накоротко концы линии (рис. 21), то распределение тока и напряжения в данной линии не изменится. Но вместо короткозамкнутой линии получится новая — разомкнутая линия, удлиненная на четверть волны.

Ток и напряжение в такой линии меняются по рассмотренным ранее законам, причем вправо от начала координат на участке добавленного отрезка линии кривые тока и напряжения будут продолжением кривых тока и напряжения, расположенных слева от начала координат, где они переходят в кривые, свойственные короткозамкнутой линии.

Метод использования вспомогательного отрезка дает возможность и в отношении входного сопротивления привести короткозамкнутую линию к эквивалентной разомкнутой. Если длина первой (короткозамкнутой)  $l$ , то длина второй (разомкнутой)  $l + \lambda/4$ , откуда, пользуясь формулой для

определения входного сопротивления разомкнутой линии, получим

$$Z_{\text{вх. экв}} = -jZ_0 \operatorname{ctg} \alpha(l + \lambda/4) = -jZ_0 \operatorname{ctg} \left( \alpha l + \frac{\pi}{2} \right) = \\ = jZ_0 \operatorname{tg} \alpha l.$$

Этот результат совпадает с ранее полученным выражением для  $Z_{\text{вх}}$  короткозамкнутой линии.

### Линия, замкнутая на реактивную нагрузку

Под реактивной нагрузкой понимается всякая нагрузка, в которой не расходуется мощность. Частными случаями такой нагрузки являются конденсатор, катушка индуктивности или линия с реактивной нагрузкой. Рассмотренные выше случаи применения в качестве нагрузки разомкнутой и короткозамкнутой линии являются предельными, когда сопротивление реактивной нагрузки стремится к бесконечности или к нулю.

В линиях с реактивной нагрузкой устанавливаются стоячие волны. Распределение напряжения и тока, величина и характер входного сопротивления для любой реактивной нагрузки могут быть получены, если воспользоваться способом эквивалентного удлинения линии. При этом любое нагрузочное реактивное сопротивление нужно заменить эквивалентным отрезком разомкнутой или короткозамкнутой линии. В зависимости от длины этих отрезков они могут представлять любые реактивные входные сопротивления.

Допустим, что на конце линии требуется включить реактивное сопротивление  $X$ . Его можно заменить разомкнутым отрезком линии  $l_{\text{отр}}$ , имеющим реактивное сопротивление, равное

$$X = -jZ_0 \operatorname{ctg} \alpha l_{\text{отр}},$$

или короткозамкнутым отрезком  $l_{\text{отр}}$ , имеющим реактивное сопротивление, равное

$$X = jZ_0 \operatorname{tg} \alpha l_{\text{отр}}.$$

Из этих равенств длину эквивалентного отрезка  $l_{\text{отр}}$  можно определить по следующим формулам:

— для разомкнутого отрезка линии

$$l_{\text{отр}} = \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{Z_0}{X},$$

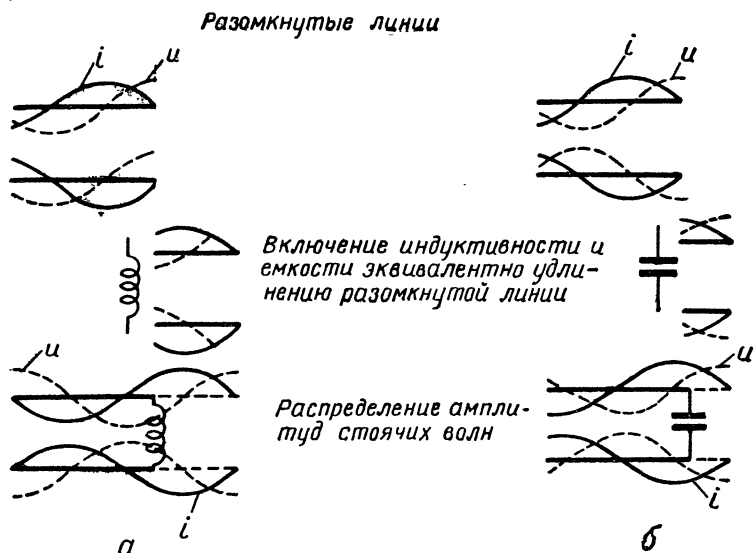
причем  $l_{\text{отр}}$  для получения индуктивного характера сопротивления должно быть больше  $\lambda/4$ , но меньше  $\lambda/2$

(см. рис. 18), а для получения емкостного — меньше  $\lambda/4$ , но больше 0;

— для короткозамкнутого отрезка линии

$$l_{\text{отр}} = \frac{\lambda}{2\pi} \arctg \frac{X}{Z_0},$$

причем  $l_{\text{отр}}$  для получения индуктивного характера сопротивления должно быть меньше  $\lambda/4$ , но больше 0, а для получения емкостного — больше  $\lambda/4$ , но меньше  $\lambda/2$  (см. рис. 20).



**Рис. 22.** Распределение тока и напряжения вдоль линии, нагруженной на индуктивность (а) и емкость (б)

Из приведенных формул следует, что включение индуктивности в качестве нагрузки разомкнутой линии эквивалентно удлинению линии на величину, большую  $\lambda/4$ . Это хорошо иллюстрируется смещением минимума волны напряжения и максимума волны тока за конец линии (рис. 22, а). Включение емкости эквивалентно удлинению разомкнутой линии на величину, меньшую  $\lambda/4$ , что показано приближением к концу линии первого минимума напряжения или максимума тока (считая от конца, рис. 22, б).

Рассматривая вопрос о распределении напряжения и тока в линии с реактивной нагрузкой, следует сказать об

их общих особенностях, которые характерны и для стоячих волн, и сделать следующие выводы:

— напряжение и ток во всех случаях реактивной нагрузки распределяются по одним и тем же синусоидальным кривым;

— нагрузка лишь сдвигает эти кривые относительно начала координат;

— узлы тока всегда соответствуют пучностям напряжения, при этом в соответствующих узлах ток или напряжение равны нулю (это указывает на отсутствие переноса энергии вдоль линии);

— ток и напряжение сдвинуты по фазе на  $90^\circ$ ;

— фаза тока (напряжения) меняется скачком на  $180^\circ$  при переходе через нуль, поэтому ток (напряжение) в двух любых участках линии может совпадать по фазе или отличаться на  $180^\circ$ , но не на какой-либо другой угол.

Входное сопротивление идеальной линии, нагруженной на комплексное сопротивление  $Z_n = R_n + jX_n$ , может быть определено по следующей формуле:

$$Z_{\text{вх}} = \frac{Z_{\text{вх. раз}} Z_n + Z_0^2}{Z_{\text{вх. раз}} + Z_n},$$

где  $Z_{\text{вх. раз}}$  — входное сопротивление разомкнутой линии, определяемое по формуле  $Z_{\text{вх. раз}} = -jZ_0 \operatorname{ctg} al$ .

### Линия, нагруженная активным сопротивлением

Кроме рассмотренных случаев разомкнутой и короткозамкнутой линии, практически большое значение имеет случай чисто активной нагрузки ( $Z_n = R$ ) линии. Хотя в ряде случаев нагрузка и не является чисто активной, но ее активная часть играет основную роль, так как реактивная составляющая может быть скомпенсирована изменением длины линии.

Выше было выяснено, что при включении сопротивления нагрузки, равного волновому  $R = Z_0$ , отражения в линии отсутствуют и энергия полностью передается бегущей волной.

Когда сопротивление нагрузки  $R$  отлично от волнового сопротивления, неминуемо возникают отражения, и так как коэффициент отражения  $p$  является действительной величиной, то отраженная волна тока может быть в фазе ( $p > 0$ ) или в противофазе ( $p < 0$ ) по отношению к падающей волне тока.



Наличие отражений в линии, а значит, и стоячих волн, приводит к тому, что входное сопротивление линии  $Z_{\text{вх}}$  оказывается комплексной величиной, активная часть которой характеризуется уровнем бегущих волн, а реактивная часть — относительным уровнем стоячих волн в линии.

В зависимости от длины линии и длины волны важное практическое значение имеют частные случаи, например, когда  $l = \lambda/4$  и  $l = \lambda/2$ . Рассмотрим их.

Длина линии  $l = \lambda/4$ . В этом случае

$$Z_{\text{вх}} = Z_0 \frac{j \frac{Z_0}{R} \sin \frac{\pi}{2}}{j \sin \frac{\pi}{2}} = \frac{Z_0^2}{R}, \text{ т. е. } Z_{\text{вх}} = \frac{Z_0^2}{R}.$$

Такое простое соотношение между входным сопротивлением четвертьволновой линии с волновым сопротивлением  $Z_0$  и активной нагрузкой  $R$  имеет большое практическое значение в вопросах согласования линий передач и, в частности, согласования генератора с нагрузкой.

Пусть внутреннее сопротивление генератора чисто активное и равно  $r$ , сопротивление же нагрузки равно  $R$ . Тогда, чтобы получить от генератора максимум мощности, необходимо генератору дать нагрузку с входным сопротивлением  $Z_{\text{вх}}$ , равным сопротивлению  $r$ .

Сопротивление  $R$  будет представлять нагрузку на генератор с  $Z_{\text{вх}} = r$ , если нагрузку  $R$  подключить к генератору через четвертьволновую линию с волновым сопротивлением, удовлетворяющим условию

$$Z_0 = \sqrt{R \cdot r}.$$

Мощность, выделяемая на клеммах генератора, равна  $\frac{u^2}{Z_{\text{вх}}} = \frac{u^2}{r}$ ; ток в линии, равный  $\frac{u}{Z_0}$ , определит мощность, которая будет выделена на сопротивлении  $R$ :

$$i^2 R = \frac{u^2}{Z_0^2} R.$$

Так как  $r = \frac{Z_0^2}{R}$  (согласно условию), то выделяемая мощность  $\frac{u^2}{Z_0^2} R = \frac{u^2}{r}$ , т. е. такая же, как и на клеммах генератора.

Следовательно, четвертьволновая линия полностью передала энергию от генератора к нагрузке, режим генератора

не нарушен и величина напряжения осталась без изменения.

Свойство сохранять величину напряжения при переходе с входа на выход устройства принято называть трансформирующим. В этом смысле четвертьволновый отрезок линии является трансформатором.

Длина линии  $l = \lambda/2$ . Подставляя величину  $l$  в уравнение (23), получим

$$Z_{\text{вх}} = Z_0 \frac{Z_{\text{н}}}{Z_0} = Z_{\text{н}}, \text{ т. е. } Z_{\text{вх}} = R.$$

Таким образом, получили, что полуволновая линия с нагрузкой  $R$  нагрузочных свойств сопротивления не меняет.

Такое свойство линии длиной  $\lambda/2$  является очень удобным в конструктивном отношении. Применение линии длиной в целое число полуволн позволяет трансформировать сопротивление нагрузки с дальнего конца линии к ее началу и присоединять к генератору нагрузку (например, антенну), находящуюся по конструктивным соображениям на значительном удалении от генератора, без нарушения режима работы генератора и режима бегущих волн.

## 7. СОГЛАСОВАНИЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Для того чтобы из передатчика в антенну или из антенны в приемник была по линии передана максимальная мощность, необходимо обеспечить в линии режим бегущих волн, т. е. создать такие условия, при которых отсутствовали бы отражения и стоячие волны. Однако на практике из-за неточности изготовления линий, наличия многих конструктивных элементов, нарушающих однородность линии, и т. п. достичь полной бегучести волн не удастся.

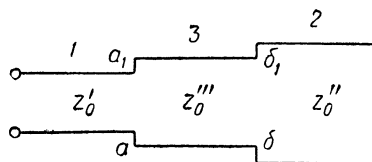
В лучшем случае путем использования специальных методов и устройств удастся согласовать отдельные участки линии с различными параметрами и добиться максимальной бегучести (но не стопроцентной).

Обычный принцип согласования заключается в том, что создают некоторый промежуточный участок в качестве элемента согласования между частями линии, нуждающимися в согласовании; на границах участка выполняются граничные условия. Для согласования можно применить четвертьволновый отрезок, нагруженный активным сопротивлением. Свойства входного сопротивления такого отрезка были рассмотрены выше.

Рассмотрим применение четвертьволнового transforma-

тора для согласования двух однородных линий с различными волновыми сопротивлениями и разберем, какие процессы происходят при согласовании.

Линия 1 (рис. 23) с волновым сопротивлением  $Z'_0$  согласуется с линией 2, обладающей волновым сопротивлением  $Z''_0$ , с помощью четвертьволнового отрезка 3, имеющего волновое сопротивление  $Z'''_0$ .



**Рис. 23.** Согласование двух линий с различными волновыми сопротивлениями  $Z_0$  при помощи четвертьволнового трансформатора

В местах соединения линии 1 и 3, 3 и 2 (точки  $a$  и  $б$  на рис. 23) возникают отраженные волны. Амплитуда отраженной волны зависит от коэффициента отражения.

Коэффициент отражения определяется по следующим формулам:

— для соединения 1 и 3 линии

$$p_1 = \frac{Z'_0 - Z'''_0}{Z'_0 + Z'''_0} = \frac{\frac{Z'_0}{Z'''_0} - 1}{\frac{Z'_0}{Z'''_0} + 1};$$

— для соединения 3 и 2 линии

$$p_2 = \frac{Z'''_0 - Z''_0}{Z'''_0 + Z''_0} = \frac{\frac{Z'''_0}{Z''_0} - 1}{\frac{Z'''_0}{Z''_0} + 1}.$$

Если рассматривать обе отраженные волны в точке  $a$ , то можно заметить, что отраженная волна от точки  $б$  в точке  $a$  будет иметь противоположную фазу с возникающей в точке  $a$  отраженной волной и при равенстве этих волн они будут уничтожаться. Таким образом, в точке  $a$  отражения будут скомпенсированы отражениями от точки  $б$ . Равенство отраженных волн будет иметь место при равенстве коэффициентов отражения  $p_1 = p_2$ , а значит:

$$\frac{Z'_0}{Z'''_0} = \frac{Z'''_0}{Z''_0},$$

т. е.  $Z'''_0 = \sqrt{Z'_0 Z''_0}$  — условие, которое мы уже получили



Отраженная волна от точки  $b$  в точку  $a$  придет в противофазе (так как пройдет путь от  $a$  и  $b$  и обратно, равный  $\lambda/2$ ), а от точки  $b$  — в фазе. Поэтому в точке  $a$  произойдет компенсация отраженных волн и в линии будет существовать чисто бегущая волна.

При небольшом изменении частоты (длины волны) проходящих электромагнитных колебаний трансформатор, состоящий из одного четвертьволнового отрезка (рис. 23), не будет полностью согласовывать две линии, так как в точке  $a$  не будет соблюдено условие компенсации отраженных волн. В этом можно убедиться сложением отраженных волн в точке  $a$  (от  $a$  и от  $b$ , рис. 23); фазовый угол волны, отраженной от точки  $a$ , изменится на величину  $\epsilon$ , т. е. при прохождении волны от  $a$  к  $b$  и обратно фазовый угол будет не  $\pi$ , а  $\pi - \epsilon$ .

