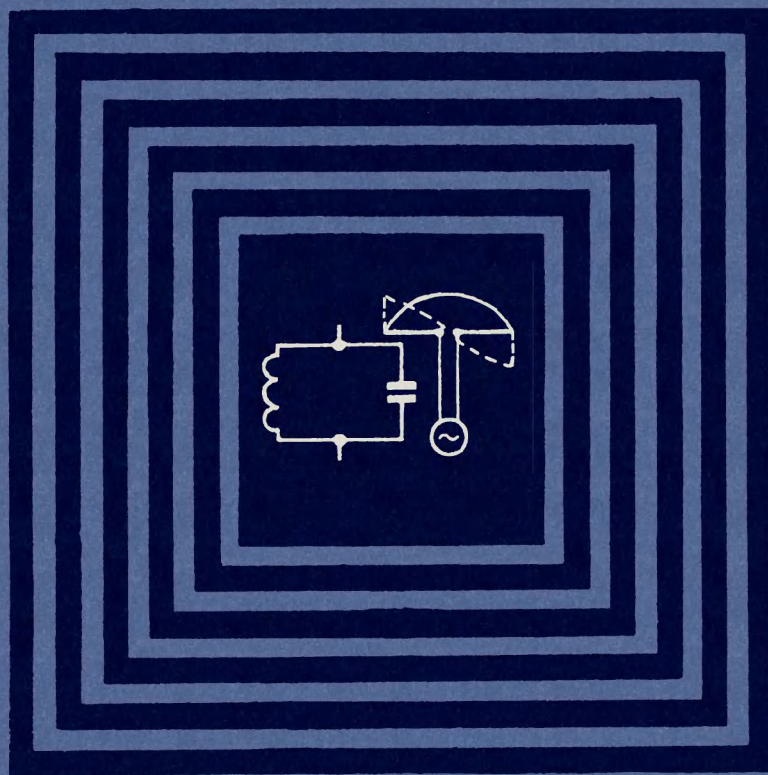


ОСНОВЫ РАДИОТЕХНИКИ И РАДИОЛОКАЦИИ

А.М. КАЛАШНИКОВ, Я.В. СТЕПУК

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ



КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

ОСНОВЫ РАДИОТЕХНИКИ И РАДИОЛОКАЦИИ

А. М. КАЛАШНИКОВ, Я. В. СТЕПУК

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Издание четвертое, переработанное

Ордена Трудового Красного Знамени
ВОЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МИНИСТЕРСТВА ОБОРОНЫ СССР
МОСКВА — 1972



6Ф2
К17
УДК 621.396

Калашников А. М., Степук Я. В.

К17 **Колебательные системы (Основы радиотехники и радиолокации.)**
376 стр.

Курс учебного пособия «Основы радиотехники и радиолокации» состоит из четырех самостоятельных книг:

Колебательные системы.

Электровакuumные и полупроводниковые приборы.

Радиопередающие и радиоприемные устройства.

Радиолокация.

Курс рассчитан на курсантов радиотехнических училищ, в которых радиотехника и радиолокация являются профилирующими дисциплинами. Курс представляет интерес для офицеров, связанных с эксплуатацией радиотехнических средств, а также для учащихся гражданских учебных заведений, занимающихся изучением радиотехники и радиолокации.

В данной книге описаны колебательные контуры, линии передачи электромагнитной энергии, волноводы, объемные резонаторы и антенны. Большое внимание уделяется физической стороне происходящих явлений. Математический аппарат в основном использован в объеме средней школы.

Введение написано *Левичевым В. Г.*, глава 1 — *Калашниковым А. М.*, главы 2, 3 и 4 — *Степуком Я. В.*

1-12-4
122-72

6Ф2

ВВЕДЕНИЕ

1. Предмет радиотехники

Радиотехника занимается изучением и практическим использованием электромагнитных колебаний высокой частоты.

В понятие «радиотехника» входят радиосвязь, радиовещание, телевидение, радиолокация, радионавигация, радиопеленгация, радиоастрономия, радиоакустика, радиотелемеханика, радиофототелеграфия и ряд других.

Радиотехника широко применяется во многих областях народного хозяйства. С помощью радиометодов осуществляется поверхностная закалка стальных деталей, высокочастотный нагрев и плавка металлов, радиоразведка полезных ископаемых и т. п. Радиотехника весьма успешно применяется в медицине, в службе точного времени, в составлении прогнозов погоды и для многих иных целей. Благодаря применению в физике радиоэлектронных методов исследования стало возможным использование атомной энергии.

Велико значение радиотехники и в военном деле. Достаточно сказать, что радиосвязь в современной армии является основным средством связи, обеспечивающим успешное управление войсками в условиях маневренной войны. Но не только для связи применяется радио в армии: во всех родах войск имеются радиотехнические устройства самого различного назначения. Например, при помощи радионавигационных приборов осуществляется уверенное вождение самолетов и кораблей на большие расстояния в любых метеорологических условиях. Радиолокационные станции дают возможность определять местонахождение боевой техники противника, вести прицельную стрельбу и бомбометание при отсутствии видимости. Радиотелеметрические устройства обеспечивают управление ракетными снарядами и другими беспилотными средствами воздушного нападения.

Для радиотехники характерно чрезвычайно быстрое развитие и существенное влияние на развитие других областей науки и техники.

2. Радио — изобретение русского ученого

Говоря об истории возникновения радиотехники, мы гордимся тем, что изобретателем радио является наш соотечественник Александр Степанович Попов.

Изобретение радио не было случайностью. Оно было итогом многочисленных исследований, проведенных выдающимися физиками и электротехниками XVIII и XIX веков.



Александр Степанович
Попов

Отметим наиболее важные открытия в области электромагнитных колебаний, которые создали предпосылки для изобретения радио.

В 1831 г. английский физик М. Фарадей открыл явление электромагнитной индукции — основу электротехники и радиотехники.

В 1873 г. один из крупнейших физиков Д. Максвелл опубликовал свою знаменитую работу о волновом характере распространения электромагнитных колебаний. На основании теоретических выводов Максвелл утверждал, что металлический проводник, по которому течет переменный ток, излучает в пространство электромагнитные волны, которые распространяются со скоростью света и несут с собой энергию, заключенную в электромагнитном поле.

В 1888 г. немецкий физик Генрих Герц впервые экспериментально подтвердил правильность теоретических выводов Максвелла. Он осуществил излучение электромагнитных волн в пространство и обнаружил их при помощи простейшего резонатора. Однако, сделав важный для науки эксперимент, Генрих Герц не увидел в нем практической ценности и даже сам отрицал возможность практического использования электромагнитных волн.

В 1890 г. французский ученый Бранли обнаружил, что электрические разряды, воздействуя на металлический порошок, увеличивают его проводимость. Порошок насыпался в стеклянную трубку, закрытую с обоих концов металлическими контактами. Это устройство в дальнейшем было названо когерером.

Завершением перечисленных открытий в области электромагнитных колебаний было гениальное изобретение А. С. Попова. Изучая явления, вызываемые токами высокой частоты, А. С. Попов в 1889 г. задался целью осуществить беспроводную связь при

помощи электромагнитных волн. В результате шестилетней кропотливой и настойчивой работы ему удалось в апреле 1895 г. создать первый в мире радиоприемник, в котором прием сигналов регистрировался при помощи электрического звонка.

Демонстрация приемника А. С. Попова состоялась 7 мая 1895 г.; этот день вошел в историю науки как день рождения радио.

В июне 1895 г. А. С. Попов усовершенствовал свой приемник, добавив к нему самопишущий прибор для регистрации принимаемых сигналов. Этот приемник использовался им для автоматической записи грозových разрядов и получил название грозоотметчика. Для повышения чувствительности приемника А. С. Попов подключил к нему вертикальный провод — образовалась приемная антенна.

Для приема словесного текста А. С. Попов в марте 1896 г. добавил к своему первому приемнику телеграфный аппарат и получил возможность записывать принимаемые сигналы на телеграфную ленту. Демонстрация нового радиоприемного устройства состоялась 24 марта 1896 г. В этот день А. С. Попов практически доказал, что электромагнитные волны могут быть использованы для беспроволочной связи.

Добившись первого успеха, А. С. Попов продолжал опыты по увеличению дальности радиосвязи. Он сконструировал более совершенные передатчики электромагнитных колебаний и в несколько раз повысил чувствительность приемника. Затем А. С. Попов использовал явление резонанса, для чего применил в своих приборах элементы настройки на определенную длину волны. Все эти меры привели к значительному увеличению дальности радиосвязи. Летом 1897 г. А. С. Попов осуществил радиосвязь между двумя кораблями, находящимися на расстоянии 5 км.

Проводя опыты по радиосвязи между кораблями Балтийского флота в июне 1897 г., А. С. Попов обнаружил, что радиоволны отражаются от кораблей, а следовательно, и от других металлических объектов. Это явление было положено в основу радиолокации.

1899 год ознаменовался новым крупным открытием: 10 июня П. Н. Рыбкин, ближайший помощник Попова, обнаружил возможность приема радиотелеграфных сигналов «на слух». Вскоре после этого А. С. Попов сконструировал специальный телефонный радиоприемник и тем самым положил начало развитию радиотелефонии.

Новый приемник обладал значительно более высокой чувствительностью, чем все предыдущие, вследствие чего резко увеличилась дальность радиосвязи. Осенью 1899 г. А. С. Попов установил радиосвязь на расстояние в 35 км. Таким образом, непрерывно совершенствуя свои приборы, А. С. Попов уверенно шел по пути увеличения дальности радиосвязи, практически доказывая огромное значение своего изобретения.

В декабре 1899 г. произошло событие, которое привлекло к радиосвязи всеобщее внимание.

Новый русский броненосец береговой обороны «Генерал-адмирал Апраксин», следуя из Кронштадта в Либаву, потерпел аварию у острова Гогланд. На помощь броненосцу был выслан ледокол «Ермак», а А. С. Попову было поручено осуществить радиосвязь между островом Гогланд и ближайшим пунктом на берегу Финского залива — городом Котка. Расстояние между этими пунктами превышало 45 км.

В труднейших условиях суровой зимы А. С. Попов с немногочисленными помощниками блестяще справился с этой задачей, и 6 февраля 1900 г. в строй вступила первая в мире практическая линия радиосвязи. В этот день была передана первая официальная радиограмма командиру ледокола «Ермак» с приказанием спасти рыбаков, унесенных в море на оторвавшейся льдине. Телеграмму передал сам А. С. Попов. Командир ледокола выполнил задание, и 27 рыбаков были спасены.

Так начала действовать эта знаменитая линия радиосвязи, осуществление которой означало крупнейшую научную победу.

В последующие годы А. С. Попов принимал активное участие в оснащении радиостанциями кораблей русского военно-морского флота. Он создал многие типы радиостанций и доказал возможность применения радио в сухопутных войсках и в воздухоплавании.

3. Краткие сведения о радиосвязи

Радиосвязью называется связь между двумя или несколькими корреспондентами, осуществляемая при помощи излучения и приема энергии радиоволн.

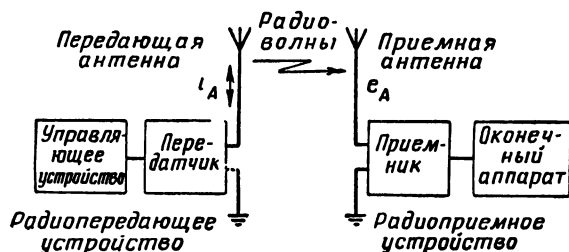


Рис. 1. Схема односторонней радиосвязи

Радиоволной называется распространяющееся в пространстве переменное электромагнитное поле высокой частоты, представляющее собой особую форму движущейся материи.

Радиосвязь бывает односторонней и двусторонней. В зависимости от назначения передаваемых сигналов радиосвязь делится на радиотелеграфию, радиотелефонию, радиотелеграфную, телевидение и радиовещание. Простейшая схема односторонней радиосвязи изображена на рис. 1. Передатчик, входящий в состав радиопередающего устройства, вырабатывает ток высокой частоты и питает им передающую антенну. Управляющее устройство изменяет амплитуду или частоту этого тока в соответствии с передаваемыми сигналами.

Данный процесс называется модуляцией, а получающийся при этом высокочастотный ток называется модулированным током. В качестве простейшего управляющего устройства может использоваться микрофон или телеграфный ключ.

Модулированный ток высокой частоты, действующий в передающей антенне, вызывает излучение электромагнитной энергии в окружающее пространство в виде радиоволн. Радиоволны распространяются со скоростью света, равной 300 000 км/сек.

Пересекая приемную антенну, радиоволны наводят в ней переменную э.д.с. высокой частоты, которая действует на входе приемника. Величина этой э.д.с. очень незначительна и измеряется миллионными и тысячными долями вольта (микровольтами и милливольтами).

Напряжение высокой частоты, действующее на входе приемника, усиливается им в сотни тысяч раз, а затем преобразуется в напряжение той частоты, с которой изменялась амплитуда или частота тока в передающей антенне. Это напряжение приводит в действие оконечный аппарат радиоприемного устройства. Таким аппаратом может быть телефон, громкоговоритель, самопишущий прибор (ондулятор), буквопечатающий аппарат, электронно-лучевая трубка и т. д.

Схема двусторонней радиосвязи приведена на рис. 2.

В этом случае в состав каждой радиостанции входят передатчик и приемник. Антенна служит как для передачи, так и для приема. Она подключается к передатчику или приемнику при помощи антенного переключателя.

Войсковые радиостанции связи обычно предназначаются для телеграфной и телефонной работы.

При радиотелеграфной связи передаются условные кодовые знаки, обозначающие буквы или цифры. Для передачи применяется телеграфный ключ. При замыкании ключа в антенне возникает ток высокой частоты и излучается электромагнитная энергия. При размыкании ключа ток в антенне исчезает и электромагнитная энергия не излучается. Кратковременное замыкание ключа соответствует точке, а более длительное — тире.

При радиотелефонной связи передающая антенна непрерывно излучает электромагнитные волны. Амплитуда, или частота излучаемых высокочастотных колебаний, изменяется в соответствии со звуковыми колебаниями, создаваемыми перед микрофоном.

Для одновременной работы многих радиостанций без взаимных помех передатчики настраивают на различные частоты, а радиоприемники настраивают на частоту того передатчика, передачу которого необходимо принять. Для настройки используются колебательные контуры.



Рис. 2. Схема двусторонней радиосвязи

4. Краткие сведения о радиолокации

Радиолокацией называется область радиотехники, занимающаяся обнаружением различных объектов и определением их местоположения в пространстве.

Объектами обнаружения («целями») могут быть самолеты, ракеты, корабли, танки, автомобили и т. д.

В основе радиолокации лежит явление отражения радиоволн от облучаемых объектов, впервые обнаруженное А. С. Поповым в 1897 г. Попов тогда же указал на возможность практического использования этого явления для определения местоположения различных объектов. Однако погребовались десятки лет напряженного труда многих ученых и инженеров, прежде чем была создана отрасль радиотехники, названная радиолокацией.

В создании и развитии радиолокационной техники большие заслуги принадлежат советским ученым.

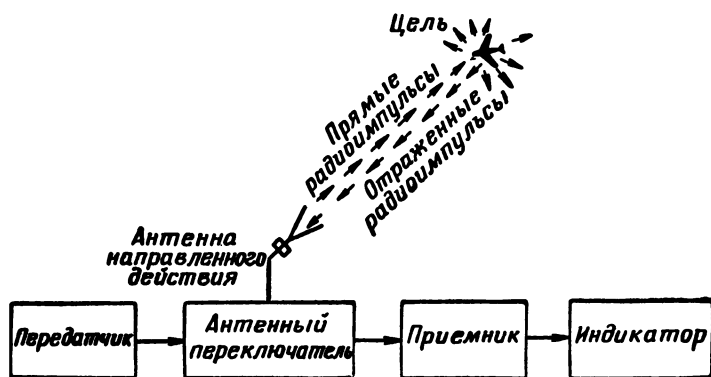


Рис. 3. Схема радиолокационной станции

В настоящее время существуют радиолокационные станции самого различного назначения, но в основе работы каждой из них лежат следующие положения.

1. Объект, облученный радиоволнами, отражает электромагнитную энергию.

2. Радиоволны распространяются в пространстве прямолинейно и с постоянной скоростью.

3. Антенна радиолокационной станции обладает направленным излучением и приемом электромагнитной энергии.

Современная радиолокационная станция представляет собой сложное радиотехническое устройство. В самых общих чертах работу простейшей радиолокационной станции можно объяснить при помощи схемы, изображенной на рис. 3.

В передатчике осуществляется кратковременная генерация колебаний сверхвысокой частоты, которые поступают в антенну

направленного действия. Антенна излучает электромагнитную энергию в определенном направлении в виде так называемых прямых радиопульсов.

Радиопульсы распространяются в пространстве со скоростью света и, дойдя до цели, облучают ее; при этом происходит отражение радиоволн. Практически заметное отражение радиоволн от цели получается в том случае, когда ее линейные размеры превышают длину волны радиолокатора. Поэтому радиолокационные станции работают исключительно в диапазоне УКВ.

Отраженные радиопульсы распространяются во всех направлениях; часть их доходит до антенны радиолокационной станции, которая при помощи автоматического антенного переключателя подключается к приемнику сразу после излучения прямого радиопульса.

Поданные на вход приемника слабые отраженные радиопульсы усиливаются и преобразуются в видеоимпульсы, форма которых близка к прямоугольной. С выхода приемника видеоимпульсы поступают на индикатор, где воспроизводятся на экране электронно-лучевой трубки.

При излучении прямого импульса часть его энергии просачивается на вход приемника (через антенный переключатель). По времени запаздывания отраженного импульса относительно прямого можно определить расстояние до цели — наклонную дальность D_n :

$$D_n = \frac{v_0 t}{2},$$

где v_0 — скорость распространения электромагнитной энергии в пространстве;

t — время распространения электромагнитной энергии до цели и обратно (время запаздывания отраженного импульса).

Так как

$$v_0 = 3 \cdot 10^5 \text{ км/сек} = 0,3 \text{ км/мксек},$$

то получается удобная формула для практических расчетов наклонной дальности:

$$D_n [\text{км}] = 0,15t [\text{мксек}].$$

Угловые координаты цели определяют по положению антенны, которая может перемещаться как по азимуту, так и по углу места. Азимут — это угол в горизонтальной плоскости, отсчитываемый от условного направления (направления на север), принятого за нулевое, до направления на цель. Угол места — это угол в вертикальной плоскости, отсчитываемый от горизонта до направления на цель.

Зная наклонную дальность и угол места, легко определить высоту цели.

Точность определения координат цели зависит от формы характеристики направленности антенны и повышается с укорочением излучаемых радиоволн. Это служит одной из причин дальнейшего освоения радиолокацией все более коротких волн.

5. Применение радиолокационных станций в военном деле

Первые образцы радиолокационных станций (РЛС) предназначались для обнаружения самолетов.

В 1934 г. в Советском Союзе была создана первая в мире радиолокационная станция, работавшая в режиме непрерывного излучения на метровых волнах. Основное участие в ее разработке приняли Д. А. Рожанский, А. А. Чернышев и М. А. Бонч-Бруевич.

В 1938 г. группа конструкторов в составе Ю. Б. Кобзарева, П. А. Погорелко и И. Я. Чернецова создала станцию для обнаружения самолетов, работающую в импульсном режиме.

В дальнейшем радиолокационные станции стали применяться во всех родах войск современной армии.

Войска ПВО

В войсках ПВО радиолокационная техника применяется для получения информации о средствах воздушного нападения противника.

Обнаружение воздушных целей на больших расстояниях осуществляется при помощи РЛС дальнего обнаружения.

Станции дальнего обнаружения обладают радиусом действия в несколько сотен километров.

Задача управления своей истребительной авиацией при наведении ее на воздушные средства противника решается путем использования специальных радиолокационных станций разведки и целеуказания (СРЦ). Дальность действия СРЦ несколько меньше, чем у станций дальнего обнаружения, но она также измеряется сотнями километров. Точность определения дальности и азимута у СРЦ заметно больше.

Для наведения истребителей СРЦ может иметь индикаторы кругового или секторного обзора. Некоторые из них бывают выносными. Они устанавливаются на специальных пунктах управления истребительной авиацией.

Во время второй мировой войны широкое применение получили радиолокационные станции орудийной наводки (СОН). Назначение этих станций состоит в наведении орудий зенитной артиллерии на самолеты противника. Эти станции с большой точностью определяют наклонную дальность до цели и ее угловые координаты (азимут и угол места).

В современных условиях значительно большее значение имеют радиолокационные станции наведения ракет (СНР). Во всех крупных странах мира уделяется большое внимание разработке различных конструкций СНР.

Из зарубежной литературы видно, что противовоздушная и особенно противоракетная оборона требует использования специальных радиолокационных комплексов (РЛК). По мнению зарубежных специалистов они должны включать в себя несколько автоматических и полуавтоматических радиолокационных станций различного назначения, быстродействующие счетно-решающие устройства и стартовое оборудование управляемых антиракет. В качестве счетно-решающих устройств широкое применение получили электронные вычислительные машины (ЭВМ).

А в и а ц и я

Современные самолеты оборудуются значительным количеством радиолокационных устройств. К ним относятся: панорамный радиолокатор, радиовысотомер, радиолокатор защиты хвоста самолета, радиолокационный бомбардировочный прицел, аппаратура слепой посадки и т. д.

В любое время суток при помощи панорамной РЛС на экране индикатора воспроизводится световая карта местности (панорама), над которой пролетает самолет. Особенно хорошо видны на экране очертания берегов водных бассейнов и рек, мосты, скопления боевой техники, железнодорожные узлы, заводы и т. д.

Радиолокационный бомбардировочный прицел представляет собой совокупность панорамной РЛС с электронным счетно-решающим прибором.

Наряду с бомбардировочным прицелом (или вместо него) на самолете может быть установлена РЛС наведения ракет класса «воздух — земля».

Радиолокационная станция защиты хвоста самолета помогает летчику своевременно обнаружить самолеты противника, наступающие его с тыла.

В бортовое оборудование ракет, пускаемых с самолетов, также входят радиолокационные устройства.

Комплекс аэродромного оборудования включает различные радиолокационные станции.

В о е н н о - м о р с к о й ф л о т

Все современные военные корабли оснащаются разнообразными радиолокационными устройствами. К ним относятся РЛС обнаружения надводных кораблей и воздушных целей, станции управления оружием, радионавигационные средства и т. д.

Наземные войска

На вооружении наземных войск, кроме станций, применяемых в системе ПВО, широко используются станции специального назначения для борьбы с вражеской артиллерией, расположенной на закрытых позициях. Такие станции достаточно точно определяют место расположения батарей противника по траектории снарядов или мин. Наземные войска используют также радиолокационные станции для обнаружения танков, автомобилей и другой наземной техники противника.

Приведенный выше краткий перечень различных типов радиолокационных станций показывает, что современная армия широко использует самые разнообразные радиолокационные средства.

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ КОНТУРЫ

§ 1. ЭЛЕМЕНТЫ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО КОНТУРА

1. Общие замечания о колебательном контуре

В радиотехнике используются электромагнитные колебания высокой частоты. Создаются такие колебания электрическими колебательными системами, которые широко применяются и при решении других задач радиотехники.

В современной радиотехнике используются различные электрические колебательные системы. Наиболее простая из них — колебательный контур.

Колебательным контуром называют электрическую цепь, состоящую из емкости C и индуктивности L (рис. 1.1). Реальный колебательный контур, кроме емкости и индуктивности, содержит активное сопротивление R , обусловленное потерями энергии в контуре. Потери энергии складываются из потерь в проводе катушки и диэлектрических потерь. Иногда приходится учитывать и другие виды потерь. В подавляющем большинстве случаев потери энергии в катушке во много раз превосходят все другие виды потерь. Поэтому при дальнейшем изложении будем считать, что активное сопротивление контура сосредоточено в катушке. Колебательный контур используется в различных радиотехнических устройствах, но основное применение контур находит в передающих и приемных устройствах.

В передатчике величины емкости и индуктивности контура определяют частоту колебаний (длину волны), на которой работает передатчик. Изменением емкости или индуктивности контура можно изменить частоту колебаний.

В приемном устройстве колебательный контур обуславливает избирательность приемника, т. е. его способность из множества сигналов, принимаемых антенной, выделять сигнал одного определенного контура, можно выделить любой из принятых антенной сигналов, т. е. можно настраивать приемник на ту или иную частоту.

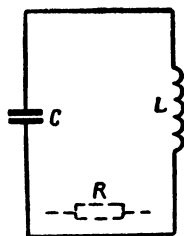


Рис. 1.1. Схематическое изображение колебательного контура

Совместно с электронными лампами или транзисторами колебательные контуры применяются для усиления переменных токов и напряжений высокой частоты. С помощью колебательного контура решается также ряд других задач радиотехники (измерение частоты, измерение индуктивности катушек, емкости конденсаторов, фильтрация токов различной частоты и др.).

Процессы, происходящие в колебательных контурах, будут рассмотрены в настоящей главе, а вопросы конкретного применения колебательных контуров в радиотехнике — в последующих главах.

2. Емкость в цепи переменного тока

Рассмотрим электрическую цепь, состоящую из генератора переменного тока и идеального конденсатора (рис. 1.2, а). Напряже-

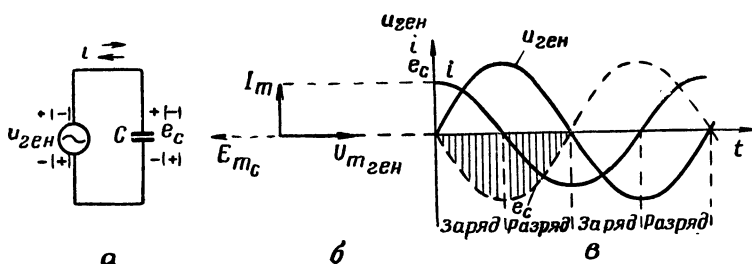


Рис. 1.2. Фазовые соотношения в цепи, содержащей емкость

ние генератора с течением времени изменяется по синусоидальному закону, и его мгновенное значение определяется выражением

$$u_{\text{ген}} = U_{m \text{ ген}} \sin \omega t.$$

Если активное сопротивление цепи равно нулю, то в ней возникает режим реактивной мощности, который не сопровождается расходом энергии и выделением тепла. Конденсатор поочередно заряжается и разряжается, за счет чего в цепи проходит переменный ток. Разность потенциалов между пластинами конденсатора, обусловленная накопленным в нем электричеством (зарядом), называется электродвижущей силой (э.д.с.) емкости. В любой момент времени э.д.с. емкости равна мгновенному значению напряжения генератора и направлена ему навстречу (рис. 1.2, в).

Количество энергии, запасенной в электрическом поле заряженного конденсатора, в любой момент времени определяется выражением

$$W_c = \frac{C e_c^2}{2}, \quad (1.1)$$

где W_c — количество энергии в джоулях;
 C — емкость конденсатора в фарадах;
 e_c — мгновенное значение разности потенциалов между обкладками конденсатора (э.д.с. емкости) в вольтах.

При возрастании мгновенного значения напряжения генератора мгновенное значение э. д. с. емкости увеличивается — конденсатор заряжается; при этом количество энергии в его электрическом поле также увеличивается. При уменьшении мгновенного значения напряжения генератора мгновенное значение э. д. с. емкости уменьшается — конденсатор разряжается, отдавая энергию генератору. Количество электричества, запасаемое в конденсаторе, в любой момент времени пропорционально емкости и величине э. д. с. между пластинами:

$$q = Ce_c, \quad (1.2)$$

где q — количество электричества в кулонах;

C — емкость конденсатора в фарадах;

e_c — мгновенное значение разности потенциалов между обкладками конденсатора (э. д. с. емкости) в вольтах.

Известно, что емкостное сопротивление конденсатора зависит от его емкости и частоты тока:

$$X_c = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi f C}. \quad (1.3)$$

Характер этой зависимости показан на рис. 1.3 (кривые для двух конденсаторов различной емкости).

Амплитудное значение тока в цепи конденсатора

$$I_m = \frac{U_{m \text{ ген}}}{X_c} = U_{m \text{ ген}} \omega C = U_{m \text{ ген}} \cdot 2\pi f C.$$

Таким образом, амплитудное значение тока, проходящего через конденсатор, пропорционально приложенному напряжению, частоте тока и емкости конденсатора.

Процессы и фазовые соотношения в цепи иллюстрируются на рис. 1.2.

Первый полупериод на рис. 1.2, *в* разбит на малые равные промежутки времени. В течение каждого из них в конденсатор поступает некоторое количество электричества, о котором можно судить по приращению разности потенциалов (э. д. с.) между обкладками конденсатора, так как

$$\Delta q = C \Delta e_c,$$

где Δq — приращение количества электричества;

C — емкость конденсатора;

Δe_c — приращение разности потенциалов (э. д. с.).

В начале первой четверти периода разность потенциалов (э. д. с.) между обкладками конденсатора увеличивается быстро, а к концу — медленнее. Это означает, что зарядный ток в начале четверти периода велик, а к концу уменьшается. В течение первой четверти периода конденсатор заряжается и энергия поступает из генератора в конденсатор. Э. д. с. емкости в этом случае действует навстречу току (см. рис. 1.2, *в*).

В течение второй четверти периода мгновенное значение напряжения генератора уменьшается, конденсатор разряжается и отдает энергию генератору. В этом случае напряжение генератора действует навстречу току. О количестве электричества, которое отдает конденсатор, можно судить по изменению разности потенциалов между его пластинами: в начале второй четверти периода она изменяется медленно, а в конце — быстро. Соответственно величина разрядного тока в начале четверти периода мала, а к концу четверти периода увеличивается.

Рассуждая подобным образом, можно прийти к следующему выводу: ток, протекающий через конденсатор, опережает по фазе

приложенное напряжение на четверть периода (90°) и отстает на столько же от э. д. с. емкости (рис. 1.2, в).

Э. д. с. емкости препятствует прохождению переменного тока по цепи и обуславливает емкостное сопротивление конденсатора. Амплитудное значение этой э. д. с. равно амплитудному значению приложенного напряжения. Количество электричества, требующегося для заряда конденсатора до

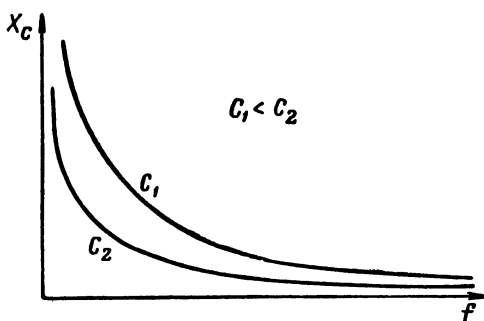


Рис. 1.3. Зависимость емкостного сопротивления от частоты для двух конденсаторов различной емкости

определенной разности потенциалов, зависит от его емкости. Чем больше емкость конденсатора, тем большее количество электричества необходимо для создания между его пластинами определенной разности потенциалов. Этим объясняется зависимость емкостного сопротивления от емкости конденсатора.

При постоянной емкости конденсатора емкостное сопротивление зависит от частоты тока. Известно, что ток определяется количеством электричества, проходящего через поперечное сечение проводника в единицу времени. При неизменной емкости конденсатора количество электричества, протекающего через поперечное сечение провода в единицу времени, зависит от частоты тока (рис. 1.3).

3. Добротность (качество) конденсатора и угол потерь

Конденсатор лишь в идеальном случае обладает чисто реактивным сопротивлением. Всякий реальный конденсатор, включенный в электрическую цепь переменного тока, потребляет энергию. Эта энергия расходуется в основном в диэлектрике, которым заполнено пространство между пластинами конденсатора. Потери энергии объясняются появлением тока смещения в диэлектрике. За счет тока смещения в диэлектрике выделяется тепло. Такие потери, на-

зываемые диэлектрическими, зависят от частоты тока: чем выше частота, тем большее количество энергии выделяется в диэлектрике в виде тепла. Потери энергии в конденсаторе можно условно представить в виде потерь в некотором активном сопротивлении (сопротивлении потерь), которое включается либо параллельно, либо последовательно емкости. Один и тот же конденсатор с потерями может быть изображен в виде эквивалентной схемы в двух вариантах (рис. 1.4).

Выпускаемые промышленностью конденсаторы имеют незначительные потери; это означает, что в цепи с конденсатором активная мощность (мощность потерь) во много раз меньше реактивной. Следовательно, параллельное сопротивление $R_{ш}$ во много раз больше, а последовательное $R_{п}$ во много раз меньше емкостного сопротивления конденсатора. Параллельное сопротивление потерь всегда можно пересчитать в эквивалентное последовательное (и наоборот), при этом следует исходить из равенства активной мощности (мощности, выделяемой в виде тепла) в активных сопротивлениях $R_{п}$ и $R_{ш}$.

Пересчет параллельного сопротивления потерь в последовательное производится по формуле

$$R_{п} = \frac{X_C^2}{R_{ш}}. \quad (1.4)$$

Потери энергии в конденсаторе могут быть оценены добротностью (качеством) конденсатора, т. е. отношением реактивной мощности, запасаемой в конденсаторе, к активной мощности (мощности потерь).

Для конденсатора без потерь угол сдвига фаз тока и напряжения составляет точно 90° (четверть периода).

Для конденсатора с потерями этот угол меньше 90° на величину δ (см. рис. 1.4).

Чем больше потери в конденсаторе, тем больше активная мощность и тем, следовательно, больше угол δ , который называют углом диэлектрических потерь. Этот угол можно определить из векторных диаграмм рис. 1.4.

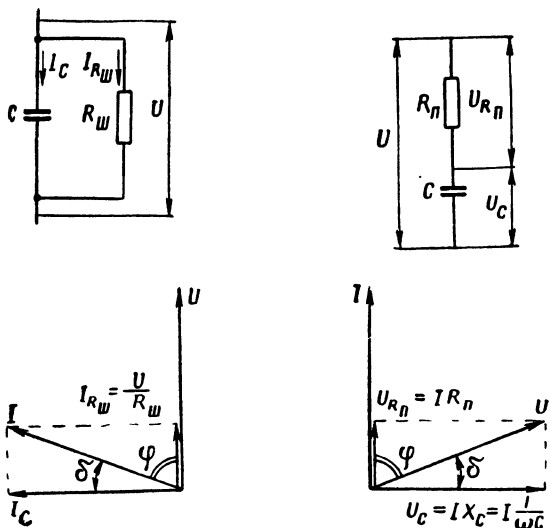


Рис. 1.4. Эквивалентные схемы и векторные диаграммы конденсатора с потерями

Для параллельной схемы

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I_{R_{\text{ш}}}}{I_C} = \frac{\frac{U}{R_{\text{ш}}}}{\frac{U}{X_C}} = \frac{R_{\text{ш}}}{X_C} = \frac{1}{R_{\text{ш}} \omega C}. \quad (1.5)$$

Для последовательной схемы

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{U_{R_{\text{п}}}}{U_C} = \frac{IR_{\text{п}}}{I \frac{1}{\omega C}} = R_{\text{п}} \omega C. \quad (1.6)$$

Ввиду малого значения угла δ (доли градуса) можно считать, что

$$\delta \approx \operatorname{tg} \delta = \frac{1}{R_{\text{ш}} \omega C} = R_{\text{п}} \omega C.$$

Найдем добротность конденсатора.

Активная мощность (потери в конденсаторе)

$$P_{\text{пот}} = UI \cos \varphi,$$

где φ — угол сдвига фаз тока и напряжения (см. векторную диаграмму).

Но $\varphi = 90^\circ - \delta$, поэтому

$$P_{\text{пот}} = UI \sin \delta.$$

Приблизительно можно считать, что

$$P_{\text{пот}} \approx UI \delta. \quad (1.7)$$

Реактивная мощность

$$P_{\text{реакт}} = UI.$$

Следовательно, добротность (качество) конденсатора

$$Q_C = \frac{P_{\text{реакт}}}{P_{\text{пот}}} = \frac{UI}{UI \delta} = \frac{1}{\delta}, \quad (1.8)$$

или

$$Q_C = \frac{1}{R_{\text{п}} \omega C} = R_{\text{ш}} \omega C. \quad (1.9)$$

Таким образом, потери в конденсаторе могут характеризоваться либо углом потерь, либо добротностью (качеством). Угол потерь и добротность каждого конденсатора не остаются постоянными. Они зависят от температуры и частоты тока: при повышении температуры и частоты угол потерь возрастает, а добротность уменьшается.

4. Индуктивность в цепи переменного тока

На рис. 1.5, а изображена электрическая цепь, состоящая из генератора переменного тока и идеальной катушки индуктивности; активное сопротивление цепи равно нулю. Напряжение генератора

с течением времени изменяется по синусоидальному закону, и его мгновенное значение определяется выражением

$$u_{\text{ген}} = U_{m \text{ ген}} \sin \omega t.$$

Под действием напряжения генератора в цепи проходит переменный синусоидальный ток, амплитудное значение которого

$$I_m = \frac{U_{m \text{ ген}}}{X_L},$$

где $U_{m \text{ ген}}$ — амплитудное значение приложенного напряжения;
 X_L — индуктивное сопротивление катушки.

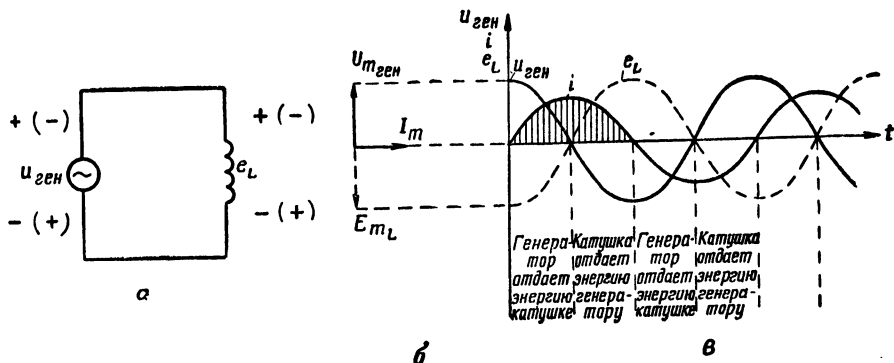


Рис. 1.5. Фазовые соотношения в цепи, содержащей индуктивность

Известно, что индуктивное сопротивление катушки зависит от ее индуктивности и частоты тока (рис. 1.6):

$$X_L = \omega L = 2\pi f L. \quad (1.10)$$

Поэтому амплитудное значение тока, проходящего через индуктивность,

$$I_m = \frac{U_{m \text{ ген}}}{X_L} = \frac{U_{m \text{ ген}}}{\omega L} = \frac{U_{m \text{ ген}}}{2\pi f L},$$

т. е. величина тока, проходящего через индуктивность, прямо пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна частоте тока и величине индуктивности.

В магнитном поле катушки запасается энергия

$$W_L = \frac{L i^2}{2}, \quad (1.11)$$

где W_L — количество энергии в джоулях;
 L — индуктивность катушки в генри;
 i — ток в амперах.

В цепи устанавливается режим реактивной мощности, т. е. обмен энергией между генератором и катушкой. Переменный синусо-

идальный ток, проходя через катушку, возбуждает в ней электродвижущую силу самоиндукции. В течение первой четверти периода (рис. 1.5, в), когда мгновенное значение тока возрастает, в катушке согласно правилу Ленца возникает э. д. с. самоиндукции, препятствующая увеличению тока.

В течение второй четверти периода, когда мгновенное значение тока уменьшается, в катушке возникает э. д. с. самоиндукции, препятствующая уменьшению тока. Можно считать, что в течение второй четверти периода источником энергии является катушка, а нагрузкой — генератор.

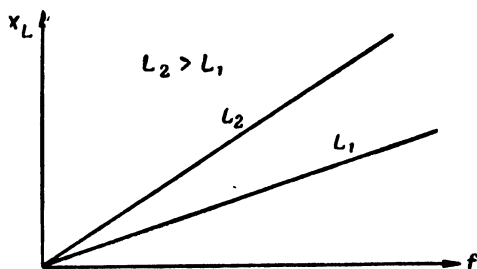


Рис. 1.6. Зависимость индуктивного сопротивления от частоты для двух катушек различной индуктивности

Величина э. д. с. самоиндукции определяется скоростью изменения тока. Скорость изменения тока имеет наибольшее значение в тот момент, когда мгновенное значение тока равно нулю. Э. д. с. самоиндукции в любой момент уравнивает напряжение генератора. В соответствии с этим на рис. 1.5, б и 1.5, в изображены векторная и развернутая диаграммы.

В цепи, содержащей индуктивность, ток отстает по фазе на четверть периода (90°) от напряжения генератора и опережает на четверть периода э. д. с. самоиндукции. Э. д. с. самоиндукции отстает по фазе от тока, ее создавшего, на четверть периода. Э. д. с. самоиндукции препятствует изменению тока через катушку и обуславливает индуктивное сопротивление катушки переменному току.

5. Поверхностный эффект

Активные сопротивления конденсатора и катушки обусловлены неизбежными тепловыми потерями энергии, а при очень высоких частотах и потерями на излучение. Сопротивление провода переменному току высокой частоты всегда больше, чем сопротивление того же провода постоянному току.

Известно, что постоянный ток равномерно распределяется по всей площади поперечного сечения провода. Сопротивление провода постоянному току (омическое сопротивление) зависит от поперечного сечения провода, длины его, а также от удельного сопротивления металла, из которого выполнен провод:

$$R_0 = \rho \frac{l}{S},$$

где ρ — удельное сопротивление металла;
 l — длина провода;
 S — площадь поперечного сечения.

Переменный ток, особенно высокой частоты, распределяется по поперечному сечению провода неравномерно. Плотность тока¹ имеет наибольшее значение на поверхности провода и наименьшее — на его оси. По мере повышения частоты тока неравномерность распределения плотности тока увеличивается. При очень высоких частотах ток проходит лишь по тонкому поверхностному слою провода, а по мере удаления от поверхности к центру плотность тока быстро падает до нуля. Это явление получило название **поверхностного эффекта**. Поясним физическую сущность его. Индуктивность и индуктивное сопротивление провода зависят от величины магнитного потока, создаваемого током и охватывающего провод (имеются в виду переменный ток и переменный магнитный поток). По этой причине индуктивность прямого отрезка провода меньше индуктивности того же отрезка провода, свернутого в виток. На рис. 1.7, а показана структура магнитного поля прямого провода круглого сечения. Из рисунка видно, что часть магнитных силовых линий находится внутри самого провода.

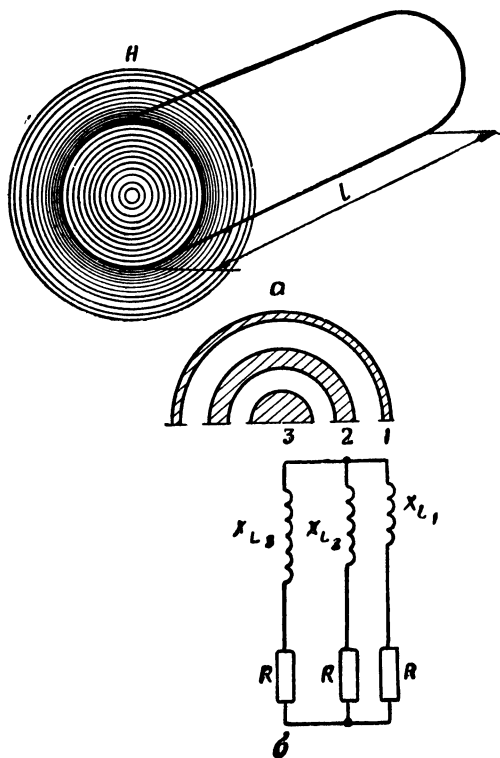


Рис. 1.7. Структура магнитного поля (а) и сопротивление переменному току (б) различных слоев цилиндрического провода

Цилиндрический провод можно представить в виде нескольких концентрически расположенных слоев одинакового поперечного сечения S (рис. 1.7, б). Каждый такой слой представляет собой проводник длиной l , равной длине самого цилиндрического провода. Так как поперечные сечения всех выделенных слоев равны, то сопротивления этих проводников постоянному току, найденные по формуле

$$R_0 = \rho \frac{l}{S},$$

¹ Плотностью тока называют величину тока, приходящуюся на единицу поперечного сечения (на 1 см^2 или 1 мм^2).

будут одинаковы. Если к проводу круглого сечения приложено некоторое постоянное напряжение U_0 , то все выделенные проводники, как параллельно включенные, будут находиться под одинаковым напряжением. При этом величина тока во всех проводниках будет одинаковой и равной

$$I_0 = \frac{U_0}{R_0}.$$

Это означает, что постоянный ток равномерно распределяется и имеет одинаковую плотность по всему поперечному сечению провода.

Если проводник находится в цепи переменного тока, необходимо учитывать его индуктивное сопротивление. Индуктивность и индуктивное сопротивление различных слоев провода неодинаковы. В самом деле: наружный слой провода охватывается только внешним магнитным потоком, а внутренние слои еще и частью внутреннего магнитного потока, причем наибольший магнитный поток охватывает центральную часть провода. Отсюда индуктивность и индуктивное сопротивление внутренних слоев больше, чем наружных (рис. 1.7, б). Поэтому переменный ток, текущий по внутренним слоям провода, меньше тока, текущего по слоям, расположенным ближе к поверхности провода.

Таким образом, переменный ток распределяется по поперечному сечению провода неравномерно и проходит преимущественно по поверхностному слою. По этой же причине индуктивность прямого провода зависит от его диаметра. Чем меньше диаметр провода, тем большая доля всего магнитного потока находится вне провода и тем больше его индуктивность. Поэтому для уменьшения индуктивности соединительных проводов или выводов деталей эти провода делают большого диаметра (например, выводы электродов ламп, предназначенных для сверхвысоких частот).

При повышении частоты переменного тока индуктивное сопротивление возрастает пропорционально частоте. Однако величина тока в проводе определяется не индуктивным, а полным сопротивлением. На рис. 1.7, б из поперечного сечения провода штриховкой выделены наружный слой 1, средний слой 2 и центральная часть провода 3. Площадь поперечного сечения всех частей одинакова, поэтому активное сопротивление проводников, соответствующих заштрихованным участкам сечения, одинаково и равно R . Полное сопротивление наружного слоя провода

$$Z_1 = \sqrt{R^2 + X_{L1}^2}.$$

Полное сопротивление второго (среднего) слоя

$$Z_2 = \sqrt{R^2 + X_{L2}^2}.$$

Полное сопротивление центральной части провода

$$Z_3 = \sqrt{R^2 + X_{L3}^2}.$$

Сравнивая выражения для Z_1 , Z_2 и Z_3 , можно заметить, что при повышении частоты полное сопротивление центральной части провода увеличивается в большее число раз, чем сопротивление наружного слоя, так как $X_{L3} > X_{L2} > X_{L1}$. Поэтому при повышении частоты плотность тока в центральной части провода уменьшается, а в слоях, близких к поверхности, увеличивается.

При высокой частоте плотность тока внутри провода оказывается так мала, что ее можно не принимать в расчет и считать, что ток проходит лишь по поверхностному слою провода.

Чем выше частота тока, тем тоньше поверхностный слой, по которому проходит ток (меньше глубина проникновения тока в проводник).

Глубина проникновения тока характеризуется следующими размерными цифрами.

Частота (длина волны)	Толщина слоя, по которому проходит ток, мм
100 кГц ($\lambda = 3000$ м)	0,2
1 МГц ($\lambda = 300$ м)	0,06
100 МГц ($\lambda = 3$ м)	0,006
3000 МГц ($\lambda = 10$ см)	0,001 (1 микрон)

Таким образом, при переменном токе высокой частоты внутренняя часть поперечного сечения провода не используется. При повышении частоты «полезное» сечение провода уменьшается и активное сопротивление провода возрастает.

Например, медный провод диаметром 3 мм для переменного тока частотой 100 кГц имеет сопротивление, в 3,6 раза большее, чем для постоянного тока. Тот же провод при частоте 1 МГц имеет сопротивление, в 11 раз большее, чем для постоянного тока; при частоте 100 МГц — в сто одиннадцать раз; при частоте 3000 МГц — в шестьсот раз.