Поэтому

$$(u_{\text{отр}})_{\text{результ}} = (u_{\text{отр}})_a + (u_{\text{отр}})_b = U_p \sin \omega t + U_p \sin (\omega t + \pi - \epsilon) = U_p \sin \omega t + U_p \sin (\omega t + \pi) \cos \epsilon - U_p \cos (\omega t + \pi) \sin \epsilon \approx \epsilon U_p \cos \omega t,$$

так как  $\epsilon \ll 2\pi$  и можно принять  $\cos \epsilon \approx 1$ , а  $\sin \epsilon \approx \epsilon$ .

В результате изменения длины волны колебаний в точке  $a$  четвертьволнового трансформатора (рис. 23) появится некомпенсированная волна с амплитудой, примерно равной  $\epsilon U_p$ .

Согласующее устройство (рис. 24), состоящее из двух четвертьволновых трансформаторов со специально подобранными волновыми сопротивлениями, при той же расстройке  $\epsilon$  будет согласовывать две линии 1 и 2 значительно лучше.

В этом можно убедиться сложением в точке  $a$  всех отраженных волн

$$\begin{aligned} (u_{\text{отр}})_{\text{результ}} &= (u_{\text{отр}})_a + (u_{\text{отр}})_b + (u_{\text{отр}})_c = U_p \sin \omega t + \\ &+ 2U_p \sin (\omega t + \pi - \epsilon) + U_p \sin (\omega t + 2\pi - 2\epsilon) = \\ &= U_p \sin \omega t + 2U_p \sin (\omega t + \pi) \cos \epsilon - 2U_p \cos (\omega t + \pi) \sin \epsilon + \\ &+ U_p \sin (\omega t + 2\pi) \cos 2\epsilon - U_p \cos (\omega t + 2\pi) \sin 2\epsilon \approx 2\epsilon U_p \cos \omega t - 2\epsilon U_p \cos \omega t = 0, \end{aligned}$$

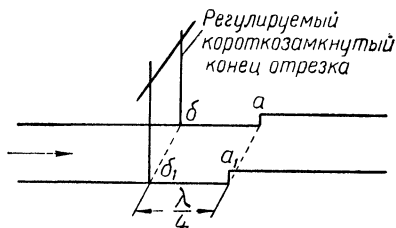
так как при малом  $\epsilon$

$$\cos \epsilon \approx 1, \cos 2\epsilon \approx 1, \sin \epsilon \approx \epsilon \text{ и } \sin 2\epsilon \approx 2\epsilon,$$

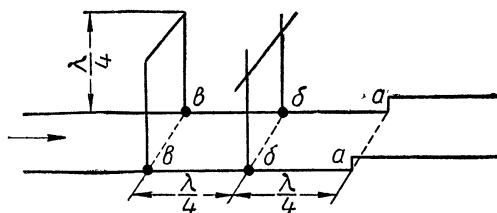
Следовательно, в точке  $a$  получится почти полная компенсация отраженных волн и две линии 1 и 2 будут согласованными не только при длине волны  $\lambda$ , но и в некоторой полосе частот вблизи этой длины волны.

Включение четвертьволновых трансформаторов последовательно в линию часто по конструктивным соображениям бывает неудобным и нецелесообразным, так как усложняет линию. Поэтому, используя тот же принцип компенсации отраженных волн, делают параллельное включение короткозамкнутых или разомкнутых отрезков линии, чем вносят в линию дополнительную неоднородность.

Характер неоднородности (индуктивный, емкостный или комплексный) и ее величина регулируются длиной отрезка (обычно короткозамкнутого) линии и его волновым сопротивлением. Этот дополнительный отрезок (рис. 25) включают на расстоянии  $\lambda/4$  от неоднородности линии, чем достигается противофазность (в точках  $bb_1$ ) отраженных волн от неоднородности линии (точки  $aa_1$ ) и волн, возникающих в месте включения отрезка (точки  $bb_1$ ).



**Рис. 25.** Компенсация отражений в линии путем подключения регулируемого отрезка



**Рис. 26.** Согласование линий с помощью двух короткозамкнутых отрезков

Как и в случае четвертьволнового трансформатора, такой способ устранения отражений в линии от неоднородностей весьма селективен и может применяться, если полоса передаваемых по линии частот очень узкая.

Чтобы отражения отсутствовали (или были значительно уменьшены) в некоторой полосе частот, в точках  $bb$  (рис. 26)

в линию включают на расстоянии  $\lambda/4$  от точек *бб* четвертьволновый замкнутый накоротко отрезок, сопротивление которого будет бесконечным для волны с длиной  $\lambda$ , и рассогласование в линии на этой частоте внесено не будет. Волновое сопротивление этого четвертьволнового отрезка выбирается таким, чтобы при изменении длины проходящих волн некомпенсированные отраженные волны в точках *бб* уничтожались отраженными волнами от возникшей неоднородности в точках *вв* (при изменении длины волны замкнутый накоротко отрезок не является четвертьволновым и вносит в линию неоднородность).

Таким образом, в линии будут отсутствовать отражения для волны  $\lambda$  и волн, отличных от  $\lambda$  на  $\Delta\lambda$ , для которых еще будет выполняться условие компенсации. Для всех волн, отличающихся от  $\lambda$ , отражения будут иметь место и будут тем больше, чем больше будет разница между длиной волны проходящих волн и длинами волн ( $\lambda$  и  $\lambda + \Delta\lambda$ ), для которых линия согласована.

## 8. ЭЛЕМЕНТЫ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

В радиолокационных станциях антенны, как правило, удалены на большее или меньшее расстояние от приемников и передатчиков. Поэтому высокочастотную энергию (от передатчика к антенне или от антенны к приемнику) необходимо передавать по специально рассчитанной и настроенной линии передачи.

Основным требованием, которому такая линия должна удовлетворять, является передача максимально возможной энергии без потерь.

Дополнительным требованием, имеющим существенное значение, является достаточная широкополосность линии передачи. Это требование связано с посылкой станцией импульсных сигналов, которые имеют широкий спектр, и необходимостью в некоторых случаях (при работе в условиях помех) перестраивать станцию в диапазоне частот.

Потери в линии при передаче энергии от передатчика определяются потерями на нагревание проводов линии и потерями на излучение.

В режиме приема для линий основное значение приобретает антенный эффект, т. е. способность линии принимать электромагнитные волны помимо антенны — непосредственно на провода линии. Сильно выраженный антенный эффект линии резко снижает направленные свойства антенны и уве-

личивает уровень шумов, что для современных радиолокационных станций является большим недостатком.

Указанные потери в линии и антенный эффект линии в значительной мере зависят от частоты электромагнитной энергии и конструкции линии передачи.

### Типы линий передачи

Линии передачи метровых и дециметровых волн, или, как их называют, фидерные линии, могут состоять из двух и более проводов.

Типы фидерных линий различаются формой и взаимным расположением этих проводов. Встречаются следующие типы фидерных линий: симметричная двухпроводная (экранированная и неэкранированная), четырехпроводная (экранированная и неэкранированная), жесткий коаксиальный фидер и высокочастотный коаксиальный гибкий кабель.

Двухпроводная фидерная линия (рис. 1, *a*) представляет собой два медных, бронзовых или биметаллических провода, протянутых параллельно друг другу и скрепленных между собой изоляционными распорками. Расстояние между проводами должно быть меньше четверти длины волны. Такой фидер обладает сравнительно высоким волновым сопротивлением (сотни ом) и имеет большие потери, связанные с нагревом и излучением.

Четырехпроводный фидер обладает меньшим волновым сопротивлением, а в четырехпроводном перекрещенном фидере, кроме того, антенный эффект будет незначительным; в практике эти фидеры используются весьма редко.

Жесткий и гибкий коаксиальные фидеры (рис. 1, *в* и рис. 1, *г*) являются основными типами линии передачи в радиолокационных станциях метрового и дециметрового диапазонов.

Жесткий фидер представляет собой две медные или латунные (с посеребренными или позолоченными токопроводящими поверхностями) трубы, помещенные одна внутри другой коаксиально (имеют общую ось). При малых размерах фидера внутренняя труба заменяется сплошным цилиндрическим проводом. Внутренний провод по отношению к наружному крепится специальными элементами крепления.

Расчет волнового сопротивления такого фидера выполняется по формуле

$$Z_{0 \text{ к.ф}} = 60 \ln \frac{r_2}{r_1},$$



где  $r_2$  — внутренний радиус внешней трубы;

$r_1$  — наружный радиус внутренней трубы (провода).

Из формулы следует, что при постоянном  $r_2$  волновое сопротивление увеличивается при уменьшении  $r_1$  и уменьшается при увеличении  $r_1$ . Изменение  $r_1$  применяется на практике для выполнения условий согласования.

Высокочастотный гибкий коаксиальный кабель в качестве внутреннего провода имеет тонкую гибкую жилу. Внешним проводом является металлическая оплетка. Пространство между внутренней жилой и оплеткой заполняется высокочастотным эластичным диэлектриком — чаще всего полиэтиленом.

Волновое сопротивление различных коаксиальных высокочастотных кабелей обычно находится в пределах 50—150 ом.

Жесткий коаксиальный фидер и гибкий высокочастотный кабель по принципу работы не отличаются друг от друга, но имеют особенности конструкции отдельных элементов. Из конструктивных элементов фидерных систем необходимо указать на элементы крепления, элементы согласования, элементы симметрирования, подвижные и неподвижные элементы соединения.

Поскольку коаксиальные фидеры имеют наиболее широкое применение, рассмотрим схемы широко используемых конструкций отдельных элементов коаксиальных линий передачи.

### Элементы согласования

В реальных условиях фидерная линия не может быть идеально однородной, а нагрузка (сопротивление антенны, вход приемника) — точно соответствовать волновому сопротивлению фидерной линии.

Отличие входного сопротивления антенны от волнового сопротивления линии передачи и наличие на пути электромагнитной волны неоднородностей различного типа вызывают необходимость согласования отдельных участков линии.

### Широкополосные четвертьволновые трансформаторы

Выше рассматривался метод согласования двух сопротивлений с помощью четвертьволнового трансформатора и в качестве недостатка отмечалась селективность по частоте.

Описываемые ниже способы дают возможность расширить полосу частот, в которой выполняется достаточно хорошее согласование сопротивлений (например, двух фидеров с различными волновыми сопротивлениями).

**Параллельное включение короткозамкнутого шлейфа.** Линия с волновым сопротивлением  $Z_0$  согласована на волне  $\lambda_0$  с нагрузкой  $R_H$  четвертьволновым трансформатором с сопротивлением  $Z_{0\text{ тр}} = \sqrt{Z_0 R_H}$  (рис. 27).

Параллельное включение четвертьволнового короткозамкнутого шлейфа в точках  $aa$  согласования не изменит, так как на указанной волне в идеальном случае сопротивление шлейфа равно бесконечности.

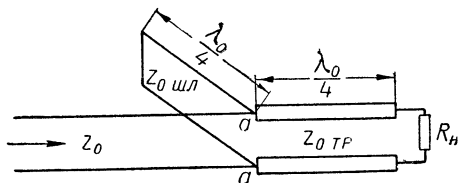


Рис. 27. Четвертьволновый трансформатор с параллельно включенным короткозамкнутым шлейфом

При незначительной расстройке на  $\Delta\lambda$  (например, волна стала длиннее  $\lambda_1 = \lambda_0 + \Delta\lambda$ ) согласование трансформатором будет нарушено, так как его электрическая длина будет отличаться от  $\lambda_0/4$ . При увеличении длины волны входное сопротивление в точках  $aa$  трансформатора будет носить емкостный характер. Шлейф, не обладая бесконечным сопротивлением, будет представлять сопротивление индуктивного характера с тем же законом изменения от частоты, что и емкостное сопротивление трансформатора. Таким образом, с изменением частоты будут изменяться реактивные сопротивления трансформатора и шлейфа, компенсируя друг друга, и согласование не будет нарушено.

Но нужно учесть, что четвертьволновый трансформатор нагружен на сопротивление  $R_H$ , поэтому ход изменения реактивного входного сопротивления с изменением длины волны будет несколько отличен от хода изменения соответствующего реактивного сопротивления шлейфа.

Исходя из выражения (23), выведена формула для определения волнового сопротивления шлейфа, удовлетворяющего некоторой расстройке линии по частоте

$$Z_{0\text{ шл}} = \frac{Z_0 \sqrt{R_H Z_0}}{R_H - Z_0}. \quad (24)$$

Выбранное по данной формуле волновое сопротивление короткозамкнутого шлейфа, включенного на низкоомной

стороне трансформатора, обеспечивает относительную устойчивость согласования.

Схема конструкции четвертьволнового трансформатора на низкоомной стороне показана на рис. 28. Нагрузкой трансформатору является линия с волновым сопротивлением

$$Z_H = R_H.$$

Такая конструкция трансформатора обеспечивает согласование с точностью до 10% при расстройке на  $\pm 20\%$  от основной частоты.

**Последовательное включение разомкнутого шлейфа.** Включим четвертьволновый разомкнутый шлейф на высокоомной стороне четвертьволнового трансформатора (рис. 29).

Когда по линии с волновым сопротивлением  $Z_0$  проходит волна  $\lambda_0$  и  $Z_{0\text{тр}} =$

**Рис. 28.** Схема конструкции четвертьволнового трансформатора с параллельно включенным короткозамкнутым шлейфом

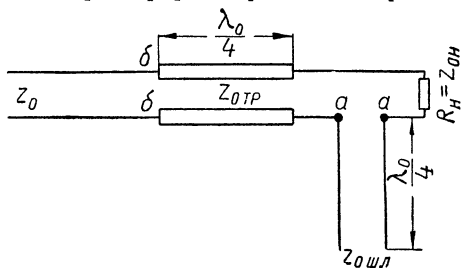
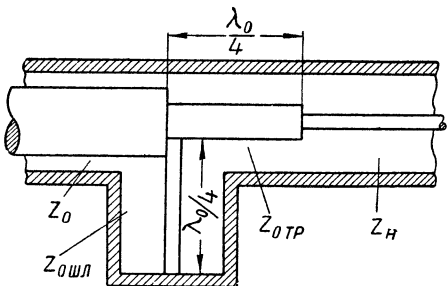
$= \sqrt{Z_0 R_H}$ , то нагрузка с линией будет согласована трансформатором, так как четвертьволновый разомкнутый шлейф в точках *aa* создает условия короткого замыкания.

При прохождении же волны, отличной от  $\lambda_0$  на  $\Delta\lambda$ , будет иметь место расстройка трансформатора и шлейфа, которая в полосе изменений  $\pm\Delta\lambda$  взаимно компенсируется.

Рассмотрим, каким условиям должно удовлетворять волновое сопротивление шлейфа, чтобы можно было в некотором диапазоне частот считать линией согласованной с заданной степенью точности.