Вследствие увеличения активного сопротивления провода при повышении частоты резко возрастают потери энергии. Для уменьшения их следует увеличивать поверхность провода и уменьшать его удельное сопротивление. Ради этого провода, предназначенные для использования в цепях высокой и особенно сверхвысокой частоты, покрывают тонким слоем серебра и часто выполняют в виде широких лент, имеющих большую поверхность.

Потери энергии на тепло в проводах возникают также за счет вихревых токов. Это в первую очередь относится к проводам большого диаметра. В целях уменьшения этих потерь провода для цепей высокой частоты выполняют в виде тонкостенных трубок.

6. Добротность (качество) катушек

Всякая реальная катушка индуктивности обладает не только индуктивностью, но и некоторым активным сопротивлением, обусловленным потерями энергии в обмотке катушки и в ее каркасе.

Активное сопротивление катушки удобнее считать включенным последовательно¹. Эквивалентная схема реальной катушки изображена на рис. 1.8.

Переменный ток, проходящий через катушку, создает падение напряжения как на индуктивном, так и на активном сопротивлениях. Падение напряжения U_R на активном сопротивлении совпадает по фазе с током, а падение на индуктивном сопротивлении опережает ток на четверть периода (90°).

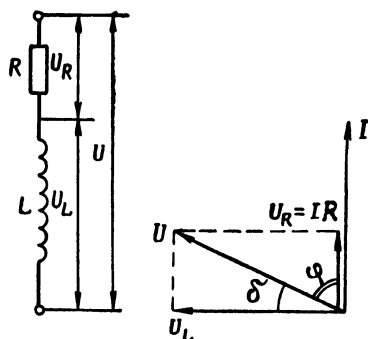


Рис. 1.8. Эквивалентная схема и векторная диаграмма катушки с потерями

Из векторной диаграммы, показанной на рис. 1.8, следует, что в катушке с потерями ток и напряжение сдвинуты между собой по фазе на угол меньше 90° , т. е. меньше чем на четверть периода. Активное сопротивление радиотехнических катушек в десятки и сотни раз меньше их индуктивного сопротивления, поэтому угол ϕ лишь немного меньше 90° . Угол δ , равный $90^\circ - \phi$, можно назвать углом потерь катушки по аналогии с углом потерь конденсатора. Однако оценивать не углом потерь δ , а добротностью катушки

$$Q_L = \operatorname{ctg} \delta = \frac{U_L}{U_R} = \frac{X_L}{R} = \frac{\omega L}{R}. \quad (1.12)$$

Таким образом, добротность катушки — это безразмерная величина, представляющая собою отношение индуктивного сопротивления катушки к активному.

Активные потери энергии в катушке зависят от частоты. Как показано в п. 5, активное сопротивление провода при повышении частоты тока резко возрастает из-за поверхностного эффекта. Активное сопротивление катушки индуктивности дополнительно возрастает за счет т. н. эффекта близости.

За счет близкого расположения соседних витков катушки каждый виток охватывается не только «своим» магнитным потоком, но и потоком соседних витков. За счет этого не только резко возрастает индуктивность катушки в сравнении с индуктивностью прямого провода, но и существенно изменяется распределение тока по поперечному сечению провода катушки. Из-за неравномерного распределения магнитной индукции плотность тока оказывается наибольшей на той части поверхности провода, которая обращена к оси катушки (к каркасу).

¹ Последовательное сопротивление может быть пересчитано в параллельное по формуле $R_{\text{ш}} = \frac{X_L^2}{R_n}$.

В результате полезное поперечное сечение провода уменьшается и активное сопротивление катушки дополнительно возрастает. К потерям на тепло следует прибавить потери на излучение, которые возрастают с повышением частоты.

Из всего сказанного понятно, что чем выше частота, тем труднее изготовить катушку с высокой добротностью. Для радиотехнических целей применяются катушки с малыми потерями, т. е. с высокой добротностью, которая бывает в пределах 50—300.

7. Детали колебательного контура

В радиотехнической аппаратуре применяются конденсаторы и катушки самых разнообразных типов и конструкций. Конденсаторы могут быть разделены на конденсаторы постоянной емкости, переменной емкости и полупеременные.

Конденсаторы постоянной емкости применяются в контурах с постоянной (фиксированной) настройкой, а также во многих других элементах радиотехнических схем. Конденсаторы переменной емкости применяются для плавной настройки контуров в широком диапазоне частот, а также для регулировок вне колебательного контура. Полупеременные, или подстроечные, конденсаторы, емкость которых можно изменять с последующим закреплением подвижной части конденсатора, применяются в тех случаях, когда емкость устанавливается при регулировке прибора и не изменяется в процессе эксплуатации.

В качестве диэлектрика в конденсаторах используют воздух, керамику, слюду, бумагу, синтетические пленки. Конденсаторы переменной емкости почти всегда изготовляют с воздушным диэлектриком. Полупеременные конденсаторы изготовляют воздушными или керамическими. В колебательных контурах применяются конденсаторы с добротностью 300—1000 и более. Поэтому для колебательных контуров пригодны воздушные, керамические и слюдяные конденсаторы. Бумажные и пленочные конденсаторы в колебательных контурах не применяются из-за низкой добротности и малой стабильности.

Конденсатор переменной емкости в первую очередь характеризуется отношением его максимальной емкости к минимальной; это отношение называют коэффициентом перекрытия:

$$K = \frac{C_{\text{макс}}}{C_{\text{мин}}}.$$

Коэффициент перекрытия не бывает больше 40—50. В аппаратуре широко применяются вдвоенные и строенные конденсаторы переменной емкости (рис. 1.9).

Полупеременные конденсаторы применяются главным образом для подгонки резонансных частот контуров. Максимальная емкость полупеременных конденсаторов, как правило, не превышает 40 пф; наиболее часто применяются конденсаторы емкостью 15—30 пф. На

рис. 1.10 показан внешний вид дискового керамического полупеременного конденсатора.

Керамические конденсаторы постоянной емкости изготавливаются в виде дисков, трубочек и чашечек из специальной керамики с повышенной диэлектрической проницаемостью и малыми потерями. Обкладки конденсатора выполняются в виде тонкого слоя серебра, наносимого на поверхность керамики.

Керамические конденсаторы выпускаются емкостью от нескольких пикофард до сотен пикофард.

Слюдяные конденсаторы, выпускаемые промышленностью, для повышения стабильности заключены в металлический корпус или запрессованы в пластмассу. Емкость слюдяных конденсаторов бывает от нескольких десятков до нескольких тысяч пикофард.

Катушки индуктивности, применяемые в колебательных

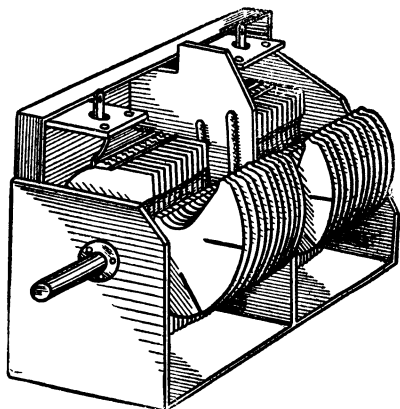


Рис. 1.9. Сдвоенный конденсатор переменной емкости

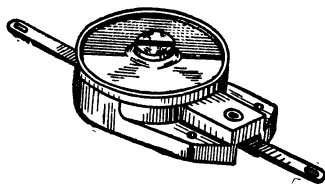


Рис. 1.10. Керамический подстроечный (полупеременный) конденсатор

контурах, имеют индуктивность от нескольких микрогенри до нескольких миллигенри. Добротность (качество) катушки определяется отношением реактивного сопротивления к активному:

$$Q_L = \frac{\omega L}{R}.$$

Активное сопротивление катушки на длинных, средних и коротких волнах содержит в себе активное сопротивление провода катушки, сопротивление, учитывающее диэлектрические потери в каркасе катушки, и сопротивление, учитывающее потери в экранах и сердечниках. На ультракоротких волнах активное сопротивление катушки учитывает также потери на излучение.

Каркасы катушек изготавливают из материалов с малыми диэлектрическими потерями (высокочастотная керамика, полистирол, высокочастотная пластмасса и др.). От качества каркаса зависят добротность катушки и стабильность ее параметров. Для предохранения катушек от влаги их иногда покрывают негигроскопичным составом.

Катушки малой индуктивности имеют однослойную обмотку — сплошную или с принудительным шагом (т. е. с интервалами между витками). Катушки большой индуктивности (более 250 мкГн) для уменьшения габаритов выполняются, как правило, многослойными. Катушки, рассчитанные на значительный ток (например, катушки контуров мощных передатчиков), выполняются из провода большого сечения и, как правило, посеребренного.

Большая часть катушек, главным образом в приемниках, имеет сердечник из магнитодиэлектрика (высокочастотный феррит, альси-

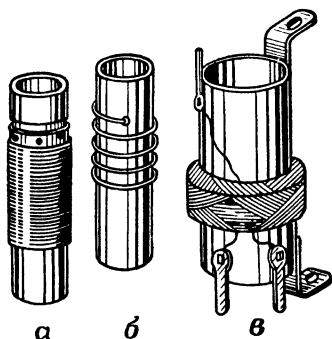


Рис. 1.11. Катушки индуктивности с различными видами намотки:

а — однослойная сплошная; *б* — однослойная с принудительным шагом; *в* — универсальная

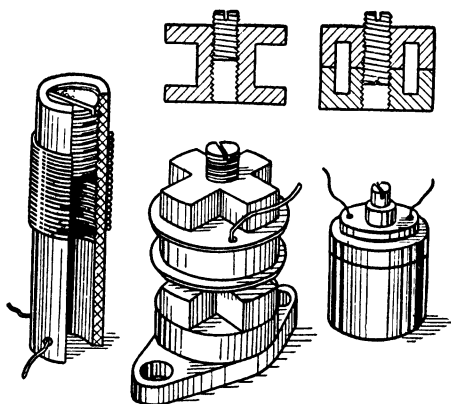


Рис. 1.12. Катушки индуктивности с магнитными сердечниками

фер, карбонильное железо и др.). Сердечники из магнитодиэлектрика обладают относительно высокой магнитной проницаемостью (до нескольких десятков), благодаря чему можно получить заданную индуктивность при меньшем числе витков (с меньшим количеством провода). Это уменьшает потери в проводе. Потери в самом сердечнике незначительны, поэтому добротность катушки с сердечником оказывается выше, чем такой же по индуктивности катушки, но без сердечника.

Применение сердечников позволяет также регулировать величину индуктивности катушек. Для этого сердечник делают, например, ввинчивающимся по резьбе в каркас катушки. Чем больше вдвинут сердечник внутрь катушки, тем больше будет индуктивность катушки.

Катушки выполняются также на сердечниках с замкнутой магнитной цепью. Достоинством таких катушек являются малые габариты при большой индуктивности, а также отсутствие магнитных полей в пространстве, окружающем катушку. Изменять индуктивность катушки можно также сердечником из диамагнитного металла (латунь, алюминий). Магнитная проницаемость этих металлов

меньше единицы, поэтому введение такого сердечника в катушку уменьшает ее индуктивность. Однако в сплошном металлическом сердечнике велики потери энергии за счет вихревых токов. Поэтому латунные и алюминиевые сердечники применяются при необходимости получить катушку (и контур) с малой добротностью. На рис. 1.11 и 1.12 показаны различные по конструкции катушки, применяемые в радиоаппаратуре.

§ 2. СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ЗАМКНУТОМ КОНТУРЕ

1. Колебания в идеальном контуре

На рис. 1.13 изображена схема, поясняющая возникновение свободных колебаний в контуре.

Сообщим контуру некоторый начальный запас энергии. Для этого необходимо переключатель поставить в положение 1, чтобы конденсатор C подключить к батарее и зарядить. В результате между обкладками конденсатора возникает разность потенциалов E , равная напряжению источника. Верхняя пластина конденсатора заряжается положительно, нижняя — отрицательно. На верхней обкладке образуется недостаток электронов, а на нижней — избыток. Процесс заряда конденсатора происходит очень быстро, так как активное сопротивление цепи ничтожно мало (имеется в виду источник с малым внутренним сопротивлением).

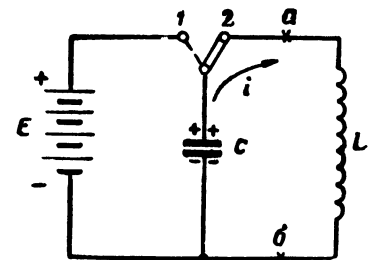


Рис. 1.13. Схема, поясняющая возникновение свободных колебаний в контуре

В электрическом поле конденсатора оказывается запасенным количество энергии, равное

$$W_{mc} = \frac{CE^2}{2},$$

где W_{mc} — количество энергии в джоулях;
 C — емкость конденсатора в фарадах;
 E — величина напряжения в вольтах.

Переведем переключатель из положения 1 в положение 2. При этом заряженный конденсатор оказывается подключенным к катушке индуктивности и получает возможность разряжаться через нее. За счет разряда конденсатора в контуре возникает колебательный процесс (рис. 1.14).

За начало его примем момент $t=0$. В этот момент под действием разности потенциалов E , имеющейся между пластинами конденсатора, в контуре появляется ток, направленный от верхней обкладки

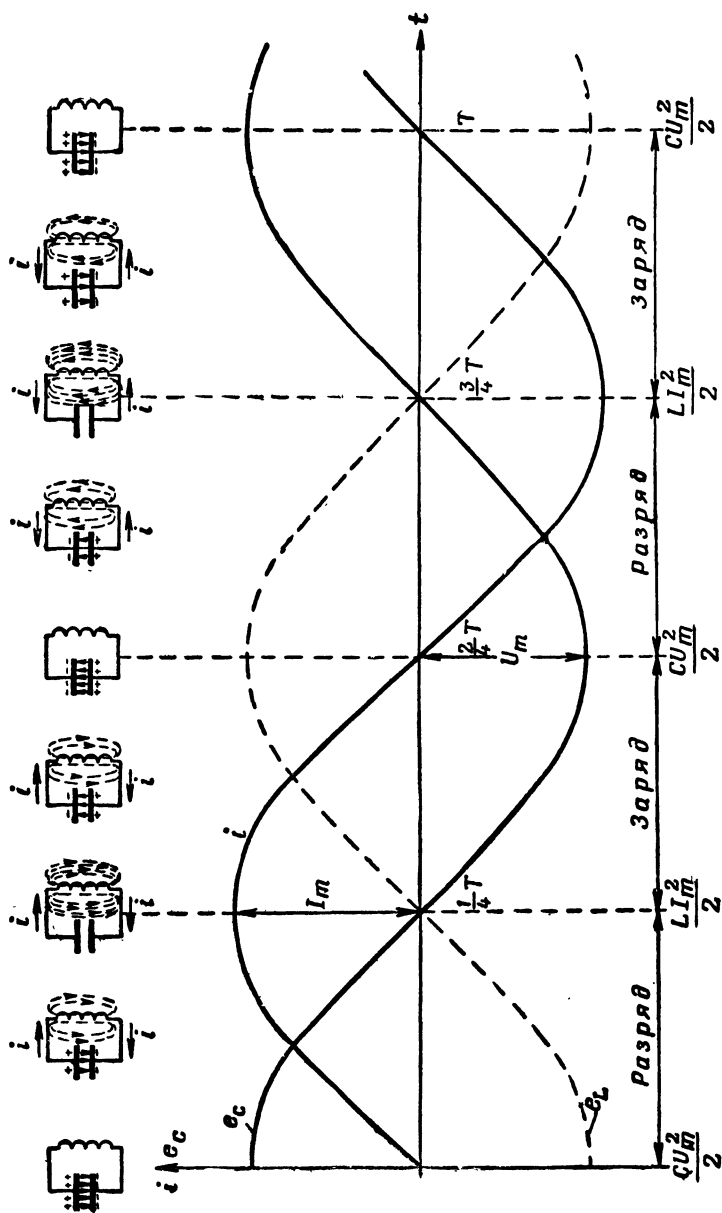


Рис. 1.14. Свободные колебания в контуре

к нижней (направление этого тока показано на рис. 1.13 стрелкой). При этом согласно правилу Ленца возникает э. д. с. самоиндукции встречного знака, которая препятствует быстрому нарастанию тока и замедляет разряд конденсатора. При разряде конденсатора уменьшаются отрицательный заряд нижней пластины и положительный заряд верхней пластины. Одновременно уменьшаются разность потенциалов и напряженность электрического поля между обкладками конденсатора. Количество энергии в электрическом поле конденсатора уменьшается, тогда как величина тока и напряженность магнитного поля катушки увеличиваются; энергия превращается из электрической в магнитную, переходит из конденсатора в катушку индуктивности. Количество энергии в магнитном поле в любой момент времени определяется выражением

$$W_L = \frac{Li^2}{2},$$

где W_L — количество энергии в магнитном поле катушки в джоулях;
 L — индуктивность катушки в генри;
 i — мгновенное значение тока, протекающего через катушку, в амперах.

К моменту времени $t = \frac{1}{4} T$ конденсатор разряжается и разность потенциалов между его обкладками становится равной нулю. Ток в контуре и напряженность магнитного поля в катушке в этот момент максимальны: вся электрическая энергия превратилась в магнитную. Количество энергии в магнитном поле катушки

$$W_{mL} = \frac{LI_m^2}{2},$$

где I_m — амплитудное значение тока в катушке в амперах.

Как показано выше, в момент времени $t = \frac{1}{4} T$ разность потенциалов между обкладками конденсатора равна нулю. Казалось бы, движение зарядов (электронов) в этом случае должно прекратиться, т. е. ток должен уменьшиться до нуля. Но энергия, запасенная в магнитном поле катушки, согласно закону сохранения энергии исчезнуть не может. При уменьшении тока в катушке возникает э. д. с. самоиндукции согласного знака, под действием которой продолжается движение зарядов в прежнем направлении. В результате верхняя пластина конденсатора заряжается отрицательно, а нижняя — положительно (т. е. количество электронов продолжает уменьшаться на нижней пластине и увеличивается на верхней).

Энергия из магнитного поля катушки переходит в электрическое поле конденсатора. С течением времени ток и количество магнитной энергии в катушке уменьшаются, а разность потенциалов между обкладками конденсатора и количество электрической энергии в нем увеличиваются.

К моменту времени $t = \frac{2}{4} T$ магнитная энергия превращается в

электрическую — конденсатор снова заряжается до первоначального значения, но знак разности потенциалов и направление электрического поля изменяются.

Затем снова начинается разряд конденсатора через катушку индуктивности. Под действием разности потенциалов между обкладками конденсатора в контуре проходит ток от нижней обкладки конденсатора к верхней.

При появлении и возрастании тока в катушке снова возникает э. д. с. самоиндукции, которая препятствует быстрому нарастанию тока и замедляет разряд конденсатора. При этом величина заряда на каждой его обкладке, разность потенциалов и напряженность электрического поля между обкладками уменьшаются.

Уменьшается также и количество энергии, запасенное в электрическом поле конденсатора, в то время как величина тока в контуре и количество энергии в магнитном поле катушки увеличиваются. Электрическая энергия превращается в магнитную.

К моменту времени $t = \frac{3}{4} T$ разряд конденсатора заканчивается. Разность потенциалов между обкладками конденсатора, под действием которой через катушку шел ток, становится равной нулю, но движение зарядов в цепи не прекращается, так как в витках катушки возникает э. д. с. самоиндукции, которая поддерживает ток в прежнем направлении. В результате конденсатор снова перезарядается и энергия переходит из магнитного поля катушки в электрическое поле конденсатора.

К моменту времени $t = T$ разность потенциалов между обкладками конденсатора становится максимальной и равной первоначальному значению, до которого был заряжен конденсатор от источника.

После этого начинается разряд конденсатора через катушку индуктивности и процесс повторяется.

Процесс непрерывного превращения энергии из электрической в магнитную и из магнитной в электрическую называют электромагнитными колебаниями. Время T , в течение которого происходит одно колебание, называют периодом колебаний.

Так как колебания в контуре получаются за счет разряда конденсатора через катушку индуктивности и происходят без какого-либо внешнего воздействия, они называются свободными или собственными колебаниями контура.

При свободных колебаниях на зажимах контура (точки a , b на рис. 1.13) можно обнаружить переменную разность потенциалов (переменное напряжение), а в контуре — переменный ток.

Мощность, расходуемая в идеальном (без потерь) контуре, равна нулю, так как фазовый сдвиг между током и напряжением составляет четверть периода (90°):

$$P = UI \cos \varphi;$$

но $\cos \varphi = \cos 90^\circ = 0$, следовательно,

$$P = UI \cos \varphi = 0.$$

Таким образом, в контуре происходит обмен реактивной энергией между конденсатором и катушкой.

Выше предполагалось, что активное сопротивление в контуре равно нулю, т. е. отсутствуют потери в катушке, соединительных проводах и диэлектрике конденсатора. При этих условиях запасенная контуром энергия в процессе колебаний не расходуется, т. е. не превращается в тепло или в другие виды энергии. Значит, амплитуда тока в контуре и амплитуда переменной разности потенциалов (напряжения) на зажимах контура с течением времени остаются неизменными.

Колебания, амплитуда которых с течением времени не изменяется, называются незатухающими.

2. Величины, характеризующие свободные колебания

Частота и период свободных колебаний

Частота свободных колебаний определяется величинами L и C контура. В процессе колебаний энергия электрического поля целиком превращается в энергию магнитного поля (если полагать, что потери энергии отсутствуют). Поэтому максимальные значения энергии электрического поля конденсатора и энергии магнитного поля катушки равны:

$$W_{mC} = W_{mL},$$

или

$$\frac{CU_m^2}{2} = \frac{LI_m^2}{2}, \quad (1.13)$$

где U_m — амплитудное значение напряжения на контуре;
 I_m — амплитудное значение тока в контуре.

Для колебательного контура справедливы законы и положения теории переменного тока. Между амплитудой тока I_m , проходящего в контуре, и амплитудой напряжения U_m на катушке индуктивности (на контуре) существует соотношение

$$U_m = I_m \omega_0 L,$$

где ω_0 — угловая (круговая) частота тока в контуре.

Подставив это выражение в равенство (1.13), получим

$$\frac{LI_m^2}{2} = \frac{CU_m^2}{2} = \frac{C(I_m \omega_0 L)^2}{2} = \frac{CI_m^2 \omega_0^2 L^2}{2}.$$

Сократив на $\frac{LI_m^2}{2}$, получим

$$1 = CL\omega_0^2$$

Из этого выражения легко найти значение угловой (круговой) частоты:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (1.14)$$

Но $\omega_0 = 2\pi f_0$, отсюда

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}, \quad (1.15)$$

где f_0 — частота свободных (собственных) колебаний идеального контура в герцах;

L — индуктивность катушки контура в генри;

C — емкость конденсатора контура в фарадах.

Следовательно, чем больше емкость и индуктивность контура, тем ниже частота его собственных колебаний.

Период T_0 свободных колебаний идеального контура определяется формулой

$$T_0 = \frac{1}{f_0} = 2\pi \sqrt{LC}, \quad (1.16)$$

где T_0 — период свободных колебаний контура в секундах.

Зависимость периода и частоты свободных колебаний контура от величин C и L объясняется следующим: увеличение емкости увеличивает время заряда и разряда конденсатора (при прочих равных условиях), так как для создания между обкладками конденсатора той же разности потенциалов требуется большее количество электричества, а это в свою очередь требует большего времени. При увеличении индуктивности возрастает противодействие изменениям тока, следовательно, ток медленнее нарастает и медленнее уменьшается.

В радиотехнике используются колебательные контуры, состоящие из емкости в несколько сотен пикофард и меньше, и индуктивности в несколько миллигенри и меньше.

Пример. Колебательный контур состоит из катушки, индуктивность которой $L = 400$ мкГн, и конденсатора, емкость которого $C = 400$ пф. Определить частоту и период свободных колебаний контура.

Угловая частота свободных колебаний

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{400}{10^6} \cdot \frac{400}{10^{12}}}} = \frac{1}{\frac{400}{10^9}} = 2,5 \cdot 10^6 \text{ рад/сек.}$$

Частота свободных колебаний

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}} = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{2,5 \cdot 10^6}{6,28} \approx 400 \cdot 10^3 \text{ гц} = 400 \text{ кгц.}$$

Период свободных колебаний

$$T_0 = 2\pi \sqrt{LC} = 6,28 \cdot \frac{400}{10^9} = 6,28 \cdot 4 \cdot 10^{-7} \approx 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ сек} = 2,5 \text{ мксек.}$$

Длина волны

Строго говоря, понятие о длине волны нельзя связывать с колебательным контуром, поскольку в нем не возникают волны; в контуре получается переменный электрический ток, а на зажимах контура — переменная разность потенциалов (переменное напряжение). Однако в передающем устройстве энергия электромагнитных колебаний высокой частоты (переменный ток и переменное напряжение) из колебательного контура передается в антенну, которая излучает эту энергию в окружающее пространство. В пространстве энергия распространяется в виде электромагнитных волн.

Определенной частоте колебаний (или периоду) в контуре соответствует определенная длина волны в пространстве.

Длиной волны называют расстояние, на которое распространяется электромагнитная энергия за время одного периода.

Длина волны определяется выражением

$$\lambda = vT, \quad (1.17)$$

где λ — длина волны в метрах;

v — скорость распространения электромагнитной энергии
в м/сек;

T — период колебаний в секундах.

Так как $T = \frac{1}{f}$, то

$$\lambda = \frac{v}{f}, \quad (1.18)$$

где f — частота колебаний в герцах.

Чем выше частота колебаний (меньше период), тем короче длина волны.

Скорость распространения электромагнитной энергии (электромагнитных волн или радиоволн) в свободном пространстве — величина постоянная, равная скорости света ($v = 3 \cdot 10^8$ м/сек).

В радиотехнической практике частоту принято выражать в килогерцах и мегагерцах. Перепишем формулу (1.18):

$$\lambda [м] = \frac{v [м/сек]}{f [гц]} = \frac{3 \cdot 10^8}{f [гц]} = \frac{3 \cdot 10^5}{f [кгц]} = \frac{300}{f [Мгц]}.$$

Иногда контур характеризуют не частотой собственных колебаний, а длиной волны. Длина волны в пространстве определяется частотой тока в передающей антенне, а в конечном счете — частотой (или периодом) собственных колебаний контура. Можно установить связь между длиной волны и основными (первичными) параметрами контура:

$$\lambda_0 = vT_0 = \frac{v}{f_0},$$

где λ_0 — собственная длина волны контура в метрах.

Отсюда

$$\lambda_0 [м] = v \cdot 2\pi \sqrt{LC} = 3 \cdot 10^8 \cdot 2\pi \sqrt{L [гн] C [ф]}. \quad (1.19)$$

Для практических расчетов удобно индуктивность выражать в микрогенри, а емкость — в пикофарадах. В этом случае выражение (1.19) будет иметь вид

$$\begin{aligned} \lambda_0 [м] &= v \cdot 2\pi \sqrt{L [гн] C [ф]} = 3 \cdot 10^8 \cdot 6,28 \sqrt{\frac{L [мкгн]}{10^6} \cdot \frac{C [пф]}{10^{12}}} = \\ &= \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 6,28}{10^9} \sqrt{L [мкгн] C [пф]} \approx 1,88 \sqrt{L [мкгн] C [пф]}. \quad (1.20) \end{aligned}$$

Иногда возникает задача обратного порядка: по заданной длине волны и одному из основных параметров контура (L или C) определить другой параметр. Удобная для подобных случаев формула получается путем возведения в квадрат и простого преобразования формулы (1.20):

$$\lambda_0^2 = 3,54LC,$$

откуда

$$L [мкгн] = \frac{\lambda^2 [м]}{3,54C [пф]}; \quad C [пф] = \frac{\lambda^2 [м]}{3,54L [мкгн]}.$$

Пример. Контур состоит из катушки, индуктивность которой $L = 400$ мкгн, и конденсатора, емкость которого $C = 400$ пф. Определить собственную длину волны контура.

$$\lambda_0 = 1,88 \sqrt{L [мкгн] C [пф]} = 1,88 \sqrt{400 \cdot 400} \approx 750 \text{ м.}$$

Характеристическое (волновое) сопротивление контура

При свободных колебаниях в контуре между напряжением на контуре и величиной тока в контуре существует определенное соотношение, которое зависит от параметров контура. При одинаковой амплитуде напряжения на контуре амплитуда тока в контуре может быть различна. Это означает, что у разных контуров сопротивление току свободных колебаний различно. С этой стороны свойства контура оцениваются величиной его характеристического (волнового) сопротивления.

Будем исходить из равенства

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

Решив уравнение относительно I_m^2 , получим

$$I_m^2 = \frac{CU_m^2}{L}.$$

Извлечем корень из обеих частей уравнения:

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

Выражение $\sqrt{\frac{L}{C}} = \rho$ имеет размерность сопротивления и называется характеристическим или волновым сопротивлением контура.

Смысл характеристического сопротивления контура можно показать на следующем примере. Пусть два контура (рис. 1.15) имеют одинаковую частоту собственных (свободных) колебаний, но отличаются соотношением индуктивности и емкости: первый контур образован малой емкостью и значительной индуктивностью, второй — большой емкостью и малой индуктивностью.

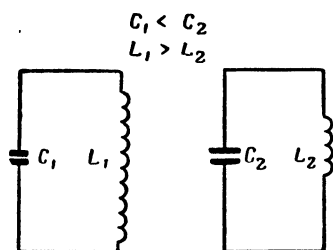


Рис. 1.15. Контур с различными волновыми сопротивлениями

Оба конденсатора заряжены до одинакового по величине напряжения. При этом в конденсаторе C_1 первого контура оказывается запасенным меньшее количество электричества (электрической энергии), чем в конденсаторе второго контура. Период колебаний в обоих случаях одинаков, но в первом контуре количество колеблющейся энергии мало и ток в контуре также мал. Во втором контуре ток больше, так как больше количество колеблющейся в контуре энергии. При неизменном напряжении на контуре колебательный ток контура зависит от соотношения величин L и C контура.

Ток свободных колебаний во втором контуре больше, чем в первом, поэтому следует считать, что волновое сопротивление второго контура меньше, чем первого.

При свободных колебаниях в контуре проходит синусоидальный переменный ток. Индуктивное сопротивление катушки этому току равно

$$X_L = \omega_0 L.$$

Угловая частота свободных колебаний

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Подставив значение ω_0 в формулу индуктивного сопротивления, получим

$$X_L = \omega_0 L = \frac{1}{\sqrt{LC}} L = \sqrt{\frac{L}{C}} = \rho. \quad (1.21)$$

Емкостное сопротивление конденсатора для тока свободных колебаний равно

$$X_C = \frac{1}{\omega_0 C}.$$

Подставив сюда значение ω_0 , получим

$$X_C = \frac{1}{\omega_0 C} = \frac{1}{\frac{1}{\sqrt{LC}} C} = \frac{\sqrt{LC}}{C} = \sqrt{\frac{L}{C}} = \rho. \quad (1.22)$$

Таким образом, индуктивное сопротивление катушки или емкостное сопротивление конденсатора для тока свободных колебаний равно характеристическому сопротивлению контура.

Пример. Контур состоит из катушки, индуктивность которой $L = 400 \text{ мкГн}$, и конденсатора, емкость которого $C = 400 \text{ пф}$. Определить амплитуду тока в контуре, если амплитуда напряжения $U_m = 100 \text{ в}$.

Характеристическое сопротивление контура

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{400 \cdot 10^{-6}}{400 \cdot 10^{-12}}} = 10^3 \text{ ом} = 1000 \text{ ом}.$$

Амплитуда тока в контуре

$$I_m = \frac{U_m}{\rho} = \frac{100}{1000} = 0,1 \text{ а}.$$

3. Затухание колебаний в контуре

Как уже указывалось, реальный колебательный контур всегда содержит активное сопротивление, в котором в процессе колебаний часть энергии контура безвозвратно расходуется на тепло.

Вследствие этого количество энергии в контуре непрерывно уменьшается и колебания затухают. Амплитуда колебаний (амплитуда тока и амплитуда напряжения) убывает по экспоненциальному закону (рис. 1.16): вначале быстро, а затем медленнее. Степень затухания зависит главным образом от активного сопротивления контура. Из двух контуров, имеющих одинаковые L и C , но разные активные сопротивления, колебания быстрее затухают в контуре, где активное сопротивление больше.

Контур с точки зрения затухания колебаний характеризуется декрементом затухания (отвлеченным числом), показывающим, какая часть энергии расходуется в контуре на тепло за половину периода.

Согласно определению

$$\delta = \frac{W_R}{W_L},$$

где W_R — количество энергии, расходуемой в активном сопротивлении за половину периода;

W_L — полное количество колеблющейся энергии,

Количество энергии, расходуемой в активном сопротивлении контура за половину периода,

$$W_R = \frac{I_m^2 R}{2} \cdot \frac{T}{2} \text{ [джоулей]}.$$

Полный запас энергии контура

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

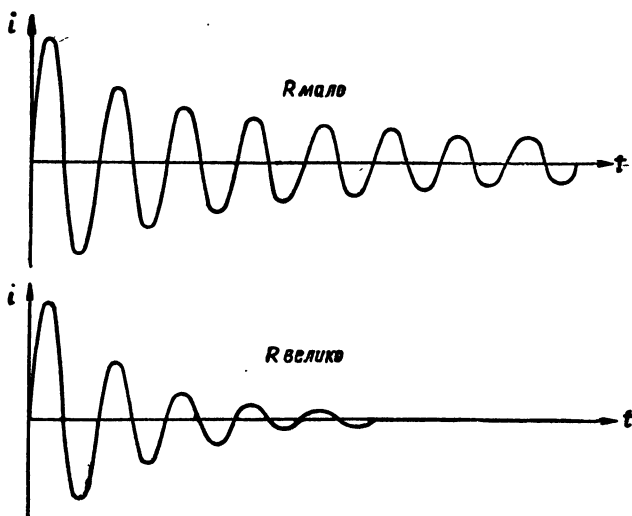


Рис. 1.16. Затухание колебаний в контуре при различной величине активного сопротивления

Декремент затухания

$$\delta = \frac{W_R}{W_L} = \frac{\frac{I_m^2 R}{2} \cdot \frac{T}{2}}{\frac{LI_m^2}{2}} = \frac{R}{2L} T. \quad (1.23)$$

Имея в виду, что $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$, получим

$$\delta = \frac{R}{2L} \cdot \frac{2\pi}{\omega_0} = \frac{\pi R}{\omega_0 L} = \frac{\pi R}{\rho}. \quad (1.24)$$

Зависимость декремента затухания от волнового сопротивления можно пояснить следующим образом. Чем меньше волновое сопротивление ρ , тем больше амплитуда тока в контуре и тем большее количество энергии превращается в тепло в активном сопротивлении R при той же его величине.

Декремент затухания прямо пропорционален активному сопротивлению и обратно пропорционален волновому сопротивлению

контура. Обычно он имеет величину в несколько сотых долей единицы.

Пример. Контур состоит из катушки, индуктивность которой $L = 400 \text{ мкГн}$, конденсатора, емкость которого $C = 400 \text{ пФ}$, и активного сопротивления $R = 10 \text{ Ом}$. Определить декремент затухания контура.

Характеристическое сопротивление контура с такими параметрами было определено выше: оно равно 1000 Ом . Декремент затухания

$$\delta = \frac{\pi R}{\rho} = \frac{3,14 \cdot 10}{1000} = 0,0314.$$

Кроме декремента затухания контура, на практике пользуются понятиями «затухание контура» и «добротность контура».

Затуханием контура называют отношение активного сопротивления контура к волновому:

$$d = \frac{R}{\rho}. \quad (1.25)$$

Величину, обратную затуханию, называют добротностью (или качеством) контура:

$$Q = \frac{\rho}{R}.$$

Так как характеристическое сопротивление контура равно реактивному сопротивлению катушки и реактивному сопротивлению конденсатора, то

$$Q = \frac{\rho}{R} = \frac{X_L}{R} = \frac{\omega_0 L}{R}, \quad (1.26)$$

или

$$Q = \frac{\rho}{R} = \frac{X_C}{R} = \frac{1}{\omega_0 C R}. \quad (1.27)$$

Чем меньше активное сопротивление контура по сравнению с реактивным, тем лучше контур (тем выше его добротность). А так как потери энергии в контуре происходят в основном в активном сопротивлении катушки (потери в конденсаторе обычно значительно меньше), то добротность контура определяется добротностью катушки. У контуров, содержащих катушку из провода с хорошо проводящей поверхностью и имеющих изоляцию высокого качества, величина Q достигает 200—300. Добротность контура среднего качества составляет несколько десятков.

Необходимо иметь в виду, что при включении контура в схему добротность контура может понизиться из-за дополнительных потерь энергии в шунтирующих цепях.

Пример. Контур состоит из катушки, индуктивность которой $L = 400 \text{ мкГн}$, конденсатора, емкость которого $C = 400 \text{ пФ}$, и активного сопротивления $R = 10 \text{ Ом}$. Определить добротность контура.

$$Q = \frac{\rho}{R} = \frac{\omega_0 L}{R}.$$

Характеристическое сопротивление этого контура было определено выше ($\rho = 1000 \text{ ом}$), следовательно,

$$Q = \frac{\rho}{R} = \frac{1000}{10} = 100.$$

Активное сопротивление влияет также на частоту свободных колебаний. Частота свободных колебаний реального контура определяется выражением

$$f = f_0 \sqrt{1 - \frac{R^2 C}{4L}},$$

т. е. при увеличении активного сопротивления R частота колебаний уменьшается. Однако для радиотехнических контуров (с добротностью порядка десятков и сотен единиц) влияние активного сопротивления на частоту колебаний ничтожно. Поэтому при всех практических расчетах влиянием R на частоту колебаний контура пренебрегают.

4. Условия возникновения свободных колебаний в контуре

Как было показано, колебательный контур обладает способностью превращать сообщаемый ему первоначальный запас энергии в энергию свободных электромагнитных колебаний определенной частоты. Колебательный процесс возникает вследствие попеременного обмена реактивной энергией между индуктивностью и емкостью. Если весь накопленный в электрическом поле конденсатора запас энергии сразу превратить в тепло, то колебательный процесс в контуре прекратится.

При большом активном сопротивлении в контуре, когда весь запас энергии быстро превращается в тепло, разряд конденсатора носит аperiодический (не колебательный) характер.

Расчеты показывают, что разряд получается аperiодическим при выполнении условия

$$R > 2 \sqrt{\frac{L}{C}} = 2\rho.$$

Изменение разности потенциалов между пластинами конденсатора и тока в контуре при аperiодическом разряде показано на рис. 1.17.

При активном сопротивлении

$$R = 2 \sqrt{\frac{L}{C}} = 2\rho$$

получается критический режим, который лежит на грани между колебательным и аperiодическим разрядами конденсатора. Для

критического режима время полного разряда конденсатора (т. е. время, в течение которого весь запас энергии превращается в тепло) наименьшее.

Если

$$R < 2 \sqrt{\frac{L}{C}} = 2\rho,$$

то разряд конденсатора через катушку индуктивности носит колебательный характер. Поэтому данное соотношение является условием возникновения свободных колебаний в контуре.

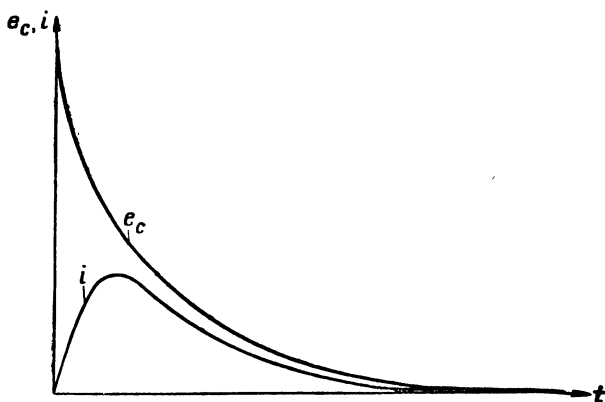


Рис. 1.17. Аperiodический разряд конденсатора через катушку

§ 3. ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

В предыдущем параграфе было показано, что свободные колебания получаются затухающими из-за необратимых потерь энергии на тепло.

В современной радиотехнике используются незатухающие колебания. Для получения таких колебаний необходимо непрерывно пополнять запас энергии контура, чтобы компенсировать потери. Для этого контур подключается к генератору переменного тока. Незатухающие колебания, возникающие в контуре, называются вынужденными, поскольку их частота определяется частотой генератора.

В первом случае (рис. 1.18), когда генератор включается в разрыв контура, контур называют последовательным. Во втором случае (рис. 1.19), когда генератор подключают к контуру из-

вне, контур называют параллельным. Настоящий параграф посвящен рассмотрению процессов в последовательном контуре.

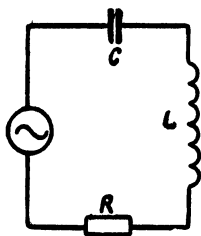


Рис. 1.18. Включение генератора переменного тока в последовательный контур

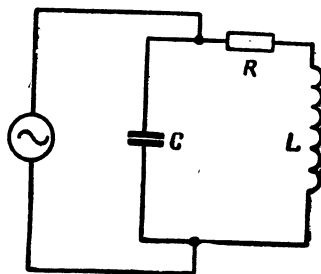


Рис. 1.19. Подключение генератора переменного тока к параллельному контуру

1. Условия резонанса

На рис. 1.18 показана электрическая цепь, состоящая из генератора и последовательно включенных конденсатора C , катушки индуктивности L и активного сопротивления R . Активное сопротивление R , учитывающее потери энергии в катушке и конденсаторе, для удобства анализа и расчетов изображается на схеме в виде отдельного элемента. Под действием переменного напряжения генератора в цепи проходит переменный ток. Полное сопротивление последовательного контура равно геометрической сумме емкостного, индуктивного и активного сопротивлений:

$$Z_k = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}. \quad (1.28)$$

В общем случае оно содержит активную и реактивную составляющие, т. е.

$$Z_k = \sqrt{R^2 + X^2}.$$

Реактивная составляющая X равна разности индуктивного и емкостного сопротивлений:

$$X = X_L - X_C = \omega L - \frac{1}{\omega C}.$$

По характеру реактивное сопротивление X контура может быть емкостным или индуктивным в зависимости от того, какое из сопротивлений, индуктивное сопротивление катушки или емкостное сопротивление конденсатора, имеет большую величину.

Ток в контуре зависит от напряжения генератора и полного сопротивления контура:

$$I_k = \frac{U_{\text{ген}}}{Z_k} = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{R^2 + X^2}} = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Емкостное сопротивление конденсатора и индуктивное сопротивление катушки зависят от частоты питающего тока: первое с повышением частоты уменьшается, второе — увеличивается (рис. 1.20).

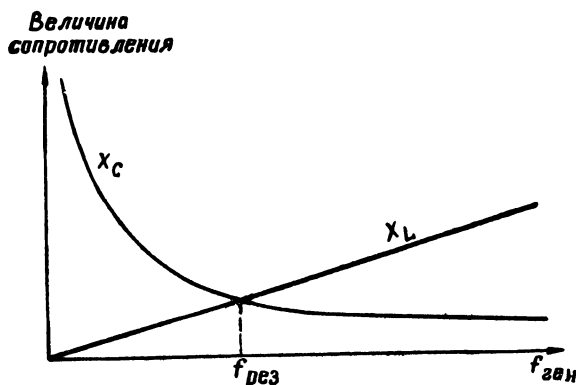


Рис. 1.20. Зависимость емкостного сопротивления конденсатора и индуктивного сопротивления катушки от частоты генератора

При частоте $f_{\text{ген}} = f_{\text{рез}}$ эти сопротивления оказываются численно равными:

$$X_L = X_C; \quad \omega_{\text{рез}} L = \frac{1}{\omega_{\text{рез}} C}.$$

Режим, возникающий в цепи последовательного контура при равенстве емкостного и индуктивного сопротивлений, называют резонансом напряжений.

Условие резонанса можно сформулировать иначе. Для этого определим частоту, при которой получается равенство емкостного и индуктивного сопротивлений.

Из равенства $\omega_{\text{рез}} L = \frac{1}{\omega_{\text{рез}} C}$ получим

$$\omega_{\text{рез}}^2 LC = 1,$$

где $\omega_{\text{рез}}$ — частота источника, при которой наступает резонанс.

Отсюда

$$\omega_{\text{рез}}^2 = \frac{1}{LC},$$

или

$$\omega_{\text{рез}} = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

или соответственно

$$f_{\text{рез}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad (1.29)$$

Получилась такая же формула, как и для частоты свободных (собственных) колебаний контура.

Таким образом, условием резонанса является равенство (совпадение) частоты питающего генератора и собственной частоты контура (частоты свободных колебаний):

$$f_{\text{ген}} = f_0, \quad \omega_{\text{ген}} = \omega_0,$$

где f_0 — собственная частота контура (частота свободных колебаний).

2. Процессы, происходящие в последовательном контуре при резонансе

Ток контура I_k , создаваемый напряжением генератора, проходя через конденсатор, поочередно заряжает и разряжает его. При этом

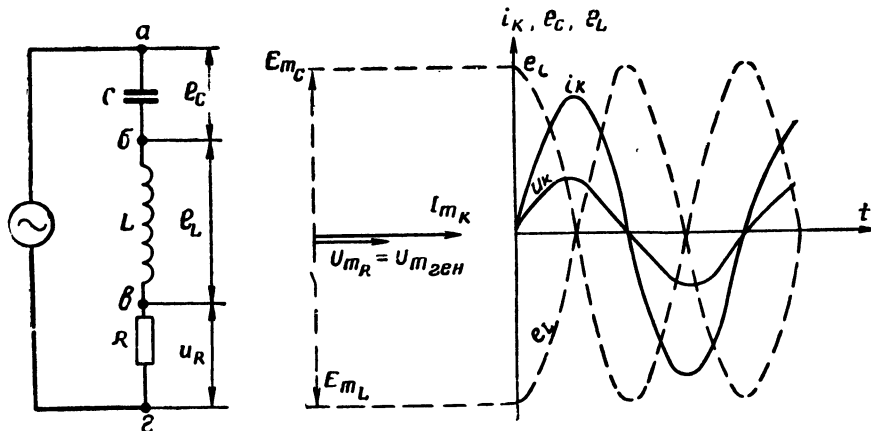


Рис. 1.21. Последовательный контур и фазовые соотношения в нем

на конденсаторе получается переменная разность потенциалов e_C , называемая электродвижущей силой конденсатора. Как было показано в § 1, э. д. с. емкости опережает по фазе на четверть периода (90°) ток, проходящий в цепи (рис. 1.21), и равна напряжению, которое требуется для преодоления емкостного сопротивления:

$$E_C = -U_C.$$

Знак минус говорит о противофазности э. д. с. и напряжения.

Падение напряжения на конденсаторе

$$U_C = I_K X_C = I_K \frac{1}{\omega C} = I_K \frac{1}{2\pi f C} = -E_C.$$

В то же время ток контура I_K , проходя через катушку, возбуждает в ней э. д. с. самоиндукции, отстающую по фазе от тока на четверть периода (90°).

Напряжение, требующееся для преодоления индуктивного сопротивления катушки, равно

$$U_L = I_K X_L = I_K \omega L = I_K \cdot 2\pi f L.$$

Э. д. с. самоиндукции и падение напряжения на индуктивном сопротивлении равны и уравнивают друг друга:

$$E_L = -U_L.$$

Выше было показано, что э. д. с. конденсатора опережает по фазе ток I_K контура на четверть периода (90°), а э. д. с. самоиндукции отстает от тока также на четверть периода.

Между собой э. д. с. емкости и э. д. с. самоиндукции сдвинуты по фазе на полпериода (180°). Разность потенциалов между точками a — b можно найти путем вычитания e_L из e_C (или наоборот). Таким образом, в последовательной цепи э. д. с. емкости и э. д. с. самоиндукции компенсируют друг друга. При этом емкостное и индуктивное сопротивления имеют разные знаки: индуктивное сопротивление считается положительным, а емкостное — отрицательным.

На рис. 1.22 приведен график, показывающий зависимость реактивных сопротивлений катушки и конденсатора от частоты генератора.

При резонансе емкостное сопротивление конденсатора и индуктивное сопротивление катушки равны. Это означает, что реактивное сопротивление и разность потенциалов между точками a — b равны нулю, т. е.

$$X = X_L - X_C = \omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C} = 0$$

и

$$E_{a-b} = E_L - E_C = -U_L + U_C = -I_{\text{рез}} X_L + I_{\text{рез}} X_C = 0$$

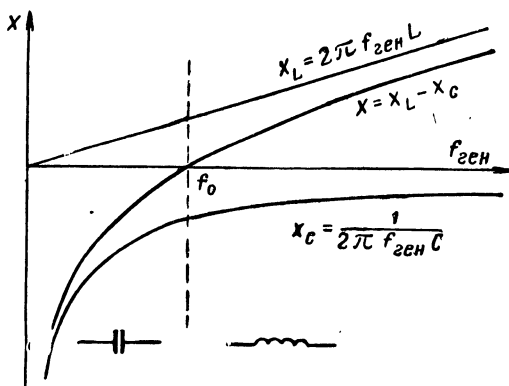


Рис. 1.22. Зависимость реактивного сопротивления последовательного контура от частоты генератора

Полное сопротивление контура при резонансе является чисто активным и равно R :

$$Z_{\text{рез}} = \sqrt{R^2 + \left(\omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C}\right)^2} = R.$$

Ток в контуре при резонансе зависит только от активного сопротивления R и напряжения генератора:

$$I_{\text{рез}} = \frac{U_{\text{ген}}}{R}. \quad (1.30)$$

Ввиду активного характера сопротивления последовательного контура при резонансе ток $I_{\text{рез}}$ совпадает по фазе с напряжением генератора.

Благодаря малой величине активного сопротивления R ток в контуре при резонансе ($I_{\text{рез}}$) достигает больших значений. Падение напряжения на активном сопротивлении R равно напряжению генератора:

$$U_R = I_{\text{рез}} R = U_{\text{ген}}.$$

Индуктивное сопротивление катушки при резонансе в Q раз превышает активное сопротивление R контура, так как

$$Q = \frac{\rho}{R} = \frac{X_L}{R} = \frac{\omega_0 L}{R}.$$

То же самое можно сказать о величине емкостного сопротивления конденсатора:

$$Q = \frac{X_C}{R} = \frac{1}{\omega_0 C R}.$$

Для радиотехнических контуров Q имеет значение от нескольких десятков до 300. Следовательно, индуктивное сопротивление катушки и емкостное сопротивление конденсатора, взятые каждое в отдельности, больше активного сопротивления в десятки или сотни раз. Из этого следует, что э. д. с. емкости и э. д. с. самоиндукции катушки, взятые в отдельности, в Q раз (т. е. в десятки или сотни раз) больше напряжения на активном сопротивлении R , т. е. напряжения генератора. В этом состоит сущность резонанса напряжений.

Пример. Напряжение генератора $U_{\text{ген}} = 100$ в, частота генератора $f_{\text{ген}} = 400$ кГц. Емкость контура $C = 400$ пФ, индуктивность $L = 400$ мкГн, активное сопротивление $R = 10$ ом.

Определить напряжение на конденсаторе, катушке индуктивности и на активном сопротивлении при резонансе.

Решение. Частота свободных колебаний контура с такими данными была подсчитана выше, она равна $f_0 = 400$ кГц. Частота генератора также 400 кГц. Следовательно, в контуре имеется резонанс.

Емкостное сопротивление конденсатора

$$X_C = \frac{1}{2\pi f C} = \frac{1}{6.28 \cdot 400 \cdot 10^3 \cdot 400 \cdot 10^{-12}} \approx 1000 \text{ ом}.$$

Индуктивное сопротивление катушки

$$X_L = 2\pi fL = 6,28 \cdot 400 \cdot 10^3 \cdot 400 \cdot 10^{-6} \approx 1000 \text{ ом.}$$

Ток в контуре

$$I_{\text{рез}} = \frac{U_{\text{ген}}}{R} = \frac{100 \text{ в}}{10 \cdot \text{ом}} = 10 \text{ а.}$$

Напряжение (э. д. с.) на конденсаторе

$$U_C = E_C = I_{\text{рез}} X_C = 10 \text{ а} \cdot 1000 \text{ ом} = 10\,000 \text{ в.}$$

Напряжение (э. д. с.) на катушке индуктивности

$$U_L = E_L = I_{\text{рез}} X_L = 10 \text{ а} \cdot 1000 \text{ ом} = 10\,000 \text{ в.}$$

Напряжение на активном сопротивлении

$$U_R = I_{\text{рез}} R = 10 \text{ а} \cdot 10 \text{ ом} = 100 \text{ в.}$$

3. Резонансные кривые последовательного контура

Сигналы, излучаемые радиопередатчиком, содержат ряд частот, близких друг к другу. Поэтому практический интерес представляет не только рассмотренный выше случай питания контура током резонансной частоты, но и случай, когда контур питается токами, частота которых ниже и выше резонансной. Свойства контура удобно оценивать с помощью резонансной кривой.

Величина тока в последовательном контуре зависит от напряжения генератора и от сопротивления контура.

Сопротивление контура складывается из емкостного, индуктивного и активного сопротивлений. Полное сопротивление в общем случае определяется формулой (1.28).

Величина тока в последовательном контуре равна

$$I_k = \frac{U_{\text{ген}}}{Z_k} = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{R^2 + X^2}} = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Полное сопротивление контура — непостоянная величина, так как емкостное сопротивление конденсатора и индуктивное сопротивление катушки зависят от частоты. Эти зависимости показаны на рис. 1.23. На этом же рисунке показана зависимость полного сопротивления контура от частоты генератора. При резонансе полное сопротивление контура равно активному сопротивлению R контура. При частоте ниже резонансной преобладает емкостное сопротивление ($X_C > X_L$ по абсолютному значению) и полное сопротивление контура носит емкостный характер. При частоте выше резонансной преобладает индуктивное сопротивление ($X_L > X_C$ по абсолютному значению) и полное сопротивление контура имеет индуктивный характер.

Таким образом, при изменении частоты питающего тока изменяются величина и характер полного сопротивления последовательного контура.

Поэтому амплитуда тока в контуре зависит от частоты генератора.

При резонансе сопротивление контура имеет наименьшее значение и ток достигает максимального значения, определяемого формулой (1.30). При уменьшении и увеличении частоты сопротивление контура возрастает, а ток уменьшается. Одновременно с этим увеличивается фазовый сдвиг между напряжением и током. Зависимость тока в контуре от частоты питающего генератора показана на рис. 1.23.

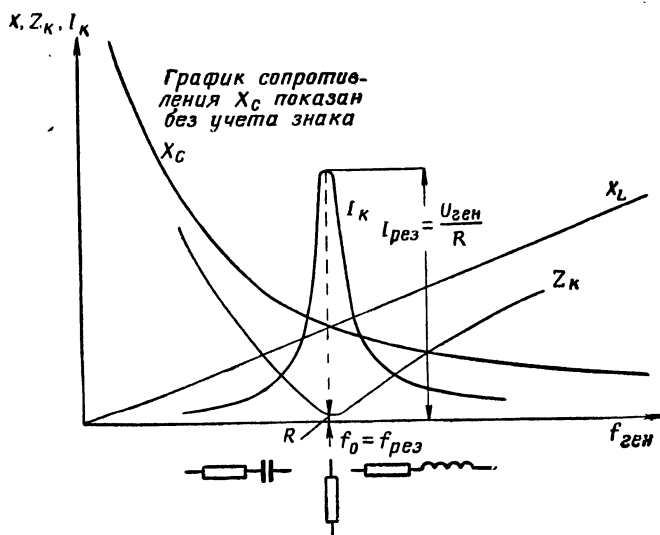


Рис. 1.23. Зависимость полного сопротивления последовательного контура и тока в контуре от частоты генератора

Кривая, показывающая зависимость тока в контуре от частоты генератора вблизи резонанса, называется резонансной кривой.

Форма резонансной кривой бывает различной и определяется добротностью контура, т. е. соотношением его активного и волнового сопротивлений. На рис. 1.24 показаны резонансные кривые двух контуров, имеющих одинаковые емкости и индуктивности ($C_1 = C_2$, $L_1 = L_2$), но различные активные сопротивления. Обе кривые сняты при одном и том же напряжении генератора. При большой величине активного сопротивления ток в контуре при резонансе мал и максимум резонансной кривой получается тупым.

На рис. 1.25 изображены резонансные кривые двух контуров, имеющих одинаковые резонансные (собственные) частоты ($f_{01} = f_{02}$) и активные сопротивления ($R_1 = R_2$), однако различные волновые сопротивления ($L_1 > L_2$, $C_1 < C_2$, но $L_1 C_1 = L_2 C_2$). Обе кривые сняты при одном и том же напряжении генератора, поэтому ток при резонансе в обоих случаях одинаков. Первый контур образован большей индуктивностью L_1 и малой емкостью C_1 , а второй контур —

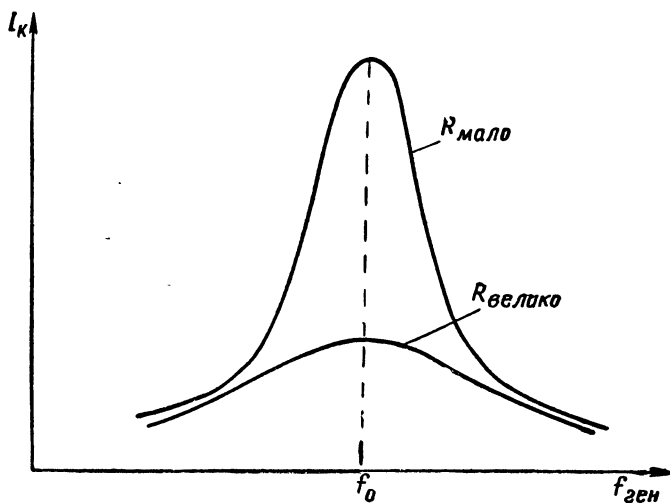


Рис. 1.24. Резонансные кривые двух контуров, имеющих одинаковые емкости и индуктивности ($C_1 = C_2$, $L_1 = L_2$), но различные активные сопротивления. Кривые сняты при одном и том же напряжении генератора

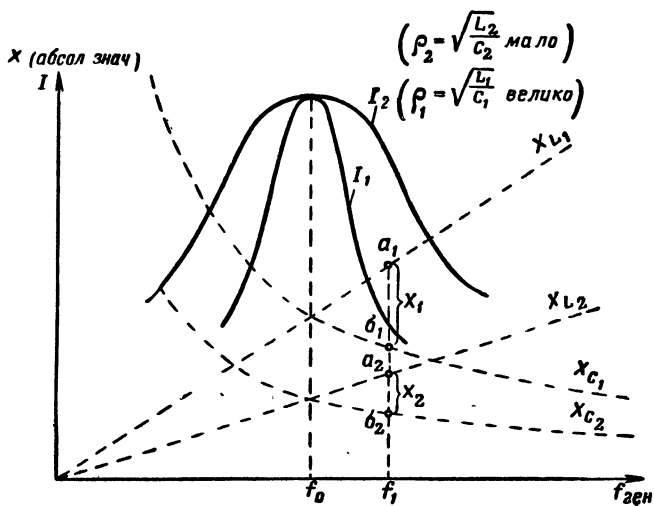


Рис. 1.25. Резонансные кривые двух контуров, имеющих одинаковые резонансные частоты и активные сопротивления, но различные волновые сопротивления ($L_1 > L_2$, $C_1 < C_2$, но $L_1 C_1 = L_2 C_2$). Кривые сняты при одном и том же напряжении генератора

малой индуктивностью L_2 и большой емкостью C_2 . При одной и той же частоте индуктивное сопротивление катушки L_1 больше, чем катушки L_2 , а емкостное сопротивление конденсатора C_1 больше, чем конденсатора C_2 .

Зависимость реактивных сопротивлений элементов первого и второго контуров от частоты показана на рис. 1.25 пунктирными кривыми. При уходе от резонанса реактивное сопротивление обоих контуров растет, но по-разному. При частоте выше резонансной оно равно разности индуктивного и емкостного сопротивлений. Например, при частоте f_1 реактивное сопротивление первого контура изображается отрезком $a_1—b_1$ (см. рис. 1.25), а второго — отрезком $a_2—b_2$. Аналогично получается и при уменьшении частоты генератора. Таким образом, при одинаковом изменении частоты питающего тока сопротивление первого контура, состоящего из большой индуктивности и малой емкости, изменяется на большую величину, чем сопротивление второго контура, состоящего из малой индуктивности и большой емкости. Поэтому ток в первом контуре изменяется сильнее, т. е. резонансная кривая контура L_1C_1 получается острее, чем резонансная кривая контура L_2C_2 .

Следовательно, форма резонансной кривой зависит не только от величины активного сопротивления контура, но и от соотношения между индуктивностью L и емкостью C контура, т. е. от характеристического сопротивления контура. Соотношение между характеристическим и активным сопротивлениями контура определяет добротность контура:

$$Q = \frac{\rho}{R}.$$

Таким образом, форма резонансной кривой последовательного контура зависит от добротности контура: чем выше добротность контура, тем острее резонансная кривая.

При изменении частоты питающего генератора изменяется напряжение на элементах контура. Практический интерес представляет зависимость напряжения (э. д. с.) на конденсаторе от частоты генератора [$U_C = f(f_{\text{ген}})$].

Напряжение на конденсаторе пропорционально току в контуре и емкостному сопротивлению конденсатора:

$$U_C = I_k \cdot X_C.$$

Ток в контуре вблизи резонанса резко изменяется при изменении частоты, сопротивление конденсатора при этом изменяется относительно мало. Если пренебречь этим изменением, то напряжение на конденсаторе при резонансе можно считать максимальным. Если бы емкостное сопротивление оставалось неизменным, то кривая $U_C = f(f_{\text{ген}})$, показывающая зависимость напряжения на конденсаторе от частоты генератора, была бы точно подобна резонансной кривой тока. Но так как емкостное сопротивление конденсатора при повышении частоты уменьшается, то резонансная кривая напряжения оказывается расположенной несимметрично относительно кри-

вой тока (рис. 1.26). Правая ветвь кривой напряжения оказывается более крутой, левая более полой, а вершина несколько смещенной влево. Однако практического значения смещение вершины кривой не имеет.

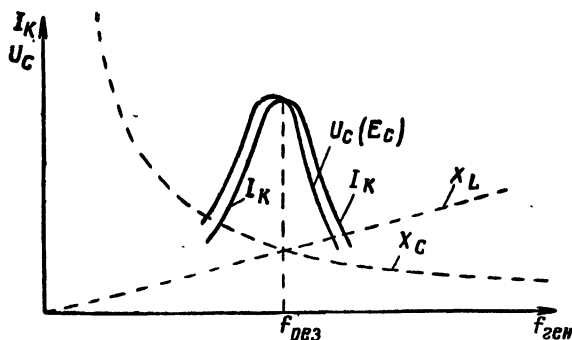


Рис. 1.26. Зависимость напряжения (э. д. с.) на конденсаторе контура от частоты генератора

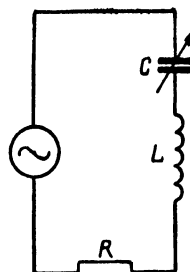


Рис. 1.27. Настраиваемый колебательный контур

Резонанс в контуре можно получить не только изменением частоты генератора, но и настройкой контура путем изменения его емкости или индуктивности. Обычно для настройки контура изме-

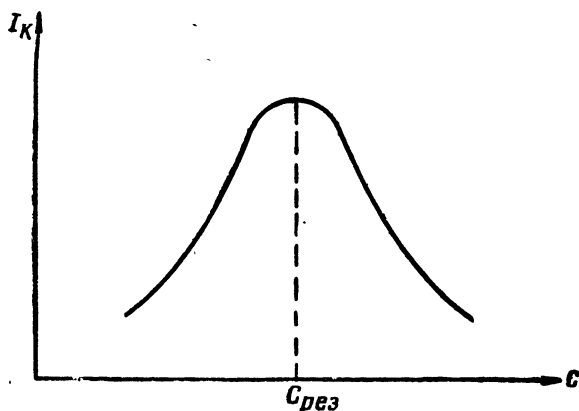


Рис. 1.28. Резонансная кривая последовательного контура, снятая путем изменения емкости

няется емкость, для чего в контур включается конденсатор переменной емкости (рис. 1.27). При изменении емкости изменяется собственная частота контура. При некотором значении емкости $C_{рез}$ собственная частота контура становится равной частоте генератора ($f_0 = f_{ген}$) и ток в контуре принимает максимальное значение. Резонансная кривая последовательного контура, снятая путем изменения емкости, изображена на рис. 1.28.

4. Резонансная кривая в относительном масштабе

Когда частота питающего генератора не равна собственной частоте контура, контур называют расстроенным. Разность между частотой генератора и собственной частотой контура принято называть абсолютной расстройкой и обозначать Δf :

$$\Delta f = f_{\text{ген}} - f_0.$$

Абсолютная расстройка выражается в единицах частоты (герцах или килогерцах). При резонансе частота генератора и собственная частота контура равны и абсолютная расстройка равна нулю. Если частота генератора $f_{\text{ген}}$ больше собственной частоты f_0 контура, расстройка считается положительной ($\Delta f > 0$). При частоте генератора меньше собственной частоты контура расстройка отрицательна ($\Delta f < 0$).

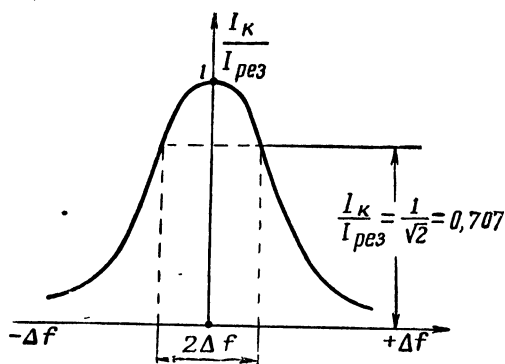


Рис. 1.29. Резонансная кривая последовательного контура, построенная в относительном масштабе, и полоса пропускания контура

ной расстройкой. При резонансе относительная расстройка равна нулю:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{f_{\text{ген}} - f_0}{f_0} = 0.$$

Ток в контуре тем меньше, чем больше расстройка контура.

Иногда оказывается более удобной резонансная кривая, построенная в относительном масштабе. Для получения такой кривой вдоль вертикальной оси откладывается отношение тока в контуре при данной расстройке к току при резонансе $\frac{I_K}{I_{\text{рез}}}$, а вдоль горизонтальной оси — абсолютная или относительная расстройка (на рис. 1.29 — абсолютная расстройка).

Выведем уравнение резонансной кривой.

Ток в контуре при любой частоте ω равен

$$I_K = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Ток при резонансе

$$I_{\text{рез}} = \frac{U_{\text{ген}}}{R}.$$

Отношение абсолютной расстройки к собственной частоте контура $\frac{\Delta f}{f_0}$ называют относительной расстройкой. При резонансе относительная расстройка равна нулю.

Разделив I_K на $I_{рез}$, получим

$$\frac{I_K}{I_{рез}} = \frac{U_{ген}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} : \frac{U_{ген}}{R} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Числитель и знаменатель полученной дроби разделим на $\omega_0 L$, где ω_0 — собственная частота контура:

$$\begin{aligned} \frac{I_K}{I_{рез}} &= \frac{\frac{R}{\omega_0 L}}{\sqrt{\left(\frac{R}{\omega_0 L}\right)^2 + \left(\frac{\omega L}{\omega_0 L} - \frac{1}{\omega_0 L \omega C}\right)^2}} = \\ &= \frac{\frac{1}{Q}}{\sqrt{\left(\frac{1}{Q}\right)^2 + \left(\frac{\omega L}{\omega_0 L} - \frac{1}{\omega_0 L \omega C}\right)^2}}. \end{aligned}$$

Теперь числитель и знаменатель дроби умножим на Q :

$$\frac{I_K}{I_{рез}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega L}{\omega_0 L} - \frac{1}{\omega_0 L \omega C}\right)^2}}.$$

Преобразуем выражение $\frac{1}{\omega_0 L \omega C}$:

$$\frac{1}{\omega_0 L \omega C} = \frac{1}{\omega_0 \omega LC} = \frac{\omega_0^2}{\omega_0 \omega} = \frac{\omega_0}{\omega};$$

тогда

$$\frac{I_K}{I_{рез}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}}.$$

Учитывая, что $\omega = 2\pi f_{ген}$, получим

$$\frac{I_K}{I_{рез}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{2\pi f_{ген}}{2\pi f_0} - \frac{2\pi f_0}{2\pi f_{ген}}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{f_{ген}}{f_0} - \frac{f_0}{f_{ген}}\right)^2}}.$$

Преобразуем выражение $\frac{f_{ген}}{f_0} - \frac{f_0}{f_{ген}}$:

$$\frac{f_{ген}}{f_0} - \frac{f_0}{f_{ген}} = \frac{f_{ген}^2 - f_0^2}{f_0 f_{ген}} = \frac{(f_{ген} + f_0)(f_{ген} - f_0)}{f_0 f_{ген}}.$$

Считая приближенно, что $f_{ген} + f_0 \approx 2f_{ген}$ и обозначив $f_{ген} - f_0$ через Δf (абсолютная расстройка), получим

$$\frac{f_{ген}}{f_0} - \frac{f_0}{f_{ген}} = \frac{2f_{ген}\Delta f}{f_0 f_{ген}} = \frac{2\Delta f}{f_0}.$$

Тогда

$$\frac{I_k}{I_{рез}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{2\Delta f}{f_0}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4Q^2 \left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^2}}. \quad (1.31)$$

Относительная расстройка

$$\frac{\Delta f}{f_0} > 0, \text{ если } f_{ген} > f_0,$$

и

$$\frac{\Delta f}{f_0} < 0, \text{ если } f_{ген} < f_0.$$

Введем следующие обозначения:

$$\frac{I_k}{I_{рез}} = y \text{ и } 2Q \frac{\Delta f}{f_0} = x.$$

Тогда для уравнения резонансной кривой в относительном масштабе получим выражение

$$y = \frac{1}{\sqrt{1 + x^2}}.$$

Уравнению такого вида соответствует кривая, изображенная на рис. 1.29. По оси y откладывается отношение $\frac{I_k}{I_{рез}}$, а по оси x — расстройка.

Построение резонансных кривых в относительном масштабе дает возможность легко и удобно сравнивать между собою различные по качеству контуры, а также производить расчеты элементов радиотехнических схем.

5. Полоса пропускания контура

Сопrotивление последовательного контура вблизи резонанса резко изменяется в зависимости от частоты генератора; в соответствии с этим резко изменяется и ток в контуре. Контур по-разному ведет себя при различных значениях частоты питающего тока. Эти свойства могут быть оценены формой резонансной кривой или добротностью контура. Однако во многих случаях для такой оценки оказывается более удобным пользоваться понятием полосы пропускания контура, так как сигнал каждого передатчика представляет собой спектр частот и занимает некоторую полосу частот. Для неискаженной передачи и приема сигналов необходимо, чтобы все частоты, входящие в состав сигнала, в одинаковой степени излучались передающим устройством, а будучи приняты приемной антенной, в одинаковой степени усиливались приемником. В зависимости от характера сигнала (телеграфный сигнал, телефонный сигнал, импульсы радиолокационного передатчика, телевизионный сигнал и т. д.) спектр частот сигнала может иметь ширину от десятков до миллионов герц. Необходимо, чтобы колебательные контуры пропускали полосу частот, соответствующую спектру сигнала. Поэтому вопрос

о полосе частот, пропускаемых контуром, имеет важное значение в радиотехнических устройствах.

Полосой пропускания контура называют полосу частот, в пределах которой ток в контуре уменьшается не более чем в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с током при резонансе. Иначе, полосой пропускания контура называют полосу частот, в пределах которой контурный ток составляет 0,707 или больше от тока при резонансе. На рис. 1.30 изображена резонансная кривая последовательного контура. Полоса пропускания этого контура равна $2\Delta f = f_2 - f_1$. Условно считается, что частоты в пределах от f_1 до f_2 контур пропускает, а частоты ниже f_1 и выше f_2 не пропускает.

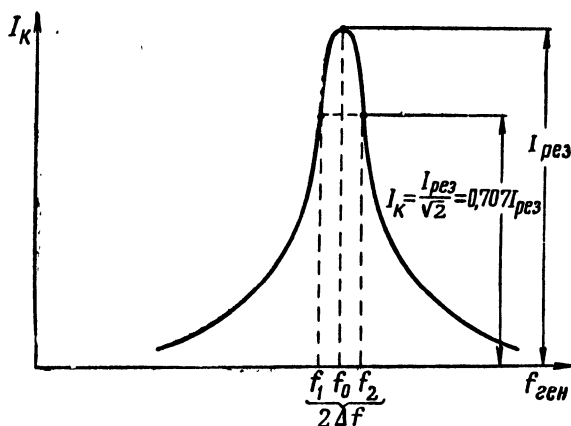


Рис. 1.30. Полоса пропускания контура

Установим связь между полосой пропускания контура и его параметрами. Выше было выведено уравнение резонансной кривой контура (1.31).

Если считать, что полоса пропускания контура равна $2\Delta f$ (рис. 1.30), то ее можно определить исходя из равенства

$$\frac{I_K}{I_{рез}} = \frac{1}{\sqrt{2}} = 0,707.$$

Тогда

$$\left(\frac{I_K}{I_{рез}} \right)^2 = \frac{1}{1 + 4Q^2 \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)^2} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right)^2 = 0,707^2 = \frac{1}{2}.$$

Отсюда

$$4Q^2 \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)^2 = 1$$

и

$$2\Delta f = \frac{f_0}{Q}. \quad (1.32)$$

Учитывая, что $\frac{1}{Q} = d$, можно написать

$$2\Delta f = f_0 d. \quad (1.33)$$

Ширина полосы пропускания прямо пропорциональна резонансной частоте и обратно пропорциональна добротности контура, или прямо пропорциональна затуханию при неизменной резонансной частоте.

Полоса пропускания контура зависит от его добротности: чем ниже добротность, тем «тупее» резонансная кривая и тем шире полоса пропускания контура.

Пример. Контур состоит из конденсатора $C=400$ пф, катушки $L=400$ мкгн и активного сопротивления $R=10$ ом. Определить полосу пропускания контура.

Частота f_0 и добротность Q для контура с такими данными были определены выше: $f_0=400$ кГц, $Q=100$.

Следовательно, полоса пропускания

$$2\Delta f = \frac{f_0}{Q} = \frac{400 \text{ кГц}}{100} = 4 \text{ кГц}.$$

6. Применение последовательного контура в радиотехнических устройствах

Влияние внутреннего сопротивления генератора на резонансные свойства контура. Трансформаторное питание контура

Всякий генератор обладает некоторым внутренним сопротивлением, поэтому при включении генератора в контур резонансные свойства контура ухудшаются. Полное активное сопротивление цепи в этом случае равно сумме активного сопротивления контура и внутреннего сопротивления генератора (рис. 1.31). Отсюда ток в цепи при резонансе

$$I_{\text{рез}} = \frac{E_{\text{ген}}}{R + R_i}.$$

За счет внутреннего сопротивления генератора добротность контура ухудшается, а его полоса пропускания увеличивается. Эквивалентная добротность контура

$$Q_{\text{экв}} = \frac{\rho}{R + R_i} = \frac{\omega_0 L}{R + R_i}.$$

В радиотехнических устройствах генератором, питающим контур, может быть электронная лампа, транзистор, приемная антенна. Каждый из этих генераторов обладает внутренним сопротивлением. Например, сопротивление электронной лампы измеряется сотнями килоом, а сопротивление транзистора обычно составляет единицы килоом. При включении генератора в контур добротность и резонансные свойства контура значительно ухудшаются.

Колебательный контур представляет для питающего генератора нагрузку. Из электротехники известно, что генератор отдает нагрузке максимальную мощность при равенстве внутреннего сопротивления генератора и сопротивления нагрузки. При большой разнице между внутренним сопротивлением генератора и сопротивлением нагрузки отдаваемая в нагрузку мощность ничтожна. По этой причине генератор с большим внутренним сопротивлением нельзя включать непосредственно в контур.

В радиотехнических схемах обычно используют трансформаторное питание последовательного контура посредством индуктивной связи (рис. 1.32). Ток, идущий через катушку связи, создает магнитный поток, который возбуждает в катушке контура некоторую э. д. с. взаим-

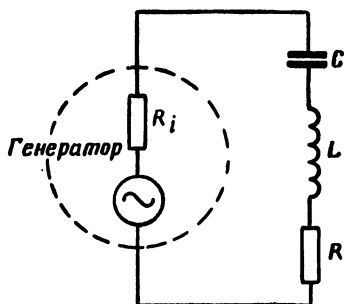


Рис. 1.31. Эквивалентная схема цепи при питании контура от генератора, обладающего внутренним сопротивлением

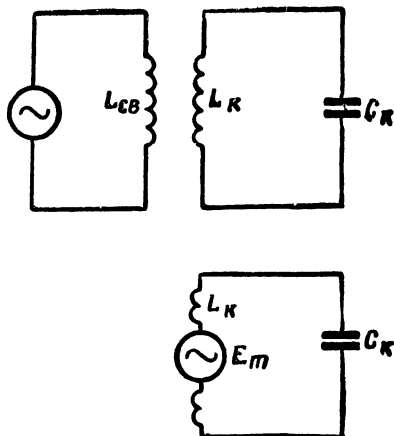


Рис. 1.32. Трансформаторное питание последовательного контура путем индуктивной связи с генератором

ной индукции. Действие этой э. д. с. эквивалентно включению генератора в середину катушки контура (см. рис. 1.32). Внутреннее сопротивление эквивалентного генератора и его э. д. с. зависят от индуктивности катушки связи, величины связи между катушками и внутреннего сопротивления реального генератора. Если, например, индуктивность катушки связи в несколько раз больше индуктивности контура, то катушки можно рассматривать как понижающий трансформатор, т. е. трансформатор, понижающий напряжение и увеличивающий ток. Изменение соотношения между напряжением и током приводит к изменению сопротивления (уменьшение напряжения и увеличение тока равносильно уменьшению сопротивления). Это означает, что э. д. с. и внутреннее сопротивление эквивалентного генератора меньше соответствующих величин реального генератора.

Подбирая связь между катушками, можно добиться согласования генератора, обладающего большим внутренним сопротивле-

нием, с последовательным контуром, настроенным в резонанс. При этом мощность, отдаваемая генератором контуру, будет максимальной.

Резонансный волномер

Резонансные свойства колебательного контура позволяют использовать его для измерения частоты. Приборы, основанные на явлении резонанса и предназначенные для измерения частоты (длины волны), называются резонансными волномерами. Резонансный волномер представляет собой настраиваемый колебательный контур, снабженный индикатором резонанса (рис. 1.33). Признаком резонанса является максимальное значение тока в контуре, поэтому индикатором резонанса может быть любой индикатор тока (например, миллиамперметр термоэлектрической системы). Контур волномера градуируется по частоте или длине волны; градуировка либо наносится непосредственно на шкалу конденсатора, либо указывается в градуировочных таблицах или графиках, придаваемых к волномеру (на шкале конденсатора в этом случае наносятся условные деления).

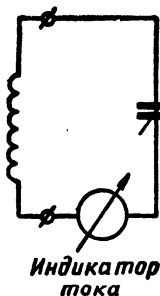


Рис. 1.33. Принципиальная схема резонансного волномера

При измерении частоты волномер располагают так, чтобы его катушка оказалась индуктивно связанной с цепью, в которой производятся измерения. За счет индуктированной э.д.с. в контуре волномера возникает ток. Вращением конденсатора добиваются резонанса в контуре. По градуировке волномера определяют собственную частоту его контура, а следовательно, и измеряемую частоту. Для получения высокой точности измерения резонансная кривая контура волномера должна быть острой, т. е. контур должен обладать высокой добротностью.

Использование последовательного контура для осуществления избирательности

Приемное устройство должно обладать избирательностью, т. е. обеспечивать выделение из многих сигналов, посылаемых разными передатчиками и имеющих различные частоты, одного сигнала определенной частоты. Решить эту задачу можно, используя резонансные свойства колебательного контура.

Сопrotивление последовательного контура резко зависит от частоты. В соответствии с этим в зависимости от частоты резко изменяется величина тока в контуре и напряжение на его элементах. Приемную антенну можно рассматривать как генератор со значительным внутренним сопротивлением и, следовательно, нельзя включать непосредственно в контур.

Для связи антенны с входным контуром часто применяется индуктивная связь (рис. 1.34). Электромагнитные волны, излучаемые передающими радиостанциями, возбуждают в приемной антенне одновременно множество переменных э.д.с. различной частоты, т. е. приемная антенна принимает одновременно сигналы многих передатчиков. Каждая из этих э.д.с. создает переменный ток в катушке связи; магнитный поток катушки связи индуцирует в катушке контура переменную э. д. с. взаимной индукции.

Ввиду большого числа принятых сигналов в катушке контура возбуждается одновременно множество переменных э. д. с. различной частоты. Можно считать, что в контур включено множество генераторов различной частоты: f_1, f_2, f_3, f_4 и т. д. Допустим, что амплитуды всех э. д. с., возбуждаемых в катушке контура, одинаковы. Каждая из этих э.д.с. создает в контуре ток, однако наибольшее значение будет иметь ток того сигнала, на частоту которого настроен контур (частота f_4 на рис. 1.35). В соответствии с этим и напряжение на конденсаторе от того же сигнала будет наибольшим. Таким образом,

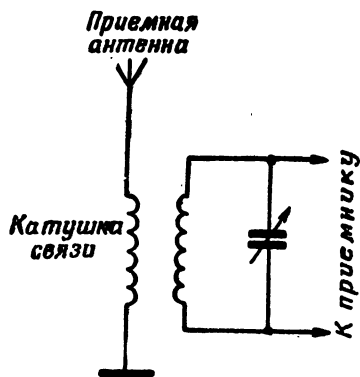


Рис. 1.34. Индуктивная связь входного контура приемника с антенной (использование последовательного контура для осуществления избирательности)

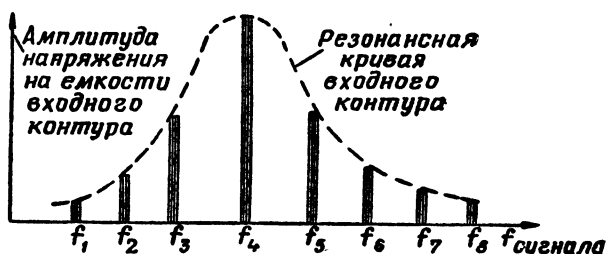


Рис. 1.35. Соотношение между амплитудами сигналов на входном контуре

за счет резонанса напряжений оказывается возможным из многих сигналов различной частоты выделить нужный сигнал.

На рис. 1.35 каждый из сигналов показан в виде спектра частот, так как сигнал любого передатчика не является колебанием только одной частоты.

Последовательный контур как реактивное сопротивление

Выше было показано, что последовательный контур при частоте ниже резонансной ведет себя как емкостное сопротивление, а при частоте выше резонансной — как индуктивное (см. рис. 1.22).

При частоте ниже резонансной (собственной) такой контур эквивалентен конденсатору. Емкость его при разных частотах различна: чем больше частота тока, протекающего через контур, отличается от резонансной частоты контура, тем больше емкостное сопротивление, которое оказывает контур этому току, и, следовательно, тем меньше емкость, которой эквивалентен контур.

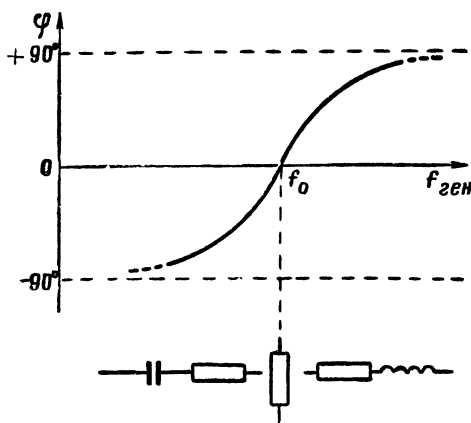


Рис. 1.36. Фазо-частотная характеристика последовательного контура

При частоте выше резонансной последовательный контур эквивалентен катушке индуктивности. Чем больше частота тока, протекающего через контур, отличается от собственной частоты контура, тем больше индуктивное сопротивление, оказываемое контуром этому току, и, следовательно, тем больше индуктивность, которой эквивалентен контур.

При частоте выше резонансной последовательный контур эквивалентен катушке индуктивности. Чем больше частота тока, протекающего через контур, отличается от собственной частоты контура, тем больше индуктивное сопротивление, оказываемое контуром этому току, и, следовательно, тем больше индуктивность, которой эквивалентен контур.

Контур обладает также активным сопротивлением R , величину которого в пределах рабочего диапазона частот контура можно считать неизменной. Реактивное сопротивление контура при разных частотах различно, поэтому угол фазового сдвига между напряжением питающего генератора и током в контуре зависит от частоты (рис. 1.36).

Кривая, показывающая зависимость угла фазового сдвига между напряжением питающего генератора и током в контуре, называется фазо-частотной характеристикой контура.

Пример. Последовательный контур состоит из катушки индуктивностью $L=400 \text{ мкГн}$ и конденсатора емкостью $C=400 \text{ пФ}$. Определить:

- 1) какой емкости эквивалентен контур при частоте питающего тока $f_1=200 \text{ кГц}$?
- 2) какой индуктивности эквивалентен контур при частоте питающего тока $f_2=800 \text{ кГц}$?

Решение.

1) Определение эквивалентной емкости.

Индуктивное сопротивление катушки контура при частоте $f_1=200 \text{ кГц}$

$$X_L = \omega_1 L = 2\pi f_1 L = 6,28 \cdot 200 \cdot 10^3 \cdot 400 \cdot 10^{-6} \approx 500 \text{ ом.}$$

Емкостное сопротивление конденсатора контура при частоте $f_1=200$ кгц

$$X_C = \frac{1}{\omega_1 C} = \frac{1}{2\pi f_1 C} = \frac{1}{6,28 \cdot 200 \cdot 10^3 \cdot 400 \cdot 10^{-12}} \approx 2000 \text{ ом.}$$

Реактивное сопротивление контура при частоте $f_1=200$ кгц

$$X_1 = X_L - X_C = 2000 - 500 = 1500 \text{ ом.}$$

Эквивалентная емкость

$$C_{\text{экв}} = \frac{1}{X_1 \omega_1} = \frac{1}{X_1 \cdot 2\pi f_1} = \frac{1}{1500 \cdot 6,28 \cdot 200 \cdot 10^3} = 5300 \text{ пф.}$$

2) Определение эквивалентной индуктивности.

Индуктивное сопротивление катушки контура при частоте $f_2=800$ кгц

$$X_L = \omega_2 L = 2\pi f_2 L = 6,28 \cdot 800 \cdot 10^3 \cdot 400 \cdot 10^{-6} \approx 2000 \text{ ом.}$$

Емкостное сопротивление конденсатора контура при частоте $f_2=800$ кгц

$$X_C = \frac{1}{\omega_2 C} = \frac{1}{2\pi f_2 C} = \frac{1}{6,28 \cdot 800 \cdot 10^3 \cdot 400 \cdot 10^{-12}} \approx 500 \text{ ом.}$$

Реактивное сопротивление контура при частоте $f_2=800$ кгц

$$X_2 = X_L - X_C = 2000 - 500 = 1500 \text{ ом.}$$

Эквивалентная индуктивность

$$L_{\text{экв}} = \frac{X_2}{\omega_2} = \frac{X_2}{2\pi f_2} = \frac{1500}{6,28 \cdot 800 \cdot 10^3} \approx 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ гн} = 0,3 \text{ мгн} = 300 \text{ мкгн.}$$

Приведенные расчеты являются приближенными, так как величины эквивалентной емкости и индуктивности зависят также от активного сопротивления; величина активного сопротивления влияет на угол сдвига фаз между током и напряжением.

§ 4. ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПАРАЛЛЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

1. Условия резонанса

На рис. 1.37 показана электрическая цепь, состоящая из генератора и параллельно включенных емкости и индуктивности (параллельного контура). Величина тока в каждой из ветвей контура зависит от частоты генератора. С повышением частоты емкостное сопротивление конденсатора уменьшается и ток в емкостной ветви растет (рис. 1.38). Индуктивное сопротивление при повышении частоты генератора увеличивается и ток в индуктивной ветви контура уменьшается. При некоторой частоте $f_{\text{рез}}$ емкостное сопротивление конденсатора и индуктивное сопротивление катушки становятся численно равными:

$$X_L = X_C, \quad \omega_{\text{рез}} L = \frac{1}{\omega_{\text{рез}} C}, \quad 2\pi f_{\text{рез}} L = \frac{1}{2\pi f_{\text{рез}} C}.$$

При этом токи индуктивной и емкостной ветвей также равны. Режим, возникающий в цепи, состоящей из генератора и параллельно включенных емкости и индуктивности, при равенстве емкостного и индук-

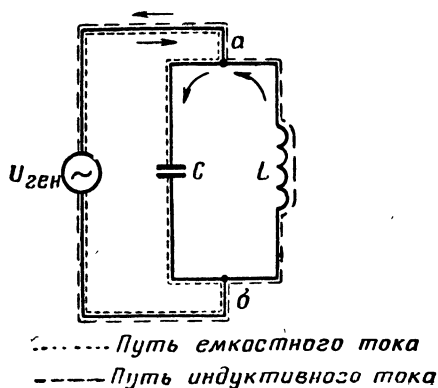


Рис. 1.37. Параллельное подключение емкости и индуктивности контура к генератору

тивного сопротивлений, называют резонансом токов. Выше было показано, что емкостное и индуктивное сопротив-

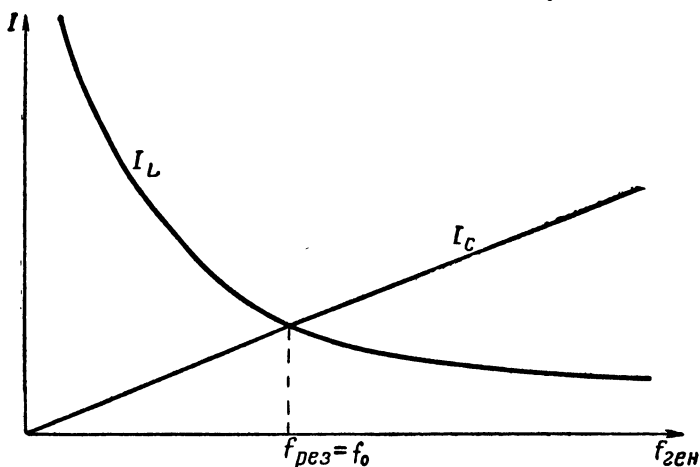


Рис. 1.38. Зависимость токов емкостной и индуктивной ветвей от частоты генератора

ления оказываются равными в случае, когда частота генератора равна частоте свободных колебаний контура. Следовательно, для получения резонанса токов необходимо выполнить условие

$$f_{\text{ген}} = f_0 = f_{\text{рез}}$$

2. Процессы, происходящие в цепи при резонансе токов

Допустим, что активное сопротивление в контуре равно нулю (т. е. контур идеальный и не имеет потерь энергии). Напряжение генератора приложено как к конденсатору, так и к катушке индуктивности. Под его воздействием через конденсатор проходит ток I_C , величина которого определяется напряжением генератора и емкостным сопротивлением конденсатора:

$$I_C = \frac{U_{\text{ген}}}{X_C} = \frac{U_{\text{ген}}}{\frac{1}{\omega_{\text{ген}} C}} = \frac{U_{\text{ген}}}{\frac{1}{2\pi f_{\text{ген}} C}} = U_{\text{ген}} \cdot 2\pi f_{\text{ген}} C.$$

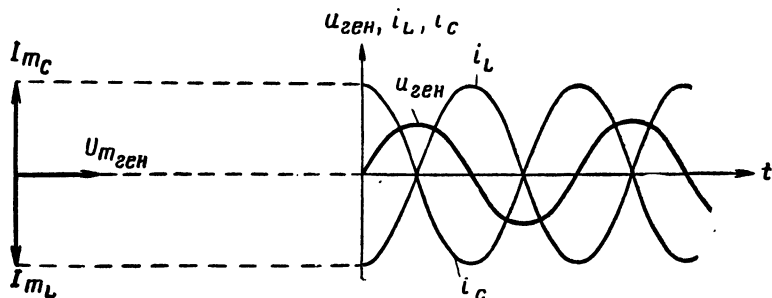


Рис. 1.39. Фазовые соотношения при резонансе токов в идеальном контуре

Одновременно через катушку проходит ток I_L , величина которого определяется напряжением генератора и индуктивным сопротивлением катушки:

$$I_L = \frac{U_{\text{ген}}}{X_L} = \frac{U_{\text{ген}}}{\omega_{\text{ген}} L} = \frac{U_{\text{ген}}}{2\pi f_{\text{ген}} L}.$$

Ток I_C , протекающий через конденсатор, опережает по фазе напряжение генератора на четверть периода (90°), а ток I_L , протекающий через катушку индуктивности, отстает от напряжения генератора также на четверть периода. Следовательно, в общей, неразветвленной части цепи токи I_C и I_L сдвинуты между собой по фазе на половину периода (180°), т. е. оказываются противофазными (рис. 1.39). Результирующий ток I_0 в общей части цепи равен разности этих токов.

При резонансе емкостное сопротивление конденсатора и индуктивное сопротивление катушки численно равны ($X_C = X_L$); токи I_C и I_L также равны между собою. При этом ток в общей, неразветвленной части цепи равен нулю (если контур идеальный).

Отсутствие тока в общей части цепи можно объяснить следующим. В короткий промежуток времени после подключения генератора, измеряемый малыми долями секунды, в цепи имеет место устанавливающийся (переходный) режим. В это время контур по-

лучает от генератора некоторое количество энергии и в контуре устанавливается процесс электромагнитных колебаний. Частота колебаний в контуре равна частоте генератора. За счет электромагнитных колебаний на зажимах контура (точки $a—b$ на рис. 1.37) создается переменная разность потенциалов (переменное напряжение). Количество энергии, поступившей в контур за время переходного режима, таково, что напряжение на контуре равно напряжению на генераторе. Так как расхода энергии в контуре нет (контур идеальный), то при установившемся режиме колебательный процесс в контуре происходит без участия генератора, т. е. за счет запасенной энергии. Напряжение, созданное в точках $a—b$ за счет электромагнитных колебаний, и напряжение генератора равны и в общей части цепи действуют навстречу друг другу. Поэтому ток в общей части цепи равен нулю. Однако внутри контура проходит переменный ток, за счет которого происходит обмен энергией между емкостью и индуктивностью. Этот ток будем называть током в контуре или контурным током.

Отсутствие тока в общей части цепи позволяет считать, что сопротивление идеального параллельного контура при резонансе бесконечно велико ($Z_{к. рез} = \infty$).

В реальном контуре часть колеблющейся энергии расходуется в активном сопротивлении. Это означает, что за счет первоначального запаса энергии в контуре могут существовать лишь затухающие колебания. Если же от генератора будет непрерывно поступать энергия, восполняющая потери, то амплитуда напряжения на контуре будет оставаться неизменной. При подключении реального контура (контура с потерями) к генератору в общей цепи течет активный ток I_0 , совпадающий по фазе с напряжением генератора. При этом от генератора отбирается активная мощность

$$P_{ген} = U_{ген} I_0.$$

Эта мощность расходуется, главным образом, в активном сопротивлении катушки. Наличие в общей части цепи тока I_0 , совпадающего по фазе с напряжением генератора, свидетельствует о том, что сопротивление реального параллельного контура при резонансе не бесконечно велико, а имеет определенное значение и активно по характеру. Следует отметить, что ток I_0 в общей части цепи значительно меньше по амплитуде, чем ток в контуре.

Активные потери контура практически можно считать сосредоточенными в индуктивной ветви (потери в катушке значительно больше потерь в конденсаторе). В этом случае ток, идущий через катушку, отстает по фазе от напряжения генератора менее чем на 90° . Ток I_L , идущий через катушку, можно представить в виде геометрической суммы двух составляющих: реактивной I'_L и активной I_0 , совпадающей по фазе с напряжением генератора.

В реальном параллельном контуре состоянием резонанса считают такой режим, при котором ток в общей части цепи имеет наименьшую амплитуду и совпадает по фазе с напряжением гене-

ратора. Такое состояние получается, когда емкостный ток I_C равен реактивной составляющей тока катушки I'_L . Векторная диаграмма, соответствующая такому случаю, изображена на рис. 1.40.