Используя выражение (23), можно вывести формулу для определения волнового сопротивления шлейфа

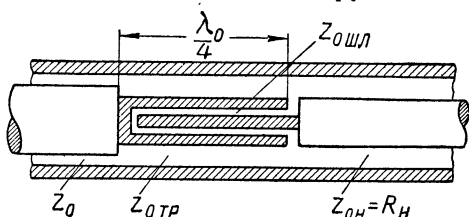
$$Z_{0\text{шл}} = \sqrt{\frac{R_H}{Z_0}} (R_H - Z_0). \quad (24a)$$



**Рис. 29.** Четвертьволновый трансформатор с последовательно включенным разомкнутым шлейфом

Если по этой формуле выбрать волновое сопротивление разомкнутого четвертьволнового шлейфа, включенного на высокоомной стороне трансформатора, то в первом приближении будет сохранено согласование линии с нагрузкой.

Одна из конструкций такого трансформатора схематически показана на рис. 30. Последовательное включение шлейфа осуществлено продолжением внутреннего провода линии, которая является нагрузкой

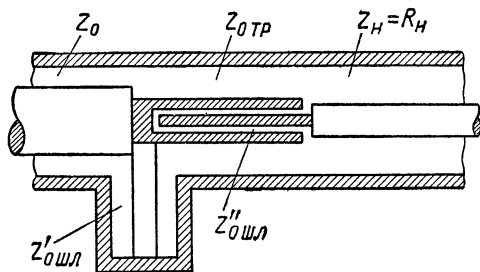


**Рис. 30.** Схема коаксиальной конструкции трансформатора с разомкнутым шлейфом

( $R_n$ ), в полость внутреннего провода трансформатора.

Качество согласования такого трансформатора (с компенсацией на высокоомной стороне) такое же, как и трансформатора, показанного на рис. 28.

Еще более широкополосным согласующим устройством является четвертьволновый трансформатор с двойной компенсацией изменения сопротивления при расстройке на низкоомной и высокоомной сторонах. Схема конструкции



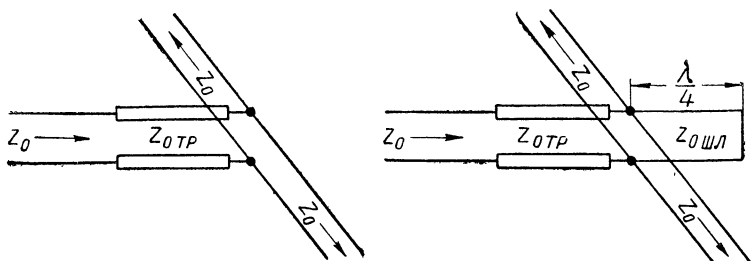
**Рис. 31.** Схема конструкции широкополосного согласующего устройства с двойной компенсацией

такого трансформатора приведена на рис. 31. В ряде случаев необходимо согласовать коаксиальный фидер с двумя такими же фидерами, соединенными параллельно. Эти случаи обычно встречаются в разветвлениях (рис. 32).

Для выполнения такого согласования волновое сопротивление трансформатора определяют по формуле

$$Z_{0\text{тр}} = \sqrt{Z_0 \frac{Z_0}{2}} = \frac{Z_0}{\sqrt{2}}.$$

Чтобы обеспечить достаточную широкополосность такого согласования в точках разветвления, параллельно включают



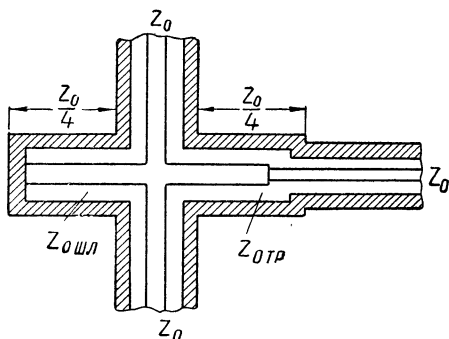
**Рис. 32.** Согласование разветвленных линий и применение шлейф-компенсатора

шлейф-компенсатор, который обеспечивает согласование с достаточной степенью точности в полосе частот  $\pm 20\%$  от несущей.

Расчет такого же характера, как и выше, показывает, что при длине шлейф-компенсатора  $\lambda_0/4$  волновое сопротивление

$$Z_{0\text{шл}} = \frac{Z_0}{\sqrt{2}}.$$

Схема коаксиальной конструкции такого устройства показана на рис. 33.



**Рис. 33.** Схема конструкции коаксиальной разветвленной линии со шлейфом-компенсатором

Шлейфы и шлейфовые трансформаторы

Четвертьволновым трансформатором, как указывалось выше, достигалось согласование двух линий, имеющих разные волновые сопротивления.

Тем же способом можно устранить влияние активной неоднородности в линии (рис. 34, а).

Физический смысл устранения влияния активной неоднородности заключается в том, что в трансформаторе устанавливается стоячая волна с узлом в точках подсоединения однородной линии ( $mm$ ) и пучностью в точках  $nn$ . При волновом сопротивлении трансформатора

$$Z_{0\text{тр}} = Z_0 \sqrt{\frac{R}{R + Z_0}}$$

напряжение и ток стоячей волны в точках  $nn$  дают такие добавки к проходящей в трансформатор волне слева, которые компенсируют затухание (рис. 34, б).

Волна по линии справа от неоднородности будет распространяться с меньшей амплитудой напряжений и тока за счет поглощения энергии в активной неоднородности (в сопротивлении  $R$ ).

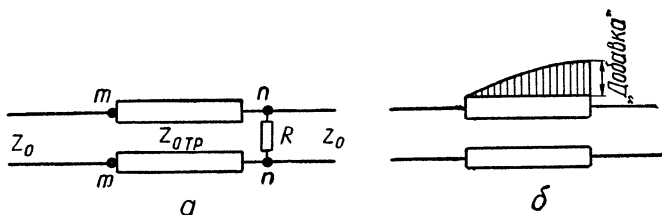


Рис. 34. Устранение влияния неоднородности, носящей активный характер

Если же неоднородность линии имеет реактивный характер, то один четвертьволновый трансформатор, включенный последовательно, не может устранить влияние неоднородности, так как в этом случае входное сопротивление трансформатора  $Z_{вх.тр} = \frac{Z_{0тр}^2}{Z_{н.тр}}$  ( $Z_{н.тр}$  — нагрузка трансформатора — комплексная величина), а волновое сопротивление линии — чисто активная величина.

Физически это означает, что стоячая волна в точках  $mm$  не будет иметь узла.

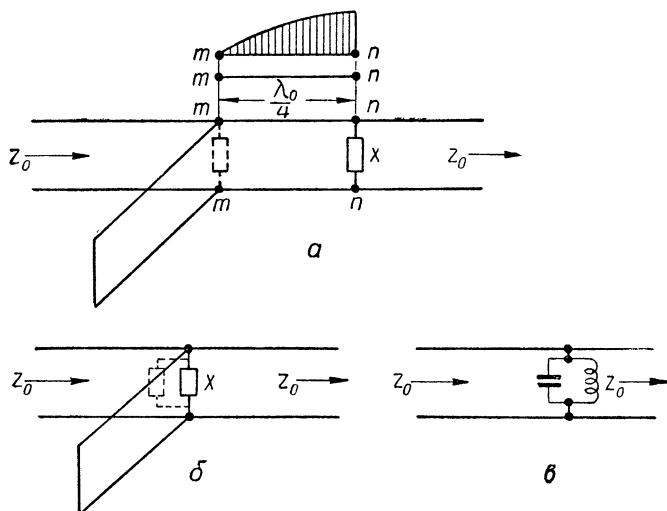
Для устранения неоднородности линии, имеющей реактивный характер, используют свойство отрезков линии иметь реактивное входное сопротивление любой величины в зависимости от длины линии  $l$ , ее нагрузки  $Z_n$  и волнового сопротивления  $Z_0$ .

Чаще всего используют короткозамкнутый ( $Z_n = 0$ ) отрезок (шлейф), включенный на некотором расстоянии от места неоднородности  $X$ . Обычно шлейф включают на расстоянии  $\lambda_0/4$  от места неоднородности (точки  $mm$  на рис. 35, а).

Подбирая соответствующую величину длины шлейфа и его волнового сопротивления, можно добиться, чтобы в точках  $mm$  действие шлейфа было таким же, как и включенной в эти точки реактивности того же характера и величины, какая имеется в точках  $nn$ .

В этом случае между точками  $mm$  и  $nn$  установится стоячая волна, такая, что в точках  $mm$  будет узел, а в точках  $nn$  — пучность.

Величина добавки от стоячей волны в точках  $nn$  обеспечит отношение напряжения к току в этих точках, равное волновому сопротивлению линии  $Z_0$ .



**Рис. 35.** Устранение влияния неоднородности, носящей реактивный характер:

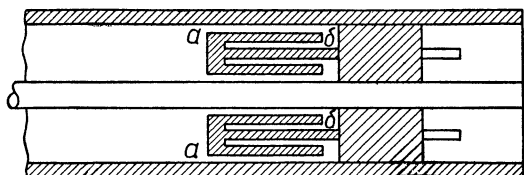
$a$  — шлейф включен на расстоянии  $\lambda/4$  от неоднородности;  $b$  — шлейф включен непосредственно в место неоднородности;  $\sigma$  — эквивалентная схема

При емкостном характере неоднородности  $X$  между точками  $mm$  и  $nn$  устанавливается стоячая волна тока и ее энергия с течением времени переходит в энергию заряженного конденсатора (неоднородности). Затем происходит обратный обмен при разряде конденсатора. Если неоднородность носит индуктивный характер, между точками  $mm$  и  $nn$  устанавливается стоячая волна напряжения и ее энергия с течением времени переходит в энергию магнитного поля индуктивности (неоднородности), а затем процесс идет в обратном порядке.

Поглощения энергии в реактивном сопротивлении происходить не будет, волны напряжения и тока будут проходить без изменения амплитуд.

Если короткозамкнутый шлейф подключить непосредственно к месту включения неоднородности (рис. 35, б), то процесс компенсации неоднородности становится еще более наглядным.

В этом случае необходимые добавки осуществляет стоячая волна, устанавливающаяся в самом шлейфе. Длина шлейфа и его волновое сопротивление подбираются такими, чтобы шлейф вносил в линию реактивную неоднородность той же величины, что и имеющаяся, но противоположного знака (при индуктивной неоднородности вносится емкостная и наоборот). Таким образом, энергия стоячей волны шлейфа частично переходит в энергию поля реактивности.



**Рис. 36.** Настраиваемый шлейф коаксиального фидера

Этот процесс происходит так же, как и процесс в параллельном колебательном контуре (рис. 35, в). Параллельный контур в точках подключения к линии влиять на прохождения волны не будет, так как имеет очень большое входное сопротивление.

Для обеспечения качественной настройки и работы шлейфа необходимо иметь хороший электрический контакт в месте короткого замыкания. Получить надежный электрический контакт при механическом сочленении бывает очень трудно. Кроме того, надежность такого контакта резко падает с течением времени вследствие окисления и загрязнения.

Для обеспечения надежного электрического контакта при механическом перемещении используют поршни специальной конструкции (рис. 36). В этих поршнях в местах скольжения иметь хороший электрический контакт необязательно, так как полости между стенками внутреннего и наружного проводов образуют короткозамкнутую линию, у которой в точке б пучность напряжения и узел тока. Короткое же замыкание осуществляется на конце этой линии в точках *аа*, в которых имеет место узел напряжения и пучность тока.



Один шлейф практически используется в случае, если имеется однородная линия, у которой в каком-либо одном месте или нескольких местах однородность линии нарушена, но это нарушение эквивалентно включению чистой реактивности.

Более сложным и часто встречающимся на практике является случай, когда неоднородность имеет сложный ха-

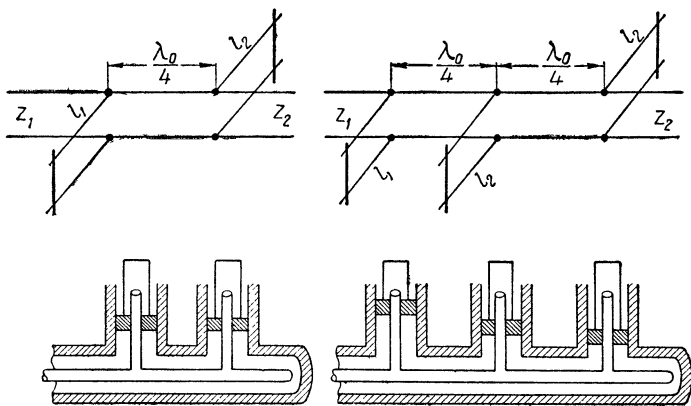


Рис. 37. Двухшлейфовые и трехшлейфовые трансформаторы

актер и приходится согласовывать два комплексных сопротивления или активное сопротивление и комплексное. При таком согласовании используют двух- и трехшлейфовые трансформаторы (рис. 37). Имея две степени свободы, т. е. переменные длины шлейфов  $l_1$  и  $l_2$ , можно в довольно широких пределах менять реактивную и активную части входного сопротивления такого трансформатора.

### Удлинитель (т ром б он)

В радиолокационных станциях при конструировании линии передачи приходится считаться с очень многими факторами, влияющими на длину линии, от которой зависит входное сопротивление. К таким факторам в первую очередь следует отнести удобство размещения линии и ее отдельных элементов на всей ее длине, эксплуатационно надежную конструкцию мест входа и выхода из кабины, герметизацию и др.

При полном учете указанных факторов может оказаться, что от нагрузки (антенны) до генератора (передатчика) общая длина линии такова, что входное сопротивление не обеспечивает стабильной работы генератора. Тот же самый результат может быть и в случае перестройки генератора на другую частоту и замене генераторной лампы (магнетрона) новой, если она будет генерировать электромагнитные колебания несколько иной частоты, чем старая.

Во всех этих случаях необходимо предусмотреть устройство, обеспечивающее изменение длины линии без смещения посадочных мест и креплений отдельных элементов линии. Такое изменение длины линии одновременно будет одним из способов согласования генератора или нагрузки с линией.

В качестве указанного органа регулировки используется удлинительная линия.

Наиболее распространенным типом удлинительной линии является удлинитель, схема конструкции которого показана на рис. 38. Этот удлинитель механически работает на том же принципе, что и салазки музыкального инструмента тромбона, т. е. перемещение отдельных отрезков проводов линии происходит телескопически (отсюда и название этого удлинителя — тромбон).

На рис. 38, *а* в разрезе показана левая часть удлинителя тромбона, правая его часть имеет ту же самую конструкцию, за исключением подсоединения к основной линии; Н-образная секция соответствует салазкам тромбона.

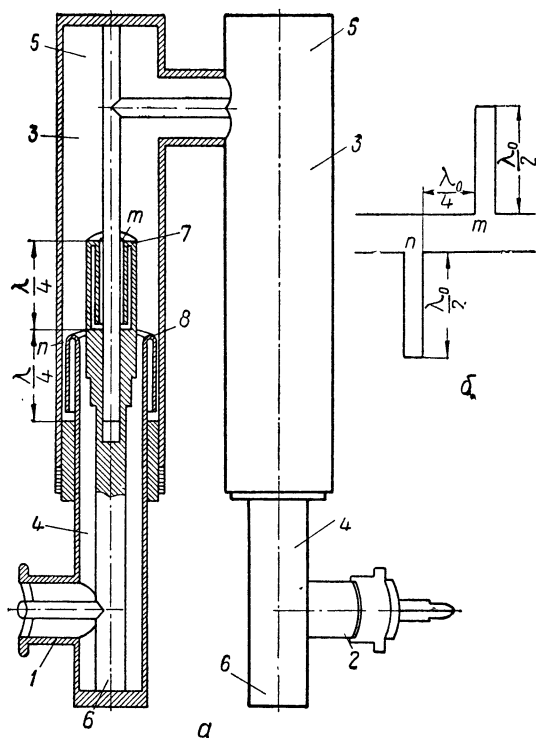
Подвижная и неподвижные части тромбона сопряжены друг с другом при помощи подвижных секций 7 и 8, представляющих собой вместе с проводами короткозамкнутую полуволновую линию. В точке *т* имеет место короткое замыкание между подвижной и неподвижной частями внутреннего провода, а в точке *п* — короткое замыкание между подвижной и неподвижной частями наружного провода тромбона.

Эквивалентная (двухпроводная) схема такого соединения показана на рис. 38, *б*.

В точках *т* и *п* короткое замыкание получается на средней волне диапазона  $\lambda_0$ .

При отходе от средней волны диапазона полуволновые отрезки в точках *т* и *п* будут эквивалентны последовательно включенным реактивным сопротивлениям. В точках *т* и *п* будут реактивные сопротивления одной величины и знака, и так как они находятся на расстоянии  $\lambda_0/4$  друг от

друга, то будут в значительной мере компенсировать реактивные «потери», давая такие же «добавки». Таким путем достигается повышение ширины полосы частот, пропускаемых подвижными соединениями без значительного отражения. Шлейфы 5 и 6, включенные параллельно угловым переходам, обеспечивают достаточно хорошее согласование в линии.



**Рис. 38.** Удлинитель (*а* — разрез, *б* — схема):  
 1 — входная линия; 2 — выходная линия; 3 — подвижная часть; 4 — неподвижная часть — Н-образная секция; 5 — шлейф уголкового перехода подвижной части; 6 — шлейф уголкового перехода между линиями и tromбоном (удлинителем); 7 — подвижная секция внутреннего провода tromбона; 8 — подвижная секция внешнего провода tromбона

### Δ-трансформатор

Рассмотренные способы и устройства для согласования отдельных участков линий, нагрузки с линией или генератора с линией и т. д. являются универсальными. Наряду

с ними применяются частные способы, когда согласование осуществляется за счет некоторого изменения согласуемых устройств. Одним из наиболее распространенных подобных способов согласования двухпроводной линии с полуволновым вибратором является так называемый способ  $\Delta$ -трансформатора (рис. 39, а).

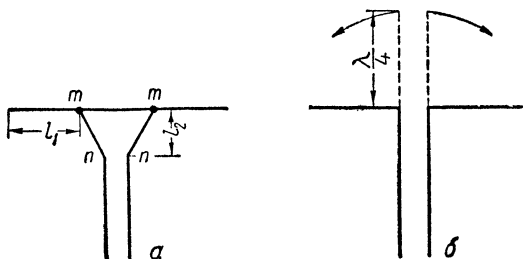


Рис. 39.  $\Delta$ -трансформатор

Обычно двухпроводную линию подсоединяют к полуволновому вибратору в разрыв двух четвертьволновых половин вибратора, предполагая, что вибратор образовался путем разведения отдельных проводов разомкнутой четвертьволновой линии (рис. 39, б). В этом случае оказывается трудно согласовать волновое сопротивление линии с вибратором, так как входное сопротивление вибратора имеет реактивную составляющую, оставаясь, однако, величиной постоянной.

Можно достичь хорошего согласования путем подсоединения линии к полуволновому вибратору, раздвигая точки присоединения к вибратору, как показано на рис. 39, а. Отрезок  $mm$  играет роль перемычки короткозамкнутого шлейфа соответствующей длины. Таким путем добиваются, что в точках  $mm$  входное сопротивление вибратора будет чисто активным. Однако, чтобы подключить двухпроводный фидер к точкам  $mm$ , нужно его концы развести, что приведет к изменению сопротивления фидера на конце.

Согласование активного сопротивления в точках  $mm$  с волновым сопротивлением фидера (в точках  $nn$ ) достигается подбором точек  $nn$  начала разведения концов фидера, т. е. изменением длины  $l_2$  (рис. 39, а).

## Элементы крепления

Как уже указывалось, в линии передачи стремятся создать режим чисто бегущих волн. С этой целью однородность линии по всей длине должна быть максимально сохранена. Одна из мер предотвращения появления неоднородности — это жесткое крепление проводов линии относительно друг друга. Поскольку в радиолокационных станциях у двухпроводных линий чаще всего используются коаксиальные фидеры, то и элементы крепления будут рассмотрены применительно к этому типу линии передачи.

### Опорные шайбы

Наиболее простым способом крепления внутреннего провода относительно внешнего провода в коаксиальном фидере является применение опорных шайб из изоляционного материала.

В зависимости от конструкции линии, требований к ее широкополосности и т. д. применяются различные виды опорных шайб. Профили основных типов шайб показаны на рис. 40.

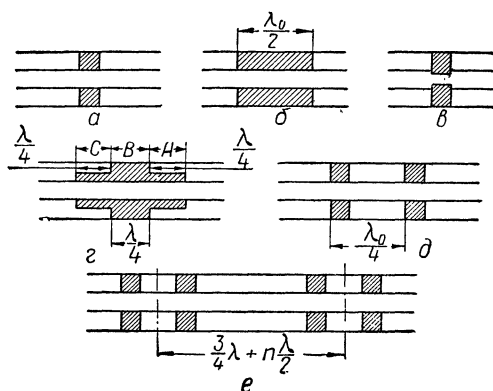


Рис. 40. Профили опорных шайб и их размещение

Заполнение пространства между проводами даже в небольшом количестве нарушает однородность линии и вызывает отражения, а следовательно, и стоячие волны. Для уменьшения этого недостатка при использовании различных шайб прибегают к специальным мерам,

В случае использования тонких шайб (рис. 40, а) для компенсации вносимой неоднородности располагают пару шайб на расстоянии  $\lambda_0/4$  друг от друга (рис. 40, б). Такая система расположения шайб является узкополосной, так как при сравнительно незначительном изменении длины волны нарушается условие компенсации ( $\frac{\lambda}{4} \neq \frac{\lambda_0}{4}$ ) и каждая пара шайб вносит свою неоднородность в линию.

Чтобы сделать систему более широкополосной, каждую пару шайб располагают на расстоянии  $\frac{3}{4}\lambda + n\frac{\lambda}{2}$  друг от друга (рис. 40, в). В этом случае на средней волне диапазона  $\lambda_0$  каждая шайба внутри пары компенсирует влияние другой шайбы этой же пары. При изменении же длины волны неоднородность, внесенная одной парой, в значительной мере компенсируется неоднородностью, внесенной другой парой, находящейся на расстоянии  $\frac{3}{4}\lambda + n\frac{\lambda}{2}$  (так как отрезок линии величиной  $\frac{\lambda}{2}$  трансформирует сопротивление без изменения).

Линии с опорными шайбами, показанными на рис. 40, б, являются также узкополосными. Полуволновый отрезок линии, заполненный диэлектриком, будет согласовывать две половины линии только на одной волне, для которой длина этого отрезка  $l = \frac{\lambda_0}{2}$ ; на других волнах возникают отражения за счет рассогласования.

Можно достичь согласования участка, заполненного диэлектриком, с воздушной коаксиальной линией путем соответствующего уменьшения диаметра внутреннего провода. Конструкция такой шайбы показана на рис. 40, в.

Для шайбы, показанной на рис. 40, г, условия согласования будут заключаться в том, что волновое сопротивление участков А и С длиной  $\frac{\lambda_0}{4}$  равно среднему геометрическому из волновых сопротивлений линии и участка В. Это условие вытекает из согласующего свойства четверть-волнового трансформатора, которым являются по существу участки А и С.

Такое устройство при произвольной величине участка выполняет согласование только в узкой полосе частот.

При длине участка В, равной  $\frac{\lambda_0}{4}$ , рассмотренное устройство становится широкополосным, так как этот уча-

сток стремится компенсировать влияние концевых участков шайбы (А и С) при отклонении их длины от  $\lambda/4$ .

## Металлические изоляторы

На очень коротких волнах использование шайб становится затруднительным, так как уже небольшие изменения положения их и изменение состояния поверхности диэлектрика, что в эксплуатации часто имеет место, вызывают значительное рассогласование отдельных участков линии.

Более совершенным способом крепления внутреннего провода является способ, основанный на использовании свойства четвертьволновой короткозамкнутой линии иметь очень большое входное сопротивление.

Подключив такой отрезок линии к основной линии, мы обеспечим:

- крепление внутреннего провода относительно внешнего провода;

- большое входное сопротивление в точке подключения короткозамкнутого отрезка линии (поэтому изменений режима работы в линии не будет).

Такие элементы крепления называют металлическими изоляторами. Металлический изолятор (рис. 41) является весьма узкополосным элементом, так как условие большого входного сопротивления выполняется только для фиксированной волны, при которой длина изолятора равна  $\frac{\lambda_0}{4}$ .

Для расширения диапазона частот, проходимых через участок линии с включенным металлическим изолятором, применяют включение полуволнового трансформатора (рис. 42). Включение отрезка линии  $ab$  длиной  $\frac{\lambda_0}{2}$  с любым волновым сопротивлением не изменяет условие беспре-

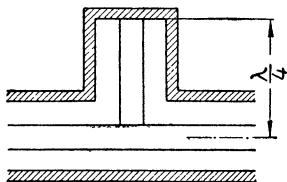


Рис. 41. Металлический изолятор

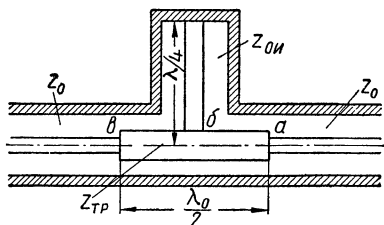


Рис. 42. Широкополосный металлический изолятор

пятственного прохождения волны  $\lambda_0$  по основной линии, так волновое сопротивление линии  $Z_0$  в точке  $b$  трансформируется без изменения в точку  $a$ .

Для того чтобы металлический изолятор не нарушал согласование двух половин основной линии при небольших расстройках, подбирают такие волновые сопротивления изолятора ( $Z_{oi}$ ) и полуволнового трансформатора ( $Z_{tr}$ ), при которых входное сопротивление в точке  $a$  (рис. 42, если смотреть справа налево) было бы равно волновому сопротивлению линии, т. е.  $Z_0$ . Это достигается тем, что внутренний провод трансформатора делают несколько толще, чем у основной линии.

Такие широкополосные металлические изоляторы обеспечивают согласование двух половин линии (до изолятора и после изолятора) с точностью 1% в полосе частот  $\pm 15\%$  от основной (на которой длина изолятора равна  $\frac{\lambda_0}{4}$ ).

Такая степень согласования уже является достаточной для широкодиапазонной передачи и приема высокочастотных сигналов.

## 9. СОЧЛЕНЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

По конструктивным и эксплуатационным соображениям линии передачи состоят из отдельных элементов. Эти элементы могут быть как прямолинейными отрезками линии, так и устройствами специальной конструкции. Отдельные элементы друг относительно друга могут быть как неподвижными, так и подвижными.

Чтобы обеспечить минимальные отражения в местах сочленения элементов, принимаются специальные меры, определяющие конструктивные особенности линий в сочленениях.

### Штепсельные соединения

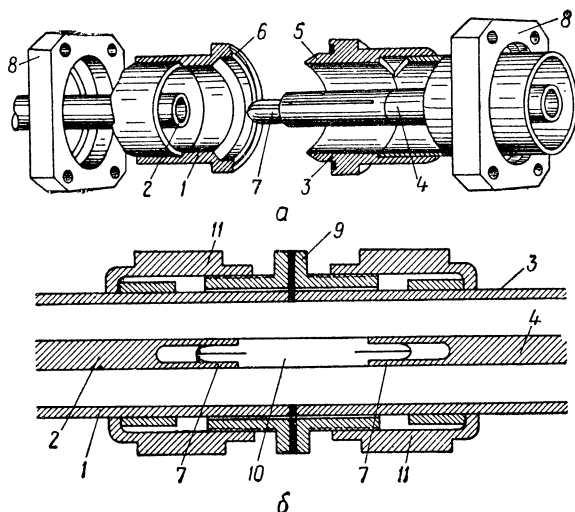
Наиболее распространенным соединением двух неподвижных отрезков фидерной линии, расположенных на одной прямой, является соединение штепсельного типа (рис. 43).

В этом соединении контакт двух половин осуществляется непосредственным примыканием частей внешнего и внутреннего проводов.



Соединение внешних проводов происходит по поверхности усеченного конуса, для чего у одной половины делается фаска (левая на рис. 43, а), а у другой половины — выточка.

Части внутреннего провода соединяются пружинным штырем. Конец пружинного штыря несколько скошен для



**Рис. 43.** Штепсельное соединение:

1 — внешний провод левой половины; 2 — внутренний провод левой половины; 3 — внешний провод правой половины; 4 — внутренний провод правой половины; 5 — фаска; 6 — выточка; 7 — пружинный контакт внутреннего провода (штырь); 8 — стяжные фланцы; 9 — фланец; 10 — пружинный штырь; 11 — стяжная накидная гайка

обеспечения контакта только на конце гнезда. Обе половины соединения стягиваются фланцами с помощью четырех винтов.

Указанные штепсельные соединения обеспечивают надежное крепление двух прямолинейных отрезков линии и обеспечивают сравнительно малый КСВ (нс превышающий 1,03 на волне 10 см).

Аналогичным по принципу, но несколько отличным по конструкции, является штепсельное соединение, схема конструкции которого показана на рис. 43, б. В этом случае электрический контакт между внешними проводами 1 и 3 обеспечивается фланцем 9, а внутренний — штырем 10

с пружинными контактами на обоих концах. Стяжные гайки *11* обеспечивают надежное механическое соединение двух отрезков фидерной линии.

### Угловые соединения

При прохождении линии от передатчика к антенне или от антенны к приемнику часто бывает необходимо изменить направление оси фидерной линии передачи. Этого можно достигнуть, используя прямоугольный переход и поворачи-

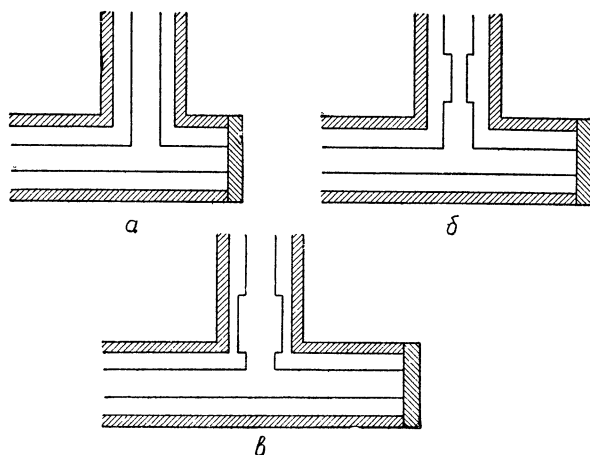


Рис. 44. Угловые соединения

вая его около оси линии. Схемы конструкций таких переходных соединений даны на рис. 44.