Равенство $X_C = X_L$, строго говоря, не является условием резонанса в реальном параллельном контуре.

Резонанс можно получить изменением частоты генератора или изменением собственной частоты контура. На векторной диаграмме рис. 1.41 показано, как изменяются токи

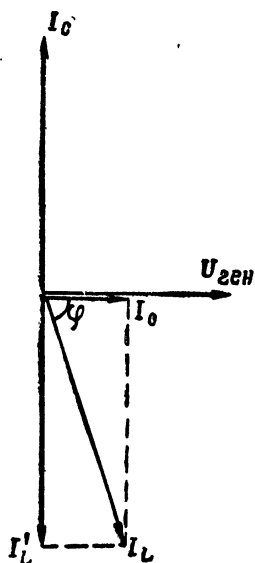


Рис. 1.40. Векторная диаграмма параллельного резонансного контура

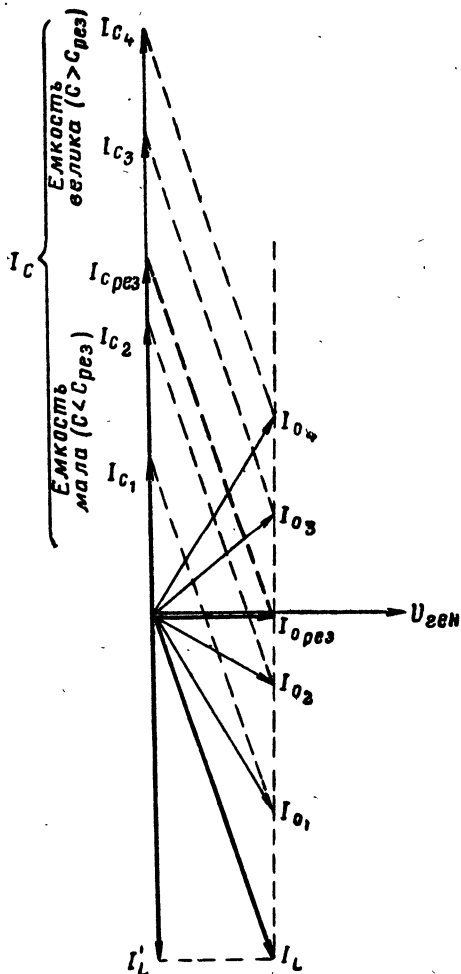


Рис. 1.41. Изменение амплитуды и фазы тока в общей части цепи при настройке контура емкостью

в цепи при изменении емкости контура. Если емкость конденсатора контура меньше резонансного значения, то ток I_C меньше реактивной составляющей тока катушки I'_L , а ток I_0 в общей части цепи носит индуктивный характер и отстает по фазе от напряжения генератора. Если емкость конденсатора больше

резонансного значения, то ток I_C больше реактивной составляющей тока катушки I'_L . При этом ток I_0 в общей части цепи носит емкостный характер, т. е. опережает по фазе напряжение генератора. При резонансном значении емкости ток I_C равен реактивной составляющей тока I'_L катушки, поэтому ток I_0 оказывается наименьшим по амплитуде и совпадающим по фазе с напряжением генератора.

Пользуясь векторной диаграммой рис. 1.40, определим соотношение между током в контуре (I_L или I_C) и током I_0 в общей части цепи при резонансе.

Из прямоугольного треугольника находим

$$\cos \varphi = \frac{I_0}{I_L}$$

($\cos \varphi$ равен отношению активной составляющей тока индуктивной ветви к полному току этой ветви). Отношение токов $\frac{I_0}{I_L}$ равно отношению активного сопротивления индуктивной ветви к полному сопротивлению индуктивной ветви:

$$\cos \varphi = \frac{I_0}{I_L} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (\omega_0 L)^2}}.$$

Но активное сопротивление R намного меньше реактивного $\omega_0 L$, поэтому приближенно можно считать, что

$$\cos \varphi \approx \frac{R}{\omega_0 L} = \frac{1}{Q}.$$

Таким образом,

$$I_0 = I_L \cos \varphi = \frac{I_L}{Q}, \quad (1.34)$$

или

$$I_L = I_0 Q,$$

т. е. ток в неразветвленной (общей) части цепи при резонансе в Q раз меньше тока в контуре.

Чем выше добротность контура, тем меньше ток в неразветвленной части цепи при резонансе.

3. Резонансное сопротивление параллельного контура

Сопротивление параллельного контура при резонансе чисто активное; напряжение на контуре и ток в неразветвленной части цепи совпадают по фазе. Реальный контур отбирает от питающего генератора некоторое количество энергии, которое превращается в тепло на активном сопротивлении R (сопротивлении потерь) контура. На основании закона сохранения энергии мощность, отдаваемая генератором, и мощность, расходуемая на тепло в активном сопротивлении контура, равны.

Мощность, отдаваемая генератором, определяется выражением

$$P_{\text{ген}} = I_0^2 Z_{\text{к. рез}},$$

где I_0 — ток в неразветвленной части цепи при резонансе;
 $Z_{\text{к. рез}}$ — сопротивление контура при резонансе.

Мощность, расходуемая в активном сопротивлении R , равна

$$P_R = I_k^2 R,$$

где I_k — ток внутри контура;

R — активное сопротивление, учитывающее потери энергии в катушке.

Если напряжение на зажимах генератора $U_{\text{ген}}$, то

$$I_0 = \frac{U_{\text{ген}}}{Z_{\text{к. рез}}} \text{ и } I_k = \frac{U_{\text{ген}}}{X_L}.$$

Имея в виду последние два выражения, приравняем мощности $P_{\text{ген}}$ и P_R :

$$P_{\text{ген}} = I_0^2 Z_{\text{к. рез}} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{Z_{\text{к. рез}}^2} Z_{\text{к. рез}} = P_R = I_k^2 R = \frac{U_{\text{ген}}^2}{X_L^2} R,$$

или

$$\frac{U_{\text{ген}}^2}{Z_{\text{к. рез}}^2} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{X_L^2} R.$$

Отсюда

$$\frac{1}{Z_{\text{к. рез}}} = \frac{R}{X_L^2} = \frac{R}{\omega_0^2 L^2},$$

или

$$Z_{\text{к. рез}} = \frac{\omega_0^2 L^2}{R} = \frac{\rho^2}{R}. \quad (1.35)$$

Так как $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$, то

$$Z_{\text{к. рез}} = \frac{\frac{L}{C}}{R} = \frac{L}{CR}, \quad (1.36)$$

где $Z_{\text{к. рез}}$ — резонансное сопротивление контура в омах;

L — индуктивность контура в генри;

C — емкость контура в фарадах;

R — активное сопротивление в омах.

Резонансное сопротивление параллельного контура зависит от величины активного сопротивления потерь R и от соотношения величин L и C , т. е. от волнового сопротивления контура. Чем больше R , тем больше энергии расходуется в нем на тепло и тем больше энергии (большая мощность) поступает от генератора в контур. Следовательно, чем больше сопротивление потерь R (практически сопротивление катушки), тем больше ток I_0 в

общей части цепи. Но по величине тока можно судить о величине сопротивления контура: чем больше ток, тем меньше сопротивление. Поэтому чем больше сопротивление потерь, тем меньше сопротивление параллельного контура при резонансе.

Пример. Контур состоит из конденсатора емкостью $C=400$ пф, катушки индуктивностью $L=400$ мкгн и активного сопротивления $R=10$ ом. Контур подключен к генератору с напряжением $U_{\text{ген}}=100$ в. Определить ток в контуре, резонансное сопротивление контура и ток в общей цепи при резонансе.

Решение. Резонансная частота контура

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{400}{10^6} \cdot \frac{400}{10^{12}}}} \approx 2,5 \cdot 10^6 \text{ рад/сек};$$

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{2,5 \cdot 10^6}{6,28 \cdot 10^3} \approx 400 \text{ кГц}.$$

Емкостное сопротивление конденсатора при резонансной частоте

$$X_C = \frac{1}{\omega_0 C} = \frac{1}{2,5 \cdot 10^6 \cdot 400 \cdot 10^{-12}} \approx 1000 \text{ ом}.$$

Индуктивное сопротивление катушки при резонансной частоте

$$X_L = \omega_0 L = 2,5 \cdot 10^6 \cdot 400 \cdot 10^{-6} = 1000 \text{ ом}.$$

Ток внутри контура

$$I_C = \frac{U_{\text{ген}}}{X_C} = \frac{100}{1000} = 0,1 \text{ а};$$

$$I_L \approx \frac{U_{\text{ген}}}{X_L} = \frac{100}{1000} = 0,1 \text{ а}.$$

Резонансное сопротивление параллельного контура

$$Z_{\text{к. рез}} = \frac{L}{CR} = \frac{400 \cdot 10^{-6}}{400 \cdot 10^{-12} \cdot 10} = 10^5 \text{ ом} = 100 \text{ ком}.$$

Ток в общей части цепи

$$I_0 = \frac{U_{\text{ген}}}{Z_{\text{к. рез}}} = \frac{100 \text{ в}}{100 \text{ ком}} = 1 \text{ ма}.$$

Зависимость резонансного сопротивления от волнового сопротивления контура можно установить путем сравнения двух контуров (рис. 1.42).

Рассмотрим два контура, настроенные на одинаковую частоту. Первый контур образован большой индуктивностью и малой емкостью (ρ_1 велико), второй — малой индуктивностью и большой емкостью (ρ_2 мало). Активные сопротивления в обоих контурах одинаковы, и оба контура питаются одинаковым напряжением. Сопротивления емкостной и индуктивной ветвей второго контура малы по сравнению с первым, поэтому ток во втором контуре больше. Ясно, что в активном сопротивлении второго контура будет выделяться больше тепла (большая мощность). Поэтому ток в общей

цепи при одинаковом напряжении генератора будет больше во втором случае, когда C велико и L мало, т. е. при малом ρ .

Пример. Контур имеет одинаковую резонансную частоту, одинаковое активное сопротивление, но различные волновые сопротивления. Данные контуров: $C_1=100$ пф; $C_2=1000$ пф; $L_1=1000$ мкгн; $L_2=100$ мкгн; $R_1=10$ ом; $R_2=10$ ом.

Определить токи в контурах, токи в общей цепи и резонансное сопротивление контура в каждом случае при резонансе, если напряжение генератора $U_{\text{ген}}=316$ в.

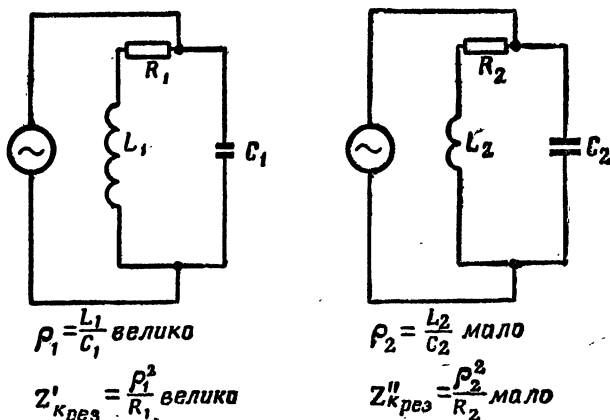


Рис. 1.42. Зависимость резонансного сопротивления параллельного контура от его волнового сопротивления

Решение.

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{6,28 \sqrt{\frac{1000}{10^6} \cdot \frac{100}{10^{12}}}} = \frac{1}{6,28 \frac{3,16 \cdot 10^3}{10^6}} = \frac{10^7}{6,28 \cdot 3,16} = \frac{10^7}{20} = 0,5 \cdot 10^8 \text{ гц} = 0,5 \text{ Мгц.}$$

$$\rho_1 = X_{C1} = \frac{1}{2\pi f_0 C_1} = \frac{1}{6,28 \cdot 0,5 \cdot 10^8 \cdot \frac{100}{10^{12}}} = 3,16 \cdot 10^3 = 3160 \text{ ом.}$$

$$\rho_1 = X_{L1} = 2\pi f_0 L_1 = 3160 \text{ ом.}$$

$$I_{C1} = I_{K1} = \frac{U_{\text{ген}}}{X_{C1}} = \frac{316}{3160} = 0,1 \text{ а.}$$

$$\rho_2 = X_{C2} = \frac{1}{2\pi f_0 C_2} = \frac{1}{6,28 \cdot 0,5 \cdot 10^8 \cdot \frac{1000}{10^{12}}} = 316 \text{ ом.}$$

$$\rho_2 = X_{L2} = 2\pi f_0 L_2 = 316 \text{ ом.}$$

$$I_{C2} = I_{K2} = \frac{U_{\text{ген}}}{X_{C2}} = \frac{316}{316} = 1 \text{ а.}$$

Резонансные сопротивления

$$Z_{1к. рез} = \frac{L_1}{C_1 R_1} = \frac{1000 \cdot 10^{-6}}{100 \cdot 10^{-12} \cdot 10} = 10^6 \text{ ом} = 1 \text{ Мом};$$

$$Z_{2к. рез} = \frac{L_2}{C_2 R_2} = \frac{100 \cdot 10^{-6}}{1000 \cdot 10^{-12} \cdot 10} = 10^4 \text{ ом} = 10 \text{ ком}.$$

Отсюда следует, что из двух контуров с одинаковым активным сопротивлением большее резонансное сопротивление имеет тот, у которого больше волновое сопротивление.

Резонансное сопротивление параллельного контура зависит от добротности контура: чем она выше, тем больше резонансное сопротивление. К этому выводу легко прийти, если преобразовать выражение (1.35):

$$Z_{к. рез} = \frac{\rho^2}{R} = \frac{\rho^2 R}{R^2} = Q^2 R.$$

Иногда бывает удобно выражать резонансное сопротивление контура иначе:

$$Z_{к. рез} = \frac{\rho^2}{R} = Q\rho. \quad (1.37)$$

Резонансное сопротивление параллельного контура пропорционально его добротности и волновому сопротивлению.

При описании практических схем с использованием настроенного в резонанс параллельного контура его резонансное сопротивление часто называют эквивалентным сопротивлением контура и обозначают символом R_3 .

4. Зависимость сопротивления параллельного контура от частоты

Пусть частота генератора, питающего параллельный контур, изменяется в широких пределах. При повышении частоты генератора емкостное сопротивление конденсатора уменьшается:

$$X_C = \frac{1}{\omega_{ген} C} = \frac{1}{2\pi f_{ген} C},$$

а индуктивное сопротивление увеличивается:

$$X_L = \omega_{ген} L = 2\pi f_{ген} L.$$

При этом ток в емкостной ветви увеличивается, а в индуктивной уменьшается (см. рис. 1.38). При частоте ниже резонансной ($f_{ген} < f_0$) в общей цепи преобладает индуктивный ток и контур ведет себя как индуктивное сопротивление. При частоте генератора, равной собственной частоте контура ($f_{ген} = f_0$), емкостный и индуктивный токи равны по величине и реактивный ток в общей части цепи равен нулю (состояние резонанса). Сопротивление контура имеет чисто активный характер и значительную величину, опреде-

ляемую формулами (1.35), (1.36). Наконец, при частоте выше резонансной ($f_{ген} > f_0$) в общей цепи преобладает емкостный ток и контур ведет себя как емкостное сопротивление.

Чем больше частота генератора отличается от собственной (резонансной) частоты контура, тем больше различаются токи I_C и I_L , тем больше реактивный ток в общей части цепи и меньше реактивное сопротивление контура. Исходя из этих рассуждений можно показать зависимость сопротивления параллельного контура от частоты питающего генератора (рис. 1.43, а).

При изменении частоты генератора изменяется фазовый сдвиг между напряжением генератора и током I_0 , идущим через контур. Если частота генератора значительно ниже резонансной (собственной) частоты контура, то сопротивление контура можно считать практически чисто индуктивным, так как реактивный ток в общей цепи во много раз больше активного. Угол фазового сдвига между напряжением генератора и током I_0 при этом близок к 90° . По мере повышения частоты генератора реактивная составляющая тока в общей цепи и фазовый угол уменьшаются. При резонансе сопротивление контура является чисто активным и фазовый сдвиг между напряжением генератора и током I_0 равен нулю. Если частота генератора превышает резонансную частоту контура, то сопротивление контура состоит из активной и емкостной составляющих. По мере повышения частоты генератора соотношение между активной и реактивной составляющими изменяется и угол фазового сдвига между напряжением генератора и током I_0 приближается к 90° .

Кривая, показывающая зависимость угла фазового сдвига между напряжением генератора и током через контур, называется

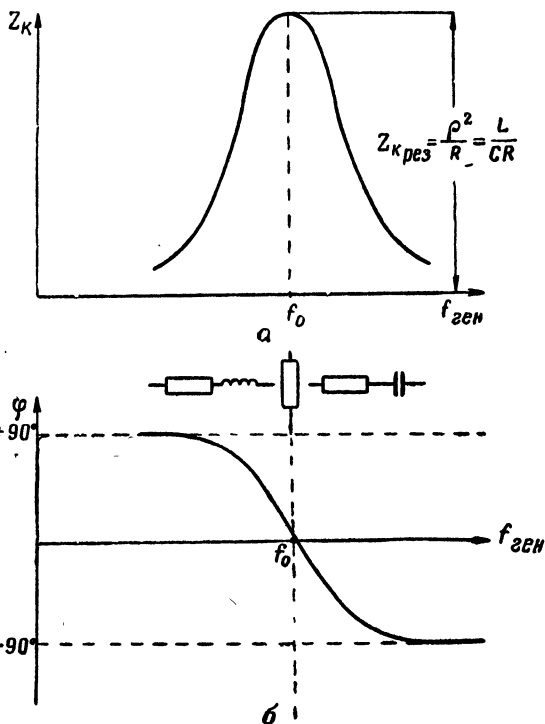


Рис. 1.43. Зависимость сопротивления параллельного контура от частоты генератора (а) и фазочастотная характеристика параллельного контура (б)

фазо-частотной характеристикой параллельного контура. Фазо-частотная характеристика параллельного контура приведена на рис. 1.43, б.

5. Резонансные кривые и полоса пропускания параллельного контура

В большинстве радиотехнических схем параллельный контур включается в анодную цепь электронной лампы или в коллекторную цепь транзистора.

И электронную лампу и транзистор можно рассматривать как генератор переменного тока, имеющий некоторую э. д. с. $E_{\text{ген}}$ и некоторое внутреннее сопротивление R_i , величина которого часто бывает значительной.

Эквивалентная схема, соответствующая такому использованию контура, изображена на рис. 1.44.

Выясним, как изменяется ток в цепи и напряжение на контуре при изменении частоты генератора, имея в виду, что внутреннее сопротивление генератора не зависит от частоты, а сопротивление контура зависит.

Если внутреннее сопротивление генератора значительно меньше резонансного сопротивления контура, то падение напряжения на внутреннем сопротивлении генератора мало, и им можно пренебречь. Будем считать, что $R_i = 0$. В этом случае напряжение на контуре не зависит от частоты и всегда равно э. д. с. генератора. Ток I_0 в общей цепи

$$I_0 = \frac{E_{\text{ген}}}{Z_k}$$

(необходимо учитывать, что сопротивление Z_k контура — комплексное, т. е. состоит из активной и реактивной составляющих).

Зависимость напряжения на контуре и тока I_0 в общей цепи при $R_i = 0$ показана на рис. 1.45.

Ток в цепи при резонансе имеет наименьшее значение, равное

$$I_0 = \frac{E_{\text{ген}}}{Z_{k, \text{рез}}}.$$

Кривая, показывающая зависимость тока в цепи от частоты генератора, называется резонансной кривой тока. Говорить о резонансе

ной кривой напряжения при $R_i = 0$ не имеет смысла, так как напряжение на контуре остается неизменным.

Если внутреннее сопротивление генератора значительно больше резонансного сопротивления контура ($R_i \gg Z_{к. рез}$), то полное сопротивление цепи можно считать практически неизменным, равным R_i . Ток в общей цепи при этом не зависит от частоты генератора и равен

$$I_0 = \frac{E_{ген}}{R_i + Z_{к. рез}} \approx \frac{E_{ген}}{R_i}.$$

В этом случае не следует говорить о резонансной кривой тока, так как с изменением частоты генератора ток в цепи практически не изменяется. Напряжение на контуре при этом хотя и составляет небольшую часть э. д. с. генератора, но при изме-

нений частоты генератора резко изменяется (рис. 1.46). На рис. 1.47 показана зависимость напряжения на параллельном контуре и

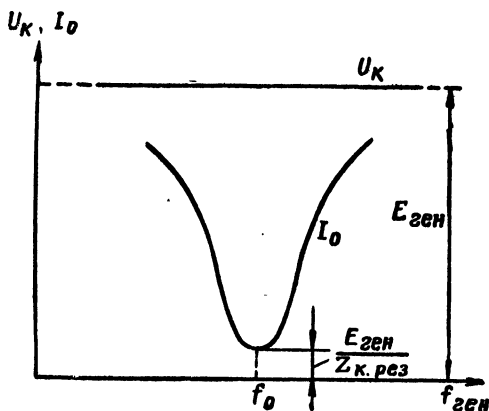


Рис. 1.45. Зависимость напряжения на параллельном контуре и тока, проходящего через контур, от частоты генератора при $R_i = 0$

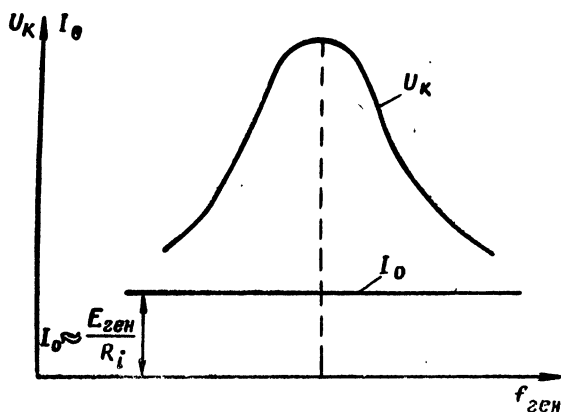


Рис. 1.46. Зависимость напряжения на параллельном контуре и тока в цепи от частоты генератора при $R_i \gg Z_{к. рез}$

тока в цепи от частоты генератора при различных соотношениях R_i и $Z_{к. рез}$.

Из рис. 1.47 следует:

1) Форма резонансных кривых параллельного контура зависит от соотношения между R_i и $Z_{к. рез}$.

2) Резонансная кривая тока и резонансная кривая напряжения параллельного контура не подобны друг другу по форме.

Поэтому для параллельного контура следует различать полосу пропускания по току и по напряжению. В общем случае, когда R_i и $Z_{к. рез}$ соизмеримы по величине, резонансные кривые

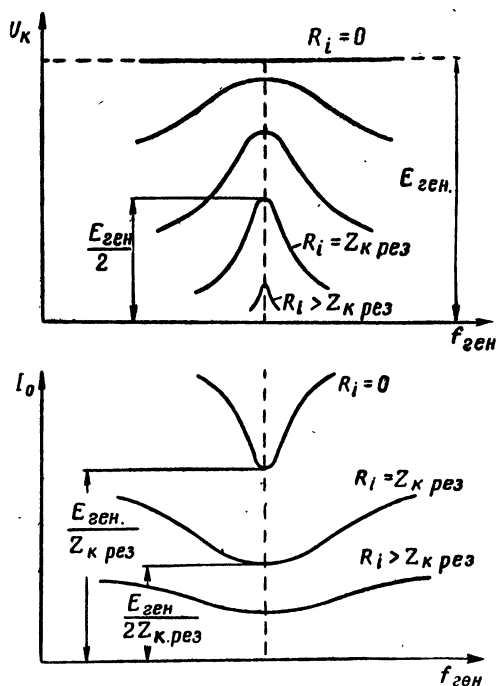


Рис. 1.47. Зависимость напряжения на параллельном контуре и тока в цепи от частоты генератора при различных соотношениях между R_i и $Z_{к. рез}$

тока и напряжения можно изобразить так, как показано на рис. 1.48. Условимся, что полоса пропускания контура по току — это полоса частот, в пределах которой ток в цепи изменяется не более чем в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с током при резонансе. Соответственно полосой пропускания по напряжению будем называть полосу частот, в пределах которой напряжение на контуре изменяется не более чем в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с напряжением при резонансе.

Полоса пропускания параллельного контура по току имеет наименьшее значение при $R_i = 0$ и в этом случае равна полосе пропускания последовательного контура с такими же параметрами L, C, R ; величина полосы пропускания определяется формулой

$$2\Delta f = \frac{f_0}{Q}.$$

Расчеты показывают, что при $R_i = Z_{к. рез}$ полоса пропускания контура по току увеличивается до значения

$$2\Delta f_1 = \frac{f_0}{Q} \sqrt{2}.$$

При дальнейшем увеличении R_i полоса пропускания по току растет и при $R_i = 2,41 Z_{к. рез}$ становится бесконечно большой.

Полоса пропускания параллельного контура по напряжению при $R_i = \infty$ равна полосе пропускания последовательного контура с такими же параметрами L, C, R и определяется формулой

$$2\Delta f = \frac{f_0}{Q}.$$

Однако этот случай представляет чисто теоретический интерес, поскольку напряжение на контуре при этом бесконечно мало. При $R_i = Z_{к. рез}$ полоса пропускания параллельного контура по напряжению в два раза больше полосы пропускания последовательного контура с такими же параметрами:

$$2\Delta f_U = 2 \frac{f_0}{Q}.$$

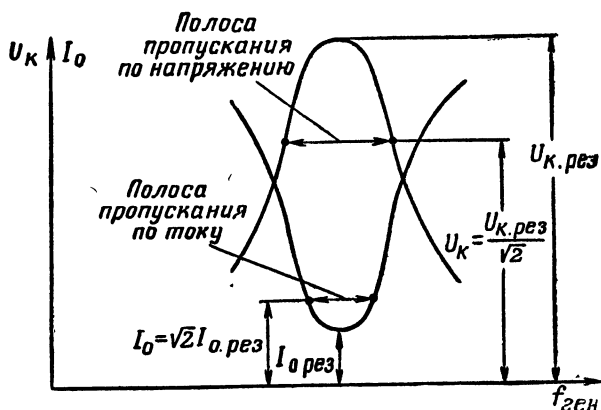


Рис. 1.48. Полоса пропускания параллельного контура по току и напряжению

6. Расширение полосы пропускания контура

На практике часто возникает необходимость расширения полосы пропускания контура. Обычно такую задачу приходится решать в радиолокационных и телевизионных приемниках, так как спектр частот, занимаемый радиоимпульсом или телевизионным сигналом, имеет ширину до нескольких мегагерц. Выше было показано, что полоса пропускания зависит от добротности контура и для последовательного контура равна

$$2\Delta f = \frac{f_0}{Q}.$$

Этой же формулой определяется полоса пропускания параллельного контура по току при питании его от генератора с внутренним сопротивлением, равным нулю.

Полоса пропускания контура без учета внутреннего сопротивления генератора тем шире, чем ниже добротность контура, поэтому для расширения полосы пропускания следует уменьшать добротность контура. При неизменных L и C добротность контура зависит от его активного сопротивления R , т. е. от потерь энергии в контуре. Уменьшить добротность контура и расширить полосу пропускания можно, включив в контур дополнительное сопротивление $R_{полс}$

(рис. 1.49, а). Эквивалентная добротность контура в этом случае равна

$$Q_{\text{экв}} = \frac{\rho}{R + R_{\text{посл}}} = \frac{\omega_0 L}{R + R_{\text{посл}}}$$

Соответственно расширится полоса пропускания контура. Без учета влияния генератора полоса пропускания контура в этом случае равна

$$2\Delta f = \frac{f_0}{Q_{\text{экв}}}$$

Чем больше сопротивление $R_{\text{посл}}$, тем меньше эквивалентная добротность контура и тем шире его полоса пропускания. Необходимо

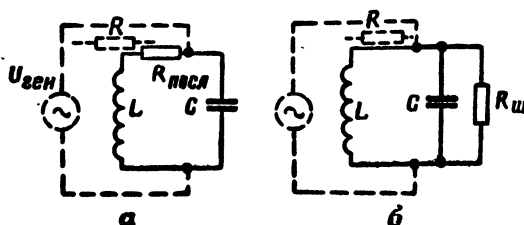


Рис. 1.49. Расширение полосы пропускания контура

учитывать, что сопротивление $R_{\text{посл}}$ уменьшает резонансное сопротивление параллельного контура и увеличивает резонансное сопротивление последовательного контура. Если $R_{\text{посл}}$ равно собственному активному сопротивлению R контура, добротность контура уменьшается вдвое. По-

лоса пропускания последовательного контура без учета влияния генератора расширяется также вдвое. Полоса пропускания параллельного контура по току при этом расширяется в 1,4 раза, а по напряжению — в 2 раза.

Сопротивление $R_{\text{посл}}$ должно быть чисто активным (безреактивным), иначе его включение изменит собственную частоту контура. Величина сопротивления $R_{\text{посл}}$ соизмерима с величиной собственного активного сопротивления R контура, т. е. составляет единицы или десятки *ом*. Непроволочное сопротивление такой величины выполнить затруднительно, а проволочное нельзя сделать безреактивным. Поэтому способ расширения полосы пропускания контура за счет последовательного включения в контур сопротивления $R_{\text{посл}}$ неудобен.

Уменьшить добротность контура и расширить полосу его пропускания можно, подключив параллельно контуру активное сопротивление $R_{\text{ш}}$ (рис. 1.49, б). При этом увеличиваются потери энергии и уменьшается добротность контура, а следовательно, расширяется его полоса пропускания.

Установим соотношение между величинами $R_{\text{посл}}$ и $R_{\text{ш}}$, вызывающими одинаковое расширение полосы пропускания контура. Сопротивления $R_{\text{посл}}$ и $R_{\text{ш}}$ в равной степени уменьшают добротность контура в том случае, если мощность, расходуемая в них, одинакова.

Мощность, расходуемая в сопротивлении $R_{\text{посл}}$ (см. рис. 1.49, а), равна

$$P_{\text{посл}} = I_k^2 R_{\text{посл}} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{\rho^2} R_{\text{посл}}.$$

Мощность, расходуемая в сопротивлении $R_{\text{ш}}$ (см. рис. 1.49, б), равна

$$P_{\text{ш}} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{R_{\text{ш}}}.$$

Приравняв эти мощности, получим

$$\frac{U_{\text{ген}}^2}{\rho^2} R_{\text{посл}} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{R_{\text{ш}}},$$

откуда

$$R_{\text{ш}} = \frac{\rho^2}{R_{\text{посл}}}. \quad (1.38)$$

По формуле (1.38) можно пересчитать последовательное сопротивление в параллельное и наоборот.

Для параллельного включения сопротивления не требуется разрыва цепи контура, поэтому такой способ расширения полосы пропускания удобнее, чем последовательное включение сопротивления в контур. Величина сопротивления $R_{\text{ш}}$ соизмерима с резонансным сопротивлением параллельного контура (несколько десятков или сотен килоом). Непроволочные сопротивления такой величины, выпускаемые промышленностью, практически безреактивны (за исключением диапазона УКВ).

Полное сопротивление контура с учетом $R_{\text{ш}}$ уменьшается и приводит к изменению режима схемы, в которой работает контур. Если $R_{\text{ш}}$ равно резонансному сопротивлению $Z_{k, \text{рез}}$ параллельного контура, то добротность контура уменьшается, а полоса пропускания увеличивается в два раза:

$$2\Delta f = 2 \frac{f_0}{Q}.$$

Резонансное сопротивление контура при этом уменьшается вдвое.

Пример. Контур состоит из индуктивности $L=400$ мкГн, емкости $C=400$ пФ и активного сопротивления $R=10$ ом. Какое сопротивление необходимо подключить к контуру, чтобы его полоса пропускания увеличилась вдвое?

Решение. Полосу пропускания можно расширить вдвое, включив в контур сопротивление $R_{\text{посл}}=10$ ом (при этом добротность контура уменьшится вдвое). Последовательному сопротивлению эквивалентно параллельное

$$R_{\text{ш}} = \frac{\rho^2}{R_{\text{посл}}}.$$

Определим характеристическое сопротивление контура:

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{400 \cdot 10^{-6}}{400 \cdot 10^{-12}}} = 1000 \text{ ом}.$$

Отсюда шунтирующее сопротивление

$$R_{\text{ш}} = \frac{\rho^2}{R_{\text{посл}}} = \frac{1000^2}{10 \cdot 10^3} = 100 \text{ ком.}$$

7. Контуры II и III видов

Известно, что максимальная мощность от генератора к нагрузке передается при равенстве сопротивления нагрузки и внутреннего сопротивления генератора. Во многих радиотехнических схемах генератором служит электронная лампа или транзистор, а нагрузкой — параллельный колебательный контур. Чтобы мощность, сооб-

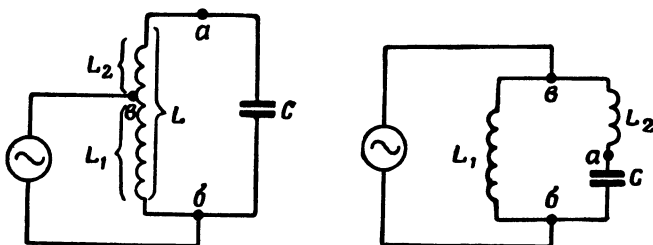


Рис. 1.50. Контур II вида

щаемая контуру, была максимальной, резонансное сопротивление параллельного контура должно быть равно внутреннему сопротивлению лампы или транзистора.

Внутреннее сопротивление не поддается регулировке. Поэтому для согласования сопротивлений генератора и контура необходимо резонансное сопротивление контура «подгонять» под внутреннее сопротивление генератора (лампы или транзистора). Регулировать величину резонансного сопротивления параллельного контура возможно при его «неполном» включении (рис. 1.50). Включенный таким образом контур называют контуром II вида. Частота его собственных колебаний зависит только от полной индуктивности L и от полной емкости C и не зависит от точек подключения контура к генератору. При переходе от контура I вида к контуру II вида резонанс не нарушается, сопротивления индуктивной и емкостной ветвей изменяются, но остаются равными. Поэтому переход от контура I вида к контуру II вида не изменяет характера сопротивления контура, а лишь изменяет его величину. При переключении верхнего провода от генератора из точки a в точку b реактивное сопротивление индуктивной ветви уменьшается на величину $\omega_0 L_2$; на такую же величину уменьшается реактивное сопротивление емкостной ветви.

Сопротивление контура II вида при резонансе меньше, чем сопротивление контура I вида (при полном включении контура). Определим резонансное сопротивление контура II вида. Будем счи-

тать, что к контуру в точках $\delta - \theta$ (см. рис. 1.50) приложено напряжение $U_{\text{ген}}$; при этом генератор отдает контуру мощность

$$P_{\text{ген}} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{Z_{\text{к. рез}}^*},$$

где $Z_{\text{к. рез}}''$ — резонансное сопротивление контура II вида.

Мощность, получаемая контуром от генератора, целиком расходуется на тепло в активном сопротивлении контура. Она равна

$$P_{\text{к}} = I_{\text{к}}^2 R.$$

Ток в контуре

$$I_{\text{к}} = \frac{U_{\text{ген}}}{X_{L1}} = \frac{U_{\text{ген}}}{\omega_0 L_1}.$$

Подставим значение тока в формулу мощности:

$$P_{\text{к}} = I_{\text{к}}^2 R = \frac{U_{\text{ген}}^2}{\omega_0^2 L_1^2} R.$$

Мощность, подводимая к контуру, и мощность, расходуемая в контуре, равны, поэтому

$$\frac{U_{\text{ген}}^2}{Z_{\text{к. рез}}^*} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{\omega_0^2 L_1^2} R.$$

Отсюда резонансное сопротивление контура II вида

$$Z_{\text{к. рез}}^* = \frac{\omega_0^2 L_1^2}{R}.$$

Так как $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$, то

$$Z_{\text{к. рез}}'' = \frac{L_1^2}{LCR}.$$

Умножив числитель и знаменатель дроби на L , получим

$$Z_{\text{к. рез}}'' = \frac{LL_1^2}{CRL^2} = Z_{\text{к. рез}} \left(\frac{L_1}{L} \right)^2 = Z_{\text{к. рез}} p^2, \quad (1.39)$$

где $p = \frac{L_1}{L}$ — коэффициент включения контура.

Таким образом, резонансное сопротивление контура II вида меньше резонансного сопротивления контура I вида. Его величина зависит от того, какую долю составляет индуктивность L_1 , образующая индуктивную ветвь, от полной индуктивности контура. Перемещая точку θ по катушке, можно изменять резонансное сопротивление в пределах от $Z_{\text{к. рез}}$ до нуля и подбирать нужное его значение.

Иногда в схемах используется контур III вида (рис. 1.51). При подключении генератора к точкам a — b резонансное сопротивление такого контура равно

$$Z_{\text{к. рез}} = \frac{L}{C_{\text{общ}} R},$$

где $C_{\text{общ}}$ — общая емкость, образованная последовательным соединением конденсаторов C_1 и C_2 .

Если контур подключен к генератору в точках b — $в$, то его резонансное сопротивление можно определить таким же путем, как и резонансное сопротивление контура II вида:

$$Z'_{\text{к. рез}} = Z_{\text{к. рез}} \left(\frac{C_{\text{общ}}}{C_1} \right)^2,$$

где $Z_{\text{к. рез}}$ — резонансное сопротивление контура I вида.

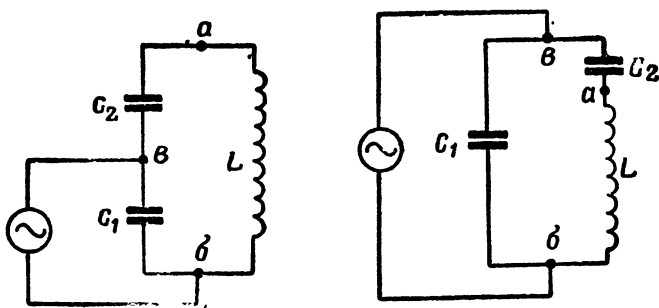


Рис. 1.51. Контур III вида

Резонансное сопротивление контура III вида меньше резонансного сопротивления контура I вида. Его величина зависит от того, какую часть составляет общая емкость контура от емкости C_1 , образующей емкостную ветвь контура.

§ 5. СВЯЗАННЫЕ КОНТУРЫ

В современной радиотехнической аппаратуре широко применяются не только одиночные, но и связанные контуры. Два контура называют связанными, если энергия из одного контура переходит в другой. Контур, питающийся непосредственно от генератора, называют первичным, а контур, в котором колебания возникают под действием первичного контура, — вторичным. Связь между контурами может осуществляться через общее сопротивление, через общее электрическое или общее магнитное поле; поэтому возможны различные виды связи между контурами.

1. Виды связи

Индуктивная (трансформаторная) связь (рис. 1.52)

Контур L_1C_1 , питающийся непосредственно от генератора, является первичным. Связь осуществляется через общий для катушек L_1 и L_2 магнитный поток, т. е. за счет взаимной индукции, оцениваемой коэффициентом взаимной индукции M . Под действием напряжения генератора по первичной цепи (конттуру) проходит ток I_1 , создающий вокруг катушки L_1 магнитный поток, часть которого пересекает витки катушки L_2 вторичного контура. При этом

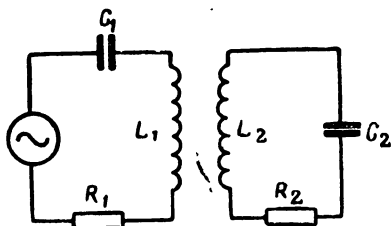


Рис. 1.52. Индуктивная (трансформаторная) связь двух контуров

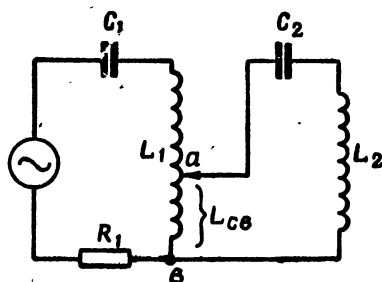


Рис. 1.53. Автотрансформаторная связь двух контуров

в катушке L_2 возникает переменная э. д. с. взаимной индукции E_2 . Под ее действием во вторичном контуре создается ток I_2 . В активном сопротивлении R_2 вторичного контура ток I_2 выделяет в виде тепла некоторую активную мощность.

Таким образом, можно говорить о передаче энергии из первичного контура во вторичный. При этом не только первичный контур влияет на вторичный, возбуждая в нем э. д. с., но и вторичный оказывает влияние на первичный, изменяя его режим. Степень взаимного воздействия контуров зависит от расстояния между катушками и их взаимного расположения. Чем меньше расстояние между катушками, тем сильнее связь между контурами. При взаимно перпендикулярном расположении катушек э. д. с., наводимая в катушке вторичного контура, равна нулю даже при малом расстоянии между катушками. Поворачивая одну из катушек, можно изменять величину связи между контурами.

Автотрансформаторная связь (рис. 1.53)

При автотрансформаторной связи элементом связи служит часть катушки первичного контура ($L_{св}$), общая для первичного и вторичного контуров. За счет тока первичного контура на катушке $L_{св}$

получается переменная разность потенциалов. Часть ее между точками $a-b$ (на индуктивности $L_{св}$) введена во вторичный контур и создает в нем ток.

Величина связи между контурами зависит от того, какую долю составляет индуктивность $L_{св}$ от полной индуктивности L_1 первичного контура. Чем больше отношение $\frac{L_{св}}{L_1}$, тем сильнее связь между контурами.

Звеньевая связь

(рис. 1.54)

Связь между первичным и вторичным контурами осуществляется через звено связи, состоящее из двух соединенных между собой катушек. Одна катушка звена связи связана индуктивно с первич-

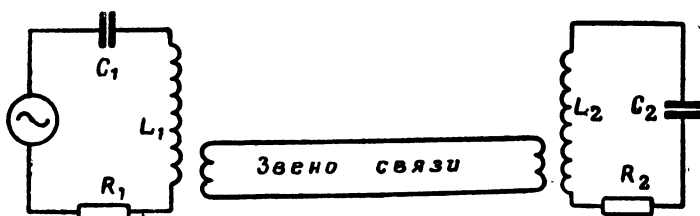


Рис. 1.54. Звеньевая связь двух контуров

ным контуром; а другая — со вторичным. Магнитный поток катушки L_1 первичного контура возбуждает в первичной катушке звена связи переменную э. д. с. взаимной индукции. Под ее воздействием в цепи звена связи создается ток. За счет магнитного потока второй катушки звена связи в катушке L_2 вторичного контура возбуждается переменная э. д. с., которая создает ток во вторичном контуре.

Емкостная связь

Существуют две разновидности емкостной связи: внутренняя и внешняя.

Внутренняя емкостная связь (рис. 1.55). Емкость первичного контура образована последовательно включенными конденсаторами C_1 и $C_{св}$. Связь между контурами осуществляется через конденсатор связи $C_{св}$. За счет тока I_1 первичного контура на конденсаторе $C_{св}$ получается переменная разность потенциалов, под действием которой во вторичном контуре создается ток. Резонансное сопротивление вторичного контура невелико (контур последовательный) и определяется величиной его активного сопротивления R_2 . Напряжение, вводимое во вторичный контур, не должно быть большим, а значит, емкость связи $C_{св}$ должна быть в десятки раз больше основной емкости C_1 первичного контура. Для увеличе-

ния связи между контурами емкость $C_{св}$ уменьшается, так как при этом во вторичный контур вводится большая часть напряжения первичного контура.

Внешняя емкостная связь (рис. 1.56). Во всех предыдущих случаях вторичный контур по способу питания был последовательным (его емкость и индуктивность по отношению к напряжению, введенному в контур, были соединены последовательно). При внешней емкостной связи элементы вторичного контура соединены параллельно (переменное напряжение не введено во вторичный контур, а приложено к контуру). Элементом связи служит внешний конденсатор $C_{св}$. Степень воздействия одного контура на другой определяется емкостью этого конденсатора.

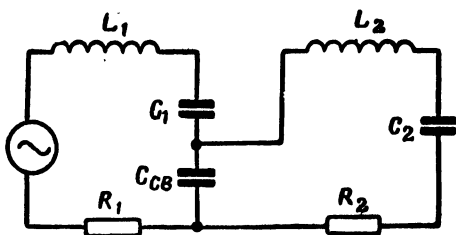


Рис. 1.55. Внутренняя емкостная связь двух контуров

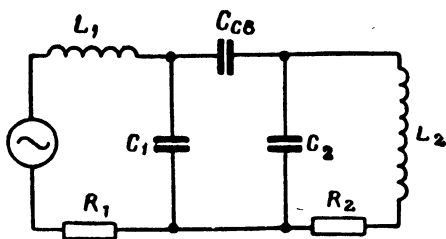


Рис. 1.56. Внешняя емкостная связь двух контуров

Конденсатор $C_{св}$ и вторичный контур соединены между собой последовательно. При увеличении емкости конденсатора $C_{св}$ уменьшается его сопротивление и возрастает ток, питающий вторичный контур, т. е. при увеличении $C_{св}$ увеличивается связь между контурами. Емкостное сопротивление конденсатора связи $C_{св}$ должно быть соизмеримо с резонансным сопротивлением вторичного контура, определяемым по формуле

$$Z_{2к. рез} = \frac{L_2}{C_2 R_2}.$$

Резонансное сопротивление параллельного контура велико, поэтому емкость конденсатора $C_{св}$ бывает обычно мала — в несколько раз (и даже в десятки раз) меньше емкости, входящей в контур.

Гальваническая связь

(рис. 1.57)

Общим для первичного и вторичного контуров является активное сопротивление $R_{св}$. За счет тока первичного контура на сопротивлении связи образуется падение напряжения, которое оказывается введенным во вторичный контур. Степень воздействия одного контура на другой при прочих равных условиях зависит от величины сопротивления $R_{св}$ (связь сильнее при большей величине $R_{св}$).

Необходимо отметить, что включение сопротивления $R_{св}$ ухудшает резонансные свойства контуров и уменьшает их добротность. Вследствие этого гальваническая связь применяется в редких случаях (например, когда полоса пропускания контуров должна быть искусственно расширена).

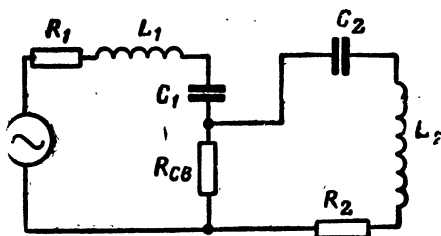


Рис. 1.57. Гальваническая связь двух контуров

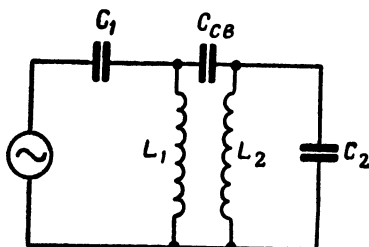


Рис. 1.58. Смешанная индуктивно-емкостная связь между контурами

В аппаратуре иногда применяется смешанная связь между контурами. На рис. 1.58 показан пример смешанной индуктивно-емкостной связи между двумя контурами.

2. Коэффициент связи

Степень взаимодействия контуров оценивается коэффициентом связи K , который в общем случае определяется соотношением

$$K = \frac{X_{св}}{\sqrt{X_1 X_2}}, \quad (1.40)$$

где $X_{св}$ — сопротивление элемента связи;

X_1, X_2 — реактивные сопротивления первичного и вторичного контуров, одноименные с элементом связи.

Коэффициент связи показывает, какую часть электродвижущая сила, фактически наведенная во вторичном контуре, составляет от той предельной величины э. д. с., которую мог бы навести первичный контур во вторичном:

$$K = \frac{E_2}{E_{2\max}}.$$

Коэффициент связи может принимать значения от нуля до единицы и часто выражается в процентах. В радиотехнической аппаратуре применяются связанные контуры, где коэффициент связи составляет несколько процентов.

Для примера рассмотрим случай индуктивной связи. При индуктивной связи э. д. с., наводимая во вторичном контуре, равна

$$E_2 = I_1 \omega M,$$

где I_1 — ток первичного контура;

ω — угловая частота питающего тока;

M — коэффициент взаимной индукции катушек.