Простое угловое соединение (рис. 44, *a*) представляет собой два соединенных под прямым углом конца отрезков фидерных линий с параллельно включенным короткозамкнутым отрезком, играющим роль согласующего шлейфа. Диаметры всех проводов одинаковые.

Такое простое угловое соединение даже на одной фиксированной волне работает неудовлетворительно, так как только одним шлейфом устранить влияние неоднородности от прямоугольного перехода не удастся. Это объясняется тем обстоятельством, что возникающая неоднородность в месте перехода подобна неоднородности от комплексного сопротивления.

Конструкции соединения, изображенные на рис. 44, б, в, дают лучшее согласование и, кроме того, обеспечивают это согласование в достаточно широкой полосе частот (6—8 % от основной). Утонченные и утолщенные участки центрального провода играют роль трансформаторов полных сопротивлений.

В таких прямоугольных соединениях шлейф, кроме того, играет роль элемента крепления внутреннего провода, так как угловой переход внутреннего провода жестко связан через шлейф с внешним проводом фидерной линии.

### Вращающиеся соединения

В радиолокационных станциях почти всегда требуется обеспечить вращение антенной системы относительно части высокочастотного тракта (фидера), идущего от передатчика и приемника.

Такое перемещение одной части фидера относительно другой при вращении может быть осуществлено при помощи сочленений, схема конструкций которых показана на рис. 45.

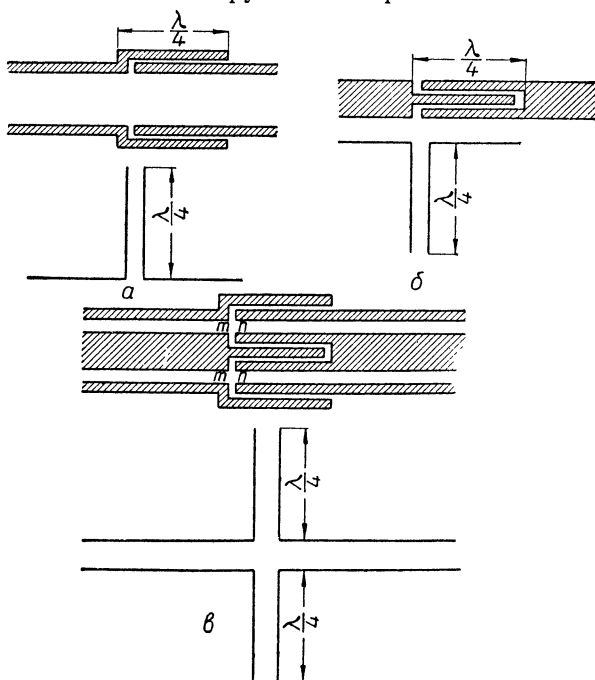


Рис. 45. Вращающиеся соединения

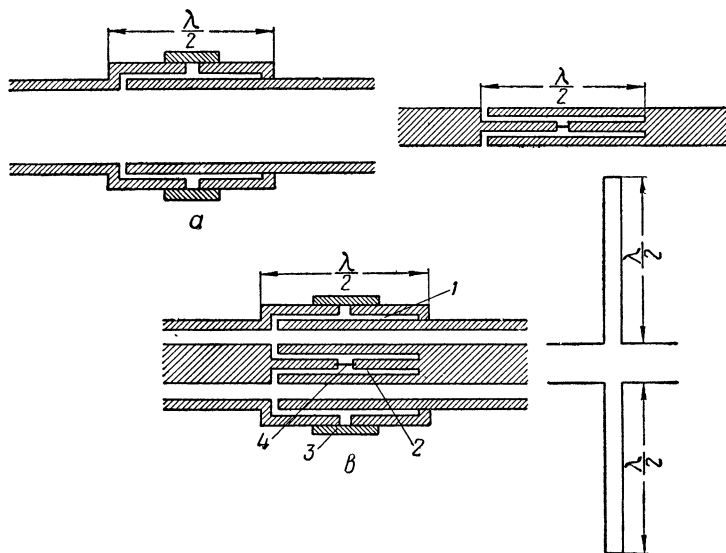
Участок внешнего провода коаксиальной линии, выполненный в виде щели длиной  $\lambda/4$  (рис. 45, а), является по существу последовательно включенной четвертьволновой разомкнутой линией, входное сопротивление которой очень мало.

Такое же включение разомкнутой четвертьволновой линии осуществляется и во внутреннем проводе коаксиальной линии (рис. 45, б).

Таким образом, на участке  $mn$  (рис. 45, в) имеет место электрическое соединение двух проводов коаксиальной линии без механического контакта между отдельными частями проводов.

Кроме того, можно заметить, что такая конфигурация и расположение проводов обладают вращательной симметрией, т. е. поворот, например, левого фидера относительно оси фидерной линии не изменяет взаимного расположения проводов. Поэтому при вращении одной части соединения относительно другой электрический контакт на участке  $mn$  остается неизменным.

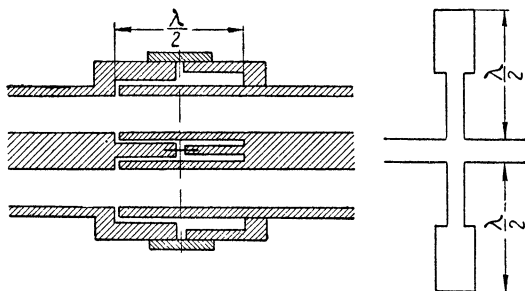
На практике часто приходится встречаться с рядом условий, из-за которых несколько изменяется схема кон-



**Рис. 46.** Герметизированные вращающиеся соединения:

1 — короткозамкнутая полуволновая линия, включенная во внешний провод; 2 — короткозамкнутая полуволновая линия, включенная во внутренний провод; 3 — центрирующая муфта; 4 — центрирующая шпилька

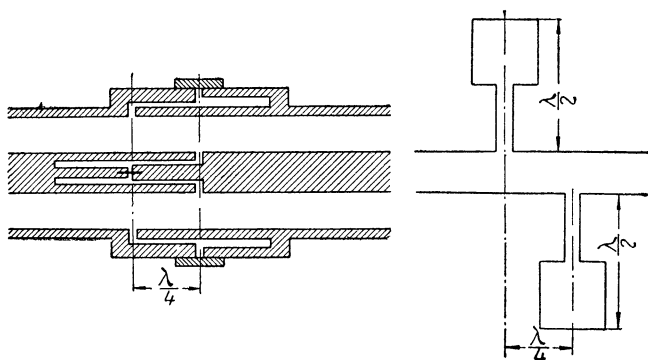
струкции вращающегося соединения. Например, часто требуется герметизировать фидерную линию и обеспечить надежную центровку частей соединения при вращении. Схема конструкции вращающегося соединения, показанного на рис. 45, для выполнения таких требований не приспособлена.



**Рис. 47.** Герметизированное широкополосное соединение

Чтобы обеспечить выполнение герметизации и точного центрирования, нужно использовать другую конструкцию, основанную на свойствах полуволновых короткозамкнутых линий. Схема конструкции такого вида показана на рис. 46.

Однако соединение проводов с помощью полуволновых короткозамкнутых линий имеет узкополосную частотную характеристику при расстройках относительно резонансной частоты. Для уменьшения этого недостатка четвертьволновый замыкающий участок делают с большим волновым сопротивлением (делают сечения в месте сочленений различными), как показано на рис. 47.

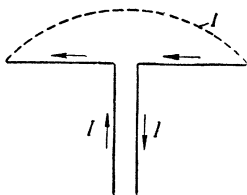


**Рис. 48.** Герметизированное широкополосное соединение с разнесенными полуволновыми шлейфами

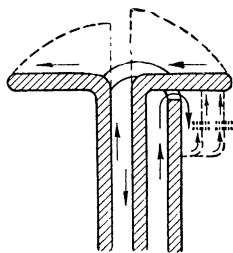
Еще лучшая (широкополосная) частотная характеристика при расстройках получается у вращающегося соединения, у которого места короткого замыкания разнесены на расстояние  $\lambda/4$  (рис. 48). В этом случае влияние неоднородностей, возникающих при расстройке в местах электрического контакта проводов, компенсируется.

## 10. СИММЕТРИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

Часто коаксиальный кабель подсоединяется к симметричному вибратору, т. е. к такому вибратору, у которого возбуждающая э. д. с. подключена к середине и условия



**Рис. 49.** Симметричный вибратор с подключенной двухпроводной линией



**Рис. 50.** Симметричный вибратор с подключенной коаксиальной линией

питания высокочастотной энергией обеих половин одинаковые. Наиболее характерным случаем симметричного вибратора является полуволновый вибратор, к которому высокочастотная энергия подводится в середину от двухпроводной линии (рис. 49). В этом вибраторе соблюдены все условия симметрии, так как обе половины вибратора находятся в одинаковых условиях и распределение тока (пунктирная линия) носит симметричный характер относительно средней линии. Такое симметричное распределение тока в обеих половинах вибратора обусловлено симметричными условиями питания от двухпроводной линии.

Условия распределения тока изменятся, если к середине полуволнового вибратора подсоединить коаксиальную линию (рис. 50). При этом левая половина вибратора питается частью тока, который протекает по внутренней стороне внешнего провода. Некоторая часть тока, протекающая по внутренней стороне внешнего провода, находящейся ближе к правой половине вибратора, будет распростра-

няться и дальше по наружной стороне этого провода, что вызывается граничными условиями в этом месте. При наличии емкости между наружной стороной внешнего провода и правой половиной вибратора (обозначенной на рис. 50 пунктиром) часть указанного высокочастотного тока будет ответвляться в правую половину вибратора. Таким образом, левая половина вибратора питается током, протекающим только по внутренней стенке внешнего провода, а правая половина вибратора — током, протекающим по центральному проводу, к которому она присоединена, и частично током внешнего провода.

Такие условия питания вибратора создают явно несимметричное распределение тока, что ведет к искажению диаграммы направленности вибратора и возникновению отражений от него.

Для согласования вибратора с коаксиальной линией могут использоваться различные устройства, наиболее характерными из которых являются *U*-колени и симметрирующий стакан.

На рис. 51 изображен отрезок коаксиального кабеля, изогнутого по форме латинской буквы *U*. Длина этого отрезка может быть произвольной, но место подсоединения кабеля, по которому поступает высокочастотная энергия, выбирается так, чтобы разность расстояний от концов *U*-колена была кратной  $\lambda/2$ . К концам центрального провода *U*-колена подсоединены половины симметричного вибратора. Обе половины вибратора питаются токами с разностью фаз  $180^\circ$  (*U*-колени длиной  $\frac{\lambda}{2} + 2l_1$ ), что и необходимо для симметричного вибратора.

Таким образом, при помощи *U*-колена создаются условия питания вибратора, аналогичные предыдущему случаю (рис. 49).

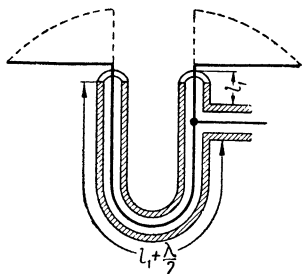


Рис. 51. *U*- колени

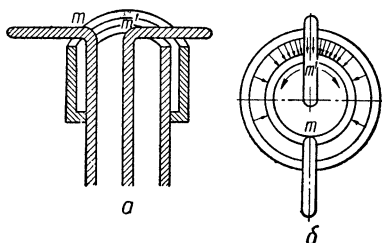


Рис. 52. Симметрирующий стакан

Другим симметрирующим устройством является симметрирующий четвертьволновый стакан (рис. 52, а). Когда волна, проходящая по коаксиальной линии, подойдет к вибратору, часть тока (как уже указывалось) будет протекать по наружной стороне внешнего провода и при наличии симметрирующего стакана попадет в «ловушку», являющуюся четвертьволновой линией, образованной наружной стороной внешнего провода и внутренней стороной стакана. В этой четвертьволновой короткозамкнутой линии образуется стоячая волна, которая на разомкнутом конце создает такие условия для тока и напряжения, при которых в каждый момент времени на конце внешнего провода обеспечивается выполнение граничных условий.

Если рассмотреть стоячую волну в сечениях стакана, то можно заметить, что в сечении, проходящем через правую половину вибратора, стоячая волна имеет максимальную амплитуду (на рис. 52, б величина амплитуды стоячей волны условно изображена густотой стрелок). По мере приближения к сечению, проходящему через левую половину вибратора (рис. 52, б), амплитуда стоячей волны уменьшается до нуля. Таким образом, в точке  $m'$  потенциал внешнего провода будет больше, чем в точке  $m$ , и по концевой внутренней поверхности внешнего провода будет протекать ток в направлении к левому вибратору.

Симметрирующие свойства четвертьволнового стакана состоят в том, что весь ток, протекающий по внешнему проводу, питает только одну половину вибратора (левую или нижнюю), а ток центрального провода — другую половину вибратора (правую или верхнюю). Следовательно, токи будут симметрично равны.

## 11. ИСКУССТВЕННЫЕ ЛИНИИ

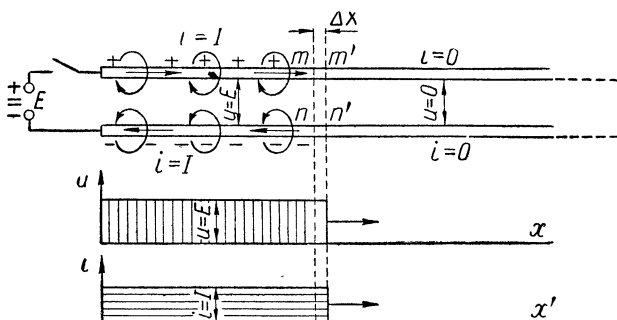
### Распространение волн несинусоидальной формы

В радиолокационной технике двухпроводные линии используются не только как линии передачи электромагнитной энергии, но и в качестве регулируемых реактивных и резонансных систем. Отрезки двухпроводных линий и последовательные цепи, состоящие из индуктивностей и емкостей (искусственные линии), нашли применение для формирования импульсов малой длительности с крутыми фронтами и для задержки импульса во времени.



До сих пор при рассмотрении процессов распространения волн по линии предполагалось, что электромагнитные колебания, распространяющиеся по линии, имеют синусоидальный характер. В соответствии с этим и форма волны (при однородной линии) считалась синусоидальной. Распространение электромагнитной энергии может происходить при возмущении любой формы.