Предельная (максимальная) э.д.с. $E_{2\text{ макс}}$ получается при предельном значении коэффициента взаимной индукции $M_{\text{ макс}}$, когда весь магнитный поток катушки L_1 первичного контура пронизывает витки катушки L_2 вторичного контура. При индуктивной связи коэффициент связи показывает, какая часть магнитного потока катушки L_1 первичного контура пронизывает катушку L_2 вторичного контура. Для индуктивной связи сопротивление связи равно

$$X_{\text{св}} = \omega M.$$

Реактивное сопротивление первичного контура, одноименное с сопротивлением связи (индуктивное сопротивление катушки L_1), равно

$$X_1 = \omega L_1;$$

то же вторичного контура

$$X_2 = \omega L_2.$$

Коэффициент связи в данном случае будет

$$K = \frac{X_{\text{св}}}{\sqrt{X_1 X_2}} = \frac{\omega M}{\sqrt{\omega L_1 \omega L_2}} = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}. \quad (1.41)$$

Для внутренней емкостной связи сопротивлением связи является емкостное сопротивление конденсатора связи $C_{\text{св}}$:

$$X_{\text{св}} = \frac{1}{\omega C_{\text{св}}}.$$

Выражение для коэффициента связи можно написать, если иметь в виду, что

$$X_1 = \frac{1}{\omega C_1},$$

где $C_1 = \frac{C_1 C_{\text{св}}}{C_1 + C_{\text{св}}}$ — общая емкость первичного контура;
а

$$X_2 = \frac{1}{\omega C_{\text{II}}},$$

где $C_{\text{II}} = \frac{C_2 C_{\text{св}}}{C_2 + C_{\text{св}}}$ — общая емкость вторичного контура.

Подставим эти значения в формулу (1.40):

$$\begin{aligned} K &= \frac{X_{\text{св}}}{\sqrt{X_1 X_2}} = \frac{\frac{1}{\omega C_{\text{св}}}}{\sqrt{\frac{1}{\omega \frac{C_1 C_{\text{св}}}{C_1 + C_{\text{св}}}} \cdot \frac{1}{\omega \frac{C_2 C_{\text{св}}}{C_2 + C_{\text{св}}}}}} = \\ &= \frac{\frac{1}{\omega C_{\text{св}}}}{\sqrt{\frac{1}{\omega^2 \frac{(C_1 + C_{\text{св}})(C_2 + C_{\text{св}})}{C_1 C_{\text{св}} C_2 C_{\text{св}}}}}} = \sqrt{\frac{C_1 C_2}{(C_1 + C_{\text{св}})(C_2 + C_{\text{св}})}}. \end{aligned} \quad (1.42)$$

Коэффициент связи не характеризует систему связанных контуров с точки зрения перехода энергии из одного контура в другой, так как мощность, передаваемая из первичного контура во вторичный, зависит не только от коэффициента связи, но и от добротности контуров.

3. Анализ системы двух связанных контуров

В практических схемах чаще всего применяется индуктивная связь контуров. На примере такой связи мы и рассмотрим процессы, происходящие в связанных контурах.

На рис. 1.59 показаны два контура, связанные индуктивно. В первичный контур включен генератор переменного тока с напря-

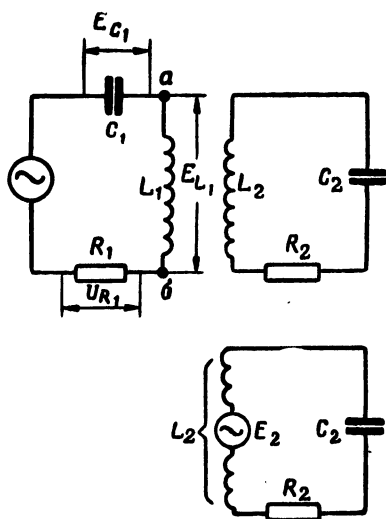


Рис. 1.59. Воздействие переменного напряжения на систему индуктивно связанных контуров

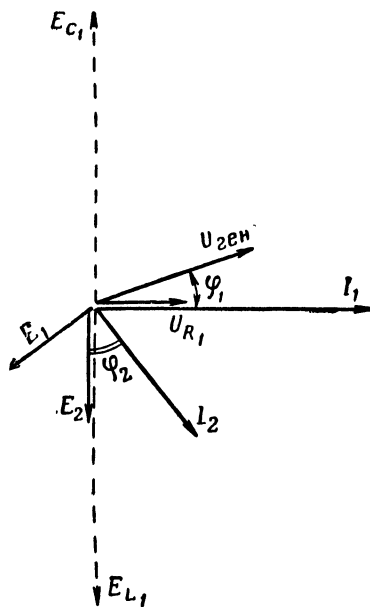


Рис. 1.60. Векторная диаграмма, иллюстрирующая процессы, происходящие в связанных контурах при индуктивной связи

жением $U_{\text{ген}}$. Процессы, происходящие при этом, иллюстрируются векторной диаграммой, изображенной на рис. 1.60. Под действием напряжения генератора в первичном контуре проходит ток I_1 . В общем случае он сдвинут по фазе относительно напряжения генератора на некоторый угол φ_1 (на рис. 1.60 ток I_1 отстает по фазе от напряжения $U_{\text{ген}}$). За счет тока I_1 на конденсаторе C_1 первичного контура создается переменная разность потенциалов E_{C1} , на-

зываемая электродвижущей силой емкости. Она опережает по фазе ток I_1 на 90° (четверть периода). Э. д. с. емкости равна

$$E_{C1} = I_1 X_{C1} = I_1 \frac{1}{\omega C_1}.$$

Тот же ток I_1 , проходя по катушке L_1 первичного контура, создает на ней переменную э. д. с. самоиндукции E_{L1} , отстающую по фазе от тока I_1 на 90° . Э. д. с. самоиндукции равна

$$E_{L1} = I_1 X_{L1} = I_1 \omega L_1.$$

Часть магнитного потока, создаваемого током I_1 в катушке L_1 , пересекает витки катушки L_2 вторичного контура. За счет этого в катушке L_2 возбуждается э. д. с. взаимной индукции E_2 , также отстающая по фазе от тока I_1 на 90° . Величина ее определяется выражением

$$E_2 = I_1 \omega M.$$

Под действием э. д. с. E_2 во вторичном контуре создается ток I_2 . В общем случае (при ненастроенном контуре) он сдвинут по фазе относительно э. д. с. E_2 на некоторый угол φ_2 , меньший 90° . На векторной диаграмме ток I_2 опережает по фазе э. д. с. E_2 , т. е. сопротивление вторичного контура носит емкостный характер (собственная частота контура выше частоты питающего генератора). Ток I_2 проходит через катушку индуктивности L_2 , конденсатор C_2 и активное сопротивление R_2 . На каждом из этих элементов создается переменная разность потенциалов (на рис. 1.60 векторы этих разностей потенциалов не показаны). Проходя по сопротивлению R_2 , ток I_2 выделяет в нем в виде тепла мощность

$$P_2 = I_2^2 R_2.$$

За счет тока I_2 в катушке L_2 создается магнитный поток. Он возбуждает не только э. д. с. самоиндукции в катушке L_2 , но и э. д. с. взаимной индукции E'_1 в катушке L_1 первичного контура, так как часть магнитного потока катушки L_2 пересекает витки катушки L_1 . Э. д. с. E'_1 отстает от тока, ее создавшего (т. е. от тока I_2), по фазе на 90° . Величина ее равна

$$E'_1 = I_2 \omega M.$$

Таким образом, между точками a — b (см. рис. 1.59), кроме э. д. с. самоиндукции E_{L1} , существует э. д. с. E'_1 , являющаяся реакцией вторичного контура на первичный. В результате режим первичного контура изменяется (изменяются величина тока и фазовый сдвиг между током в контуре и напряжением генератора). Можно сделать заключение, что переход энергии из первичного контура во вторичный сопровождается изменением режима первичного контура.

Аналогичные явления возникают и при других видах связи. Например, при автотрансформаторной связи на индуктивности связи $L_{св}$ (см. рис. 1.53) получается переменная разность потенциа-

лов не только за счет тока I_1 первичного контура, но и за счет тока вторичного контура (если вторичный контур замкнут). При внутренней емкостной и гальванической связи то же самое можно сказать о емкости $C_{св}$ и сопротивлении $R_{св}$.

При переходе энергии из первичного контура во вторичный вторичный контур оказывает реакцию на первичный лишь в том случае, когда вторичный контур замкнут. При разомкнутом вторичном контуре ток I_2 равен нулю; в этом случае мощность во вторичный контур не передается и он не оказывает реакцию на первичный, т. е. режим первичного контура не изменяется.

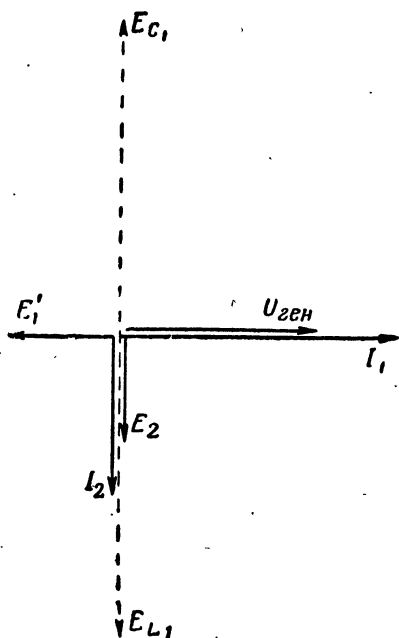


Рис. 1.61. Векторная диаграмма, иллюстрирующая процессы в связанных контурах при индуктивной связи (случай, когда $f_{01} = f_{02} = f_{ген}$)

4. Вносимое сопротивление

Для учета воздействия вторичного контура на первичный введено понятие о вносимом сопротивлении. Появление дополнительной электродвижущей силы E'_1 (см. рис. 1.60) в первичном контуре изменяет величину тока I_1 и поэтому равносильно изменению сопротивления первичного контура. Можно считать, что вторичный контур вносит в первичный некоторое сопротивление, называемое вносимым сопротивлением (ΔZ_1).

Если под действием вторичного контура изменяется лишь амплитуда тока, считают, что вторичный контур вносит в первичный чисто активное сопротивление ΔR_1 . Если же изменяется не только амплитуда, но и фаза тока (т. е. угол фазового сдвига между напряжением генератора $U_{ген}$ и током I_1), считают, что вторичный контур, кроме активного сопротивления ΔR_1 , вносит в первичный контур еще и реактивное сопротивление ΔX_1 . При этом полное вносимое сопротивление ΔZ_1 состоит из активной ΔR_1 и реактивной ΔX_1 составляющих. Реактивная составляющая может быть индуктивной или емкостной в зависимости от того, в какую сторону изменяется фазовый сдвиг между $U_{ген}$ и I_1 .

Рассмотрим несколько случаев.

Случай 1. Первичный и вторичный контуры заранее настроены в резонанс с частотой питающего генератора ($f_{01} = f_{02} = f_{ген}$). Векторная диаграмма для этого случая изображена на рис. 1.61. Благодаря равенству собственной частоты вторичного контура и частоты генератора сопротивление, оказываемое вторичным контуром

току I_2 , чисто активное и равно R_2 , причем ток I_2 совпадает по фазе с э. д. с. E_2 . В результате вектор э. д. с. E'_1 оказывается направленным навстречу вектору тока I_1 и вектору $U_{\text{ген}}$. Значит, падение напряжения, уравнивающее эту э. д. с., совпадает по фазе с током I_1 . Фазовые соотношения в первичном контуре не изменяются, а лишь уменьшается амплитуда тока I_1 . Величина тока I_1 в первичном контуре может быть найдена так:

$$I'_1 = \frac{U_{\text{ген}} - E'_1}{R_1}.$$

Уменьшение тока в первичном контуре можно считать следствием увеличения активного сопротивления первичной цепи. Эквивалентное активное сопротивление первичной цепи равно

$$R_{1\text{ экв}} = R_1 + \Delta R_1.$$

Поэтому можно считать, что ток в первичном контуре

$$I'_1 = \frac{U_{\text{ген}}}{R_1 + \Delta R_1}.$$

Вывод: при активном характере сопротивления вторичного контура сопротивление, вносимое в первичный контур, является чисто активным (реактивная составляющая вносимого сопротивления $\Delta X_1 = 0$).

Случай 2. Собственная частота первичного контура равна частоте генератора ($f_{01} = f_{\text{ген}}$), а собственная частота вторичного контура выше частоты питающего генератора ($f_{02} > f_{\text{ген}}$). Векторная диаграмма для этого случая изображена на рис. 1.62. Благодаря равенству частоты генератора и собственной частоты первичного контура емкостное сопротивление конденсатора C_1 равно индуктивному сопротивлению катушки L_1 :

$$X_{C1} = X_{L1}.$$

Вторичный контур питается током, частота которого ниже резонансной, поэтому емкостное сопротивление вторичного контура больше его индуктивного сопротивления:

$$X_{C2} > X_{L2}.$$

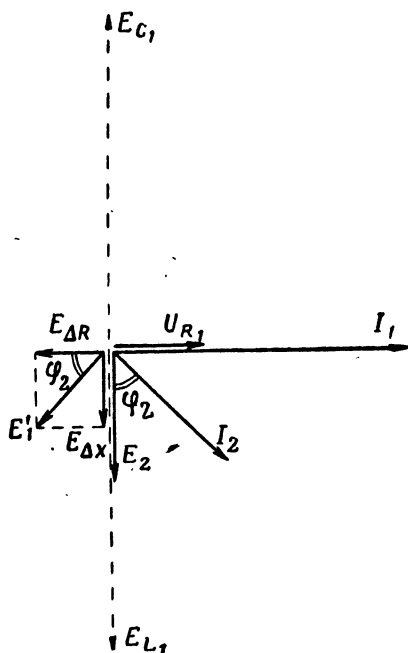


Рис. 1.62. Векторная диаграмма, иллюстрирующая процессы в связанных контурах при индуктивной связи (случай, когда $f_{01} = f_{\text{ген}}$, $f_{02} > f_{\text{ген}}$)

Благодаря емкостному характеру сопротивления вторичного контура ток I_2 опережает по фазе э. д. с. E_2 на угол φ_2 . Э. д. с. E'_1 , наводимая в первичном контуре, в этом случае сдвинута по фазе относительно тока I_1 на угол больше 90° , но меньше 180° . Значит, падение напряжения, уравнивающее эту э. д. с., не совпадает по фазе с током I_1 .

На рис. 1.62 вектор э. д. с. E'_1 разложен на две составляющие, одна из которых ($E_{\Delta R}$) направлена навстречу вектору тока I_1 , а другая ($E_{\Delta X}$) — перпендикулярно ему. Составляющая $E_{\Delta R}$ не изменяет фазовых соотношений в первичном контуре, а лишь уменьшает амплитуду тока I_1 . Эта составляющая обуславливает активное сопротивление ΔR_1 , вносимое в первичный контур вторичным. Составляющая $E_{\Delta X}$ совпадает по направлению с вектором э. д. с. самоиндукции E_{L1} катушки первичного контура. Она возбуждается в витках катушки L_1 и совпадает по фазе с э. д. с. самоиндукции этой катушки. Появление э. д. с. $E_{\Delta X}$ можно расценивать как увеличение э. д. с. самоиндукции катушки L_1 . Условно можно считать, что э. д. с. самоиндукции первичной катушки увеличилась на $E_{\Delta X}$ и стала равной

$$E'_{L1} = E_{L1} + E_{\Delta X}$$

За счет появления э. д. с. $E_{\Delta X}$ нарушается равенство $E_{C1} = E_{L1}$, справедливое для одиночного контура, находящегося в состоянии резонанса, т. е. нарушается состояние резонанса в первичном контуре, так как

$$E'_{L1} > E_{C1}$$

Результат получается аналогичный тому, который получился бы при увеличении индуктивного сопротивления катушки L_1 . Поэтому появление э. д. с. $E_{\Delta X}$ можно расценивать как увеличение индуктивного сопротивления в цепи первичного контура:

$$X_{L1 \text{ экв}} = X_{L1} + \Delta X_1$$

Вносимое реактивное сопротивление в данном случае положительно. В результате преобладающим в первичном контуре будет индуктивное сопротивление.

Вывод: при емкостном характере сопротивления вторичного контура реактивное сопротивление, вносимое в первичный контур, является индуктивным.

Случай 3. Собственная частота первичного контура равна частоте генератора ($f_{01} = f_{\text{ген}}$), а собственная частота вторичного контура меньше частоты генератора ($f_{02} < f_{\text{ген}}$). Векторная диаграмма для этого случая изображена на рис. 1.63. Благодаря равенству частоты генератора и собственной частоты первичного контура емкостное сопротивление конденсатора C_1 и индуктивное сопротивление катушки L_1 равны

$$X_{C1} = X_{L1}$$

и в первичной цепи возникает резонанс. Следовательно, без учета влияния вторичного контура э. д. с. конденсатора E_{C1} и э. д. с. самоиндукции E_{L1} также равны

$$E_{C1} = E_{L1}.$$

Вторичный контур питается током, частота которого выше резонансной, поэтому индуктивное сопротивление вторичного контура больше емкостного:

$$X_{L2} > X_{C2}$$

Благодаря индуктивному характеру сопротивления вторичного контура ток I_2 отстает по фазе от э. д. с. E_2 на угол φ_2 (см. рис. 1.63). Э. д. с. E'_1 , наводимая в первичном контуре током I_2 , в этом случае сдвинута по фазе относительно тока I_1 на угол больше 180° , но меньше 270° . Значит, падение напряжения, уравнивающее эту э. д. с., не совпадает по фазе с током I_1 . На рис. 1.63 вектор E'_1 разложен на две составляющие: $E_{\Delta R}$, направленную навстречу вектору тока I_1 , и $E_{\Delta X}$, перпендикулярную этому вектору. Составляющая $E_{\Delta R}$ не изменяет фазовых соотношений в первичном контуре, а лишь уменьшает ток I_1 . Она обуславливает активное сопротивление ΔR_1 , вносимое в первичный кон-

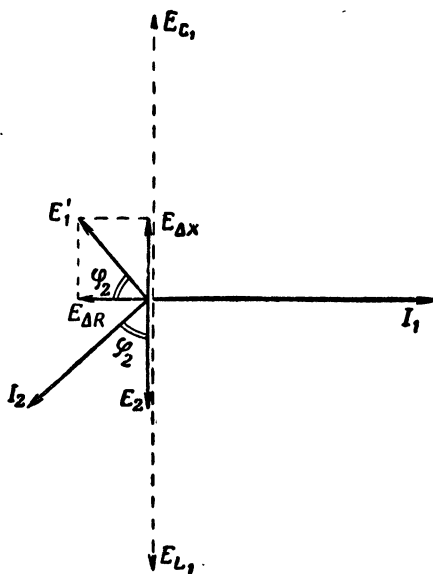


Рис. 1.63. Векторная диаграмма, иллюстрирующая процессы в связанных контурах при индуктивной связи (случай, когда $f_{01} = f_{\text{ген}}$, $f_{02} < f_{\text{ген}}$)

тур вторичным. Составляющая $E_{\Delta X}$ направлена навстречу вектору э. д. с. самоиндукции E_{L1} катушки первичного контура. Она возбуждается в витках катушки L_1 и противофазна э. д. с. самоиндукции этой катушки. Появление э. д. с. $E_{\Delta X}$ в данном случае можно расценивать как уменьшение э. д. с. самоиндукции катушки L_1 . Условно можно считать, что э. д. с. самоиндукции катушки первичного контура уменьшилась на величину $E_{\Delta X}$ и стала равной

$$E'_{L1} = E_{L1} - E_{\Delta X}$$

За счет появления э. д. с. $E_{\Delta X}$ нарушается равенство электродвижущих сил емкости и индуктивности, справедливое для одиночного контура при резонансе. Следовательно, состояние резонанса в первичном контуре нарушается, так как $E'_{L1} < E_{C1}$. Результат получается аналогичным тому, какой получился бы при уменьше-

нии индуктивного сопротивления катушки L_1 . Поэтому появление э. д. с. $E_{\Delta X}$ в данном случае следует расценивать как уменьшение индуктивного сопротивления в цепи первичного контура. Вносимое реактивное сопротивление в данном случае отрицательно. В результате преобладающим в первичном контуре оказывается емкостное сопротивление, так как $X_{L_{\text{экв}}} < X_{C1}$. Уменьшение индуктивного сопротивления равносильно увеличению емкостного. Поэтому принято считать, что вторичный контур в данном случае вносит в первичный емкостное сопротивление.

Вывод: при индуктивном характере сопротивления вторичного контура реактивное сопротивление, вносимое в первичный контур, является емкостным.

Учитывая, что индуктивное сопротивление положительно, а емкостное отрицательно, можно сделать такое заключение: вносимое в первичный контур реактивное сопротивление имеет знак, обратный знаку реактивного сопротивления вторичного контура.

Выше были рассмотрены случаи, когда собственная частота первичного контура равна частоте генератора. Однако характер реактивного вносимого сопротивления определяется только характером сопротивления вторичного контура и не зависит от характера сопротивления первичного контура. Поэтому при неизменной частоте генератора и неизменной настройке (собственной частоте) вторичного контура характер вносимого в первичный контур реактивного сопротивления остается также неизменным. Он может измениться лишь при изменении характера реактивного сопротивления вторичного контура, т. е. при изменении либо настройки этого контура (собственной частоты) f_{02} , либо частоты генератора. Вносимое из вторичного контура в первичный сопротивление в общем случае содержит активную и реактивную составляющие:

$$\Delta Z_1 = \sqrt{(\Delta R_1)^2 + (\Delta X_1)^2}.$$

Оно учитывает реакцию вторичного контура на первичный.

5. Величина вносимого сопротивления

Установим основные количественные соотношения, определяющие величину вносимого сопротивления. Э. д. с. $E_{\Delta R}$, обуславливающую активную составляющую вносимого сопротивления ΔR_1 , можно найти из векторной диаграммы рис. 1.63:

$$E_{\Delta R} = E'_1 \cos \varphi_2 = I_2 \omega M \cos \varphi_2,$$

так как

$$E'_1 = I_2 \omega M.$$

В первичной цепи э. д. с. $E_{\Delta R}$ уравнивается падением напряжения:

$$-E_{\Delta R} = U_{\Delta R} = I_1 \Delta R_1,$$

где ΔR_1 — активное вносимое сопротивление.

Справедливым будет равенство

$$I_1 \Delta R_1 = I_2 \omega M \cos \varphi_2.$$

Имея в виду, что

$$I_2 = \frac{I_1 \omega M}{Z_2} \text{ и } \cos \varphi_2 = \frac{R_2}{Z_2},$$

получим

$$I_1 \Delta R_1 = \frac{I_1 \omega M}{Z_2} \omega M \frac{R_2}{Z_2}.$$

Решим последнее уравнение относительно ΔR_1 :

$$\Delta R_1 = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2. \quad (1.43)$$

Полученное выражение показывает, что величина активного вносимого сопротивления зависит от частоты питающего генератора, от коэффициента взаимной индукции (коэффициента связи) и параметров вторичного контура.

Физическая сущность полученного выражения состоит в следующем: чем выше частота тока, тем при прочих равных условиях больше индуцированная э. д. с. (за счет тока I_1 индуцируется э. д. с. E_2 , за счет тока I_2 — э. д. с. E'_1). Чем больше связь между контурами, учитываемая коэффициентом взаимной индукции M катушек, тем при прочих равных условиях больше э. д. с. E_2 и ток I_2 во вторичном контуре и тем больше э. д. с. E'_1 , обуславливающая вносимое сопротивление. Поэтому чем больше коэффициент связи, тем больше величина вносимого сопротивления при всех значениях частоты генератора. Наконец, при одной и той же величине E_2 величина и фаза тока I_2 во вторичном контуре могут быть различны в зависимости от сопротивления вторичного контура. Поэтому при разных значениях сопротивления вторичного контура получаются различные значения вносимого активного сопротивления.

Реактивная составляющая вносимого сопротивления обуславливается составляющей э. д. с. $E_{\Delta X}$. Из векторной диаграммы (см. рис. 1.63) определим $E_{\Delta X}$:

$$E_{\Delta X} = E'_1 \sin \varphi_2 = I_2 \omega M \sin \varphi_2.$$

Эта э. д. с. уравнивается в первичной цепи реактивным падением напряжения:

$$-E_{\Delta X} = U_{\Delta X} = I_1 \Delta X_1,$$

где ΔX_1 — реактивная составляющая вносимого сопротивления.

Справедливым будет равенство

$$-I_1 \Delta X_1 = I_2 \omega M \sin \varphi_2.$$

Так как

$$I_2 = \frac{I_1 \omega M}{Z_2} \text{ и } \sin \varphi_2 = \frac{X_2}{Z_2},$$

то

$$\Delta X_1 = - \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X_2.$$

Знак минус перед выражением учитывает характер вносимого сопротивления. При положительном (индуктивном) сопротивлении

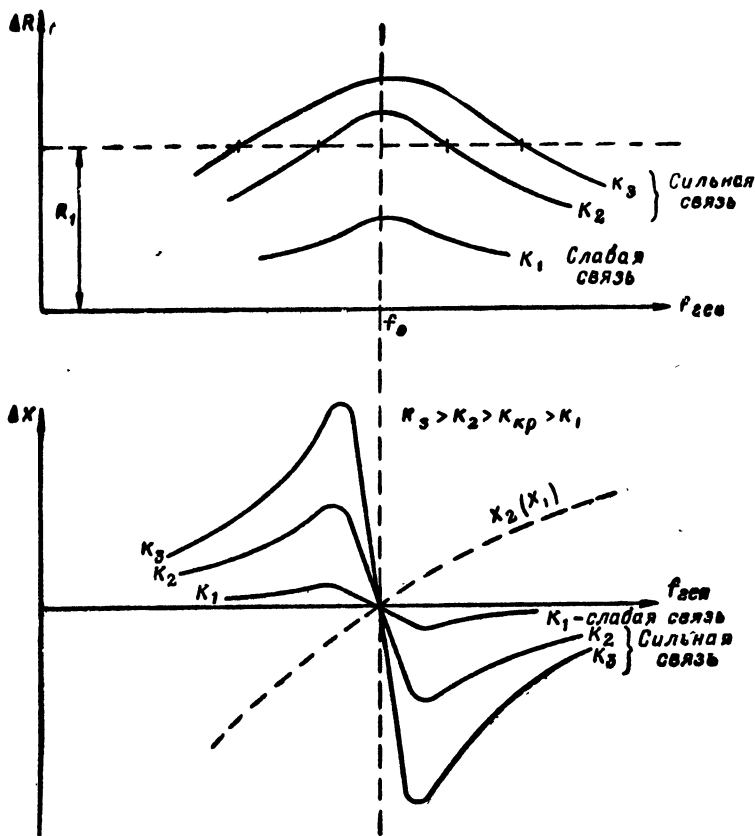


Рис. 1.64. Зависимость активного и реактивного вносимых сопротивлений от частоты генератора при нескольких значениях коэффициента связи

вторичного контура X_2 вносимое сопротивление является отрицательным (емкостным), и наоборот. Зависимость активного и реактивного вносимых сопротивлений от частоты генератора при нескольких значениях коэффициента связи показана на рис. 1.64.

При увеличении коэффициента связи величина вносимых сопротивлений ΔR и ΔX при всех значениях частоты генератора увеличивается.

В зависимости от коэффициента связи и частоты генератора реактивное вносимое сопротивление ΔX_1 может изменяться в широких пределах: его величина может быть меньше и может быть больше величины собственного реактивного сопротивления X_1 первичного контура.

В общем случае, когда вторичный контур расстроен относительно частоты питающего генератора, вносимое сопротивление имеет активную и реактивную составляющие. Эквивалентное активное сопротивление первичной цепи в этом случае равно

$$R_{1\text{ экв}} = R_1 + \Delta R_1 = R_1 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2.$$

Эквивалентное реактивное сопротивление первичной цепи

$$X_{1\text{ экв}} = X_1 + \Delta X_1 = X_1 - \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X_2.$$

Ток I_1 первичной цепи

$$I_1 = \frac{U_{\text{ген}}}{Z_{1\text{ экв}}} = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{R_{1\text{ экв}}^2 + X_{1\text{ экв}}^2}} = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{\left(R_1 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2\right)^2 + \left(X_1 - \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X_2\right)^2}}. \quad (1.44)$$

Уравнение (1.44) показывает, что система из двух связанных контуров по своему воздействию на генератор может быть заменена одним эквивалентным контуром (рис. 1.65), обладающим:

а) эквивалентным активным сопротивлением

$$R_{1\text{ экв}} = R_1 + \Delta R_1;$$

б) эквивалентным реактивным сопротивлением

$$X_{1\text{ экв}} = X_1 + \Delta X_1.$$

Активное вносимое сопротивление учитывает переход энергии из первичного контура во вторичный. Реактивное вносимое сопротивление изменяет собственную частоту (настройку) первичного контура. Если, например, первичный контур настроен в резонанс с частотой генератора, то расстроенный вторичный контур нарушает резонанс.

В частном случае, когда вторичный контур точно настроен в резонанс с частотой питающего генератора, реактивное сопротивление вторичного контура равно нулю и вносимое в первичный кон-

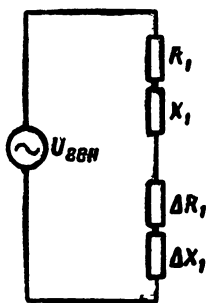


Рис. 1.65. Эквивалентная схема системы связанных контуров (замена системы связанных контуров эквивалентным контуром)

гуп реактивное сопротивление также равно нулю. Вносимое активное сопротивление в этом случае равно:

$$\Delta R_1 = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2 = \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2} R_2 = \frac{\omega^2 M^2}{R_2}, \quad (1.45)$$

а ток в первичной цепи

$$I_1 = \frac{U_{\text{ген}}}{R_1 + \Delta R_1} = \frac{U_{\text{ген}}}{R_1 + \frac{\omega^2 M^2}{R_2}}.$$

Векторная диаграмма, соответствующая такому случаю, была приведена на рис. 1.61. Вектор э. д. с. E_1' в этом случае направлен точно навстречу вектору тока I_1 и не изменяет фазовых соотношений в первичной цепи, а лишь уменьшает амплитуду тока I_1 .

Пример. Два контура связаны индуктивно и каждый из них настроен в резонанс с частотой источника, включенного в первичный контур. Параметры обоих контуров одинаковы: $L_1 = L_2 = 400$ мкГн, $C_1 = C_2 = 400$ пф, $R_1 = R_2 = 10$ ом. Каким будет активное сопротивление, вносимое в первичный контур, при коэффициенте связи $K = 1\%$?

Решение. Резонансная частота каждого контура $f_0 = 400$ кГц, или $\omega_0 = 2,5 \cdot 10^6$ рад/сек. Из выражения

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

находим величину коэффициента взаимной индукции:

$$M = K \sqrt{L_1 L_2} = 0,01 \sqrt{400 \cdot 400} = 4 \text{ мкГн} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ Гн}.$$

Далее находим активное вносимое сопротивление:

$$\Delta R_1 = \frac{\omega^2 M^2}{R_2} = \frac{(2,5 \cdot 10^6 \cdot 4 \cdot 10^{-6})^2}{10} = 10 \text{ ом}.$$

6. Баланс мощностей в связанных контурах.

Коэффициент полезного действия системы связанных контуров

Мощность, отбираемая от генератора системой настроенных связанных контуров, определяется выражением

$$P = I_1^2 R_{1\text{ экв}} = I_1^2 (R_1 + \Delta R_1) = I_1^2 R_1 + I_1^2 \Delta R_1 = P_1 + P_2,$$

где $I_1^2 R_1 = P_1$ — мощность, расходуемая в активном сопротивлении первичного контура;

$I_1^2 \Delta R_1 = P_2$ — мощность, передаваемая во вторичный контур.

В самом деле,

$$P_2 = I_1^2 \Delta R_1 = I_1^2 \frac{\omega^2 M^2}{R_2}.$$

Имея в виду, что

$$I_1 \omega M = E_2 \text{ и } \frac{E_2}{R_2} = I_2,$$

получим

$$P_2 = I_1^2 \frac{\omega^2 M^2}{R_2} = \frac{E_2^2}{R_2} = I_2^2 R_2.$$

Коэффициентом полезного действия (КПД) системы связанных контуров называют число, показывающее, какую долю составляет мощность, передаваемая во вторичный контур, от полной мощности, отдаваемой генератором:

$$\eta = \frac{P_2}{P} = \frac{P_2}{P_1 + P_2} = \frac{I_1^2 \Delta R_1}{I_1^2 R_1 + I_1^2 \Delta R_1} = \frac{\Delta R_1}{R_1 + \Delta R_1}. \quad (1.46)$$

Из первичного контура во вторичный передается такая доля полной мощности, какую составляет вносимое активное сопротивление ΔR_1 от эквивалентного активного сопротивления первичного контура ($R_{1\text{экв}} = R_1 + \Delta R_1$).

КПД системы связанных контуров зависит от величины связи между контурами, поскольку величина связи определяет величину вносимого сопротивления.

7. Получение наибольшего тока во вторичном контуре. Степени связи

В ряде случаев возникает необходимость передать из первичного контура во вторичный наибольшую мощность. Такая задача может возникнуть, например, при связи передатчика с передающей антенной. Рассмотрим наиболее важный для практики случай, когда оба контура заранее настроены в резонанс с частотой генератора. Вносимое сопротивление при этом чисто активное:

$$\Delta R_1 = \frac{\omega^2 M^2}{R_2}$$

(имеется в виду индуктивная связь).

Для передачи из первичного контура во вторичный наибольшей мощности необходимо создать во вторичном контуре наибольший по амплитуде ток. Ток во вторичном контуре зависит от величины связи между контурами. Эта зависимость обусловлена двумя причинами. Во-первых, при изменении коэффициента связи изменяется та доля магнитного потока катушки первичного контура, которая пронизывает катушку вторичного контура: чем больше коэффициент связи, тем большая часть магнитного потока первичного контура пересекает витки катушки вторичного контура. Во-вторых, при изменении связи изменяется вносимое в первичный контур сопротивление и, как следствие, изменяется величина тока в первичном контуре. В результате этого изменяются магнитный поток катушки первичного контура и э.д.с. E_2 , наводимая в катушке вторичного контура. В самом деле,

$$I_{2\text{рез}} = \frac{E_2}{R_2} = \frac{I_1 \omega M}{R_2}.$$

Ток вторичного контура является функцией двух переменных: I_1 и M . При непрерывном увеличении коэффициента связи (при сближении катушек L_1 и L_2) ток $I_{1\text{рез}}$ уменьшается, магнитный поток катушки L_1 уменьшается, но доля магнитного потока катушки L_1 , пронизывающая катушку L_2 , возрастает. При малом коэффициенте связи магнитный поток, пронизывающий катушку L_2 , мал (т. е. незначительная доля магнитного потока катушки L_1 пронизывает катушку L_2). При очень большом коэффициенте связи магнитный поток, пронизывающий катушку L_2 , тоже мал, так как малым оказы-

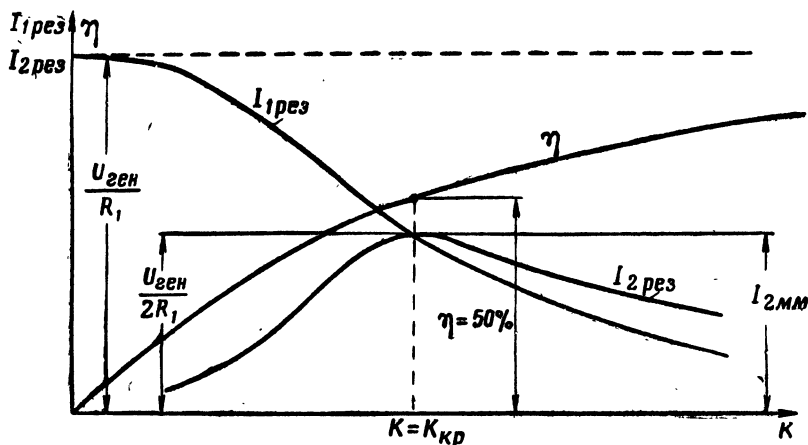


Рис. 1.66. Зависимость токов $I_{1\text{рез}}$, $I_{2\text{рез}}$ и КПД системы от коэффициента связи между контурами (для случая, когда контуры идентичны, т. е. $L_1=L_2$, $C_1=C_2$ и $R_1=R_2$)

вается магнитный поток катушки L_1 . Поэтому э. д. с., наводимая в катушке L_2 , а вместе с ней и ток I_2 вначале увеличивается, доходя до некоторого максимального значения ($I_{2\text{мм}}$), а затем снова уменьшается (рис. 1.66). Максимальное значение тока во вторичном контуре соответствует максимальной мощности во вторичном контуре, так как

$$P_2 = I_{2\text{рез}}^2 R_2,$$

где P_2 — мощность, передаваемая во вторичный контур;

$I_{2\text{рез}}$ — ток во вторичном контуре (при резонансе);

R_2 — активное сопротивление вторичного контура.

Известное в электротехнике условие отдачи генератором в нагрузку максимальной мощности применимо и к системе связанных контуров. Вторичный контур получает энергию от первичного, поэтому мощность, передаваемая из первичного контура во вторичный, будет максимальна при равенстве вносимого активного сопротивления ΔR_1 и собственного активного сопротивления первичного контура, т. е.

$$\Delta R_1 = R_1.$$

Величина связи, при которой во вторичный контур передается максимальная мощность, называется критической.

Степень связи между контурами принято оценивать по относительной величине вносимого активного сопротивления. Различают такие степени связи:

очень слабая — $\Delta R_1 \ll R_1$;

слабая — $\Delta R_1 < R_1$;

критическая — $\Delta R_1 = R_1$;

сильная — $\Delta R_1 > R_1$;

очень сильная (жесткая) — $\Delta R_1 \gg R_1$.

Определим коэффициент взаимной индукции, при котором связь между контурами будет критической, т. е. во вторичный контур будет передаваться максимальная мощность. Будем исходить при этом из равенства

$$\Delta R_1 = R_1,$$

т. е.

$$\frac{\omega^2 M_{кр}^2}{R_2} = R_1.$$

Отсюда

$$M_{кр} = \frac{\sqrt{R_1 R_2}}{\omega}. \quad (1.47)$$

Определим далее значение коэффициента связи, соответствующее критической связи:

$$\begin{aligned} K_{кр} &= \frac{M_{кр}}{\sqrt{L_1 L_2}} = \frac{\frac{\sqrt{R_1 R_2}}{\omega}}{\sqrt{L_1 L_2}} = \sqrt{\frac{R_1 R_2}{\omega^2 L_1 L_2}} = \sqrt{\frac{R_1}{\omega L_1} \cdot \frac{R_2}{\omega L_2}} = \\ &= \sqrt{\frac{1}{Q_1} \cdot \frac{1}{Q_2}}. \end{aligned} \quad (1.48)$$

Если добротность обоих контуров одинакова ($Q_1 = Q_2$), то

$$K_{кр} = \frac{1}{Q}. \quad (1.49)$$

Формулы (1.48) и (1.49) справедливы для любого вида связи.

Таким образом, степень связи зависит не только от коэффициента связи, но и от добротности контуров. Чем ниже добротность контуров, тем больше должен быть коэффициент связи для передачи определенной мощности из первичного контура во вторичный (в том числе и максимальной).

Определим максимальный ток $I_{2\text{ мм}}$ во вторичном контуре, получающийся при критической связи и равенстве частоты генератора и собственной частоты контуров ($f_{\text{ген}} = f_{01} = f_{02}$). Подставив значение $I_{1\text{ рез}}$ в формулу для тока $I_{2\text{ рез}}$, получим

$$I_{2\text{ рез}} = \frac{E_2}{R_2} = \frac{I_{1\text{ рез}} \omega M}{R_2} = \frac{U_{\text{ген}} \omega M}{(R_1 + \Delta R_1) R_2}.$$

Учитывая, что при критической связи $\Delta R_1 = R_1$, и подставив значение $M_{кр}$, определяемое формулой (1.47), получим

$$I_{2\text{ мм}} = \frac{U_{\text{ген}} \omega}{2R_1 R_2} \cdot \frac{\sqrt{R_1 R_2}}{\omega} = \frac{U_{\text{ген}}}{2\sqrt{R_1 R_2}}. \quad (1.50)$$

Следовательно, максимальный ток во вторичном контуре определяется напряжением генератора и величинами активных сопротивлений первичного и вторичного контуров. Чем больше активные сопротивления R_1 и R_2 (чем ниже добротность контура), тем меньше ток $I_{2\text{ мм}}$ при неизменном напряжении генератора.

8. Зависимость токов $I_{1\text{ рез}}$, $I_{2\text{ рез}}$ и КПД системы от коэффициента связи

От коэффициента связи между контурами зависят токи во вторичном и первичном контурах и КПД системы. При равенстве между частотой генератора и собственными частотами контуров ток во вторичном контуре равен

$$I_{2\text{ рез}} = \frac{E_2}{R_2}.$$

Ток в первичном контуре

$$I_{1\text{ рез}} = \frac{U_{\text{ген}}}{R_1 + \Delta R_1}.$$

При изменении коэффициента связи изменяются э. д. с. E_2 , возбуждаемая во вторичном контуре, и активное сопротивление, вносимое в первичный контур. Поэтому изменяются токи $I_{1\text{ рез}}$ и $I_{2\text{ рез}}$ (см. рис. 1.66). При увеличении коэффициента связи ток $I_{1\text{ рез}}$ в первичном контуре уменьшается, так как при этом увеличивается вносимое активное сопротивление. Ток $I_{2\text{ рез}}$ во вторичном контуре при увеличении связи от нуля до $K_{кр}$ растет, при $K = K_{кр}$ достигает наибольшего значения и при дальнейшем увеличении коэффициента связи падает. Мощность, отбираемая при этом от генератора, уменьшается, так как увеличивается эквивалентное активное сопротивление $(R_1 + \Delta R_1)$ первичного контура и уменьшается ток, проходящий в первичной цепи. КПД при увеличении коэффициента связи увеличивается, поскольку

$$\eta = \frac{\Delta R_1}{R_1 + \Delta R_1}.$$

При критической связи КПД составляет 50%, так как $\Delta R_1 = R_1$.

Повысить КПД можно увеличением связи сверх ее критического значения. При этом мощность, отбираемая системой от генератора, уменьшается, но во вторичный контур передается больше половины всей мощности (меньшая часть расходуется в активном сопротивлении R_1 первичного контура).

9. Настройка связанных контуров

На рис. 1.67 показаны связанные контуры, которые могут настраиваться с помощью конденсаторов переменной емкости C_1 и C_2 . Предположим, что первоначально оба контура были настроены на частоту питающего генератора. При изменении емкости C_1 (при изменении настройки первичного контура) сопротивление первичной цепи увеличивается независимо от того, в какую сторону производится расстройка.

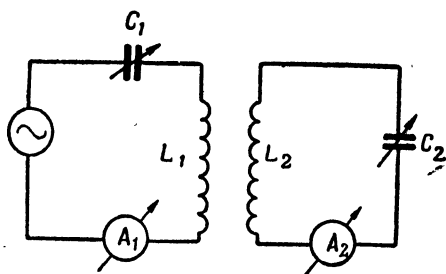


Рис. 1.67. Настраиваемые связанные контуры

При расстройке первичного контура ток I_1 в нем уменьшается (рис. 1.68). Это приводит к уменьшению э. д. с. E_2 , наводимой в катушке вторичного контура. В результате уменьшается ток во вторичном контуре, хотя резонанс в нем не нарушается, так как частота питающего генератора остается неизменной. Угол фазового сдвига между э. д. с. E_2 и током I_2 во вторичном контуре также остается равным нулю (кривую тока I_2 на рис. 1.68 нельзя назвать резонансной кривой). Кривая тока I_1 (резонансная кривая первичного контура) при этом получается более «тупой», чем резонансная кривая того же контура при отсутствии вторичного контура (или при разомкнутом вторичном контуре). Из-за активного сопротивления, вносимого вторичным контуром в первичный, добротность первичного контура понижается. Максимальное значение тока I_2 во вторичном контуре получается за счет резонанса (максимума тока) в первичном контуре.

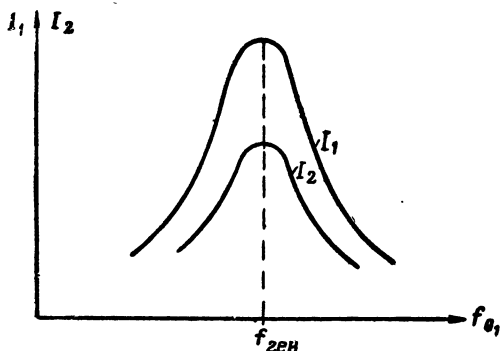


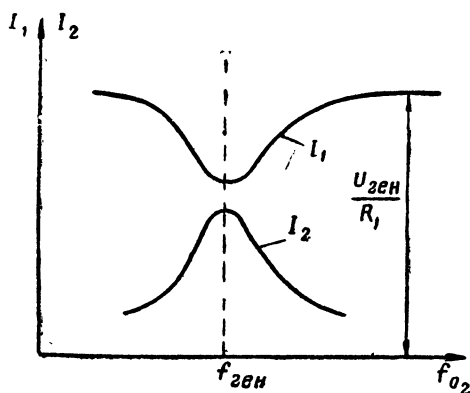
Рис. 1.68. Зависимость токов в первичном и вторичном контурах от настройки первичного контура

Если первичный контур оставить настроенным на частоту генератора, а вторичный контур расстраивать, изменяя емкость C_2 , то величина тока I_2 во вторичном контуре будет уменьшаться (рис. 1.69) из-за нарушения резонанса во вторичном контуре. При этом уменьшится воздействие, оказываемое вторичным контуром на первичный, так как уменьшится магнитный поток катушки L_2 вторичного контура. Иными словами, уменьшится э. д. с. E'_1 , наво-

димая вторичным контуром в первичном. Вследствие этого ток I_1 в первичном контуре увеличится. Очень сильная расстройка вторичного контура равносильна его отключению, так как при этом вносимые сопротивления ΔR_1 и ΔX_1 оказываются очень малыми в сравнении с сопротивлениями R_1 и X_1 и ими можно пренебречь. Поэтому при сильной расстройке вторичного контура ток I_1 в первичном контуре увеличивается до значения

$$I_{1 \text{ рез}} = \frac{U_{\text{ген}}}{R_1}.$$

При настройке вторичного контура о состоянии резонанса можно судить либо по максимальному показанию амперметра A_2 вторичного контура (см. рис. 1.67),



либо по минимальному показанию амперметра A_1 первичного контура. Для получения наибольшей мощности во вторичном контуре, кроме настройки контуров в резонанс, необходимо подобрать связь между контурами, сделав ее критической.

10. Резонансные кривые системы двух связанных контуров

Рис. 1.69. Зависимость токов в первичном и вторичном контурах от настройки вторичного контура

Система связанных контуров, так же как и одиночный контур, при изменении частоты питающего генера-

тора изменяет свои свойства. Для оценки этих свойств служат резонансные кривые. Их строят для токов первичного и вторичного контуров. Форма этих кривых зависит от степени связи между контурами. Мы будем иметь в виду контуры, настроенные на одинаковую частоту ($f_{01}=f_{02}=f_0$), считая при этом, что $L_1=L_2$, $C_1=C_2$, $R_1=R_2$, т. е. что первичный и вторичный контуры идентичны. Такой случай на практике встречается наиболее часто.

Резонансные кривые тока первичного контура

При слабой связи ($K < K_{\text{кр}}$) во вторичный контур передается небольшая доля мощности, отдаваемой генератором. При этом реакция вторичного контура на первичный невелика, вследствие чего вносимое сопротивление мало ($\Delta R_1 < R_1$ и $\Delta X_1 < X_1$) и режим первичного контура изменяется мало.

При частоте генератора, равной собственной частоте контуров ($f_{\text{ген}}=f_{01}=f_{02}=f_0$), в первичный контур вносится чисто активное со-

противление. При этом эквивалентное сопротивление первичного контура остается активным, но возрастает на величину вносимого сопротивления ΔR_1 , которое зависит от коэффициента связи K . Следовательно, величина тока в первичном контуре при резонансе зависит от коэффициента связи: чем он больше, тем меньше ток I_1 рез.

При частоте генератора, отличной от собственной частоты контуров, сопротивление каждого контура имеет реактивную составляющую. Например, при $f_{\text{ген}} < f_0$ сопротивления обоих контуров носят емкостный характер. Вторичный контур в этом случае вносит в первичный индуктивное сопротивление ΔX_1 . Однако из-за слабой связи между контурами это сопротивление меньше емкостного сопротивления первичного контура. В результате сопротивление первичного контура остается емкостным. При $f_{\text{ген}} > f_0$ сопротивления обоих контуров имеют индуктивный характер и вторичный контур вносит в первичный емкостное сопротивление. Однако из-за слабой связи это сопротивление оказывается меньше индуктивного сопротивления первичного контура. В результате сопротивление первичного контура остается по характеру индуктивным.

Таким образом, при изменении частоты генератора характер эквивалентного сопротивления первичного контура при слабой связи изменяется аналогично сопротивлению одиночного контура, поэтому резонансная кривая тока I_1 подобна резонансной кривой одиночного контура. Однако за счет вносимого сопротивления эквивалентная добротность первичного контура ухудшается. Чем больше коэффициент связи, тем больше вносимое сопротивление и тем меньше эквивалентная добротность первичного контура. Поэтому форма резонансной кривой тока I_1 при разных значениях коэффициента связи различна. Чем больше значение коэффициента связи, тем меньше эквивалентное качество первичного контура и тем «тупее» резонансная кривая тока I_1 .

При сильной связи ($K > K_{\text{кр}}$) во вторичный контур передается большая часть мощности, отдаваемой генератором; при этом реакция вторичного контура на первичный велика. Это означает, что при частоте генератора, равной собственной частоте контуров ($f_{\text{ген}} = f_0$), активное вносимое сопротивление больше активного сопротивления первичного контура ($\Delta R_1 > R_1$). При изменении частоты генератора в любую сторону активное вносимое сопротивление уменьшается.

Характер зависимости активного и реактивного вносимых сопротивлений от частоты генератора был показан на рис. 1.64. Вносимое реактивное сопротивление при сильной связи на частотах, близких к собственной частоте контуров, больше собственного реактивного сопротивления X_1 первичного контура. Например, если частота генератора меньше собственной частоты контуров, реактивное (емкостное) сопротивление первичного контура (X_1) мало и вносимое индуктивное сопротивление оказывается большим ($\Delta X_1 > X_1$). В результате эквивалентное сопротивление первичного контура вместо емкостного оказывается индуктивным (рис. 1.70). При некотором

значении f' частоты генератора вносимое (индуктивное) сопротивление и собственное реактивное (емкостное) сопротивление первичного контура становятся равными:

$$\Delta X_1 = X_1.$$

При этом эквивалентное реактивное сопротивление первичного контура

$$X_{1\text{ экв}} = 0.$$

При частотах ниже f' собственное реактивное (емкостное) сопротивление первичного контура оказывается больше вносимого индуктивного сопротивления. Поэтому эквивалентное сопротивление первичного контура остается емкостным. Аналогичное явление будет при частотах генератора, больших, чем собственная частота контуров ($f_{\text{ген}} > f_0$). Сопротивления обоих контуров при этом имеют индуктивный характер и вторичный контур вносит в первичный емкостное сопротивление. На частотах, близких к собственной частоте контуров (f_0), реактивное сопротивление первичного контура (X_1) мало и вносимое емкостное сопротивление больше X_1 ($\Delta X_1 > X_1$). В результате эквивалентное сопротивление первичного контура вместо индуктивного получается емкостным. При некотором значении f'' частоты генератора вносимое (емкостное) сопротивление и собственное реактивное (индуктивное) сопротивление первичного контура численно равны:

$$\Delta X_1 = X_1.$$

При этом эквивалентное реактивное сопротивление первичного контура

$$X_{1\text{ экв}} = 0.$$

На частотах выше f'' собственное реактивное (индуктивное) сопротивление первичного контура оказывается больше вносимого емкостного сопротивления. Поэтому эквивалентное реактивное сопротивление первичного контура остается индуктивным.

Таким образом, при трех значениях частоты генератора ($f_{\text{ген}} = f_0$, $f_{\text{ген}} = f'$ и $f_{\text{ген}} = f''$) эквивалентное реактивное сопротивление первичного контура обращается в нуль и сопротивление первичной цепи имеет чисто активный характер. Однако величина тока I_1 при частоте генератора $f_{\text{ген}} = f_0$ меньше, чем при частотах f' и f'' , так как активное вносимое сопротивление при частоте f_0 имеет наибольшее значение. Проследим, как изменяются эквивалентное сопротивление и ток первичного контура при повышении частоты генератора.

При низких частотах генератора эквивалентное сопротивление первичного контура имеет емкостный характер и при увеличении частоты уменьшается. Поэтому ток I_1 растет. При частоте f' реактивное сопротивление X_1 первичного контура компенсируется вносимым реактивным сопротивлением, вследствие чего эквивалентное сопротивление первичного контура оказывается чисто активным и, как будет показано ниже, равным $2R_1$ (т. е. в этом случае $\Delta R_1 =$

$=R_1$). Ток в первичном контуре при этом совпадает по фазе с напряжением генератора и равен

$$I_1 = \frac{U_{\text{ген}}}{2R_1}.$$

При дальнейшем повышении частоты генератора в эквивалентном сопротивлении первичного контура снова появляется реактивная (индуктивная) составляющая; вместе с этим увеличивается активное вносимое сопротивление ΔR_1 . В результате ток I_1 первичного контура уменьшается. При частоте генератора, равной f_0 , эквивалентное сопротивление первичного контура вновь становится активным и равным $R_1 + \Delta R_{1 \text{ макс}}$. При этом ток в первичном контуре

$$I_{1 \text{ рез}} = \frac{U_{\text{ген}}}{R_1 + \Delta R_{1 \text{ макс}}}.$$

При дальнейшем увеличении частоты генератора в составе эквивалентного сопротивления первичного контура появляется реактивная (емкостная) составляющая за счет преобладания вносимого реактивного сопротивления над реактивным сопротивлением первичного контура; при этом вносимое активное сопротивление уменьшается, а ток I_1 увеличивается. При частоте f'' реактивное (индуктивное) сопротивление первичного контура компенсируется вносимым реактивным сопротивлением. Благодаря этому эквивалентное сопротивление первичного контура носит чисто активный характер и равно $2R_1$ (так как $\Delta R_1 = R_1$). Ток в первичном контуре в этом случае совпадает по фазе с напряжением генератора и равен

$$I_1 = \frac{U_{\text{ген}}}{2R_1}.$$

При дальнейшем повышении частоты генератора в эквивалентном сопротивлении первичного контура появляется реактивная (индуктивная) составляющая, которая быстро увеличивается, в то время как ток I_1 в первичном контуре быстро уменьшается. В результате резонансная кривая тока I_1 первичного контура приобретает двугорбый вид (см. рис. 1.70).

Если контуры идентичны ($L_1 = L_2$, $C_1 = C_2$ и $R_1 = R_2$), равенства $\Delta X_1 = X_1$ и $\Delta R_1 = R_1$ выполняются при одинаковых частотах генератора. В самом деле, вносимое реактивное сопротивление

$$\Delta X_1 = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X_2.$$

Определим частоту, при которой вносимое реактивное сопротивление равно реактивному сопротивлению первичного контура, т. е.

$$\Delta X_1 = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X_2 = X_1.$$

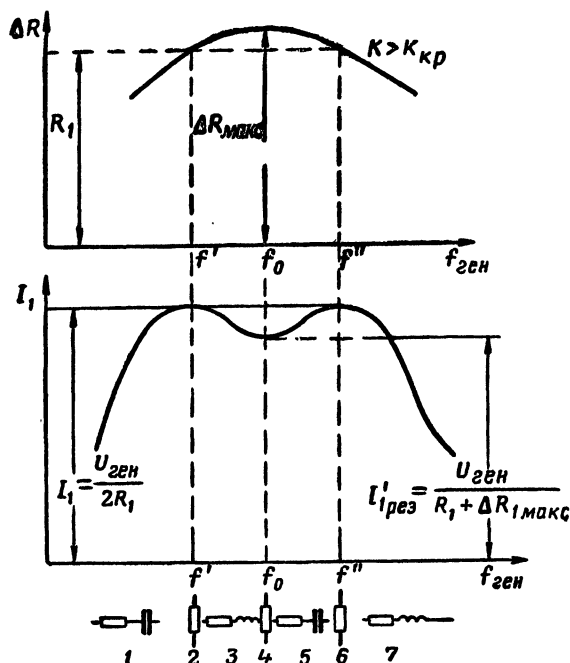


Рис. 1.70. Образование двугорбой резонансной кривой тока при связи больше критической:

1 — вносимое сопротивление имеет индуктивный характер и по величине меньше емкостного сопротивления первого контура; эквивалентное сопротивление первого контура получается емкостным; 2 — вносимое сопротивление имеет индуктивный характер и по величине равно емкостному сопротивлению первого контура; эквивалентное сопротивление первого контура получается активным; 3 — вносимое сопротивление имеет индуктивный характер и по величине больше емкостного сопротивления первого контура; эквивалентное сопротивление первого контура получается индуктивным; 4 — вносимое сопротивление чисто активное; эквивалентное сопротивление первого контура активное и равно $R_1 + \Delta R_{1, \text{макс}}$; 5 — вносимое сопротивление имеет емкостный характер и по величине больше индуктивного сопротивления первого контура; эквивалентное сопротивление первого контура получается емкостным; 6 — вносимое сопротивление имеет емкостный характер и по величине равно индуктивному сопротивлению первого контура; эквивалентное сопротивление первого контура получается активным; 7 — вносимое сопротивление имеет емкостный характер и по величине меньше индуктивного сопротивления первого контура; эквивалентное сопротивление первого контура получается индуктивным

Последнее выражение решим относительно ω^2 :

$$\omega^2 = \frac{X_1 Z_2^2}{X_2 M^2}.$$

Подставив найденное значение частоты в формулу для активного вносимого сопротивления, определим вносимое активное сопротивление для случая, когда $\Delta X_1 = X_1$:

$$\Delta R_1 = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2 = \frac{X_1 Z_2^2}{X_2 M^2} \cdot \frac{M^2}{Z_2^2} R_2 = \frac{X_1}{X_2} R_2.$$

Но так как $R_1 = R_2$ и $X_1 = X_2$, то $\Delta R_1 = R_2 = R_1$. Поэтому при частотах f' и f'' , называемых частотами связи (см. рис. 1.70), вноси-

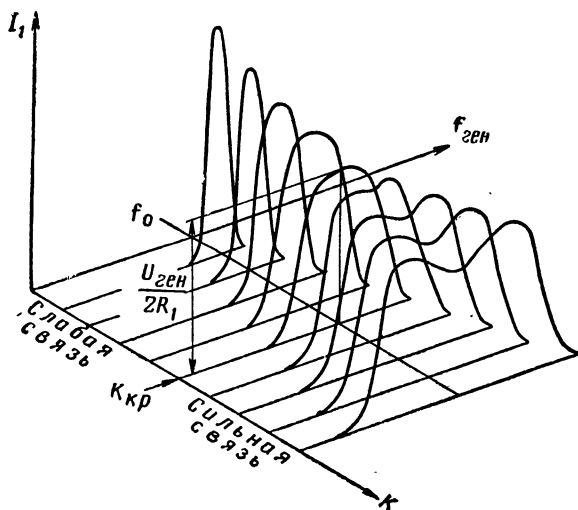


Рис. 1.71. Зависимость формы резонансной кривой тока I_1 от коэффициента связи

мое активное сопротивление равно сопротивлению R_1 первичного контура, а ток в первичном контуре

$$I_1 = \frac{U_{\text{ген}}}{2R_1}.$$

Величины активного и реактивного вносимых сопротивлений с увеличением коэффициента связи растут. Поэтому форма резонансной кривой тока I_1 первичного контура изменяется. Чем больше коэффициент связи, тем больше вносимое активное сопротивление и тем меньше ток $I_{1\text{рез}}$ в первичном контуре при частоте f_0 . Вместе с тем значения токов, соответствующие «горбам» резонансной кривой, остаются неизменными при любом коэффициенте связи и равными

$$I_1 = \frac{U_{\text{ген}}}{2R_1}.$$

Чем больше коэффициент связи, тем больше вносимое реактивное сопротивление и тем сильнее отличаются частоты связи f' и f'' от собственной частоты контуров f_0 . Значения частот связи можно определить по формулам

$$f' = \frac{f_0}{\sqrt{1+K}}; \quad f'' = \frac{f_0}{\sqrt{1-K}}. \quad (1.51)$$

На рис. 1.71 показано, как изменяется форма резонансной кривой тока первичного контура в зависимости от коэффициента связи.

Резонансные кривые тока вторичного контура

Ток I_2 вторичного контура изменяется не только благодаря изменению сопротивления Z_2 вторичного контура, но и благодаря изменению тока I_1 в первичном контуре, так как

$$I_2 = \frac{E_2}{Z_2} = \frac{I_1 \omega M}{Z_2}.$$

Поэтому, когда при изменении связи между контурами изменяется форма резонансной кривой тока I_1 первичного контура, изменяется и форма резонансной кривой тока I_2 вторичного контура. При увеличении коэффициента связи она становится менее острой.

При слабой связи резонансная кривая тока I_2 вторичного контура подобна кривой тока I_1 первичного контура. Однако при увеличении связи ток в

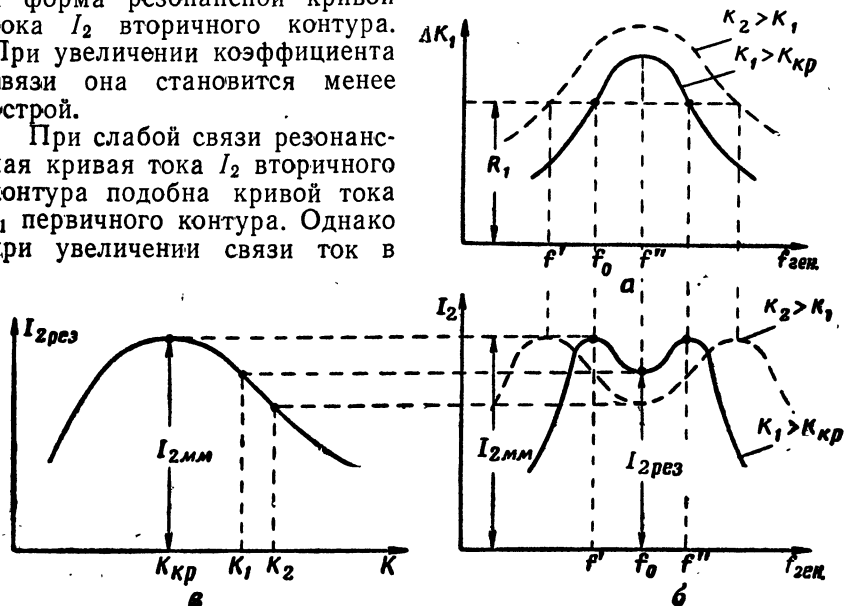


Рис. 1.72. Образование двугорбой резонансной кривой тока I_2 при связи больше критической

первичном контуре уменьшается, а во вторичном увеличивается из-за возрастания э. д. с. E_2 , наводимой в этом контуре.

При критической связи и при частоте генератора, равной собственной частоте контуров ($f_{\text{ген}} = f_0$), ток $I_{2\text{рез}}$ во вторичном контуре

достигает своего максимального (предельного) значения $I_{2\text{мм}}$ (см. рис. 1.66). При этом мощность P_2 , передаваемая во вторичный контур, также становится максимальной.

При связи больше критической ($K > K_{\text{кр}}$) и при частоте генератора, равной собственной частоте контуров ($f_{\text{ген}} = f_0$), вносимое активное сопротивление ΔR_1 превышает активное сопротивление R_1 первичного контура. При этом ток $I_{1\text{рез}}$ и э. д. с. E_2 , а следовательно, и ток $I_{2\text{рез}}$ оказываются меньше, чем при критической связи (рис. 1.66 и 1.72, в). Условие передачи во вторичный контур максимальной мощности на резонансной частоте при этом не выполняется. Оно выполняется на частотах связи f' и f'' .

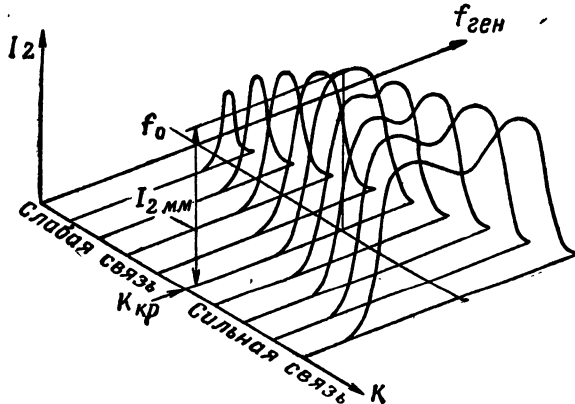


Рис. 1.73. Зависимость формы резонансной кривой тока I_2 от коэффициента связи

На рис. 1.72, а показана зависимость активного вносимого сопротивления ΔR_1 от частоты генератора при связи больше критической. На частотах f' и f'' вносимое сопротивление равно сопротивлению R_1 первичного контура, поэтому во вторичный контур передается максимальная мощность и ток I_2 имеет значение $I_{2\text{мм}}$, равное току при критической связи и частоте генератора, равной собственной частоте контуров. В результате резонансная кривая этого тока приобретает двугорбый вид подобно кривой тока I_1 первичного контура¹. При увеличении связи вносимое активное сопротивление на всех частотах увеличивается (пунктирная кривая на рис. 1.72, а). При этом ток $I'_{1\text{рез}}$ в первичном контуре и $I_{2\text{рез}}$ во вторичном уменьшаются. Частоты связи будут больше отличаться от собственной частоты f_0 контуров. В результате впадина между горбами резонансной кривой будет глубже, а расстояние между горбами больше. На рис. 1.73 показана зависимость формы резонансной кривой тока I_2 вторичного контура от коэффициента связи.

¹ Если первичный и вторичный контуры неидентичны, но имеют одинаковую собственную частоту, то резонансные кривые токов I_1 и I_2 не подобны друг другу — их горбы получаются при разных частотах.

11. Полоса пропускания связанных контуров

Полосой пропускания системы связанных контуров называют полосу (спектр) частот, в пределах которой ток во вторичном контуре не падает ниже 0,707 своей максимальной величины (падает не более чем в $\sqrt{2}$ раз). Из рис. 1.73 видно, что полоса пропускания системы связанных контуров при разных значениях коэффициента связи различна; это позволяет регулировать полосу пропускания системы. Полосу пропускания двух связанных контуров

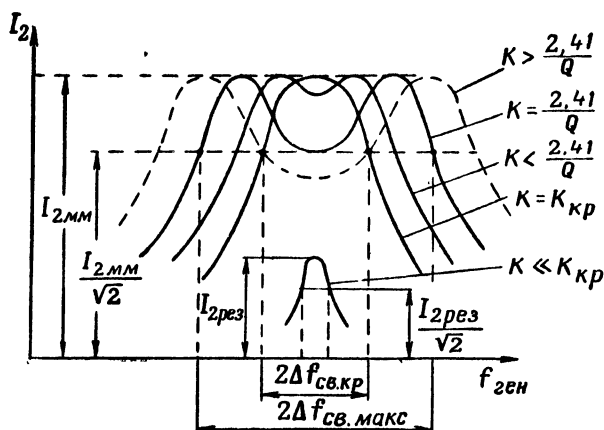


Рис. 1.74. Полоса пропускания системы связанных контуров при различных значениях коэффициента связи

нельзя сделать какой угодно большой. Максимальное ее значение соответствует случаю, когда наименьший ток $I_{2рез}$ («провал») между максимумами резонансной кривой равен $\frac{I_{2макс}}{\sqrt{2}}$ (рис. 1.74). Это получается при коэффициенте связи

$$K = \frac{2,41}{Q} = 2,41d,$$

где d — затухание контура.

Максимальная полоса пропускания системы связанных контуров в 3,1 раза больше полосы пропускания одиночного контура:

$$2\Delta f_{св. макс} = 3,1 \cdot 2\Delta f,$$

где $2\Delta f$ — полоса пропускания одиночного контура.

При критической связи ($K = K_{кр} = \frac{1}{Q} = d$) полоса пропускания связанных контуров равна

$$2\Delta f_{св. кр} = 1,41 \cdot 2\Delta f,$$

т. е. в 1,41 раза больше полосы пропускания одного из контуров (кривая $K=K_{кр}$). При дальнейшем уменьшении коэффициента связи полоса пропускания связанных контуров продолжает уменьшаться. При коэффициенте связи

$$K=0,1K_{кр}=\frac{0,1}{Q}=0,1d$$

полоса пропускания связанных контуров равна

$$2\Delta f_{св. мин}=0,65 \cdot 2\Delta f,$$

т. е. меньше полосы пропускания каждого контура в отдельности.

Приведенные цифры показывают, в каких широких пределах можно изменять полосу пропускания связанных контуров. Благодаря этому ценному свойству связанные контуры находят широкое практическое применение.

Иногда полоса пропускания оказывается все же недостаточно широкой. Искусственно расширить ее можно путем шунтирования каждого контура активным сопротивлением. При этом ухудшается добротность и расширяется полоса пропускания каждого контура, а следовательно, и полоса пропускания всей системы.

12. Полосовые фильтры

Полосовым фильтром называют систему из нескольких связанных контуров, предназначенную для пропускания заданной полосы частот. Количество контуров, входящих в полосовой фильтр, может быть различным, чаще встречаются полосовые фильтры, состоящие из двух или трех связанных контуров.

Наиболее важным применением полосовых фильтров является их использование в приемниках для осуществления частотной избирательности. Это объясняется следующим.

1) Резонансная кривая системы связанных контуров имеет крутые скаты, благодаря чему достигается высокая избирательность при нужной (иногда широкой) полосе пропускания. На рис. 1.75 показаны резонансные кривые одиночного контура и системы связанных контуров, имеющих одинаковую полосу пропускания. Из этого рисунка видно, что при одинаковой полосе пропускания «скаты» резонансной кривой связанных контуров имеют большую крутизну. Это означает, что система связанных контуров имеет лучшую избирательность (лучшую отстройку от мешающих станций), чем одиночный контур.

2) Полосу пропускания системы связанных контуров можно изменять в широких пределах путем изменения коэффициента связи.

Полосовые фильтры выпускаются в виде конструктивно законченных узлов. Параметры контуров и связь между ними подбираются так, чтобы обеспечить прохождение заданного спектра частот. Полосовой фильтр характеризуется двумя основными параметрами:

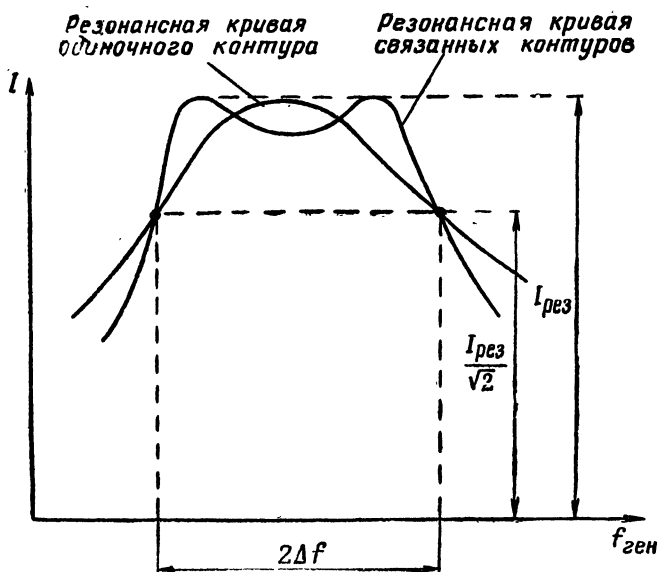


Рис. 1.75. Резонансные кривые одиночного контура и системы связанных контуров, имеющих одинаковую полосу пропускания

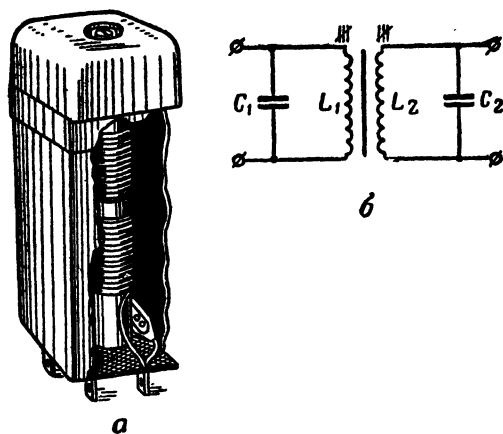


Рис. 1.76. Полосовой фильтр с индуктивной связью между контурами:

a — конструкция фильтра; *б* — схема фильтра

— средней рабочей частотой;

— полосой пропускания.

Например, рабочая частота полосового фильтра 460 кГц и полоса пропускания 10 кГц. Это означает, что фильтр пропускает частоты от 455 кГц до 465 кГц.

Полосовые фильтры выпускаются с индуктивной и внешней емкостной связью. На рис. 1.76 показан полосовой фильтр с индуктивной связью. Его контуры настраиваются сердечниками из магнетодиэлектрика, благодаря чему повышается добротность каждого контура и отпадает необходимость в полупеременных конденсаторах.

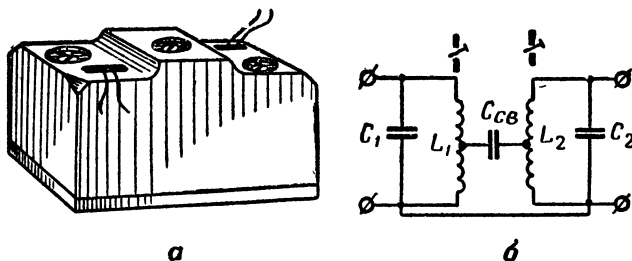


Рис. 1.77. Полосовой фильтр с внешней емкостной связью между контурами:

а — конструкция фильтра; б — схема фильтра

Полосовой фильтр с внешней емкостной связью показан на рис. 1.77. Настройка каждого контура такого фильтра производится сердечником. Величина связи между контурами регулируется изменением емкости конденсатора связи, который подключен к части витков катушек. Чем ниже точки подключения конденсатора, тем больше должна быть его емкость для получения той же величины связи. При такой конструкции фильтра достигается удобство регулировки фильтра и высокая стабильность его работы.

§ 6. БОРЬБА С ПАРАЗИТНЫМИ СВЯЗЯМИ МЕЖДУ КОНТУРАМИ. ОСОБЕННОСТИ КОНТУРОВ УКВ

1. Экранирование катушек

В радиотехнических устройствах часто возникают нежелательные паразитные связи между отдельными цепями или деталями схемы. Они объясняются емкостным или индуктивным взаимодействием между близко расположенными проводниками. Особенно велика вероятность паразитных связей при наличии в схеме катушек индуктивности, магнитный поток которых пересекает витки других катушек или монтажные провода, расположенные поблизости.

Э. д. с. взаимной индукции, наводимая вследствие паразитной связи в катушке или проводе, может нарушить нормальную работу радиотехнического устройства. Для устранения паразитных связей применяется экранирование катушек, отдельных цепей или деталей.

Для экранирования катушки ее заключают в экран, изготовленный из материала, обладающего хорошей проводимостью (медь, латунь, алюминий). Экран выполняется в виде кожуха цилиндрической или прямоугольной формы. Все швы и другие места соединения экрана должны иметь надежный электрический контакт. Экран ограничивает объем, занимаемый магнитным полем катушки, и защищает от его воздействия окружающие катушку детали и провода. В то же время экран защищает катушку от влияния внешних полей.

Действие экрана можно объяснить следующим: экран можно рассматривать как короткозамкнутый виток, окружающий катушку. Переменное магнитное поле катушки возбуждает в экране переменную э. д. с. и переменный ток; магнитное поле этого тока вне экрана противофазно магнитному полю катушки и компенсирует его.

Необходимо отметить, что экраны из меди, алюминия и других диамагнитных материалов защищают только от магнитных полей высокой частоты. При низких (звуковых) частотах токи, наводимые в экране, весьма незначительны и экранирующее действие экрана ничтожно. Поэтому при низких частотах экраны выполняются из материала с большой магнитной проницаемостью (сталь, специальные сплавы); такие экраны называют магнитными. Чем сильнее магнитное поле, тем толще должны быть стенки магнитного экрана, так как при тонких стенках легко возникает магнитное насыщение.

Катушки, выполненные на сердечниках из магнитоэлектрика с замкнутой магнитной цепью, как правило, не нуждаются в экранировании. Сердечник такой катушки находится в состоянии, далеком от магнитного насыщения. При этом магнитный поток рассеяния практически отсутствует, т. е. весь магнитный поток замыкается по сердечнику и в пространстве, окружающем катушку, магнитное поле равно нулю.

Каждая катушка, кроме индуктивности, обладает и некоторой емкостью, образуемой витками катушки. Под влиянием этой емкости возле катушки создается электрическое поле, которое может вызвать паразитные связи. Кроме того, электрическое поле может возникнуть между катушкой и другими деталями или проводами устройства. Для того чтобы экранировать не только магнитное, но и электрическое поле катушки, экран делают закрытым со всех сторон и заземляют (соединяют с корпусом установки).

2. Влияние экрана на параметры катушки

Введение экрана существенно изменяет параметры катушки, а следовательно, и контура, в который включена катушка. Токи, возбуждаемые катушкой в экране, действуют на катушку принци-

пiallyно так же, как действует вторичный контур на первичный при индуктивной связи. Можно считать, что экран вносит в катушку (в контур) активное и реактивное сопротивления. Первое увеличивает потери в катушке и ухудшает добротность контура, второе — изменяет индуктивность катушки (выше было показано, что при индуктивном характере вторичной цепи в первичную вносится емкостное сопротивление, что равносильно уменьшению индуктивного сопротивления). Например, индуктивность однослойной катушки при диаметре экрана, в два раза превышающем диаметр катушки, уменьшается примерно на 13%. Экран заметно увеличивает междувитковую емкость катушки.

Влияние экрана на параметры катушки зависит от соотношения размеров катушки и экрана. Чем меньше экран (чем ближе он к катушке), тем сильнее сказывается влияние экрана на параметры катушки. Наоборот, это влияние будет тем меньше, чем больше объем экрана по сравнению с объемом катушки и чем меньше удельное сопротивление металла, из которого изготовлен экран.

3. Устранение емкостной связи

Для уменьшения электрической связи между цепями применяется электростатическое экранирование. Например, между проводниками 1 и 2 (рис. 1.78, а) образуется паразитная емкость, вследствие чего через сопротивление Z проходит переменный ток, создаваемый напряжением U . Этот ток нарушает режим цепи, в которую включено сопротивление Z , и поэтому нежелателен. Для устранения паразитной емкости между проводниками 1 и 2 помещается заземленная пластина, называемая электростатическим экраном (рис. 1.78, б). Благодаря этому ток в цепи сопротивления Z не появляется, вместо него возникает ток в цепи, образуемый электростатическим экраном. Таким образом, емкостная связь между проводниками 1 и 2 устраняется.

При индуктивной связи двух катушек (или контуров), кроме желательной индуктивной связи, возникает нежелательная емкостная. Вследствие близкого расположения катушек между их витками образуется паразитная емкость (рис. 1.79, а). Для предотвращения этого применяют электростатическое экранирование (рис. 1.79, б). Между катушками помещают электростатический экран, который в данном случае не имеет замкнутых цепей для электрического тока и вследствие этого не оказывает воздействия на магнитные поля катушек и не устраняет индуктивную связь. Электростатический экран выполняется в виде параллельных проводников, соединенных между собой только с одной стороны, или в виде сетки, сплетенной из изолированных проводников.

Электростатический экран применяется в некоторых типах трансформаторов низкой частоты для уменьшения емкости между обмотками. В этих случаях экраном обычно служит однослойная

незамкнутая обмотка или слой фольги, образующий незамкнутый виток.

Иногда для устранения емкостной связи между катушками вместо обычной индуктивной связи применяют звеньевую связь.

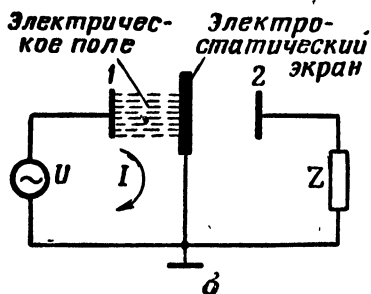
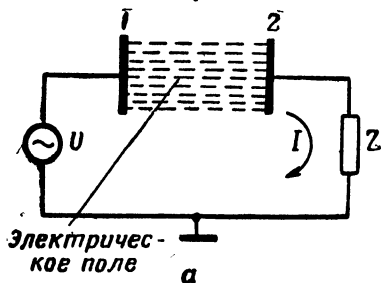


Рис. 1.78. Принцип электростатического экранирования

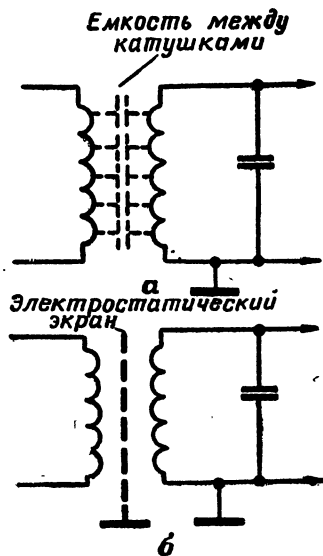


Рис. 1.79. Электростатическое экранирование катушек (устранение емкостной связи между катушками)

4. Особенности контуров УКВ

Выше было показано, что собственная частота колебательного контура определяется индуктивностью катушки и емкостью конденсатора, входящих в контур. Чтобы собственная частота контура была высокой, емкость конденсатора и индуктивность катушки должны быть малыми: емкость — несколько пикофарад, индуктивность — несколько микрогенри.

Существует предел повышения собственной частоты контура. Например, катушка индуктивностью 7 мкГн имеет всего несколько витков малого диаметра. Сделать катушку с меньшей индуктивностью трудно. Малые размеры катушки вынуждают применять для ее изготовления провод малого диаметра. Из-за этого активное сопротивление катушки увеличивается, что также обуславливает предел уменьшения индуктивности катушки. Конденсатор емкостью 4 пф также выполнить трудно, потому что в этом случае емкость подводящих проводов оказывается соизмеримой с емкостью самого

конденсатора. Катушка индуктивностью $L=7 \text{ мкГн}$ и конденсатор емкостью $C=4 \text{ пф}$ образуют контур, имеющий резонансную частоту около 30 МГц ($\lambda=10 \text{ м}$). Чтобы получить контур, настроенный на еще более высокую частоту, индуктивность и емкость должны быть еще меньше.

В радиотехнических устройствах часто встречается схема подключения контура, изображенная на рис. 1.80. В этой схеме колебательный контур подключен к электронной лампе. Предположим, что контур состоит из катушки индуктивностью 7 мкГн и конденсатора емкостью 4 пф . Между соединительными проводниками образуется так называемая емкость монтажа, составляющая обычно несколько пикофард. Лампа также обладает емкостью в несколько пикофард. Возьмем, например, лучший случай: будем считать, что емкость монтажа равна всего 2 пф и емкость лампы — тоже 2 пф . Обе эти емкости подключены параллельно контуру и увеличивают его емкость. Полная емкость контура в этом случае составит 8 пф . В результате резонансная частота контура, включенного в схему, будет не 30 МГц , а только около 21 МГц .

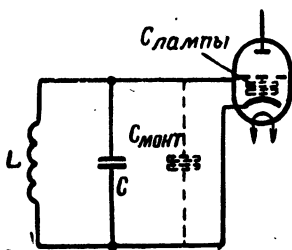


Рис. 1.80. Подключение колебательного контура к электронной лампе, часто встречающееся в аппаратуре

В приведенном выше примере емкость монтажа и емкость лампы составляют такую величину, какую должна иметь емкость конденсатора контура. Конденсатор в этом случае можно не включать: емкость контура будет образована монтажными проводами и лампой.

У подавляющего большинства ламп и тем более транзисторов емкость превышает 2 пф . Емкость монтажа также обычно бывает больше 2 пф . Допустим, что емкость лампы равна 4 пф , а емкость монтажа 3 пф . С прежней катушкой ($L=7 \text{ мкГн}$) получится контур, настроенный на частоту не 30 МГц , а приблизительно 22 МГц . Чтобы резонансная частота контура составила 30 МГц , необходимо уменьшить индуктивность катушки примерно до 4 мкГн . Это наряду с увеличением емкости контура приведет к уменьшению и без того низкой добротности его.

Ко всему сказанному выше необходимо добавить, что сама катушка также обладает некоторой емкостью, образованной между ее витками. Эту емкость называют собственной емкостью катушки. Собственная емкость катушки включена параллельно конденсатору контура. В контурах, имеющих низкую резонансную частоту (в контурах длинных волн), собственная емкость катушки не так вредна, как в контурах УКВ. Это объясняется тем, что собственная емкость катушки измеряется, как правило, единицами пикофард, а емкость контура длинных волн — десятками и сотнями пикофард. При этих условиях собственная емкость катушки изменяет параметры контура незначительно. Учесть влияние собственной емкости катушки

(так же как емкости лампы и монтажа) в таких случаях нетрудно: необходимо уменьшить емкость конденсатора контура на величину суммарной емкости лампы, монтажа и собственной емкости катушки.

В диапазоне УКВ упомянутые выше емкости часто заменяют собой конденсатор контура. В таких случаях контур состоит из одной детали — катушки и настройка контура в резонанс осуществляется изменением индуктивности. Индуктивность изменяется

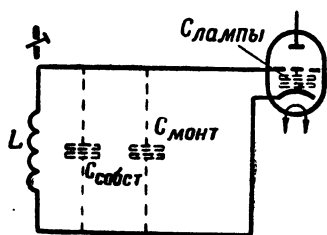


Рис. 1.81. Колебательный контур, образованный индуктивностью катушки и суммарной емкостью катушки, монтажа и лампы. Контур настраивается магнитным сердечником

ввинчивающимся в каркас катушки сердечником из магнитоэлектрика (рис. 1.81).

Для настройки контура может использоваться диамагнитный сердечник (например, латунный). В этом случае индуктивность катушки изменяется из-за возникающих в сердечнике вихревых токов, которые возбуждают в катушке переменную э.д.с., реактивную по характеру. За счет этой э.д.с. изменяются реактивное сопротивление катушки и собственная частота контура. Другими словами, вихревые токи вносят в катушку реактивное сопротивление, которое расстраивает контур, т. е. изменяет его резонансную частоту. При перемещении сердечника

изменяется интенсивность вихревых токов, а следовательно, и вносимое сопротивление. В результате изменяется резонансная частота контура.

Диамагнитный сердечник понижает добротность контура, поэтому его применяют при необходимости расширения полосы пропускания контура.

Выше (§ 1) говорилось о поверхностном эффекте. Он особенно сильно проявляется в диапазоне УКВ. Под влиянием этого эффекта активное сопротивление контура получается большим, а добротность — низкой.

Кроме тепловых потерь, в диапазоне УКВ имеют место потери на излучение, которое возрастает с повышением частоты, вследствие чего понижается добротность контура.

В силу всего сказанного выше на волнах короче 10 м практически уже не пользуются контурами из катушки и конденсатора. В диапазоне метровых волн роль индуктивности чаще всего выполняет отрезки линий длиной меньше четверти волны, а емкостью служит емкость лампы, с которой контур соединен. Отрезки линий могут быть использованы не только в качестве индуктивности, но и в качестве резонансного колебательного контура. Подробно эти вопросы рассматриваются в гл. 2 и 3.

ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ

§ 1. ТИПЫ ЛИНИЙ И ИХ ПАРАМЕТРЫ

1. Назначение и состав антенно-фидерных устройств

Предметом глав 2, 3, 4 являются антенно-фидерные устройства (АФУ). Они входят в состав радиопередающего и радиоприемного устройств и выполняют две основные задачи: 1) передачу энергии высокой частоты от генератора (передатчика) к антенне и излучение ее в пространство; 2) улавливание (прием) энергии распространяющихся в пространстве радиоволн и передачу ее на вход приемного устройства. Первая задача — излучение сигнала — решается радиопередающим устройством, вторая — прием сигнала — радиоприемным устройством. Излучает и принимает сигналы антенна; по линии передачи энергия подводится к антенне или к приемному устройству.

Таким образом, АФУ состоит из двух основных частей: антенны и линии передачи. Применяются фидерные линии, которые в дальнейшем будем называть просто линиями, и волноводные линии, которым посвящена гл. 3 и которые будем называть волноводами. Кроме этих основных частей, в состав АФУ входят: антенный переключатель, органы настройки антенны, согласующие устройства, симметрирующие устройства, вращающиеся, качающиеся и неподвижные сочленения, распределительные устройства (направленные ответвители, аттенюаторы, тройники, предельные волноводы), переходные устройства, возбудители волноводов и другие устройства.

Каждый конкретный тип АФУ отличается своими конструктивными особенностями и в него входят те или другие из перечисленных выше устройств. На рис. 2.1 показана схема одного из простейших АФУ.

Данная глава посвящена фидерным линиям. Простейшая фидерная линия представляет собой два параллельных, расположенных близко один от другого прямолинейных проводника. На схемах фидерные линии будем обозначать, как показано на рис. 2.2.

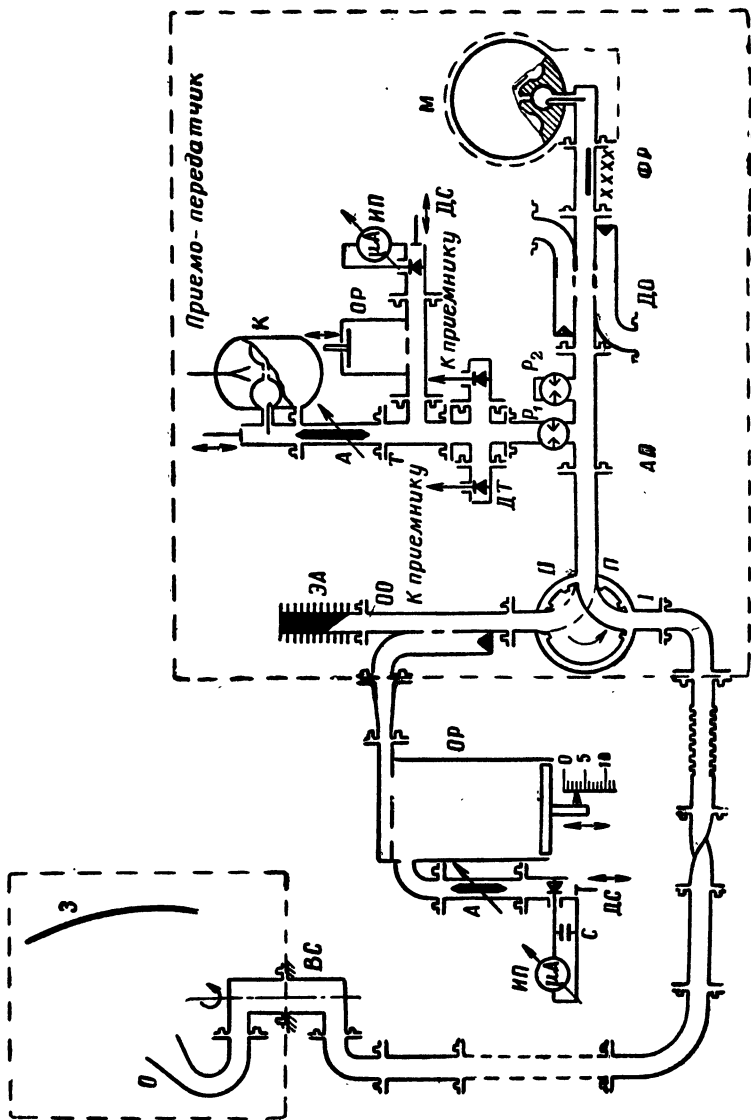


Рис. 2.1. Антенно-фидерное устройство:

По конструктивным соображениям во многих радиопередающих и радиоприемных устройствах антенна расположена на некотором расстоянии от передатчика или приемника. Это расстояние обычно соизмеримо или значительно больше, чем длина волны радиосигнала. Фидерные линии поэтому являются длинными линиями.

Линия называется длинной, если ее длина сравнима с длиной волны радиосигнала или превышает ее. Если длина линии близка к $\frac{\lambda}{4}$, то такая линия уже считается длинной. Электрические процессы в длинной линии качественно отличны от электрических процессов в короткой линии ($l \ll \frac{\lambda}{4}$)

или в цепи конденсатора, или катушки индуктивности. Основное отличие состоит в том, что ток (напряжение) в длинной линии имеет различные величины и направления в различных точках одного и того же провода. Иначе говоря, на одном проводе в один и тот же момент времени распределено несколько волн тока (напряжения). Это позволяет использовать длинные линии не только для передачи энергии, но и для различных других целей, например, опорных изоляторов, трансформаторов сопротивления, колебательных контуров, реактивных сопротивлений и т. д.

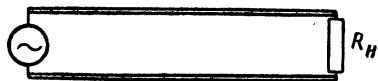


Рис. 2.2. Схема двухпроводной линии

2. Параметры линий

Провода линии обладают индуктивностью, величина которой зависит от их геометрических размеров, формы и взаимного расположения, т. е. от конструкции линии. Между двумя проводами линии существует взаимная емкость и активная утечка. Кроме того, провода линии имеют активное сопротивление.

Каждый очень короткий участок линии Δl обладает малыми значениями индуктивности ΔL , емкости ΔC , активной утечки ΔG и активного сопротивления ΔR . На эквивалентной схеме (рис. 2.3) такой элемент Δl линии можно показать одним звеном, а всю линию — цепью звеньев.

Следовательно, индуктивность, емкость, активное сопротивление и утечка линии распределены по ее длине. Поэтому линию называют электрической цепью с распределенными параметрами. Под параметрами линии понимают ее емкость, индуктивность, активное сопротивление и утечку.

Для удобства анализа и расчета линий введены понятия о погонных емкости, индуктивности, активном сопротивлении и активной утечке, которые называются первичными параметрами линии.

Погонной индуктивностью L_1 называется индуктивность единицы длины линии. Она определяется магнитным потоком, приходящимся на единицу длины линии, когда по ней проходит постоянный ток величиной в 1 а. Таким образом, погонной индуктивностью

учитываются индуктивность каждого провода и взаимная индуктивность между ними. Погонная индуктивность тем больше, чем тоньше провода и чем больше расстояние между ними. От расстояния между проводами зависит взаимная индуктивность: она уменьшается с увеличением расстояния между проводами линии. Погонная индуктивность измеряется в $гн/м$, $мгн/м$ или $мкгн/м$.

Погонной емкостью C_1 линии называется емкость единицы длины линии. Она тем больше, чем толще провода и чем меньше расстояние между ними. Погонная емкость зависит от диэлектрической

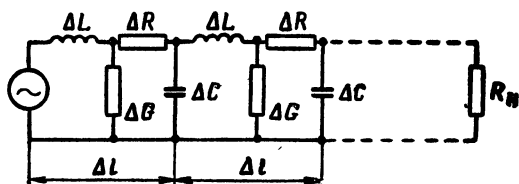


Рис. 2.3. Эквивалентная схема линии

постоянной среды, разделяющей провода линии. Она измеряется в $ф/м$, $мкф/м$ или $нф/м$.

Погонным активным сопротивлением R_1 называется активное сопротивление единицы длины линии. Оно зависит от материала проводов и от частоты тока, протекающего

в линии: с увеличением частоты погонное сопротивление возрастает. Погонное сопротивление измеряется в $ом/м$.

Погонной проводимостью (утечкой) G_1 называется активная проводимость единицы длины линии. Она зависит от электрических свойств диэлектрика, заполняющего пространство между проводами, и от частоты; с увеличением частоты погонная проводимость увеличивается. Погонная проводимость измеряется в обратных омах на метр, т. е. $\frac{1}{ом \cdot м}$.

Линия называется однородной, если значения первичных параметров не изменяются по длине линии. У однородной линии расстояние между проводами, диаметр проводов и свойства диэлектрика неизменны по всей длине линии.