Частой формой возмущения, распространяющегося вдоль линии (кабеля), является импульсное возмущение и, в частности, возмущение, вызываемое подключением линии к генератору постоянного тока или замыканием заряженной до известного потенциала линии на нагрузку; при этом



**Рис. 53.** Прохождение прямоугольного фронта импульса по линии

будет происходить распространение фронта возмущения (волны). Объясним процесс распространения волны такого рода.

При подсоединении к линии источника, на клеммах которого постоянная разность потенциалов, один провод заряжается положительно (рис. 53), а другой — отрицательно. Вся линия сразу зарядиться не может, она будет заряжаться последовательно участок за участком, в силу того что емкость и индуктивность линии распределены по всей ее длине. Чем дальше лежит точка от начала линии, тем позднее линейное напряжение ( $u$ ) вырастет скачком от 0 до  $E$ .

Волна тока будет распределяться вдоль линии так же, как и волна напряжения; во всех точках линии, начиная от источника и до движущегося фронта волны, ток  $i$  потечет от источника в верхнем проводе, а возвращающийся ток

будет протекать по нижнему проводу. Процесс заряда длинной линии и появление тока вызовут аналогичный процесс возникновения электрического и магнитного полей.

В линии, как уже указывалось, наряду с распределенными элементарными параллельными емкостями существуют распределенные элементарные индуктивности. Волна напряжения в линии может распространяться лишь с такой скоростью, с которой ток успевает доставлять электрические заряды к движущемуся фронту волны для создания разности напряжений. Волна тока в линии может распространяться лишь с такой скоростью, с которой разность напряжения, образующаяся на концах малого элемента линии у фронта волны, вызывает появление тока через соответствующий отрезок индуктивности. Иначе говоря, до тех пор, пока не зарядится полностью распределенная элементарная емкость на участке  $\Delta x$ , ток через элементарную индуктивность этого участка не пойдет. Вследствие этого волны напряжения и тока распространяются вдоль линии одновременно.

Следовательно, при движении зарядов по проводам линии протекает ток, и так как за каждую единицу времени заряжаются равные по величине отрезки линии (линия однородна) до одного и того же потенциала, то через любое сечение линии, где волна уже прошла, будет протекать постоянный по величине ток  $i_0$ ; источник все время должен посылать энергию для заряда участка линии, граничащего с фронтом волны.

Пусть волна тока заряда, а следовательно, и волна напряжения (так как  $u = CQ$ ) дошли до сечения  $mn$  линии (рис. 53). Через небольшое время  $\Delta t$  зарядится и участок в пределах небольшой длины линии  $\Delta x$  и волна дойдет до сечения  $m'n'$ .

Величину тока от источника через сечение  $mn$  можно определить по формуле

$$i_0 = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{C \Delta x u}{\Delta t} = C v u, \quad (25)$$

где емкость участка  $\Delta x$  равна  $C \Delta x$ ; прирост заряда на этом участке  $\Delta Q = C \Delta x u$ ;  $u$  — разность потенциалов, до которой заряжается линия (до напряжения  $E$ ).

По мере распространения волны заряда (напряжения) в соседних сечениях линии будет возникать электрическое поле. Это возникновение поля (изменение от нуля до неко-

торой величины) вызывает токи смещения между противоположными точками сечения  $m'n'$ . Ток смещения замыкает токи проводимости, имеющиеся в проводах линии; образуется замкнутая цепь в точках  $m'n'$ , внутри которой создается магнитный поток. С течением времени эта цепь удлиняется, магнитный поток возникает в соседних участках линии одновременно с фронтом волны.

Как известно, изменение магнитного потока вызывает э. д. с. индукции ( $e_{\text{инд}}$ ), которая стремится воспрепятствовать этому изменению (правило Ленца). Э. д. с. индукции в каждый момент равна и противоположна напряжению, которое вызвало изменение магнитного потока. Изменение магнитного потока в свою очередь определяется изменением тока  $\Delta i$  на соседних участках линии; это изменение  $\Delta i = i_0$ .

Поэтому

$$e_{\text{инд}} = -L\Delta x \frac{\Delta i}{\Delta t} = -u$$

или

$$Li_0 \frac{\Delta x}{\Delta t} = u; \quad Li_0 v = u, \quad (26)$$

где  $L\Delta x$  — индуктивность отрезка линии  $\Delta x$ ;

$\frac{\Delta x}{\Delta t} = v$  — скорость распространения волны.

Сравнивая два полученных выражения (25) и (26) и сделав подстановку, имеем

$$i_0 = \frac{u}{\sqrt{\frac{L}{C}}} = \frac{u}{Z_0} \quad (27)$$

и

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (28)$$

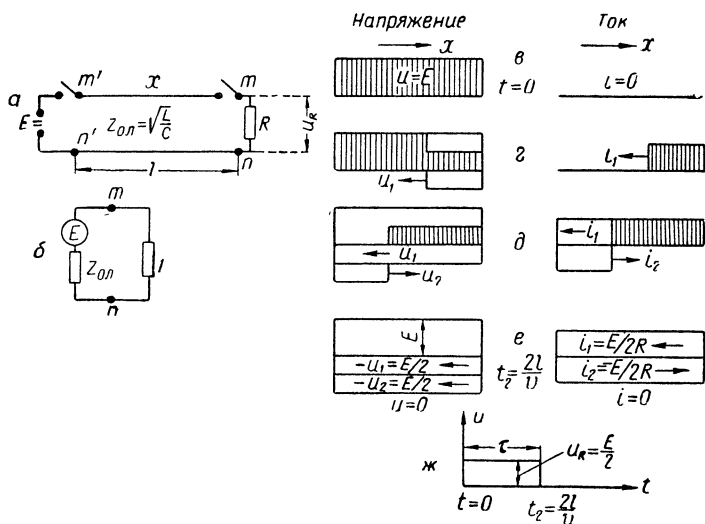
Полученные выражения показывают, что при распространении волны напряжения с крутым фронтом образуется волна тока, при этом волновое сопротивление линии и скорость распространения волны будут теми же, что и при распространении волны синусоидальной формы.

### Замыкание заряженной линии на сопротивление нагрузки

Получив представление о распространении волн напряжения и тока с крутым фронтом вдоль линии, можно рассмотреть обратную задачу: распространение волн в отрезке

линии длиной  $l$ , заряженной до напряжения  $E$  и в момент  $t=0$  замкнутой на одном конце сопротивлением  $R$  (рис. 54, а). Другой конец отрезка линии в этот же момент  $t=0$  отсоединен от источника питания.

Рассматривая эту систему как источник и нагрузку, можно определить, что сопротивление  $R$  является нагрузкой, а заряженная линия  $l$  — источником с напряжением  $E$



**Рис. 54.** Формирование прямоугольного импульса отрезком линии, замкнутой на сопротивление  $R = Z_{0л}$ :

а — линия с сопротивлением  $R$ ; б — схема эквивалентной линии; в — напряжение на линии при  $t=0$ ; г — движение первых волн ( $u_1, i_1$ ) по линии; д — движение волн  $u_2$  и  $i_2$  от разомкнутого конца по линии; е — движение волн по линии закончено за время  $t_2 = \frac{2l}{v}$ ; ж — импульс напряжения на сопротивлении  $R = Z_{0л}$

и внутренним сопротивлением, равным волновому сопротивлению линии  $Z_{0л}$ . Эквивалентная схема рассматриваемой линии показана на рис. 54, б.

При таком включении линия может быть использована для получения прямоугольного импульса напряжения. После замыкания линии на сопротивление  $R$  по ней от конца начнет распространяться волна напряжения  $u_1$ , с которой связана волна тока  $i_1 = -\frac{u_1}{Z_{0л}}$  (ток разряжает линию). Направление этих волн согласно принятой системе отсчета будем считать отрицательным — справа налево.

Линия, заряженная до напряжения источника  $E$ , при замыкании на сопротивление нагрузки  $R$  будет разряжаться через два сопротивления: через волновое сопротивление линии  $Z_{0\text{л}} = \sqrt{\frac{L}{C}}$  и сопротивление нагрузки  $R$ . Падение напряжения  $E$  распределится пропорционально величинам  $Z_{0\text{л}}$  и  $R$ .

Если сопротивление нагрузки  $R$  сделать равным волновому сопротивлению линии  $Z_{0\text{л}}$ , то напряжение  $E$ , до которого была заряжена линия, разделится пополам и между клеммами  $mn$  будет напряжение с амплитудой  $E/2$ .

Рассмотрим этот случай ( $R = Z_{0\text{л}}$ ). При замыкании линии на сопротивление  $R$  амплитуда волны разряда, которая пойдет справа налево, определится из граничных условий на правом конце линии в точках  $mn$  (при  $x = l$ ).

В момент времени  $t = 0$  выполняются начальные условия ( $u_0 = E$  и  $i_0 = 0$ ). При этих граничных и начальных условиях напряжение и ток на правом конце линии можно определить следующим образом:

$$u = u_R = u_0 + u_1 = E + u_1;$$

$$i = i_0 + i_1 = 0 + i_1 = -\frac{u_1}{Z_{0\text{л}}} = \frac{u}{R} = \frac{E + u_1}{R},$$

где  $u_R$  — напряжение на сопротивлении  $R$ ;

$u_1$  — напряжение волны разряда;

$i$  — ток через нагрузку  $R$ ;

$i_1$  — ток разряда в линии.

Решая это уравнение, найдем

$$u_1 = -E \frac{Z_{0\text{л}}}{R + Z_{0\text{л}}} = -\frac{E}{2};$$

$$i_1 = -\frac{u_1}{Z_{0\text{л}}} = \frac{E}{2R}.$$

Напряжение на сопротивлении нагрузки  $R$  определится

$$u_R = E + u_1 = \frac{E}{2}.$$

Такое же напряжение  $u_1$  получается и в других точках линии по мере распространения первой волны в направлении справа налево. Для некоторого момента времени данного движения волны на рис. 54, в показано распределение напряжения и тока по линии,

Такой процесс движения волн физически объясняется тем, что после подключения нагрузки начинается разряд элементарных емкостей линии на сопротивление нагрузки  $R$ . В начальный момент разряд охватывает емкости, расположенные на правом конце линии, распространяясь на другие элементарные емкости, лежащие левее конца линии. Поэтому волна напряжения, распространяясь в отрицательном направлении относительно  $x$ , имеет отрицательный знак, но волна тока положительна, так как разряд происходит от верхнего провода к нижнему, а это направление принято нами за положительное.

До тех пор пока волны напряжения  $u_1$  и тока  $i_1$  не дойдут до разомкнутого конца линии (точки  $m'n'$ ), отраженных волн не будет: они появятся в момент времени  $t_1 = \frac{l}{v}$ . Возникшие отраженные волны ( $u_2$  и  $i_2$ ) будут распространяться в положительном направлении, т. е. к концу линии, причем

$$u_2 = \frac{E}{2}$$

и

$$i_2 = \frac{u_2}{Z_{0л}} = -\frac{E}{2R}.$$

Возникновение отраженных волн напряжения и тока у разомкнутого конца линии  $m'n'$  происходит вследствие изменения условий распространения, а именно, ток дальше протекать не может и спадает до нуля. Изменение тока, а следовательно, и магнитного поля вызывает появление (в соответствии с законами электромагнитного поля) электрического поля. Поэтому в результате спада тока до нуля на разомкнутом конце линии возникает разность потенциалов (в силу явления индукции) со знаком «+» на конце верхнего провода и со знаком «—» на конце нижнего провода.

Таким образом, за счет исчезания магнитного поля (при спаде тока до нуля) на разомкнутом конце линии получается отраженная волна напряжения, которая, распространяясь, «заряжает» (фактически снимает напряжение) участки линии последовательно слева направо. Этот процесс поддерживается за счет последовательного исчезновения магнитного поля, так что по мере распространения волны напряжения слева направо распространяется и нулевое состояние тока. Справа от фронта отраженной волны в линии еще будет течь ток, равный  $i_2 = -\frac{E}{2R}$ .

Протекание этого тока поддерживается тем же исчезающим магнитным полем. Поэтому процессы перезарядки одной части линии и поддержки тока в другой части линии определяются процессом перехода энергии, запасенной в магнитном поле, в энергию, запасенную в электрическом поле, и наоборот.

По мере распространения волн  $u_2$  и  $i_2$  напряжение и ток в линии становятся равными нулю (рис. 54,  $\delta$ ):

$$u = E + u_1 + u_2 = E - \frac{E}{2} - \frac{E}{2} = 0;$$

$$i = i_1 + i_2 = \frac{E}{2R} - \frac{E}{2R} = 0.$$

Когда отраженные волны дойдут до зажимов  $mn$ , второго отражения не произойдет, так как к этим зажимам подключено сопротивление  $R = Z_{0л}$ . К этому времени, т. е. в момент  $t_2 = \frac{2l}{v}$  от начала разряда, линия полностью разрядится, ток прекратится и падение напряжения на сопротивлении нагрузки  $R$  станет равным нулю (рис. 54,  $e$ ).

На сопротивлении  $R$  в течение времени двойного пробега волн вдоль линии будет выделяться импульс напряжения строго прямоугольной формы ( $u_R = \frac{E}{2}$ ). Физически это значит, что в момент замыкания линии на сопротивление  $R = Z_{0л}$  в сопротивлении  $R$  возникает ток  $i = \frac{E}{2R}$ , который протекает через сопротивление  $R$  до тех пор, пока волна напряжения вдвое меньшей амплитуды, чем  $E$ , не дошла до разомкнутого конца и, отразившись, не вернулась обратно.

Следовательно, длительность существования импульса равняется времени, необходимому для распространения волны от конца линии (точки  $mn$ ) до начала (точки  $m'n'$ ) и обратно, т. е.  $t = \frac{2l}{v}$ .

Длительность  $\tau$  прямоугольного импульса, образованного на сопротивлении  $R$ , зависит от длины линии  $l$  и ее распределенных параметров (так как  $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ ).

Выбирая достаточно малые параметры  $L$  и  $C$ , а также небольшую по длине линию, можно получить короткие импульсы с крутыми фронтами.

Мы рассматривали линию, нагруженную на сопротивление, равное волновому, т. е. случай согласованных нагрузок. В промежуточных случаях, когда линия нагружена несогласованным активным сопротивлением, часть энергии поглощается в самом сопротивлении, а остальная часть распределяется между магнитным и электрическим полями. В зависимости от того, будет ли сопротивление нагрузки больше или меньше волнового, в конце линии преобладает энергия электрического или магнитного поля и этим определяется знак отраженного импульса. Длина импульса зависит от величины поглощения в нагрузке энер-

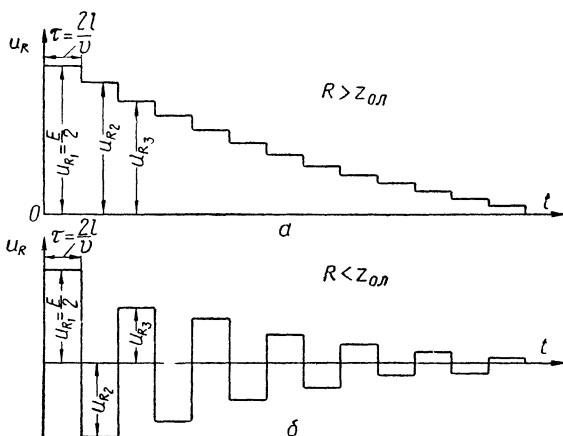


Рис. 55. Импульсы, формируемые линией при  $R \neq Z_{0л}$

гии и будет тем больше, чем больше рассогласование в ту или другую сторону от  $Z_{0л}$ , т. е. в этих случаях разряд линии на сопротивление  $R$  длится дольше, чем это имеет место, когда  $R = Z_{0л}$ .

В зависимости от того, насколько сопротивление нагрузки больше или меньше волнового сопротивления линии, форма импульса будет отличаться от прямоугольной. При  $R > Z_{0л}$  импульс имеет затухающую ступенчатую форму, изображенную на рис. 55, а, а при  $R < Z_{0л}$  — затухающую колебательную ступенчатую форму, показанную на рис. 55, б. Напряжение любой ступени можно определить по формуле

$$u_{Rk} = E \frac{R}{R + Z_{0л}} \left( \frac{R - Z_{0л}}{R + Z_{0л}} \right)^{k-1}$$



## Искусственная линия

Практически для формирования коротких импульсов используют не линию с равномерно распределенными параметрами, так как она даже при малых длительностях импульсов ( $\tau = \frac{2l}{v}$ ) оказывается довольно громоздкой, а ее имитацию в виде цепочки, составленной из звеньев, состоящих из сосредоточенных индуктивностей и емкостей малой величины (рис. 56).

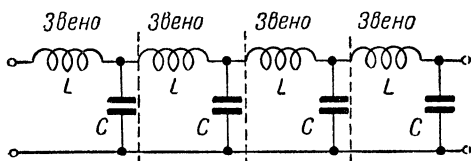


Рис. 56. Схема искусственной линии

Электрические процессы, протекающие в реальной и искусственной линиях, различны, так как параметры отдельных звеньев искусственной линии имеют ко-

нечное значение, а количество звеньев — конечное число. Поэтому движение энергии по искусственной линии определяется зарядом и разрядом конденсаторов через соответствующие индуктивности, а не волновым процессом распространения энергии. Время переноса энергии вдоль искусственной линии зависит от параметров звеньев и их числа.

Эквивалентом длины  $l$  искусственной линии будет число звеньев линии  $n$ , а эквивалентом единицы длины — одно звено. Если  $L$  и  $C$  — параметры одного звена, то эквивалентом волнового сопротивления будет величина  $\sqrt{\frac{L}{C}} = Z_{0л}$ . Эквивалентом скорости распространения волн можно считать число звеньев  $n_0$ , проходимых волной за единицу времени. При таком понимании скорость распространения волны в искусственной линии будет выражаться как  $n_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  по аналогии со скоростью в линии с распределенными параметрами.

Длительность импульса, формируемого искусственной линией, рассчитывается при помощи соотношения  $\tau = \frac{2l}{v}$  с заменой аналогичных величин:

$$\tau_n \approx \frac{2n}{n_0} = 2n \sqrt{LC} = 2 \sqrt{L_0 C_0},$$

где  $L_0 = nL$  — суммарная индуктивность катушек линии;  
 $C_0 = nC$  — суммарная емкость конденсаторов линии.

Учитывая условие согласования  $Z_{0л} = \sqrt{\frac{L}{C}} = R$ , получим следующие значения параметров искусственной линии:

$$L_0 = \frac{R}{2} \tau_n; \quad C_0 = \frac{1}{2R} \tau_n.$$

Идеальный прямоугольный импульс при помощи искусственной линии получить невозможно, так как напряжения и токи на концах линии изменяться мгновенно не могут из-за конечного числа звеньев  $n$  и конечных величин их  $L$  и  $C$ . Полученный импульс имеет почти трапецеидальную форму, причем вершина его несколько искривлена за счет

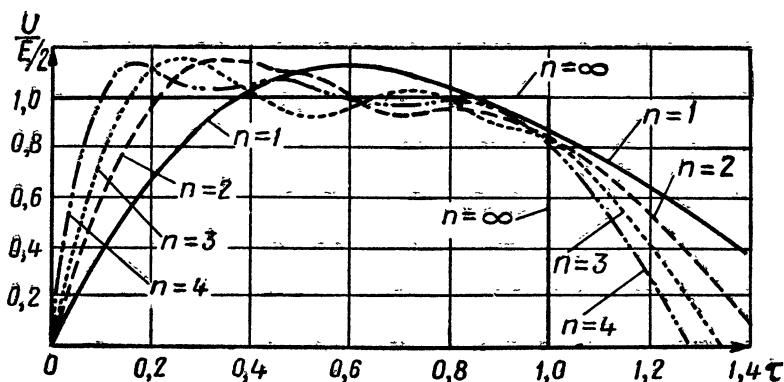


Рис. 57. Зависимость формы импульса от числа звеньев искусственной линии

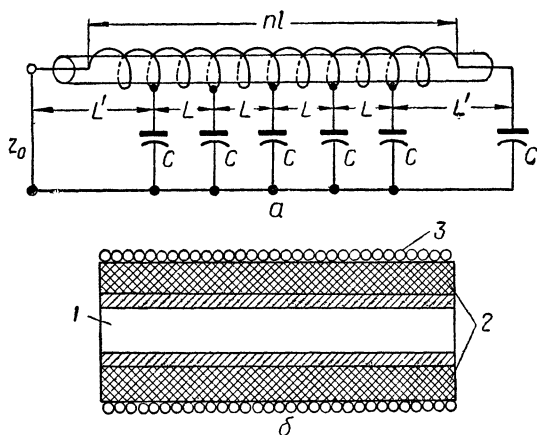
наложенных колебаний. Крутизна фронтов импульса увеличивается при уменьшении индуктивности  $L$  и емкости  $C$  звена линии и увеличении числа звеньев (рис. 57) \*.

Искусственную линию часто выполняют по схеме, приведенной на рис. 56. В качестве индуктивностей применяют катушку с сердечниками из изоляционного материала (рис. 58, а) с отводами к конденсаторам звена или катушку, намотанную на полый металлический цилиндр; катушка при этом отделена от цилиндра слоем диэлектрика

\* Вопросы расчета и использования искусственных линий рассмотрены в книге Я. С. Ицхоки «Импульсная техника», изд. «Советское радио», Москва, 1949 г.

(рис. 58, б). Емкостями звеньев служат емкости между витками и цилиндром, а индуктивностями звеньев — индуктивности витков.

При изготовлении искусственных линий особое внимание обращают на уменьшение активного сопротивления катушек и утечки конденсаторов. Оконечные индуктивности делают несколько больше индуктивности средних звеньев: их отношение  $\frac{L'}{L}$  обычно равно  $1,1 \div 1,2$ . Практически было



**Рис. 58.** Схема конструкции искусственной линии:

$a$  — с сердечником из изоляционного материала ( $L$  — индуктивность звена;  $L'$  — индуктивность оконечного звена;  $C$  — емкость звена;  $n$  — число звеньев;  $Z_{0л}$  — волновое сопротивление;  $l$  — длина катушки индуктивности одного звена);  $b$  — с металлическим сердечником ( $1$  — металлический цилиндр;  $2$  — диэлектрик;  $3$  — обмотка катушки)

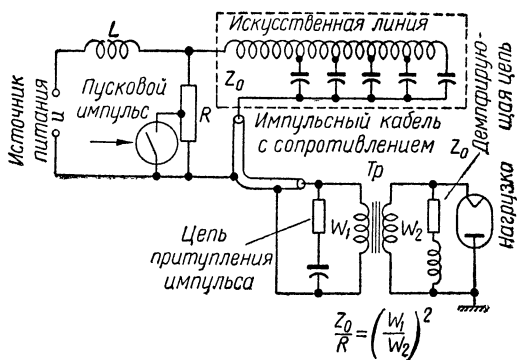
найденно, что оптимальное число звеньев, соответствующее импульсу определенной длительности, различно и связано с длительностью импульса следующим образом:

Длительность импульса $\tau$ , мксек	Число звеньев, $n$
0,1—0,5	1—3
0,5—2,5	2—5
2,5—5,0	3—8

Достоинством формирующей искусственной линии как накопителя энергии является тот факт, что она полностью разряжается за время длительности импульса. Поэтому конденсаторы линии могут быть сравнительно невелики.

Для линий больших мощностей эти конденсаторы приходится делать с весьма качественным диэлектриком, чтобы при данных размерах увеличить количество энергии, запасаемой в единице объема.

Основным недостатком формирующей искусственной линии является то обстоятельство, что форма импульса несколько искажена по сравнению с прямоугольной, а амплитуда импульса относительно напряжения источника питания линии уменьшена в два раза. Уменьшение амплитуды компенсируется путем применения резонансного заряда линии.



**Рис. 59.** Схема модулятора с искусственной линией

Формирующая линия используется в радиолокационных станциях обнаружения и целеуказания, в которых форма модулирующего напряжения не играет решающей роли.

Пример применения искусственной линии в модуляторе такой радиолокационной станции показан на рис. 59. Между действием пусковых импульсов искусственная линия заряжается от источника питания с напряжением  $U$ . В момент прихода пускового импульса при помощи переключателя (лампового или искрового разрядника) часть сопротивления  $R$  замыкается и по импульсному кабелю с волновым сопротивлением  $Z_0$  проходит импульс, сформированный линией. Длительность пускового импульса и величины индуктивностей  $L$  выбирают так, чтобы во время формирования импульса искусственной линией цепь источника была практически от линии отключена.

Искусственные линии находят широкое применение не только для формирования импульсов, но и для цепей временной задержки. Расчет и конструктивное выполнение таких цепей принципиально не отличаются от расчета и конструктивного выполнения цепей, предназначенных для формирования импульсов.

---

## КРУГОВЫЕ ДИАГРАММЫ ПОЛНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ

Для установления соотношения между входным сопротивлением  $Z_{вх}$ , сопротивлением нагрузки  $Z_{н}$ , фазовой постоянной  $\alpha$ , затуханием  $\beta$  и длиной линии  $l$ , определения их величин и согласования линии используются круговые диаграммы полных сопротивлений и проводимостей. Диаграмма полных сопротивлений включает группу геометрических мест точек, изображающих, например, активную и реактивную части входного полного сопротивления линии. Эти геометрические места точек представляют ряд окружностей, откуда и название круговые диаграммы.

Выше были приведены формулы (23) для определения входного сопротивления линий без потерь, по которым можно построить круговую диаграмму. При этом активные и реактивные сопротивления приводят к волновому сопротивлению  $\left(\tilde{r} = \frac{R}{Z_0}, \quad x = \frac{X}{Z_0}\right)$ , что дает возможность при любых значениях  $Z_0$  (или  $Z_{н}$ ) использовать одну и ту же диаграмму.

Диаграммы, содержащие полные семейства кривых, для получения точных результатов при большинстве технических вычислений строятся не по уравнению (23), а по уравнению входного сопротивления в его наиболее общем виде с учетом затухания

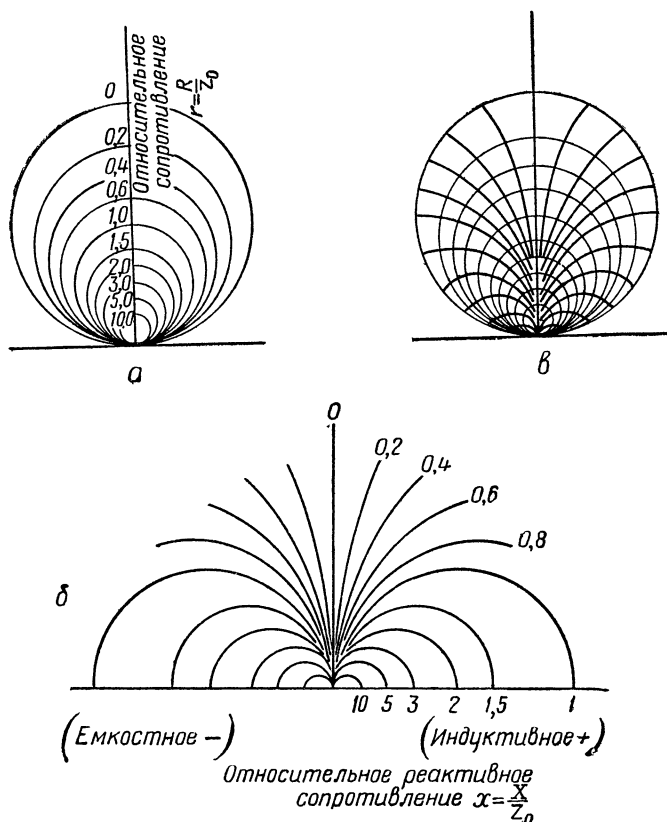
$$Z'_{вх} = \frac{Z'_{н} + \operatorname{th}\left(\beta l + j \frac{2\pi}{\lambda} l\right)}{1 + Z'_{н} \operatorname{th}\left(\beta l + j \frac{2\pi}{\lambda} l\right)},$$

где  $Z'_{вх} = \frac{Z_{вх}}{Z_0}$ ,  $Z'_{н} = \frac{Z_{н}}{Z_0}$  — приведенные полное входное сопротивление и сопротивление нагрузки.

Для практических целей пользоваться выражением в таком виде сложно и неудобно, но оно легко изображается

графически в двух надлежащим образом выбранных и совмещенных координатных системах.

В одной координатной системе даны полные сопротивления через составляющие, образованные приведенными ли-



**Рис. 60.** Сетка полных сопротивлений круговой диаграммы (активные и реактивные составляющие нагрузок линии):

*a* — окружности приведенных активных сопротивлений нагрузок; *б* — окружности приведенных реактивных сопротивлений нагрузок; *в* — рабочая сетка полных сопротивлений

ниями активного сопротивления  $r$  (или активной проводимости) и приведенными линиями реактивного сопротивления (или реактивной проводимости).

Линии приведенного активного сопротивления являются окружностями с радиусом  $1/(1+r)$  и с центрами, располо-

женными по оси активных сопротивлений (по оси ординат). Все окружности касаются оси абсцисс (рис. 60, а).

Линии приведенного реактивного сопротивления также являются окружностями радиуса  $1/x$ , центры которых расположены на оси реактивных сопротивлений (оси абсцисс); все эти окружности и части их (дуги) являются взаимно-касательными в точке пересечения осей — ординат и абсцисс (рис. 60, б). Дуги справа от оси активных сопротивлений соответствуют положительным реактивным сопро-

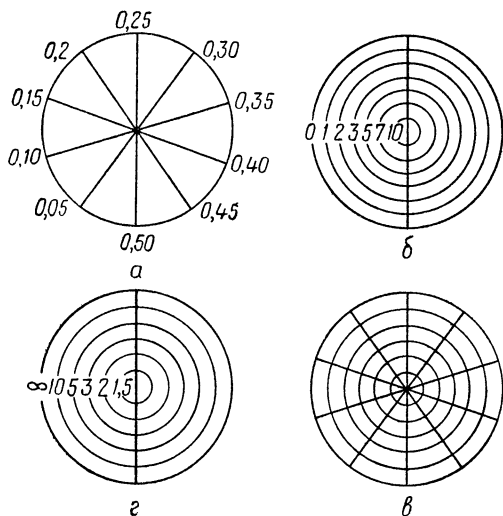


Рис. 61. Шкалы круговых диаграмм:

а — электрической длины; б — затухания; в — сочетание шкал электрической длины и затухания; г — коэффициента стоячей волны

тивлениям — индуктивностям  $\left(+j\frac{X}{Z_0}\right)$ , слева от оси — отрицательным реактивным сопротивлениям — емкостям  $\left(-j\frac{X}{Z_0}\right)$ .