По первичным параметрам легко определить индуктивность, емкость, активное сопротивление и утечку линии. Если длина линии равна l , то

$$\begin{aligned} C &= C_1 l, & L &= L_1 l, \\ R &= R_1 l, & G &= G_1 l. \end{aligned}$$

В ряде случаев при изучении физических процессов в цепях и расчете их целесообразна замена реальной линии ее эквивалентной схемой. Так как линия является цепью с распределенными постоянными, то ее эквивалентная схема представляет собой последовательное соединение большого числа звеньев, состоящих из конденсаторов, катушек и активных сопротивлений (см. рис. 2.3). Такая схема не является удобной, и потому обычно ограничиваются несколькими (4—6) звеньями. Более того, в ряде случаев возможна замена всей линии только одним звеном, состоящим из конденса-

тора емкостью $C=C_1l$ и катушки с индуктивностью $L=L_1l$, или даже только одним конденсатором.

Замена реальной линии цепью звеньев, состоящих из конденсаторов и катушек, оказалась полезной не только на эквивалентных схемах, но и в реальных условиях. Исследования показали, что ряд физических процессов, как, например, заряд постоянным током, разряд через активное сопротивление, задержка импульсов напряжения (тока) и др., происходят в цепи, состоящей из конденсаторов и катушек (рис. 2.4), почти так же, как и в реальной линии, если число звеньев не менее четырех.

Цепь, составленная из последовательно соединенных звеньев катушек и конденсаторов, называется искусственной линией. Она широко используется для формирования импульсов напряжения прямоугольной формы и для задержки импульсов. Чем больше число звеньев и чем меньше индуктивность

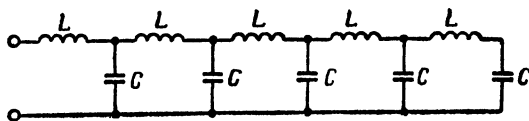


Рис. 2.4. Схема искусственной линии

и емкость каждого звена, тем ближе по своим свойствам искусственная линия к реальной. В практике используются искусственные линии с числом звеньев от четырех до нескольких десятков.

Кроме первичных параметров, линия характеризуется и вторичными параметрами. К ним относятся: волновое сопротивление ρ , скорость распространения волн v , коэффициент затухания β . Эти параметры рассмотрены в § 2.

3. Типы линий

Конструктивные особенности линий определяются предъявляемыми к этим линиям требованиями. Основные требования — это передача энергии с минимумом потерь и отсутствие излучения. Потери в линиях состоят из потерь энергии на активном сопротивлении проводов линии, потерь в диэлектрике, заполняющем пространство между проводниками, и потерь на излучение. Эти потери увеличиваются с увеличением частоты.

Излучение (или прием из пространства) энергии фидером называется антенным эффектом. Антенный эффект приводит к искажению характеристик направленности антенн. Он отсутствует, если линия экранирована. У неэкранированных линий он тем меньше, чем меньше расстояние между проводами. Это объясняется тем, что при малом по сравнению с длиной волны расстоянии между проводами электромагнитное поле, которое создается током одного провода в удаленных от линии точках пространства, полностью уничтожается электромагнитным полем, создаваемым током другого провода, протекающим в противоположном направлении.

По конструкции различают четыре типа линий: воздушную, изолированную, экранированную и коаксиальную.

Воздушная (открытая) линия (рис. 2.5) состоит из двух параллельных прямолинейных медных проводов диаметром в 1—6 мм. Расстояние между проводами должно быть меньше четверти волны; обычно оно составляет 5—30 см и поддерживается постоянным с помощью изоляторов.

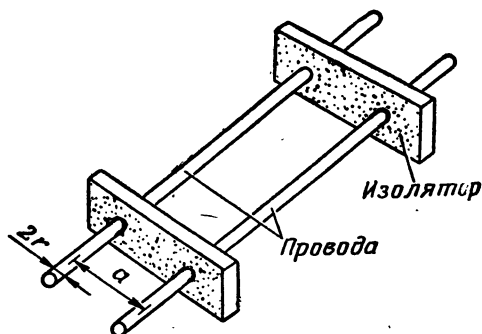


Рис. 2.5. Воздушная линия

Для уменьшения потерь выгодно передавать энергию при малом токе и большом напряжении. Величина напряжения ограничена пробивным напряжением, которое зависит от расстояния между проводами, радиуса проводов и свойств диэлектрика. При заданном расстоянии a между центрами

проводов электрическая прочность воздушной линии будет максимальной при условии, когда $\frac{a}{r} = 5,4$ (r — радиус провода).

Первичные параметры двухпроводной линии определяются по формулам:

$$C_1 = \frac{12,06\epsilon}{\lg \frac{a-r}{r}} [нф/м],$$

$$L_1 = 0,921 \lg \frac{a^2-r}{r} [мкгн/м],$$

$$R_1 = \frac{8,3}{r} V\bar{f} [мком/м],$$

где r — радиус проводов в см;

f — частота в гц;

a — расстояние между центрами проводов в см;

ϵ — относительная диэлектрическая постоянная.

Для воздушной линии обычно $a \gg r$ и $\epsilon = 1$, поэтому можно пользоваться упрощенными формулами:

$$C_1 = \frac{12,06}{\lg \frac{a}{r}},$$

$$L_1 = 0,921 \lg \frac{a}{r}.$$

Достоинство воздушной линии заключается в простоте ее устройства. К недостаткам этой линии относятся наличие потерь на излучение и индукционные токи в окружающих предметах, влияние внешних электромагнитных полей, неудобство прокладки и крепления. При дожде, снеге и особенно гололеде потери энергии

значительно возрастают. Воздушная линия может применяться на частотах до 200 Мгц. На более высоких частотах воздушная линия не применяется из-за невозможности устранения антенного эффекта и вследствие больших потерь энергии.

Изолированная линия отличается от воздушной тем, что ее провода окружены высокочастотным диэлектриком (рис. 2.6), защищенным от механических повреждений наружной изоляцией (резиной).

Так как пробивное напряжение диэлектрика больше, чем воздуха, по изолированной линии можно передать большую мощность, чем по воздушной линии тех же размеров. Изолированная линия более удобна при монтаже.



Рис. 2.6. Изолированная линия



Рис. 2.7. Экранированная линия

Экранированная линия (двухпроводный кабель) отличается от изолированной линии наличием экрана (рис. 2.7) — медной гибкой оплетки или свинцовой оболочки. Экран полностью устраняет антенный эффект и влияние внешних электромагнитных полей. Для прокладки экранированной линии не требуются изоляторы; ее можно прокладывать в земле и в воде, если экраном служит свинцовая оболочка.

Погонная емкость и индуктивность экранированной линии зависят от радиуса экрана. С уменьшением радиуса экрана погонная емкость увеличивается, а погонная индуктивность уменьшается.

Коаксиальная линия состоит из внешнего и внутреннего проводов, расположенных коаксиально (рис. 2.8). Внешний провод представляет собой медную оплетку или медную трубку жесткой конструкции. Провода изолированы один от другого колпачками из высокочастотного диэлектрика или сплошным эластичным диэлектриком. При жесткой конструкции и воздушном заполнении внутренний провод крепится на диэлектрических шайбах или металлических изоляторах.

В отличие от рассмотренных выше типов линий коаксиальная линия несимметрична. Несимметрия состоит в том, что электромагнитное поле, заключенное между внутренним и внешним проводами, создается только токами и зарядами внутреннего провода. Токи и заряды внешнего провода не создают внутри него ни маг-

нитного, ни электрического полей. Поэтому внешний провод коаксиальной линии подключается к такому полюсу генератора, потенциал которого все время равен нулю, т. е. внешний провод заземляется. При этом на наружной поверхности внешнего провода нет ни токов, ни зарядов, они есть только на внешней поверхности внутреннего провода и на внутренней поверхности внешнего провода. Электромагнитное поле коаксиальной линии экранировано внешним проводом, вследствие чего отсутствуют излучение и влияние внешних полей.

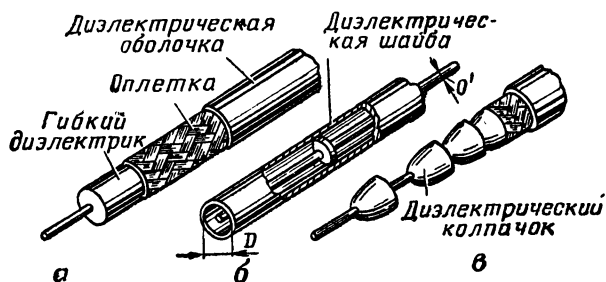


Рис. 2.8. Коаксиальные линии:

а — со сплошным гибким диэлектриком; б — жесткой конструкции с воздушным заполнением; в — с колпачковыми изоляторами

Первичные параметры коаксиальной линии определяются по формулам:

$$C_1 = \frac{24,1\epsilon}{\lg \frac{R}{r}} [пф/м],$$

$$L_1 = 0,46 \lg \frac{R}{r} [мкгн/м],$$

$$R_1 = 4,2 \sqrt{f} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r} \right) [мком/м],$$

где R — внутренний радиус внешнего провода в см;
 r — внешний радиус внутреннего провода в см;
 f — частота в гц.

Потери на активном сопротивлении коаксиальной линии в основном происходят во внутреннем проводе, так как его токонесущая поверхность значительно меньше токонесущей поверхности внешнего провода. Диэлектрическая прочность зависит от отношения радиусов внешнего и внутреннего проводов. При заданном радиусе R внешнего провода существует такое значение радиуса r внутреннего провода, при котором диэлектрическая прочность имеет наибольшее значение. Расчеты показывают, что это будет при условии, когда $r = 0,37R$. Если радиус внутреннего провода будет больше $0,37R$, то расстояние между токонесущими поверхностями и пробивное напряжение уменьшатся. Если $r < 0,37R$, то образуются

большая напряженность поля у внутреннего провода и уменьшается пробивное напряжение.

Коаксиальная линия применяется в широком диапазоне частот от самых низких до тысяч мегагерц.

§ 2. БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ В ЛИНИИ

1. Бегущие волны в линии без потерь

Рассмотрим длинную линию без потерь ($R_1=0$, $G_1=0$), на входе которой включен генератор синусоидальной э. д. с., а на выходе активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии (рис. 2.9). Допустим, что генератор включен в момент времени $t=0$, а до этого в линии никаких токов и напряжений не было. Очевидно, что от генератора к нагрузке будет распространяться энергия переменного тока. Скорость распространения электромагнитной энергии вдоль линии очень большая. Она определяется по формуле:

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}.$$

Если в эту формулу подставить значение погонных параметров L_1 и C_1 , то получим следующую формулу для подсчета скорости распространения волн:

$$v = \frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\epsilon}} \text{ [м/сек]}.$$

Электромагнитная энергия распространяется вдоль длинных линий в виде волн электромагнитного поля, или волн тока и напряжения, или волн зарядов. Волны эти называются бегущими. Существуют бегущие волны электромагнитного поля, бегущие волны зарядов, напряжений и токов. Под бегущей волной, например, тока понимается процесс распространения тока вдоль длинной линии. Аналогично можно определить и бегущие волны напряжения, зарядов или поля.

Рассмотрим более подробно бегущие волны тока и напряжения. В течение первой четверти периода напряжение на входе линии увеличивалось от нуля до амплитудного значения U_m и успело распространиться вдоль линии на расстояние

$$x_1 = v \frac{T}{4} = \frac{\lambda}{4},$$

равное четверти волны.

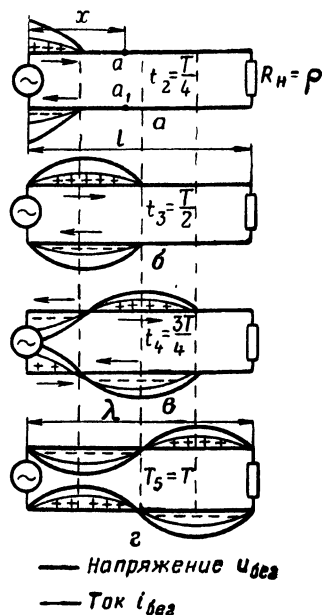


Рис. 2.9. Бегущие волны в линии

Все мгновенные значения, которые принимало входное напряжение от $t_1=0$ до $t_2 = \frac{T}{4}$, распределены вдоль линии на участке длины, равном $\frac{\lambda}{4}$ (рис. 2.9, а). На этом участке протекает ток, величина которого в каждой точке провода определяется потенциалом этой точки. Положительный потенциал точки провода на рисунке откладывается вверх от провода, а отрицательный — вниз (рис. 2.9 — жирная линия). Распределение тока в проводах показано тонкой линией, причем положительный ток в верхнем проводе отложен вверх от провода, а в нижнем — вниз от провода.

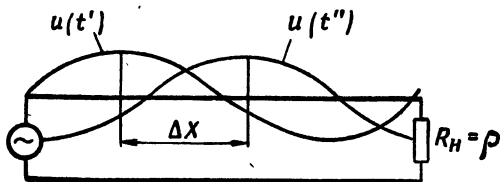


Рис. 2.10. Напряжение бегущей волны в момент времени t' и $t'' > t'$

В течение второй четверти периода от $t_2 = \frac{T}{4}$ до $t_3 = \frac{T}{2}$ напряжение на входе линии уменьшится до нуля, а вдоль линии распространится еще на четверть волны. Амплитудное значение напряжения (тока), которое

в момент $t_2 = \frac{T}{4}$ было на входе линии, теперь оказалось на расстоянии четверти волны от него; все другие мгновенные значения напряжения (тока) переместились вдоль линии на четверть волны каждое (рис. 2.9, б). Аналогично в течение третьей и четвертой четвертей периода на входе линии образовывались третья и четвертая четверти волн (рис. 2.9, в, г). Таким образом, при синусоидальном источнике э. д. с. бегущие волны напряжения (тока) представляют собой синусоидальное распределение напряжения (тока), перемещающееся вдоль линии со скоростью $\frac{3 \cdot 10^8}{V_{\epsilon}} \text{ м/сек.}$

Волны называются симметричными, если потенциалы обоих проводов в любой момент времени равны по величине и противоположны по знаку, а токи — равны по величине и противоположны по направлению. В дальнейшем симметричные волны будем чертить только вдоль одного верхнего провода, откладывая вниз или вверх от каждой его точки величину напряжения между проводами и величину тока верхнего провода. Для примера на рис. 2.10 показана бегущая волна напряжения в моменты времени t' и $t'' > t'$.

Отметим одну очень важную особенность бегущих волн. Ток и напряжение бегущих волн в любых точках линии, в том числе и на зажимах генератора (т. е. на входе линии), совпадают по фазе. Физически это вытекает из того факта, что бегущая волна представляет собой движение энергии вдоль линии и, следовательно, непрерывный уход энергии от генератора, т. е. активную нагрузку для генератора. Отношение напряжения к току на входе линии называется входным сопротивлением линии. Если в ли-

нии существуют только бегущие от генератора к нагрузке волны, то такая линия называется согласованной. Ее входное сопротивление чисто активное и равно волновому сопротивлению линии.

Волновым сопротивлением линии называется отношение напряжения бегущей волны к ее току. Оно зависит только от конструкции линии, т. е. от L_1 и C_1 , и определяется по формуле

$$\rho [ом] = \sqrt{\frac{L_1 [2H]}{C_1 [\phi]}} = 1000 \sqrt{\frac{L_1 [мк2H]}{C_1 [пф]}} \quad (2.1)$$

Зависимость волнового сопротивления от погонных параметров линии можно объяснить следующим. Как известно, бегущая волна — это поочередный заряд элементарных емкостей ΔC через элементарные индуктивности ΔL .

Отсюда следует, что волновое сопротивление не зависит от длины линии, так как величины ΔC и ΔL определяются конструкцией линии. Ток при заряде элементарной емкости ΔC до напряжения u будет тем больше, чем больше эта емкость, и, следовательно, тем меньше будет волновое сопротивление. При перемещении зарядов на участке Δl линии возникает э. д. с. самоиндукции, которая препятствует нарастанию тока и уравнивает волну напряжения, т. е. равна ему по величине и противоположна по знаку. Чем больше ΔL , т. е. чем больше L_1 , тем при меньшем изменении тока э. д. с. самоиндукции уравнивает волну напряжения и, значит, тем больше волновое сопротивление.

Волновое сопротивление линии без потерь не зависит от частоты.

Если в формулу (2.1) подставить значения погонных параметров, то получим следующие формулы для расчета волновых сопротивлений различных типов линий:

для воздушной линии (рис. 2.11, а)

$$\rho [ом] = 276 \lg \frac{a}{r};$$

для изолированной линии с малым расстоянием между проводами (рис. 2.11, б)

$$\rho [ом] = \frac{276}{\sqrt{\epsilon}} \lg \frac{a-r}{r};$$

для экранированной линии (рис. 2.11, в)

$$\rho [ом] = \frac{276}{\sqrt{\epsilon}} \lg \frac{a(1-C^2)}{r(1+C^2)},$$

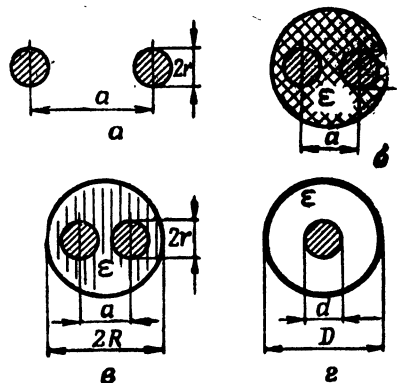


Рис. 2.11. Размеры линий:

а — воздушной; б — изолированной; в — экранированной; г — коаксиальной

где $C = \frac{a}{2R}$;

для коаксиальной линии с диэлектриком (рис. 2.11, *г*)

$$\rho \text{ [ом]} = \frac{138}{\sqrt{\epsilon}} \lg \frac{D}{d};$$

для коаксиальной линии с воздушным заполнением

$$\rho \text{ [ом]} = 138 \lg \frac{D}{d}.$$

От величины отношения $D:d$ зависит не только волновое сопротивление коаксиальной линии, но и величина потерь энергии на активном сопротивлении, т. е. коэффициент затухания, величина передаваемой мощности и пробивное напряжение. Величина внутреннего диаметра внешнего провода D выбирается из конструктивных и экономических соображений с учетом наименьшей длины рабочей волны. При заданном D и сплошном внешнем проводе линия обладает минимальными активными потерями при $D:d=3,6$, может быть передана максимальная мощность по согласованной линии при $D:d=1,65$ и может быть приложено наибольшее напряжение при $D:d=2,71$. Это соответствует волновым сопротивлениям при воздушном заполнении 77, 30 и 60 ом. На высоких частотах обычно используется линия с волновым сопротивлением, равным 50 ом, что соответствует $D:d=2,3$ при воздушном заполнении.

Выведем уравнения бегущих волн. Для этого найдем выражения для тока и напряжения в любых точках aa_1 линии (рис. 2.9, *а*). Положение текущих точек на линии будем определять координатой x , отсчитанной от входа линии.

Напряжение на входе линии изменяется по закону

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

где U_m — амплитуда напряжения генератора.

В режиме чисто бегущих волн амплитуда напряжения генератора U_m есть и амплитуда бегущей волны напряжения $U_{m \text{ бер}}$. Следовательно, напряжение во всех точках линии изменяется с одной и той же амплитудой $U_{m \text{ бер}}$, но с различной фазой.

Напряжение в точках aa_1 отстает во времени от напряжения на входе линии на $t_1 = x : v$. Поэтому

$$u_{\text{бер}} = U_{m \text{ бер}} \sin \omega (t - t_1).$$

В этом уравнении бегущей волны напряжения произведем такие преобразования:

$$\omega t_1 = \frac{\omega x}{v} = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{x}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} x = mx.$$

Подставив в предыдущее уравнение последнее выражение, получим окончательную форму уравнения бегущей волны напряжения

$$u_{\text{бер}} = U_{m \text{ бер}} \sin (\omega t - mx). \quad (2.2)$$

Величина $m = \frac{2\pi}{\lambda}$ называется волновым числом. Оно равно изменению фазы волны при перемещении ее на единицу длины.

Разделив уравнение (2.2) на волновое сопротивление ρ , получим уравнение бегущей волны тока:

$$i_{\text{бег}} = \frac{u_{\text{бег}}}{\rho},$$

$$i_{\text{бег}} = I_{m \text{ бег}} \sin(\omega t - mx), \quad (2.3)$$

$$I_{m \text{ бег}} = \frac{U_{m \text{ бег}}}{\rho}. \quad (2.4)$$

Уравнения (2.2) и (2.3) показывают, что напряжение и ток бегущих волн являются синусоидальными функциями двух независи-

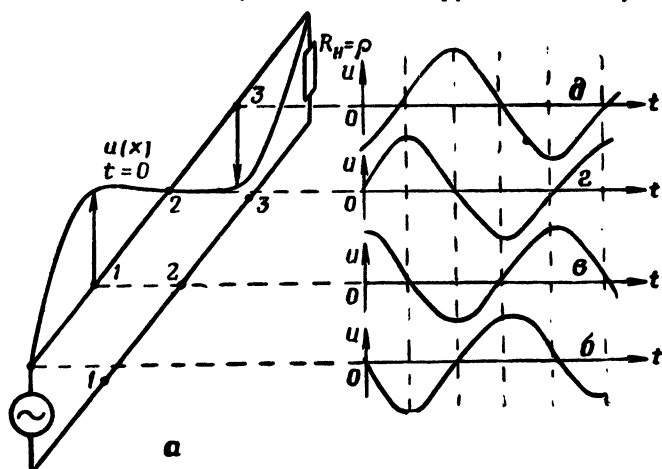


Рис. 2.12. Распределение напряжения бегущей волны вдоль линии в момент времени $t=0$ (а) и зависимость напряжения от времени на входе линии (б), точках 1—1 (в), 2—2 (г), 3—3 (д)

мых переменных: времени t и расстояния x от входа линии. Если время t считать постоянным, то уравнения (2.2) и (2.3) будут функциями одного переменного — координаты x . Они показывают распределение тока и напряжения вдоль линии в определенный момент времени, т. е. представляют как бы фотографию волны (рис. 2.9, 2.10, 2.12, а).

Если в уравнениях (2.2) и (2.3) считать постоянным x , то они также становятся функциями одной переменной — времени t и будут показывать зависимость тока и напряжения в данных точках линии от времени. Обе переменные показывают изменение напряжения и тока во времени во всех точках линии, т. е. процесс распространения волн в линии (рис. 2.12).

Бегущие волны в линии без потерь характеризуются следующими особенностями.

1. В любом поперечном сечении линии aa_1 напряжение и ток изменяются во времени с одинаковой фазой, т. е. напряжение и ток бегущей волны совпадают по фазе.

2. В любой момент времени напряжение и ток распределены вдоль линии по синусоидальному закону. Кривые распределения напряжения (тока) для двух моментов времени t' и $t'' > t'$ отличаются сдвигом вдоль линии одной кривой относительно другой на расстояние $\Delta x = v(t'' - t')$ — см. рис. 2.10. Иначе говоря, мгновенные значения напряжения (тока) различны в различных точках линии, что объясняется изменением фазы вдоль линии, или запаздыванием напряжения (тока) в данной точке на tx радиан от напряжения на входе линии.

3. Амплитуда напряжения (тока) одинакова во всех точках линии.

4. Входное сопротивление линии равно ее волновому сопротивлению и не зависит от длины линии.

5. Бегущие волны представляют собой движение электромагнитной энергии вдоль длинной линии.

Режим чисто бегущих волн устанавливается только в той линии, сопротивление нагрузки которой чисто активное и равно волновому сопротивлению линии. Только в этом случае ток в нагрузке равен току бегущей волны в линии, и, следовательно, вся энергия этой волны поглощается на конце линии активным сопротивлением.

2. Электромагнитное поле бегущих волн

Провода линии являются своеобразными каналами (направляющими), вдоль которых движется энергия. Поэтому передачу энергии по линиям называют также канализацией энергии. Известно, что электрическая энергия заключена в электрическом поле, а магнитная — в магнитном поле. Следовательно, энергия бегущих волн распределена в небольшом объеме вокруг проводов двухпроводной линии или между проводами коаксиальной линии, где существует электромагнитное поле (рис. 2.13, 2.14).

Электрическое поле бегущей волны распределено вдоль линии так же, как и напряжение, а магнитное поле вблизи проводов совпадает по фазе с током. Следовательно, электрическое и магнитное поля бегущей волны синфазны.

Электрические силовые линии бегущей волны перпендикулярны к поверхности идеального проводника и несколько наклонны к поверхности реального проводника. Магнитные силовые линии имеют форму концентрических окружностей, охватывающих проводники с током, а их направление связано с направлением тока правилом правого винта.

Электрические и магнитные силовые линии поля бегущей волны взаимно перпендикулярны. Их направления связаны с направлением движения энергии правилом трех пальцев правой руки: если

три пальца правой руки — большой, указательный и средний — расположить взаимно перпендикулярно и большой палец совместить с направлением электрического поля E , а указательный — с направлением магнитного поля H , то средний палец укажет направление движения электромагнитной энергии (см. рис. 2.13).

Вектор Π , показывающий направление движения электромагнитной энергии и по величине равный количеству энергии, проходящий за 1 сек через площадку в 1 м², расположенную в плоскости поперечного сечения линии, называется вектором плотности потока энергии или вектором Пойнтинга. Величина вектора Π определяется произведением напряженности электрического поля на напряженность магнитного поля, а его направление — указанным выше правилом.

Небольшой наклон электрических силовых линий к поверхности проводника вблизи него объясняется тем, что вектор Пойнтинга имеет составляющую, перпендикулярную поверхности проводника, т. е. часть энергии поля входит в проводник, где превращается в тепловую энергию.

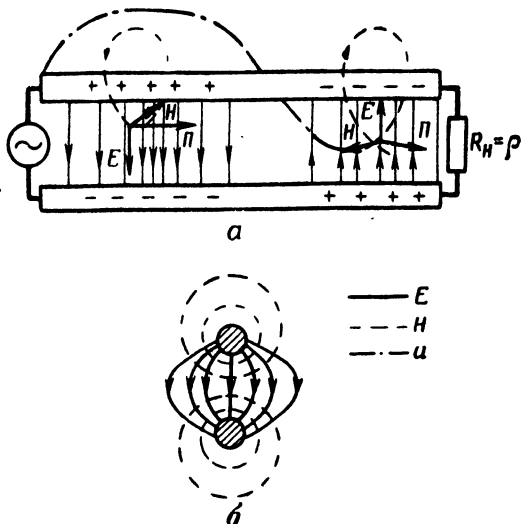


Рис. 2.13. Бегущие волны электромагнитного поля в воздушной линии:

а — в плоскости проводов; б — в поперечном сечении

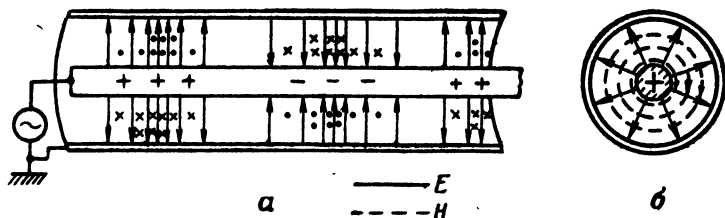


Рис. 2.14. Бегущие волны электромагнитного поля в коаксиальной линии:

а — в продольном сечении; б — в поперечном сечении

Волны называются поперечными, если их электрические и магнитные силовые линии лежат в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения. Поперечные волны условно обозна-

чаются буквами *ТЕМ*. Они являются основным типом волн в линиях и имеют следующие характеристики:

а) скорость распространения их не зависит от длины волны, т. е. они не обладают дисперсией;

б) они не имеют предельной длины волны, т. е. при любой длине волны могут распространяться вдоль линии;

в) волны имеют только поперечные составляющие поля.

В коаксиальной линии могут возникать волны неосновных типов, которые называются *Е*-волнами и *Н*-волнами и которые подобны соответствующим типам волн в волноводах (см. гл. 3). Это возможно при $\lambda \leq \pi(D+d)$.

Если нагрузка коаксиальной линии потребляет энергию только волн *ТЕМ*, то можно условно считать волну $\lambda = \pi(D+d)$ наиболее короткой рабочей волной коаксиальной линии.

3. Бегущие волны в линии с потерями

Бегущие волны в линии с потерями отличаются от бегущих волн в линии без потерь тем, что амплитуды напряжения и тока убывают в ней по экспоненциальному закону (рис. 2.15). Это объясняется тем, что часть энергии бегущих волн

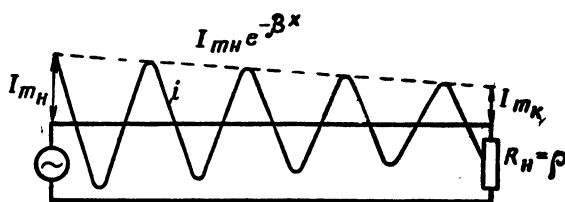


Рис. 2.15. Затухание волн в линии

расходуется на активном сопротивлении проводов и в диэлектрике; кроме того, незэкранированные линии излучают электромагнитную энергию в пространство. Из эквивалентной схемы линии

видно, что в каждом звене линии есть последовательное и параллельное активные сопротивления. Падение напряжения на первом из них вызывает уменьшение амплитуды напряжения на входе каждого последующего звена, а следовательно, и уменьшение амплитуды тока. Амплитуда тока (напряжения) уменьшается также вследствие ответвления тока в параллельные активные сопротивления, обусловленные несовершенством диэлектрика.

Потери учитывают тем, что в уравнении бегущих волн вводят экспоненциальный множитель затухания $e^{-\beta x}$. Уравнения бегущих волн для линии с потерями имеют вид

$$u = U_{m \text{ вх}} e^{-\beta x} \sin(\omega t - mx),$$

$$i = \frac{U_{m \text{ вх}}}{\rho} e^{-\beta x} \sin(\omega t - mx),$$

где β — коэффициент затухания;

$U_{m \text{ вх}}$ — амплитуда бегущей волны на входе линии;

e — основание натуральных логарифмов.

Если линия имеет длину l , то амплитуда напряжения бегущей волны на конце линии, т. е. на нагрузке, будет

$$U_{mn} = U_{mвх} e^{-\beta l}.$$

Натуральный логарифм отношения амплитуд бегущей волны в начале и конце линии называется затуханием:

$$b = \ln \frac{U_{mвх}}{U_{mn}} = \beta l.$$

Затухание на единицу длины называется коэффициентом затухания:

$$\beta = \frac{b}{l}.$$

На практике затухание измеряется в неперах или в децибелах. Если в линии существует режим чисто бегущих волн, то затухание в децибелах определяется по формуле

$$b [\text{дб}] = 20 \lg \frac{U_{mвх}}{U_{mn}} = 20 \lg \frac{I_{mвх}}{I_{mn}}.$$

Чисто бегущие волны в линии получить очень трудно. Поэтому для определения затухания в децибелах при любом режиме работы линии пользуются формулой

$$b [\text{дб}] = 10 \lg \frac{P_{вх}}{P_n},$$

где $P_{вх}$ и P_n — мощности на входе линии и в нагрузке.

Затуханием в один непер ($b=1 \text{ nep}$) обладает линия, в которой отношение амплитуд на выходе и на нагрузке $R_n = \rho$ равно основанию натуральных логарифмов e . Для определения затухания в неперах можно пользоваться формулой

$$b(\text{nep}) = \frac{1}{2} \ln \frac{P_{вх}}{P_n}.$$

Один непер в 8,7 раз больше децибела, т. е. $1 \text{ nep} = 8,7 \text{ дб}$, а $1 \text{ дб} = 0,115 \text{ nep}$.

Коэффициент затухания определяется по формуле

$$\beta = \frac{R_1}{2\rho} + \frac{G_{1\rho}}{2}. \quad (2.5)$$

Из формулы (2.5) видно, что коэффициент затухания зависит от первичных параметров R_1 и G_1 , т. е. от конструкции линии и от частоты. С увеличением частоты увеличивается и коэффициент затухания.

Волновое сопротивление линии с потерями определяется по формуле

$$\rho_n = \sqrt{\frac{R_1 + j\omega L_1}{G_1 + j\omega C_1}}.$$

Из этой формулы видно, что волновое сопротивление линии с потерями зависит от частоты питающего генератора и имеет активную и реактивную составляющие; это означает, что напряжение и ток бегущей волны в реальной линии имеют фазовый сдвиг. Так как в радиотехнике применяются высокие частоты, то $\omega L_1 \gg R_1$ и $\omega C_1 \gg G_1$, поэтому можно считать волновое сопротивление линии с небольшими потерями чисто активным, не зависящим от частоты, и определять его по формуле (2.1).

Скорость распространения волн вдоль линии с потерями несколько меньше, чем вдоль линии без потерь. Но на практике вполне допустимо пользоваться при расчете скорости распространения волн вдоль линий с потерями той же формулой, что и для линий без потерь.

Следует отличать скорость распространения волн от скорости движения электронов в проводнике. Волны электромагнитного поля распространяются вдоль воздушных линий со скоростью $3 \cdot 10^8$ м/сек, а электроны при этом совершают колебания в проводах линии со скоростью в несколько сантиметров в секунду. Если включить в линию генератор, то под действием его э. д. с. начинают перемещаться электроны на ближнем к генератору участке, затем в движение приходят электроны следующего участка и т. д. Скорость передачи движения от электронов одного участка к электронам другого участка и есть скорость распространения волны. Она очень велика, тогда как скорость перемещения электронов мала. Аналогию кажущемуся противоречию между скоростью распространения волны и скоростью перемещения электронов можно найти в механике и акустике. Так, например, толчок паровоза в начале его движения передается от вагона к вагону со скоростью, значительно превышающей скорость движения вагонов. Звук распространяется в воздухе со скоростью 330 м/сек, но молекулы воздуха при этом смещаются на небольшие расстояния и скорость их движения значительно меньше скорости звука.

§ 3. СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ В РАЗОМКНУТОЙ ЛИНИИ

1. Отражение волн от конца линии

Бегущие волны, распространяющиеся от генератора к нагрузке линии, называются падающими волнами, а волны, возникающие в результате отражения от нагрузки и распространяющиеся к генератору, — отраженными волнами. Отраженные волны возникают в линии при любой комплексной нагрузке и при активной нагрузке $R_n \neq \rho$. Отражение происходит потому, что энергия падающих волн либо вовсе не потребляется, либо потребляется частично. Пусть, например, $R_n > \rho$ (рис. 2.16). В этом случае энергия падающих волн потребляется частично, а потому возникает отраженная волна, амплитуда которой меньше амплитуды падающей волны. Частичное

потребление энергии падающей волны. при $R_n \neq \rho$ объясняется тем, что ток в нагрузке и напряжение на нагрузке не могут быть равны соответственно току и напряжению падающих волн. Поясним это примером. Предположим, что $\rho = 200 \text{ ом}$, $R_n = 600 \text{ ом}$, а амплитуда падающей волны $U_{\text{пад}} = 600 \text{ в}$. Тогда амплитуда тока падающей волны

$$I_{\text{пад}} = \frac{U_{\text{пад}}}{\rho} = \frac{600}{200} = 3 \text{ а.}$$

Ясно, что амплитуда тока в нагрузке не может быть равна 3 а, так как для этого нужно напряжение на нагрузке $600 \text{ ом} \times 3 \text{ а} = 1800 \text{ в}$, которое на линии при $U_{\text{пад}} = 600 \text{ в}$ возникнуть не может.

Следовательно, на конце линии происходит мгновенное изменение тока и напряжения падающих волн, т. е. возникают отраженные волны. Можно указать на существование на конце линии трех токов и трех напряжений: тока и напряжения па-

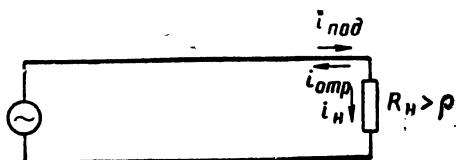


Рис. 2.16. Нагруженная линия

дающей волны $i_{\text{пад}}$, $u_{\text{пад}}$; тока и напряжения отраженной волны $i_{\text{отр}}$, $u_{\text{отр}}$; тока и напряжения в нагрузке i_n , u_n .

Так как падающая и отраженная волны являются движением энергии и зарядов во встречных направлениях, то ток в нагрузке равен разности токов падающей и отраженной волн, а напряжение на нагрузке равно сумме напряжений падающих и отраженных волн, т. е.

$$i_n = i_{\text{пад}} - i_{\text{отр}}; \quad (2.6)$$

$$u_n = u_{\text{пад}} + u_{\text{отр}}. \quad (2.7)$$

Это положение очевидно из того факта, что при изменении направления движения зарядов на противоположное фаза тока (направление тока) изменяется на 180° (на противоположное), а фаза или полярность напряжения не зависит от направления движения заряда. Таким образом, если напряжение отражается без изменения знака, то ток отражается с противоположным знаком. Из этого следует, что сдвиг фаз между напряжением и током падающих волн отличается на 180° от сдвига фаз между током и напряжением отраженных волн.

Так как $u_n = i_n R_n$, то на основании формулы (2.6) получим:

$$u_n = R_n (i_{\text{пад}} + i_{\text{отр}}). \quad (2.8)$$

Но падающие и отраженные волны — бегущие волны, поэтому на основании формулы (2.7) имеем:

$$u_n = i_{\text{пад}} \rho + i_{\text{отр}} \rho = \rho (i_{\text{пад}} + i_{\text{отр}}). \quad (2.9)$$

Приравняв правые части уравнений (2.8) и (2.9), получим:

$$\rho (i_{\text{пад}} + i_{\text{отр}}) = R_n (i_{\text{пад}} - i_{\text{отр}}). \quad (2.10)$$

Решая уравнение (2.10), найдем:

$$i_{\text{отр}} = \frac{R_n - \rho}{R_n + \rho} i_{\text{пад}}. \quad (2.11)$$

Примем, что

$$\frac{R_n - \rho}{R_n + \rho} = p. \quad (2.12)$$

Коэффициент p называется коэффициентом отражения. Он показывает во сколько раз ток (напряжение) отраженной волны меньше тока (напряжения) падающей волны. Таким образом,

$$i_{\text{отр}} = p i_{\text{пад}}; \quad (2.13)$$

$$u_{\text{отр}} = p u_{\text{пад}}. \quad (2.14)$$

Формулы (2.13) и (2.14) справедливы для мгновенных значений тока и напряжения на конце линии. Для определения амплитуд (или действующих значений) отраженных волн по известным амплитудам (действующим значениям) падающих волн можно пользоваться формулами

$$I_{m \text{ отр}} = p I_{m \text{ пад}}; \quad (2.15)$$

$$U_{m \text{ отр}} = p U_{m \text{ пад}}. \quad (2.16)$$

Из уравнений (2.6) и (2.8) можно определить амплитуды тока и напряжения на нагрузке:

$$\begin{aligned} U_{mn} &= U_{m \text{ пад}} + U_{m \text{ отр}} = \rho I_{m \text{ пад}} + \rho (I_{m \text{ пад}} - I_{mn}) = \\ &= 2\rho I_{m \text{ пад}} - \rho I_{mn} = 2U_{m \text{ пад}} - I_{mn}\rho, \end{aligned}$$

т. е.

$$I_{mn} R_n = 2U_{m \text{ пад}} - \rho I_{mn},$$

откуда

$$I_{mn} = \frac{2U_{m \text{ пад}}}{R_n + \rho}, \quad (2.17)$$

$$U_{mn} = \frac{2U_{m \text{ пад}} R_n}{R_n + \rho}. \quad (2.18)$$

В заключение заметим, что формула (2.12) справедлива при любом комплексном сопротивлении нагрузки

$$Z_n = R_n + jX_n.$$

Но при комплексной нагрузке коэффициент отражения становится также комплексной величиной, а именно:

$$p = \frac{Z_n - \rho}{Z_n + \rho} = \frac{R_n - \rho + jX_n}{R_n + \rho + jX_n}.$$

Отношение амплитуд отраженной волны к падающей будет определяться модулем коэффициента отражения:

$$p = \sqrt{\frac{(R_n - \rho)^2 + X_n^2}{(R_n + \rho)^2 + X_n^2}}.$$

Из этой формулы видно, что если $R_n = 0$, т. е. нагрузка чисто реактивная, то при любом X_n коэффициент $\rho = 1$ — происходит полное отражение.

Фаза комплексного коэффициента отражения равна сдвигу фаз между падающими и отраженными волнами напряжения на нагрузке. Она определяется по формуле

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{2\rho X_n}{R_n^2 + X_n^2 - \rho^2}.$$

На основании этой формулы можно сделать вывод, что в зависимости от величин R_n и X_n и знака X_n сдвиг фаз между падающими и отраженными волнами может быть любым в пределах 360° .

2. Стоячие волны в разомкнутой линии и их особенности

Пусть генератор синусоидальной э. д. с. включен в однородную разомкнутую линию без потерь, имеющую длину l (рис. 2.17). Рассмотрим электрические процессы, происходящие в такой линии в условиях установившегося режима, когда амплитуды падающих и отраженных волн напряжения и тока не изменяются.

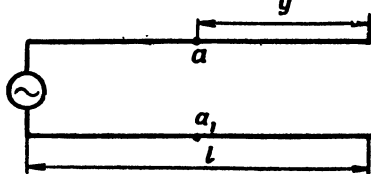


Рис. 2.17. Разомкнутая линия

Так как на конце разомкнутой линии нет потребителя энергии, электромагнитная энергия падающей волны полностью отражается от конца линии и движется к ее входу. Поэтому в разомкнутой линии есть две волны с равными амплитудами: падающая и отраженная. В результате их сложения образуются стоячие волны тока и напряжения, или стоячие волны электромагнитного поля.

Для выяснения особенностей стоячих волн необходимо сложить падающие и отраженные волны графически или математически. В обоих случаях надо знать, как изменяется фаза тока и напряжения при отражении от разомкнутого конца.

Отраженная волна представляет собой движение зарядов и электромагнитного поля от конца линии к ее началу. Ток на конце разомкнутой линии равен нулю, так как $R_n = \infty$. Значит, ток отраженной волны на конце линии всегда равен по величине и противоположен по знаку току падающей волны.

Из этого следует, что волна тока отражается от разомкнутого конца линии с изменением фазы на 180° , или с изменением направления на противоположное. Фаза напряжения при отражении не изменяется, потому что при этом не изменяется ни знак ни величина заряда (рис. 2.18).

К этим же выводам можно прийти, используя ранее приведенные формулы. Из формулы (2.12) следует, что для разомкнутой линии ($R_n = \infty$) коэффициент отражения равен единице. Из формул (2.13) и (2.14) следует, что напряжение и ток отраженных волн

на конце линии в каждый момент времени равны по величине напряжению и току падающих волн, а из формулы (2.18) видно, что напряжение на конце линии равно удвоенному напряжению падающей волны.

Рассмотрим теперь особенности стоячих волн. На рис. 2.19, а показаны падающая и отраженная волны напряжения и их сумма, т. е. стоячая волна напряжения через каждую восьмую долю периода. На рис. 2.19, б показаны падающая, отраженная и стоячая

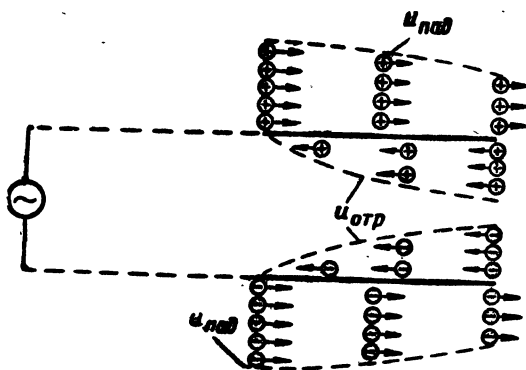


Рис. 2.18. Отражение волн от разомкнутого конца линии

волны тока. Из этих рисунков можно установить основные свойства стоячих волн. Заметим, что волны называются стоячими потому, что их максимальные и нулевые значения не перемещаются вдоль линии, а все время находятся в одних и тех же точках. На рис. 2.20, а образование стоячей волны напряжения показано с помощью векторных диаграмм. Выполнено это следующим образом: фаза напряжения падающей волны на конце линии

принята за начальную; относительно нее отсчитываются фазы падающей и отраженной волн во всех точках линии. На конце линии падающая и отраженная волны совпадают по фазе. В точках 1—1, на расстоянии $\frac{\lambda}{8}$ от конца линии, падающая и отраженная волны сдвинуты по фазе на 90° , так как падающая волна опережает, а отраженная отстает на 45° от напряжения (падающей волны) на конце линии. Сумма векторов падающей и отраженной волн в точках 1—1 дает вектор стоячей волны напряжения, меньший, чем на конце линии. Аналогично построены векторы напряжения стоячей волны для других точек линии. Огибающая концов этих векторов дает график распределения напряжения вдоль линии.

На рис. 2.20, а показано распределение напряжения, соответствующее максимальному (амплитудному) значению. Все другие значения напряжения на линии получаются как проекции векторов стоячих волн на вертикальную линию при их одновременном вращении против часовой стрелки с угловой скоростью ω .

На рис. 2.20, б показано образование стоячей волны тока для того же момента времени, что и на рис. 2.20, а. Векторы падающей волны тока совпадают по фазе с соответствующими векторами падающей волны напряжения, а векторы отраженной волны тока противофазны соответствующим векторам отраженной волны напряжения вследствие изменения фазы тока на 180° при отражении.