При наложении этих двух семейств окружностей образуется рабочая сетка полных сопротивлений (рис. 60, в).

На рис. 61, а отложена электрическая длина  $(2\pi/\lambda)l$  или  $l/\lambda$  в виде углов поворота радиуса-вектора, вращающегося по часовой стрелке вокруг общего центра; полный оборот радиуса-вектора соответствует расстоянию вдоль линии, равному половине длины волны. Затухание  $\beta l$  измеряется



вдоль радиуса-вектора по концентрическим окружностям (рис. 61, б), которые располагаются все более тесно по мере перемещения от внешней окружности к центру (по логарифмической шкале) и называются окружностями затухания. В результате наложения сетки (рис. 61, а) на сетку (рис. 61, б) получим вторую координатную сетку (рис. 61, в), дающую возможность характеризовать свойства линий (например, затухание).

Указанные две системы координат — диаграмму полных сопротивлений и диаграмму затухания — часто совмещают и дополнительно наносят еще ряд линий, например, по определению КСВ и коэффициента отражения.

Величину коэффициента стоячей волны (КСВ) на диаграмме полных сопротивлений определяют по нанесенному семейству концентрических окружностей, аналогичных окружностям затухания. Окружности значений КСВ располагаются вокруг общего центра диаграммы, где значение КСВ равно нулю. С удалением от центра значение КСВ растет и достигает бесконечности на внешней окружности диаграммы (рис. 61, г).

Для определения коэффициента отражения на диаграмму можно нанести еще одно семейство окружностей, подобных окружностям КСВ, но окружность, совпадающая с центром, будет соответствовать нулевому значению коэффициента отражения, а внешняя окружность — единице. Шкала углов, нанесенная по внешней окружности диаграммы, позволяет определять углы коэффициента отражения. Эта шкала начинается с нуля внизу диаграммы (в точке пересечения осей активных и реактивных сопротивлений) и возрастает по положительным и отрицательным значениям до  $180^\circ$  наверху диаграммы.

Во многих случаях во избежание путаницы в линиях диаграммы и, следовательно, во избежание допущения ошибки, наносят только окружности постоянных значений активного и реактивного сопротивлений и окружности значений КСВ. Остальные линии наносятся в сокращенном виде или не наносятся вообще. В таких случаях соответствующие значения параметров линии могут отсчитываться или по накладной линейке, или по вращающейся вокруг центра диаграммы линейке, на которую нанесена соответствующая шкала.

Одна из часто применяемых на практике круговых диаграмм показана на рис. 62.

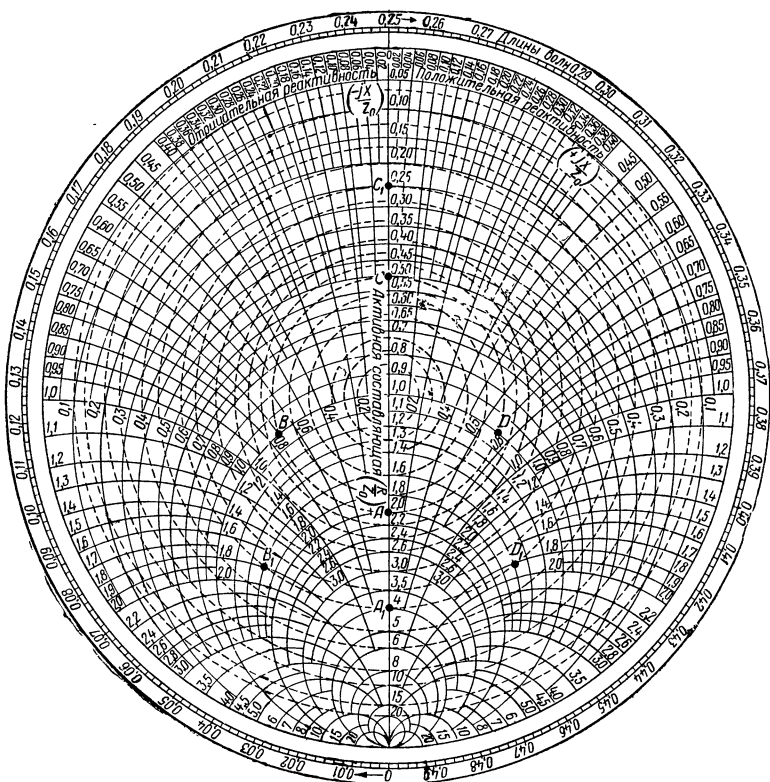


Рис. 62. Круговая диаграмма

Такие диаграммы изготовляют на отдельных листах плотной бумаги или в виде пластмассового планшета с нанесенными на нем сетками и шкалами и приданной вращающейся линейкой.

Для лучшего знакомства с построением круговых диаграмм и их практическим использованием разберем два примера.

Приведенные полные сопротивления нагрузки имеют значение  $Z'_n = 2 + j0$ ,  $Z''_n = 1,6 + j1,8$ . Необходимо по диаграмме, изображенной на рис. 62, определить в зависимости от соотношения  $l/\lambda$  возможные режимы в линии.

Если линия без потерь нагружена активным сопротивлением с относительным значением, равным 2 ( $Z'_n = 2 + j0$ ),

то это соответствует по диаграмме точке  $A$ . КСВ в этом случае равен 2, так как окружность с данным значением КСВ проходит через точку  $A$ .

Расстояния, отсчитываемые по линии от нагрузки к генератору, соответствуют вращению по часовой стрелке, и для линии без потерь окружность постоянного коэффициента стоячей волны (точки  $ABCD$ ) будет геометрическим местом точек всех возможных значений входных полных сопротивлений данной линии.

Двигаясь по окружности от точки  $A$  к  $B$  (по часовой стрелке), увидим, что активная составляющая относительного входного сопротивления немного меньше 2, а реактивная составляющая — небольшая и имеет емкостный характер (в самой точке  $A$  равна 0).

В точке  $B$  активная составляющая равна 1, а реактивная составляющая емкостная и наибольшая. На участке от точки  $B$  к  $C$  активная и реактивная составляющие уменьшаются, и в точке  $C$  (при пройденной длине линии, равной  $\lambda/4$ ) активная составляющая становится минимальной (0,5), а реактивная будет равна нулю. Из рассмотренного следует, что четвертьволновая линия трансформирует активное сопротивление нагрузки с относительной величиной, равной 2, во входное сопротивление, равное 0,5 (точка  $C$ ).

Продолжая двигаться дальше по окружности (в сторону увеличения длины линии), увидим, что реактивная составляющая становится индуктивной (положительной) и увеличивается, а активная в это время растет и в точке  $D$  опять принимает значение, равное 1. Возвратясь в точку  $A$ , при пройденной по линии длине, равной  $\lambda/2$ , опять увидим, что входное сопротивление в данной точке будет равно сопротивлению нагрузки, т. е. линия длиной в полволны осуществляет перенос нагрузки в пространстве без изменения величины ее сопротивления.

Если продолжать увеличивать длину линии, то снова будут пройдены последовательно все рассмотренные точки по окружности.

Анализируя рассмотренное выше, можно заметить, что в каждом полуволновом отрезке линии имеются две точки ( $A$  и  $C$ ), в которых входное сопротивление чисто активное. В первой точке ( $A$ )  $R_{вх} > Z_0$  и напряжение максимально, во второй точке  $R_{вх} < Z_0$  и напряжение минимально; произведение  $R_{вх A} R_{вх C} = 1$ .

В точках  $B$  и  $D$  величина активной составляющей входного сопротивления равна 1, но есть реактивная составляющая. Если в одну из этих точек ввести компенсирующую реактивность, то рабочая точка сместится от точки  $B$  (или  $D$ ) к центру диаграммы, что будет указывать на согласование линии.

Следовательно, рассматривая круговую диаграмму (рис. 62), мы можем путем выбора длины линии получить как отрицательную, так и положительную составляющие входного сопротивления и изменять активную составляющую в пределах от  $R$  до  $1/R$ . Кроме того, увеличивая относительное сопротивление нагрузки, можно дополнительно получить большие пределы изменения входного сопротивления.

Рассмотрим второй случай, когда линия нагружена сопротивлением  $Z_n = 1,6 + j 1,8$ . Этому сопротивлению на диаграмме будет соответствовать точка  $D_1$  (рис. 62), через которую, как и в первом примере, проходит окружность КСВ. Пройдя от точки  $D_1$  по часовой стрелке  $0,08\lambda$ , получим точку  $A_1$ , в которой входное сопротивление активное и его относительное значение равно 4; в противоположной точке ( $C_1$ ), отстоящей на  $\lambda/4$  от точки  $A_1$ , входное сопротивление также активно, но его относительная величина равна 0,25. Для других величин длины линии в пределах одной полуволны входное сопротивление определяется геометрическим местом точек по окружности  $A_1B_1C_1D_1$ .

Заканчивая, следует сказать, что практическое применение диаграмм полных сопротивлений не ограничивается определением соотношений между  $Z'_{вх}$ ,  $Z'_n$ ,  $\alpha$  и  $\beta$ . Эту диаграмму можно использовать и для других соотношений, необходимых при компенсации реактивных неоднородностей, которые могут возникнуть при монтаже и согласовании линий.

---

## СОДЕРЖАНИЕ

	<i>Стр.</i>
1. Общие сведения о линиях передачи . . . . .	3
2. Некоторые сведения из теории переменных токов . . . . .	6
Переменный ток (переменное напряжение) как векторная величина . . . . .	—
Физические признаки индуктивности и емкости в цепи переменного тока . . . . .	12
3. Распространение волн тока и напряжения вдоль линии передачи . . . . .	15
Линия из бесконечной цепи сосредоточенных индуктивно- стей и емкостей . . . . .	17
Линия бесконечной длины с распределенными пара- метрами . . . . .	23
4. Бегущие и стоячие волны. Отражения . . . . .	29
Бегущие волны . . . . .	30
Коэффициент отражения . . . . .	33
Стоячие волны . . . . .	36
Коэффициент стоячей волны (КСВ) и коэффициент бегу- щей волны (КБВ) . . . . .	41
5. Входное сопротивление линии . . . . .	44
6. Линия при разных видах нагрузки . . . . .	46
Линия, разомкнутая на конце . . . . .	—
Линия, замкнутая на конце . . . . .	49
Линия, замкнутая на реактивную нагрузку . . . . .	53
Линия, нагруженная активным сопротивлением . . . . .	55
7. Согласование линии передачи . . . . .	57
8. Элементы линий передачи . . . . .	62
Типы линий передачи . . . . .	63
Элементы согласования . . . . .	64
Элементы крепления . . . . .	76

	<i>Стр.</i>
9. Сочленения элементов линий передачи . . . . .	79
Штепсельные соединения . . . . .	—
Угловые соединения . . . . .	81
Вращающиеся соединения . . . . .	82
10. Симметрирующие устройства . . . . .	85
11. Искусственные линии . . . . .	87
Распространение волн несинусоидальной формы . . . .	—
Замыкание заряженной линии на сопротивление нагрузки	90
Искусственная линия . . . . .	96
П р и л о ж е н и е. Круговые диаграммы полных сопротивлений	101

---

**ТОВАРИЩИ ЧИТАТЕЛИ!**

*С заказами на библиотеку „Радиолокационная техника“ обращайтесь в магазины военторгов „Военная книга“.*

*Свои отзывы и пожелания по библиотеке „Радиолокационная техника“ просьба направлять по адресу: Москва, К-9, Тверской бульвар, 18, Военное издательство.*

**Иван Павлович Марков**

**ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ**

Редактор инженер-подполковник *Врублевский А. В.*

Технический редактор *Аникина Р. Ф.*

Корректор *Мурашко С. Н.*

---

Сдано в набор 19.9.57.

Подписано к печати 26.6.58 г.

Формат бумаги  $84 \times 108^{1/32}$

3<sup>1</sup>/<sub>2</sub> печ. л. = 5,74 усл. печ. л. 5,567 уч.-изд. л.

Г-41903

Военное издательство

Министерства обороны Союза ССР

Москва, К-9, Тверской бульвар, 18

Изд. № 5/7869.

Зак. № 1431.

---

2-я типография имени К. Е. Ворошилова

Военного издательства Министерства обороны Союза ССР

Ленинград — Центр-1, Дворцовая пл., 10

*Цена 1 р. 95 к.*



## 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               | М. А. СОКОЛОВ. Преобразователи частоты               |
| С. И. БЫЧКОВ. Магнетрон                    | Г. Д. ЗАВАРИН. Усилители                             |
| З. Э. АШ. Реле                             | И. А. ЛЫКОВ. Координаты, определяемые радиолокатором |
| В. И. БЕКЕТОВ. Антенны сверхвысоких частот | А. П. КАРУСЬ. Антенные переключатели                 |
| В. С. НЕЛЕПЕЦ. Антенны метровых волн       | А. В. ВРУБЛЕВСКИЙ. Развертки индикаторов             |
| Б. Ш. ГОРИН. Индикаторы дальности          |  |

### НАМЕЧЕНЫ К ИЗДАНИЮ:

- |   |  |
|---|--|
| 1. Радиолокационные цели.                             | 15. Импульсные передатчики УКВ.                  |
| 2. Линии передачи.                                    | 16. К्लитрон.                                    |
| 3. Волноводы.   | 17. Лампы обратной и бегущей волны.              |
| 4. Объемные резонаторы.                               | 18. Стабилизаторы напряжения.                    |
| 5. Кристаллические детекторы высокочастотного тракта. | 19. Усилители.                                   |
| 6. Синхронизирующие устройства.                       | 20. Синхронно-следящие устройства.               |
| 7. Мощные импульсные модуляторные лампы.              | 21. Электронно-лучевая трубка.                   |
| 8. Управление диаграммами направленности.             | 22. Конденсаторы и сопротивления.                |
| 9. Распространение радиоволн.                         | 23. Индикаторы направления.                      |
| 10. Электронные лампы.                                | 24. Помехи радиолокации и борьба с ними.         |
| 11. Газоразрядные приборы.                            | 25. Технические данные радиолокационной станции. |
| 12. Выпрямительные устройства.                        | 26. Электротехнические измерения.                |
| 13. Формирование импульсов.                           | 27. Электронный осциллограф.                     |
| 14. Генераторы несинусоидальных колебаний.            |  |

**Цена 1 р. 95 к.**