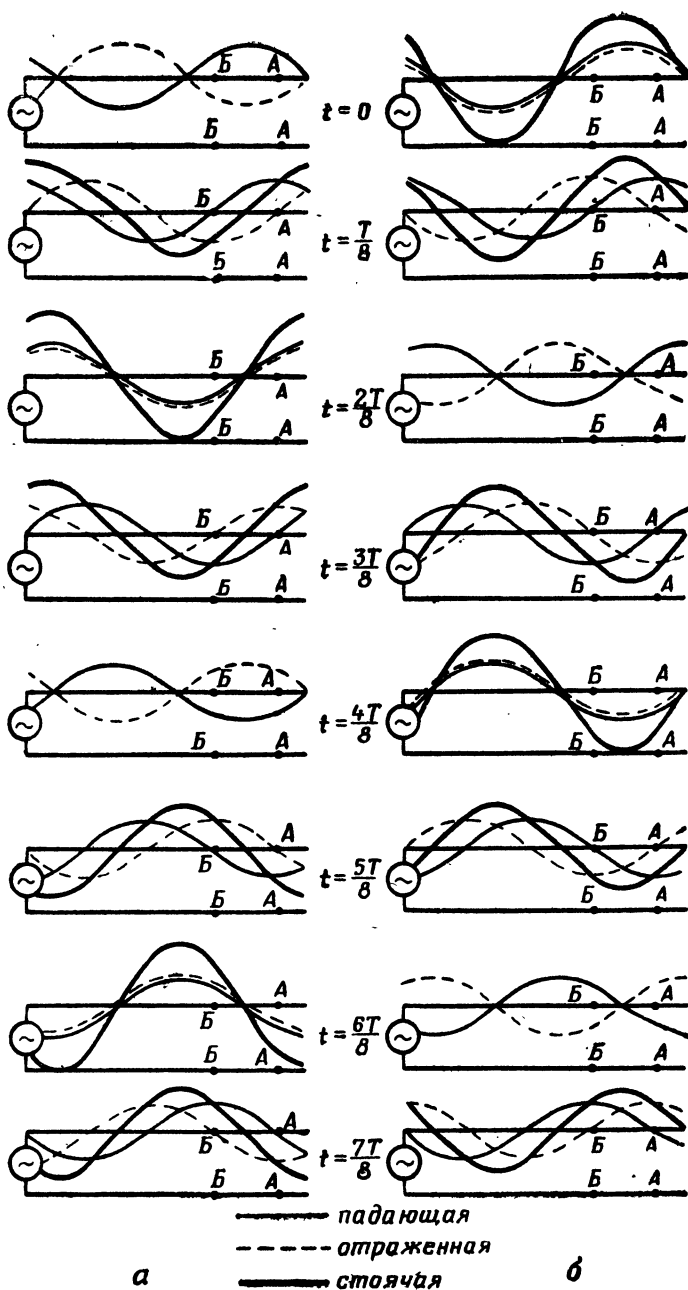


Рис. 2.19. Образование стоячих волн в разомкнутой линии:
 а — напряжения; б — тока

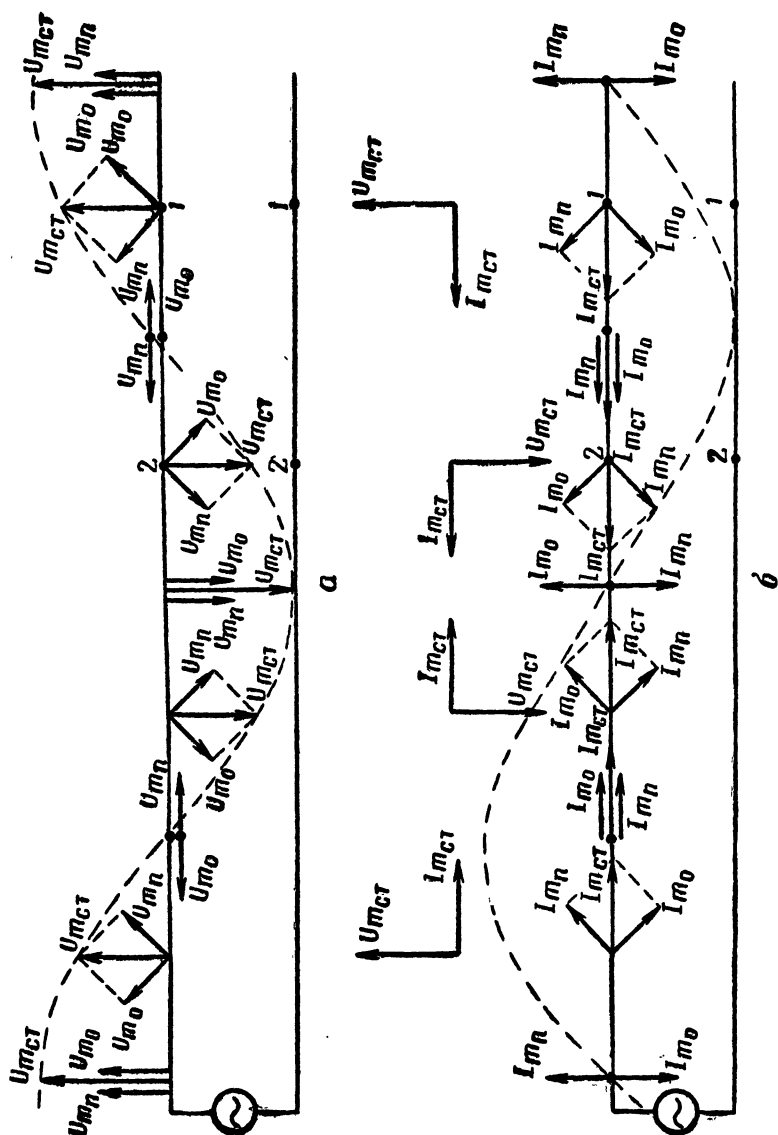


Рис. 2.20. Векторные диаграммы стоячих волн:
 $a \rightarrow$ напряжения; $b \rightarrow$ тока

В результате сложения получим векторы стоячей волны тока, которые во всех точках занимают горизонтальное положение. Это говорит о том, что в данный момент времени ток во всей линии равен нулю (а напряжение имеет амплитудное значение). Все мгновенные значения тока получаются как проекции векторов стоячих волн тока на вертикальную линию при их одновременном вращении против часовой стрелки с угловой скоростью ω .

Рассматривая расположение векторов стоячих волн напряжения и тока в одних и тех же точках линии, приходим к выводу, что на одних участках линии напряжение стоячей волны опережает ток на 90° (на $\frac{T}{4}$), а на других — отстает на 90° . В этом отношении линия подобна индуктивности или емкости. Так, например, в точках 1—1 (или точках А—А на рис. 2.19) ток опережает напряжение на 90° (рис. 2.21), и, следовательно, отрезок разомкнутой линии короче четверти волны в смысле нагрузки на генератор эквивалентен некоторой емкости $C_{\text{экв}}$. В точках 2—2 (Б—Б на рис. 2.19) ток отстает от напряжения на 90°

(рис. 2.22), и потому отрезок разомкнутой линии длиной $\frac{3\lambda}{8}$ в смысле нагрузки на генератор эквивалентен некоторой индуктивности $L_{\text{экв}}$.

Выведем уравнения стоячих волн тока и напряжения, т. е. найдем выражения для тока и напряжения в любом поперечном сечении линии aa_1 (см. рис. 2.17). Примем конец линии за начало координат. Будем считать, что напряжение падающей волны на конце линии изменяется по закону

$$u_{\text{пад. к}} = U_{\text{тпад}} \sin \omega t,$$

где $U_{\text{тпад}}$ — амплитуда падающей волны.

Напряжение падающей волны в точках $a—a_1$ опережает напряжение на конце линии на угол my ; напряжение отраженной волны в точках $a—a_1$ отстает от напряжения на конце линии на угол my . Поэтому

$$u_{\text{пад}} = U_{\text{тпад}} \sin (\omega t + my); \quad (2.19)$$

$$u_{\text{отр}} = U_{\text{тпад}} \sin (\omega t - my). \quad (2.20)$$

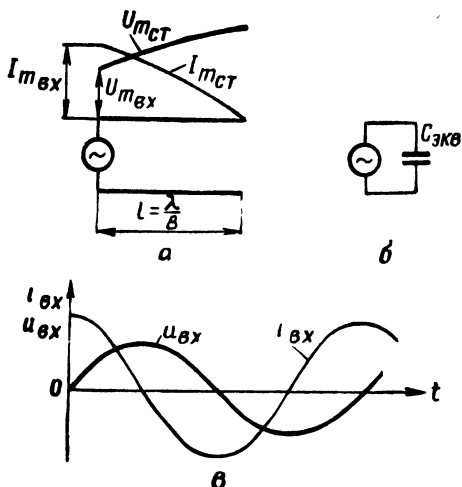


Рис. 2.21. Отрезок разомкнутой линии длиной $\frac{\lambda}{8}$:

a — распределение амплитуд тока и напряжения; b — эквивалентная схема; $в$ — графики входных тока и напряжения

Токи падающей и отраженной волн в точках $a-a_1$ определяются по формулам

$$i_{\text{пад}} = \frac{U_{\text{мпад}}}{\rho} \sin(\omega t + my); \quad (2.21)$$

$$i_{\text{отр}} = - \frac{U_{\text{мпад}}}{\rho} \sin(\omega t - my). \quad (2.22)$$

Знак минус в правой части уравнения (2.22) учитывает изменение направления тока на противоположное при отражении. Сложим

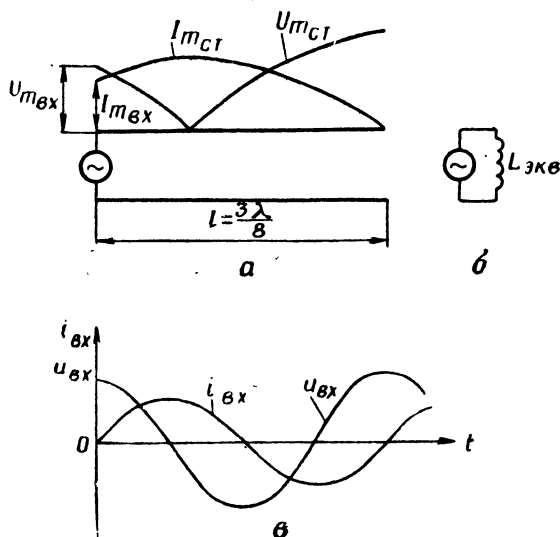


Рис. 2.22. Отрезок разомкнутой линии длины $\frac{3}{8} \lambda$:
 a — распределение амплитуд тока и напряжения; $б$ — эквивалентная схема; $в$ — графики входных тока и напряжения.

жим уравнения (2.19) с (2.20) и (2.21) с (2.22), а также преобразуем их, используя формулы

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

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

Получим уравнения стоячих волн напряжения и тока:

$$u_{\text{ст}} = 2U_{\text{мпад}} \cos my \sin \omega t; \quad (2.23)$$

$$i_{\text{ст}} = \frac{2U_{\text{мпад}}}{\rho} \sin my \cos \omega t. \quad (2.24)$$

Из этих уравнений, а также из рис. 2.20 и 2.21 можно установить следующие характерные особенности стоячих волн.

1. Амплитуда напряжения изменяется вдоль линии по косинусоидальному закону (рис. 2.23). В уравнении (2.23) множитель

$$2U_{\text{пад}} \cos my = U_{\text{ст}} \quad (2.25)$$

не зависит от времени и является амплитудой напряжения стоячей волны.

Амплитуда тока изменяется вдоль линии по синусоидальному закону. В уравнении стоячей волны тока (2.24) множитель

$$\frac{2U_{\text{пад}}}{\rho} \sin my = I_{\text{ст}} \quad (2.26)$$

является амплитудой стоячей волны тока.

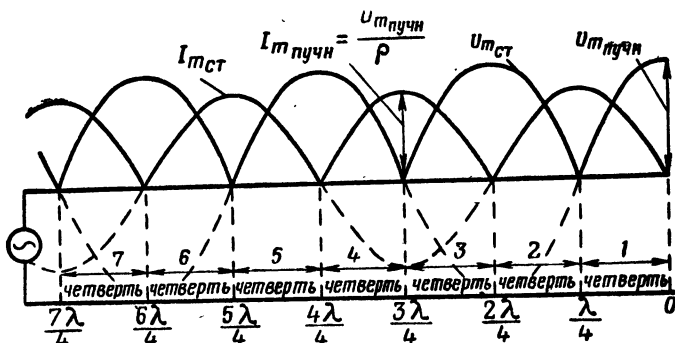


Рис. 2.23. Распределение амплитуд тока и напряжения в разомкнутой линии

На линии есть точки, в которых напряжение всегда равно нулю, а ток имеет максимальную амплитуду, равную удвоенной амплитуде падающей волны. В таких точках падающая и отраженная волны напряжения всегда равны по величине и противоположны по знаку, а падающая и отраженная волны тока равны по величине и совпадают по направлению. Точки эти называются узлами напряжения или пучностями тока. Они определяются из уравнения $\cos my = 0$ или $\sin my = \pm 1$, т. е.

$$my = (2n + 1) \frac{\pi}{2}; \quad \frac{2\pi}{\lambda} y = (2n + 1) \frac{\pi}{2},$$

или

$$y = (2n + 1) \frac{\lambda}{4},$$

где $n=0, 1, 2, 3...$

Узлы напряжения расположены вдоль линии на расстоянии половины волны друг от друга; ближайший к концу линии узел расположен на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от него.

На линии есть также точки, амплитуда напряжения в которых имеет максимальное значение, равное удвоенной амплитуде падающей волны, а ток всегда равен нулю. В этих точках падающая и отраженная волны напряжения равны по величине и знаку, а токи — равны по величине и противоположны по направлению. Эти точки называются пучностями напряжения или узлами тока и определяются из уравнения $\cos my = \pm 1$ или $\sin my = 0$, т. е.

$$\frac{2\pi}{\lambda} y = n\pi,$$

или

$$y = n \frac{\lambda}{2},$$

где $n=0, 1, 2, 3, \dots$

Пучности напряжения расположены вдоль линии на расстоянии половины волны друг от друга.

Распределение амплитуд или действующих значений напряжения и тока показано на рис. 2.23. Пунктиром на этом рисунке показано распределение напряжения и тока с учетом их фаз.

2. Напряжение во всех точках линии между двумя соседними узлами изменяется с одинаковой фазой. В узле напряжения происходит поворот фазы на 180° (изменяется знак множителя $\cos my$). Для примера на рис. 2.24, а показаны колебания напряжения в линии длиной $\frac{7\lambda}{8}$.

Ток во всех точках линии между двумя соседними узлами изменяется с одинаковой фазой; в узле тока происходит поворот фазы на 180° . Колебания тока в разомкнутой линии длиной $\frac{7\lambda}{8}$ показаны на рис. 2.24, б. Числами 1, 2, 3... 8 обозначены последовательные моменты времени, для которых изображены графики напряжения и тока.

3. Ток и напряжение в любых точках линии изменяются со сдвигом по фазе на четверть периода, т. е. на 90° .

4. Отношение амплитуды напряжения в пучности $U_{m \text{ пучн}}$ к амплитуде тока в пучности $I_{m \text{ пучн}}$ равно волновому сопротивлению линии.

5. В линии происходят колебания электромагнитной энергии на отдельных ее участках длиной в четверть волны. Поэтому отрезок разомкнутой линии длиной в четверть или целое число четвертей волны подобен резонансному колебательному контуру и называется резонансной линией. Это объясняется тем, что через узлы тока или напряжения электромагнитная энергия не может переходить с одного участка линии на соседний. В этих узлах плотность потока энергии (вектор Пойнтинга) всегда равна нулю. Если напряжение на линии максимально, то ток равен нулю и вся энергия заключена в электрическом поле; в дальнейшем электрическое поле убывает, а ток и магнитное поле возрастают. Через четверть периода маг-

нитное поле достигает максимального значения, а электрическое поле падает до нуля; вся энергия будет заключена в магнитном поле. Затем магнитное поле будет убывать, а электрическое — возрастать до максимального значения (противоположного знака) и т. д. Колебания энергии в четвертьволновом отрезке линии подобны колебаниям в обычном резонансном контуре. Принципиальное отличие состоит в том, что индуктивность и емкость контура — отрезка линии распределены по всей его длине.

Колебания электромагнитной энергии в реальной линии отличаются от рассмотренных выше колебаний в идеальной линии наличием потерь. В реальной разомкнутой линии, кроме стоячих волн, есть и затухающие бегущие волны, которые переносят энергию, необходимую для восполнения потерь и поддержания незатухающих колебаний. Поэтому в реальной линии нет «чистых» узлов тока и напряжения, а есть минимумы тока и минимумы напряжения.

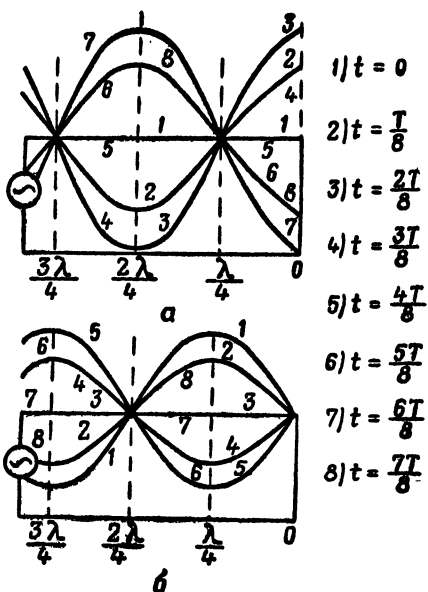


Рис. 2.24. Колебания в разомкнутой линии:

а — напряжения; б — тока

3. Входное сопротивление разомкнутой линии

Для определения входного сопротивления разомкнутой линии воспользуемся формулами (2.25) и (2.26). Определим амплитуды тока и напряжения на входе линии при $y=l$:

$$U_{\text{вх}} = 2U_{\text{пад}} \cos ml, \quad (2.27)$$

$$I_{\text{вх}} = \frac{2U_{\text{пад}}}{\rho} \sin ml. \quad (2.28)$$

Отношение амплитуд напряжения и тока на входе линии равно абсолютному значению входного сопротивления.

Ток и напряжение на входе линии сдвинуты по фазе на четверть периода, поэтому входное сопротивление имеет реактивный характер. С учетом характера реактивности, т. е. знака, входное сопротивление разомкнутой линии будет

$$Z_{\text{вх}} = -\rho \operatorname{ctg} ml. \quad (2.29)$$

При постоянной длине волны генератора входное сопротивление разомкнутой линии без потерь зависит от ее волнового сопротивления и длины линии. Оно может быть индуктивным или емкостным и иметь любую величину от $-\infty$ до $+\infty$.

В пределах 1, 3, 5... и всех нечетных четвертей волн (см. рис. 2.23) входное сопротивление имеет емкостный характер, т. е. отрицательно, а в пределах 2, 4, 6... и всех четных четвертей волн — индуктивный характер, т. е. положительно. Это объясняется тем, что во всех точках линии в пределах нечетных четвертей ток опережает напряжение на четверть периода, а в пределах четных четвертей волн ток отстает от напряжения на четверть периода. Справедливость этого уже была показана векторными диаграммами рис. 2.20. То же можно установить из рис. 2.24.

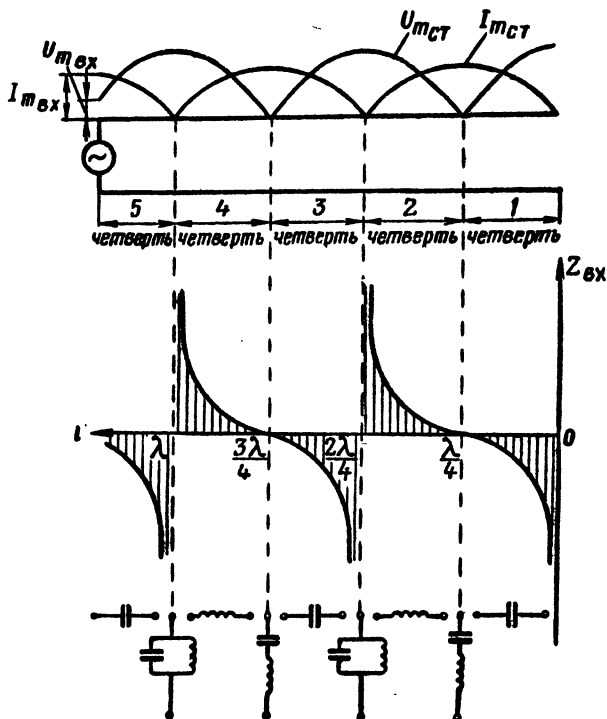


Рис. 2.25. Зависимость входного сопротивления разомкнутой линии от ее длины

Сдвиг фаз между током и напряжением стоячих волн можно определить также из уравнений стоячих волн. Например, для всех точек в пределах первой четверти $\cos my$ и $\sin my$ положительны, и потому, как видно из уравнений (2.23) и (2.24), напряжение, изменяющееся со временем по синусоидальному закону, отстает на четверть периода от тока, изменяющегося по косинусоидальному закону. Из формулы (2.29) видно, что входное сопротивление линии равно нулю, если ее длина равна целому нечетному числу четвертей волн, и бесконечности, если длина линии равна целому числу полуволн. В первом случае линия подобна последовательному резонансному контуру, а во втором — параллельному. Таким

образом, при $l = (2n+1) \frac{\lambda}{4}$ возникает «последовательный резонанс», а при $l = n \frac{\lambda}{2}$ — «параллельный резонанс».

Зависимость входного сопротивления от длины линии показана на рис. 2.25. В верхней его части показано распределение амплитуд напряжения и тока, а в нижней — эквивалентные схемы линии по характеру входного сопротивления. Эквивалентную емкость или индуктивность линии можно определить из уравнений

$$Z_{вх} = \rho \operatorname{ctg} ml_1 = X_C = \frac{530\lambda}{C_{\text{экв}}},$$

$$Z_{вх} = \rho \operatorname{ctg} ml_2 = X_L = \frac{1880L_{\text{экв}}}{\lambda},$$

или

$$C_{\text{экв}} [нф] = \frac{530\lambda [м]}{\rho \operatorname{ctg} ml_1},$$

$$L_{\text{экв}} [мкгн] = \frac{\lambda [м] \rho \operatorname{ctg} ml_2}{1880}.$$

Входное сопротивление разомкнутой линии с потерями состоит из активной и реактивной составляющих. Реактивная составляющая равна нулю, если длина линии составляет целое число четвертей волн. Активная составляющая мала при «последовательном резонансе» и велика при «параллельном резонансе».

4. Линия с емкостной нагрузкой

Допустим, что линия длиной l нагружена емкостью C (рис. 2.26, а). Емкость не потребляет энергии, и поэтому в линии установятся стоячие волны. Из рис. 2.25 видно, что при изменении длины разомкнутой линии от 0 до $\frac{\lambda}{4}$ ее входное сопротивление изменяется от $-\infty$ до 0. Поэтому можно подобрать такую разомкнутую линию длиной $l' < \frac{\lambda}{4}$, входное сопротивление которой было бы равно сопротивлению конденсатора C . Заменив конденсатор C эквивалентной ему линией l' , получим эквивалентную схему (рис. 2.26, б). Длину линии l' можно рассчитать по формуле

$$\rho \operatorname{ctg} ml' = X_C,$$

или

$$l' = \frac{1}{m} \arccot \frac{X_C}{\rho},$$

где $X_C = \frac{1}{\omega C}$.

Ток и напряжение на входе линии l' равны току и напряжению на конденсаторе C . Распределение тока и напряжения по длине l

эквивалентной схемы (см. рис. 2.26, б) соответствует распределению тока и напряжения в реальной линии (см. рис. 2.26, а). На этих рисунках показаны максимальные токи и напряжение для различных моментов времени. Из рис. 2.26, а видно, что подключение емкости к концу линии вызывает смещение стоячих волн к концу линии на l' по сравнению с положением стоячих волн в разомкнутой линии той же длины. На этом рисунке для сравнения пунктиром показано распределение напряжения в разомкнутой линии.

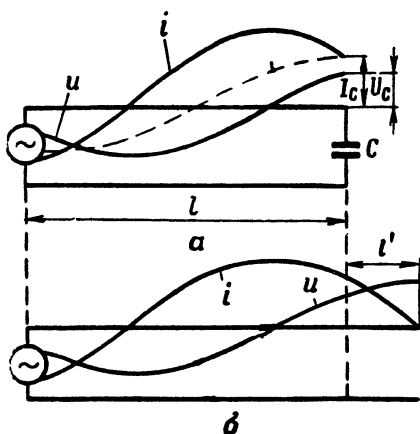


Рис. 2.26. Линия, нагруженная емкостью (а), и эквивалентная схема (б)

Входное сопротивление линии с емкостной нагрузкой определяется по формуле

$$Z_{\text{вх}} = -\rho \operatorname{ctg}(ml + ml').$$

Линия является резонансной, если ее эквивалентная длина $l + l'$ составляет целое число четвертей волны.

Примеры. 1. Амплитуда напряжения генератора $U_{\text{вх}} = 300$ в. Генератор включен в разомкнутую линию с волновым сопротивлением $\rho = 300$ ом. Определить амплитуду напряжения на конце линии, амплитуды падающих волн напря-

жения и тока и входное сопротивление линии, если ее длина $l = \frac{5\lambda}{2}$.

Решение. Применим формулу (2.27):

$$U_{\text{т вх}} = 2U_{\text{т пад}} \cos ml.$$

$$300 = 2U_{\text{т пад}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{5\lambda}{2} = 2U_{\text{т пад}};$$

$$U_{\text{т пад}} = 150 \text{ в}; U_{\text{т к}} = 2U_{\text{т пад}} = 300 \text{ в};$$

$$I_{\text{т пад}} = 0,5 \text{ а}; I_{\text{т пучн}} = 1 \text{ а};$$

$$Z_{\text{вх}} = -\infty.$$

2. Условия те же, что и в примере 1, но $l = 31 \frac{\lambda}{6}$.

Решение.

$$U_{\text{т вх}} = 2U_{\text{т пад}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{31\lambda}{6};$$

$$U_{\text{т вх}} = 2U_{\text{т пад}} \cos \frac{\pi}{3} = U_{\text{т пад}};$$

$$U_{\text{т пад}} = 300 \text{ в}; U_{\text{т к}} = 600 \text{ в};$$

$$I_{\text{т пад}} = 1 \text{ а}; I_{\text{т пучн}} = 2 \text{ а};$$

$$Z_{\text{вх}} = -300 \operatorname{ctg} \frac{\pi}{3} = -173 \text{ ом}.$$

3. Условия те же, что и в примере 1, но $l = \frac{29\lambda}{24}$.

Решение.

$$U_{m \text{ вх}} = 2U_{m \text{ пад}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{29\lambda}{24};$$

$$U_{m \text{ вх}} = 2U_{m \text{ пад}} \cos 75^\circ;$$

$$300 \text{ в} = 0,5U_{m \text{ пад}};$$

$$U_{m \text{ пад}} = 600 \text{ в}; U_{m \text{ к}} = 1200 \text{ в};$$

$$I_{m \text{ пад}} = 2 \text{ а}; I_{m \text{ пучн}} = 4 \text{ а}.$$

Из приведенных примеров следует, что по мере приближения длины линии к целому нечетному числу четвертей волны напряжение на конце линии и ток в пучности возрастают. При «последовательном резонансе» в линии без потерь и бесконечно мощном источнике ($R_i=0$) напряжение и ток в пучности неограниченно возрастают. В реальных условиях ток «последовательного резонанса» в линии $I_{m \text{ пучн}}$, а значит, и напряжение $U_{m \text{ пучн}}$ ограничены внутренним сопротивлением генератора и активным сопротивлением линии.

§ 4. СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ В КОРОТКОЗАМКНУТОЙ ЛИНИИ

1. Образование стоячих волн

Когда короткозамкнутая линия подключена к генератору высокой частоты (рис. 2.27), то от этого генератора к концу линии распространяются падающие волны. Энергия их на конце линии не потребляется, а полностью отражается. Амплитуды отраженных волн напряжения и тока равны амплитудам падающих волн, так как и те и другие распространяются по одной и той же линии и переносят одинаковую мощность. В результате сложения падающих и отраженных волн образуются стоячие волны, которые имеют те же характерные признаки, что и в разомкнутой линии.

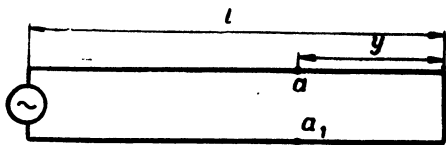


Рис. 2.27. Короткозамкнутая линия

На конце короткозамкнутой линии напряжение равно нулю. Это означает, что напряжение отраженной волны на конце линии в каждый момент равно по величине напряжению падающей волны и противоположно ему по знаку. Ток на конце линии максимален, так как энергия электрического поля падающей волны переходит в энергию магнитного поля. Следовательно, от короткозамкнутого конца линии волна напряжения отражается с изменением фазы на 180° , а волна тока — без изменения фазы.

Эти же выводы подтверждаются данными, указанными в подразделе 1 предыдущего параграфа. Из формулы (2.12) следует, что для короткозамкнутой линии ($R_n=0$) коэффициент отражения равен -1 ; из формул (2.17) и (2.18) следует, что напряжение на конце линии равно нулю, а ток равен удвоенному значению тока падающей волны.

Образование стоячих волн в короткозамкнутой линии можно пояснить с помощью рис. 2.19, причем графики напряжения для разомкнутой линии будут графиками тока для короткозамкнутой линии (и наоборот). На рис. 2.20, а пояснено образование стоячей волны тока, а на рис. 2.20, б — стоячей волны напряжения в короткозамкнутой линии.

Выведем уравнения стоячих волн в короткозамкнутой линии. Примем конец линии за начало координат и будем считать, что ток падающей волны на конце линии изменяется по закону

$$i_{\text{к. пад}} = I_{\text{м пад}} \sin \omega t,$$

где $I_{\text{м пад}}$ — амплитуда тока падающей волны.

Ток падающей волны в любых точках линии aa_1 опережает ток на конце линии на угол my , а ток отраженной волны в тех же точках отстает от тока на конце линии на угол my . Поэтому

$$i_{\text{пад}} = I_{\text{м пад}} \sin(\omega t + my);$$

$$i_{\text{отр}} = I_{\text{м пад}} \sin(\omega t - my).$$

Ток стоячей волны в короткозамкнутой линии равен сумме токов падающей и отраженных волн, т. е.

$$i_{\text{ст}} = I_{\text{м пад}} [\sin(\omega t + my) + \sin(\omega t - my)].$$

После преобразования суммы синусов получаем уравнение стоячей волны тока:

$$i_{\text{ст}} = 2I_{\text{м пад}} \cos my \sin \omega t. \quad (2.30)$$

Напряжение стоячей волны в любых точках короткозамкнутой линии равно сумме напряжений падающей и отраженной волн:

$$u_{\text{ст}} = u_{\text{пад}} + u_{\text{отр}};$$

$$u_{\text{пад}} = \rho I_{\text{м пад}} \sin(\omega t + my);$$

$$u_{\text{отр}} = -\rho I_{\text{м пад}} \sin(\omega t - my);$$

$$u_{\text{ст}} = \rho I_{\text{м пад}} [\sin(\omega t + my) - \sin(\omega t - my)].$$

После преобразования получаем уравнение стоячей волны напряжения:

$$u_{\text{ст}} = 2\rho I_{\text{м пад}} \sin my \cos \omega t, \quad (2.31)$$

где $\rho I_{\text{м пад}} = U_{\text{м пад}}$ — амплитуда напряжения падающей волны.

В уравнениях (2.30) и (2.31) множители

$$I_{\text{м ст}} = 2I_{\text{м пад}} \cos my, \quad (2.32)$$

$$U_{\text{м ст}} = 2\rho I_{\text{м пад}} \sin my \quad (2.33)$$

являются амплитудами тока и напряжения стоячих волн. Эти амплитуды изменяются вдоль линии. Пучности тока и узлы напряжения находятся в точках, для которых $\cos my = \pm 1$, т. е. $y = n \frac{\lambda}{2}$,

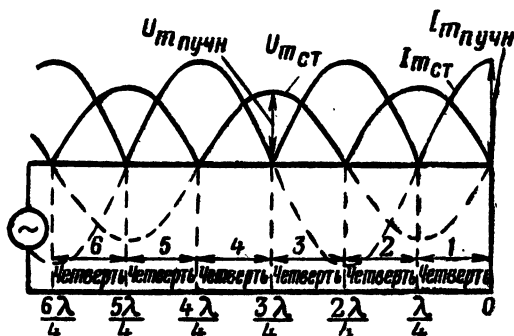


Рис. 2.28. Распределение амплитуд тока и напряжения в короткозамкнутой линии

где $n=0, 1, 2, 3, \dots$. Узлы тока и пучности напряжения находятся в точках, для которых $\cos my = 0$, т. е. $y = (2n+1) \frac{\lambda}{4}$, где $n=0, 1, 2, 3, \dots$. Отношение амплитуды напряжения в пучности $U_{m \text{ пучн}}$ к амплитуде тока в пучности $I_{m \text{ пучн}}$ равно волновому сопротивлению линии. Распределение амплитуд тока и напряжения в короткозамкнутой линии показано на рис. 2.28.

В короткозамкнутой линии происходят колебания электромагнитной энергии на отдельных ее участках, разделенных узлами тока и узлами напряжения (рис. 2.29). Ток и напряжение стоячих волн взаимно сдвинуты по фазе на 90° . В нечетных четвертях волн ток отстает от напряжения на 90° , а в четных четвертях — опережает напряжение на 90° .

Например, в пределах второй четверти волны ($\frac{\lambda}{2} > y > \frac{\lambda}{4}$) $\cos my < 0$, а $\sin my > 0$. Из уравнений (2.30) и (2.31) следует, что напряжение, изменяющееся со временем по косинусоидальному закону, отстает на 90° от тока, изменяющегося со временем по закону отрицательного синуса.

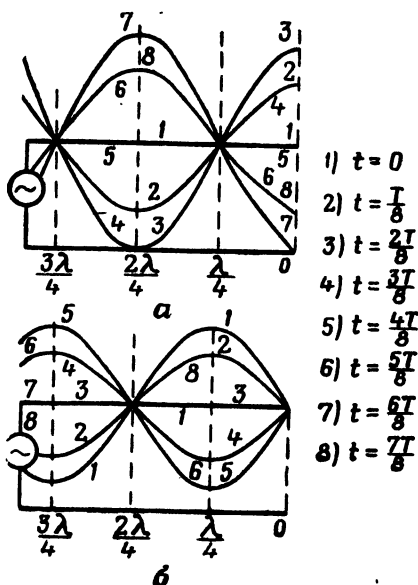


Рис. 2.29. Колебания в короткозамкнутой линии:
а — тока; б — напряжения

2. Входное сопротивление короткозамкнутой линии

Из уравнений (2.32) и (2.33) находим амплитуды входного напряжения и тока. Полагая, что $y=l$, имеем

$$U_{\text{вх}} = 2\rho I_{\text{пад}} \sin ml, \quad (2.34)$$

$$I_{\text{вх}} = 2I_{\text{пад}} \cos ml. \quad (2.35)$$

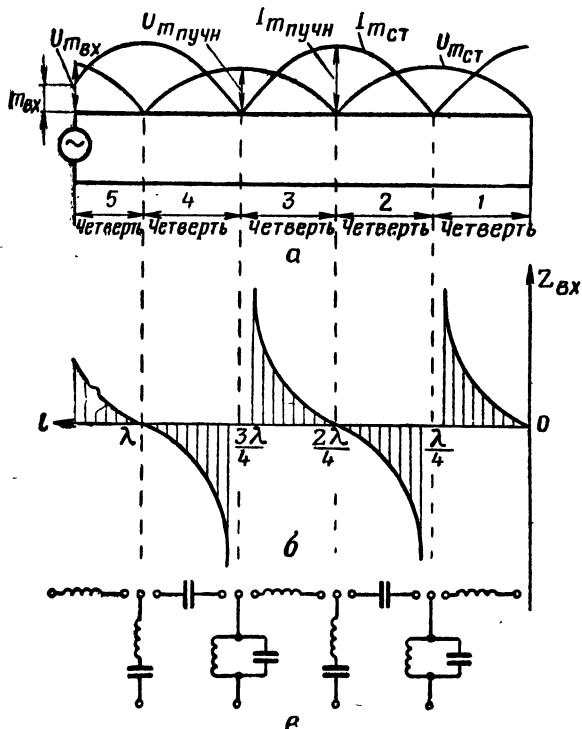


Рис. 2.30. Зависимость входного сопротивления короткозамкнутой линии от ее длины

Отношение амплитуд напряжения и тока на входе линии равно входному сопротивлению, т. е.

$$Z_{\text{вх}} = \rho \operatorname{tg} ml. \quad (2.36)$$

Входное сопротивление короткозамкнутой линии без потерь является реактивным и может иметь любую величину от $-\infty$ до $+\infty$. В пределах нечетных четвертей волн сопротивление положительное, т. е. индуктивное, а в пределах четных четвертей волн — отрицательное, т. е. емкостное. При $l = (2n+1) \frac{\lambda}{4}$, где $n=0, 1, 2, 3, \dots$, возникает «параллельный резонанс», т. е. $Z_{\text{вх}} = \infty$, а при $l = n \frac{\lambda}{2}$, где $n=0, 1, 2, 3, \dots$, возникает «последовательный резонанс», т. е. $Z_{\text{вх}} = 0$. Зависимость входного сопротивления короткозамкну-

той линии без потерь от ее длины показана на рис. 2.30, б. На рис. 2.30, в показаны эквивалентные схемы линии по характеру входного сопротивления. Эквивалентную емкость или индуктивность линии можно определить по формулам

$$C_{\text{экв}} [нф] = \frac{530\lambda [м]}{\rho \operatorname{tg} ml_1},$$

$$L_{\text{экв}} [мкгн] = \frac{\lambda [м] \operatorname{tg} ml_2}{1880}.$$

Реальная короткозамкнутая линия имеет активные потери; поэтому в такой линии, кроме стоячей волны, будет и затухающая бегущая волна, которая переносит необходимую для поддержания колебаний энергию. Входное сопротивление реальной короткозамкнутой линии состоит из активной и реактивной составляющих. Реактивная составляющая обращается в нуль при $l = n \frac{\lambda}{4}$, активная составляющая мала при «последовательном резонансе» и велика при «параллельном».

3. Линия с индуктивной нагрузкой

Линия, нагруженная на конце индуктивностью, не потребляет электромагнитной энергии. В такой линии существует режим стоячих волн. Индуктивность можно заменить эквивалентной ей короткозамкнутой линией длиной $l' < \frac{\lambda}{4}$.

Действительно, входное сопротивление короткозамкнутой линии изменяется от нуля до $+\infty$ при изменении длины линии от нуля до $\frac{\lambda}{4}$. Поэтому можно подобрать такую длину короткозамкнутой линии l' , входное сопротивление которой равно сопротивлению индуктивности L , т. е. $\rho \operatorname{tg} ml' = X_L = \omega L$. Отсюда находим длину эквивалентной линии

$$l' = \frac{1}{m} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{X_L}{\rho}.$$

После замены индуктивности эквивалентной линией длиной l' можно начертить распределение напряжения и тока вдоль эквивалентной и реальной линии (рис. 2.31). Входные ток и напряжение линии l' представляют собой ток и напряжение на конце линии, нагруженной индуктивностью. Распределение тока и напряжения в нагруженной линии такое же, как и на длине l эквивалентной линии. Из рис. 2.31 видно, что ближайший узел тока (и пучность напряжения) расположен на расстоянии $l'' < \frac{\lambda}{4}$ от нагруженного конца линии.

Подключение индуктивности вызывает смещение стоячих волн на l' к концу линии по сравнению с положением стоячих волн короткозамкнутой линии той же длины, или смещение на l'' к гене-

ратору по сравнению с положением стоячих волн в разомкнутой линии той же длины. На рис. 2.31 для сравнения пунктиром показано распределение напряжения в короткозамкнутой линии длиной l .

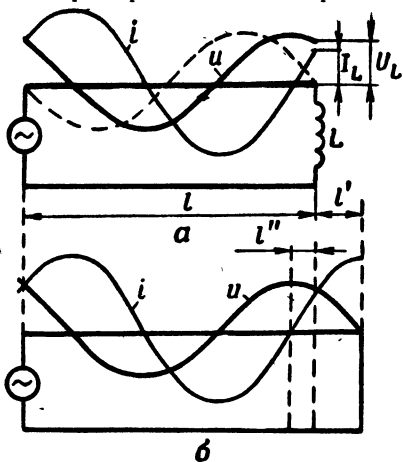


Рис. 2.31. Линия, нагруженная индуктивностью (а), и ее эквивалентная схема (б)

Входное сопротивление линии, нагруженной индуктивностью, определяется по формуле

$$Z_{вх} = \rho \operatorname{tg} (ml + ml').$$

В цепи (см. рис. 2.31) наблюдается резонанс при условии, если эквивалентная длина линии $l + l'$ равна целому числу четвертей волн.

Примеры. 1. Амплитуда напряжения генератора 300 в. Генератор включен в короткозамкнутую линию с волновым сопротивлением 300 ом. Определить амплитуду напряжения в пучности, амплитуды падающих волн напряжения и тока, амплитуду тока в пучности и входное сопротивление линии, если $l = 5 \frac{\lambda}{4}$.

Решение.

$$U_{m \text{ вх}} = 2U_{m \text{ пад}} \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{5\lambda}{4} = 2U_{m \text{ пад}} \sin \frac{\pi}{2};$$

$$300 \text{ в} = 2U_{m \text{ пад}};$$

$$U_{m \text{ пад}} = 150 \text{ в}; U_{m \text{ пучн}} = 300 \text{ в};$$

$$I_{m \text{ пад}} = 0,5 \text{ а}; I_{m \text{ пучн}} = 1 \text{ а};$$

$$Z_{вх} = \rho \operatorname{tg} \frac{\pi}{2} = \infty.$$

2. Условия те же, что и в примере 1, но $l = \frac{9\lambda}{8}$.

Решение.

$$U_{m \text{ вх}} = 2U_{\text{пад}} \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{9\lambda}{8} = 2U_{m \text{ пад}} \sin \frac{\pi}{4};$$

$$300 \text{ в} = 2U_{m \text{ пад}} \cdot 0,7;$$

$$U_{m \text{ пад}} = 210 \text{ в}; U_{m \text{ пучн}} = 420 \text{ в};$$

$$I_{m \text{ пад}} = \frac{2}{3} \text{ а}; I_{m \text{ пучн}} = \frac{4}{3} \text{ а};$$

$$Z_{вх} = \rho \operatorname{tg} \frac{\pi}{4} = \rho.$$

3. Условия те же, что и в примере 1, но $l \leq \frac{13}{24} \lambda$.

Решение.

$$U_{m \text{ вх}} = 2U_{m \text{ пад}} \sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{13\lambda}{24};$$

$$300 \text{ в} = 2U_{m \text{ пад}} \sin \frac{\pi}{12} = 0,5U_{m \text{ пад}};$$

$$U_{m \text{ пад}} = 600 \text{ в}; U_{m \text{ пучн}} = 1200 \text{ в};$$

$$I_{m \text{ пад}} = 2 \text{ а}; I_{m \text{ пучн}} = 4 \text{ а};$$

$$Z_{\text{вх}} = \rho \operatorname{tg} \frac{\pi}{12} = 78 \text{ ом}.$$

Из приведенных примеров можно сделать следующие выводы:

а) по мере приближения длины линии к целому четному числу четвертей волн амплитуда напряжения в пучности и амплитуда тока на конце линии увеличиваются;

б) при «последовательном резонансе» в идеальной линии и при бесконечно мощном источнике ($R_i=0$) $I_{m \text{ пучн}}$ и $U_{m \text{ пучн}}$ неограниченно растут;

в) при «последовательном резонансе» в реальной линии и при реальном источнике амплитуда тока (напряжения) в пучности ограничена внутренним сопротивлением источника и активным сопротивлением линии.

§ 5. СМЕШАННЫЕ ВОЛНЫ В ЛИНИИ

1. Распределение амплитуд напряжения и тока

Смешанные волны образуются в линии, нагруженной активным сопротивлением, не равным волновому, или комплексным сопротивлением. Они возникают в результате сложения падающих волн с отраженными, имеющими меньшую амплитуду. Допустим, что амплитуды падающих волн напряжения и тока равны соответственно $U_{m \text{ пад}}$ и $I_{m \text{ пад}}$. Выделим из них части, равные амплитудам отраженных волн, т. е. будем считать, что

$$U_{m \text{ пад}} = U'_{m \text{ бег}} + U''_{m \text{ бег}},$$

$$I_{m \text{ пад}} = I'_{m \text{ бег}} + I''_{m \text{ бег}},$$

причем

$$U'_{m \text{ бег}} = U_{m \text{ отр}},$$

$$I'_{m \text{ бег}} = I_{m \text{ отр}}.$$

В результате сложения отраженных волн с равными им по амплитудам падающими волнами образуются стоячие волны напряжения и тока с амплитудами в пучности $2U_{m \text{ отр}}$ и $2I_{m \text{ отр}}$. Разность между амплитудами падающих и отраженных волн — это амплитуды чисто бегущих волн ($U'_{m \text{ бег}}$, $I'_{m \text{ бег}}$). Следовательно, смешан-

ные волны в линии характеризуются наличием в ней бегущих и стоячих волн. Рассмотрим распределение амплитуд тока и напряжения в линии в режиме смешанных волн для трех случаев.

а) Сопротивление нагрузки чисто активное и больше волнового ($R_H > \rho$). В этом случае коэффициент отражения $p = \frac{R_H - \rho}{R_H + \rho} > 0$. Значит, отражение от нагруженного конца происходит аналогично отражению от разомкнутого конца, т. е. волна напряжения отражается без изменения фазы, а волна тока —

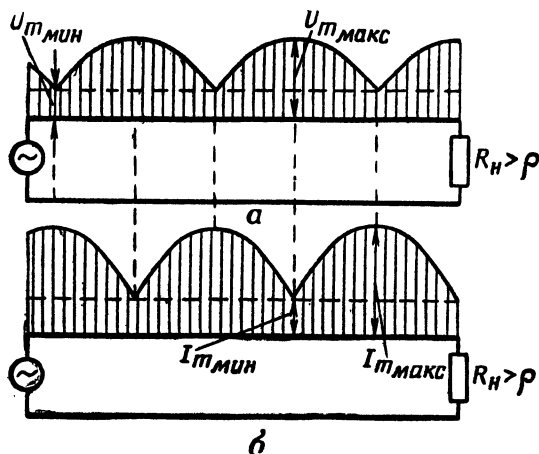


Рис. 2.32. Распределение амплитуд напряжения (а) и тока (б) в линии при $R_H > \rho$

с изменением фазы на 180° . Таким образом, напряжение на нагрузке равно сумме напряжений падающей и отраженной волн, а ток в нагрузке равен разности токов падающей и отраженной волн. На нагрузке получаются максимальное напряжение и минимальный ток (рис. 2.32). Максимумы напряжения (минимумы тока) расположены вдоль линии, начиная от ее конца через каждую половину длины волны. Амплитуды тока и напряжения в этих точках определяются по формулам:

$$\begin{aligned} I_{m \text{ мин}} &= I_{m \text{ пад}} - I_{m \text{ отр}}; \\ U_{m \text{ макс}} &= U_{m \text{ пад}} + U_{m \text{ отр}}. \end{aligned}$$

На расстоянии четверти волны от нагруженного конца линии падающая и отраженная волны напряжения имеют противоположные фазы, а падающая и отраженная волны тока совпадают по фазе, т. е. напряжение минимально, а ток максимален. Вдоль линии такие точки расположены через каждую половину длины волны; в этих точках амплитуды тока и напряжения определяются по формулам:

$$\begin{aligned} I_{m \text{ макс}} &= I_{m \text{ пад}} + I_{m \text{ отр}}; \\ U_{m \text{ мин}} &= U_{m \text{ пад}} - U_{m \text{ отр}}. \end{aligned}$$

В режиме смешанных волн независимо от характера и величины нагрузки во всех точках максимумов и минимумов напряжение и ток совпадают по фазе. Это можно объяснить следующим. В точках максимумов напряжения падающая и отраженная волны напряжения совпадают по фазе, т. е. результирующее (максимальное) напряжение имеет фазу падающей волны напряжения. В этих же точках ток минимален, т. е. падающая и отраженная волны токов противофазны, а результирующий (минимальный) ток имеет фазу падающей волны тока, поскольку ток падающей волны больше тока отраженной волны. Следовательно, в точках максимумов напряжения ток совпадает по фазе с напряжением. Аналогично доказывается синфазность тока и напряжения в точках минимумов напряжения. Режим смешанных волн принято характеризовать коэффициентом бегущей волны, т. е. отношением минимального напряжения к максимальному:

$$K = \frac{U_{\min}}{U_{\max}}. \quad (2.37)$$

При чисто бегущей волне $K=1$, при чисто стоячей волне $K=0$. Коэффициент бегущей волны можно определить и как отношение токов:

$$K = \frac{I_{\min}}{I_{\max}},$$

так как

$$\begin{aligned} U_{\min} &= U_{\text{пад}} - U_{\text{отр}} = \rho (I_{\text{пад}} - I_{\text{отр}}) = \rho I_{\min}; \\ U_{\max} &= U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} = \rho (I_{\text{пад}} + I_{\text{отр}}) = \rho I_{\max}. \end{aligned}$$

Выразим максимальные и минимальные напряжения и токи через ток и напряжение на нагрузке. Из рис. 2.32 видно, что

$$\begin{aligned} U_{\max} &= U_{\text{н}} = I_{\text{н}} R_{\text{н}}; \\ I_{\min} &= \frac{U_{\min}}{\rho} = I_{\text{н}}. \end{aligned}$$

Далее находим

$$\begin{aligned} U_{\min} &= I_{\min} \rho = I_{\text{н}} \rho; \\ I_{\max} &= \frac{U_{\max}}{\rho} = \frac{U_{\text{н}}}{\rho} = I_{\text{н}} \frac{R_{\text{н}}}{\rho}. \end{aligned}$$

Для определения коэффициента бегущей волны можно написать такую формулу:

$$K = \frac{U_{\min}}{U_{\max}} = \frac{\rho}{R_{\text{н}}}. \quad (2.38)$$

Коэффициент бегущей волны связан с коэффициентом отражения следующей формулой:

$$\rho = \frac{R_{\text{н}} - \rho}{R_{\text{н}} + \rho} = \frac{1 - \frac{\rho}{R_{\text{н}}}}{1 + \frac{\rho}{R_{\text{н}}}} = \frac{1 - K}{1 + K}.$$

б) Сопротивление нагрузки активное и меньше волнового ($R_H < \rho$). Коэффициент отражения в этом случае меньше нуля. Это указывает на то, что отражение от нагруженного конца происходит аналогично отражению от короткозамкнутого конца. Волна напряжения отражается с изменением фазы на 180° , а волна тока — без изменения фазы. На нагрузке получаются минимальное напряжение и максимальный ток, а на расстоянии четверти волны от нагрузки — максимальное напряжение и минималь-

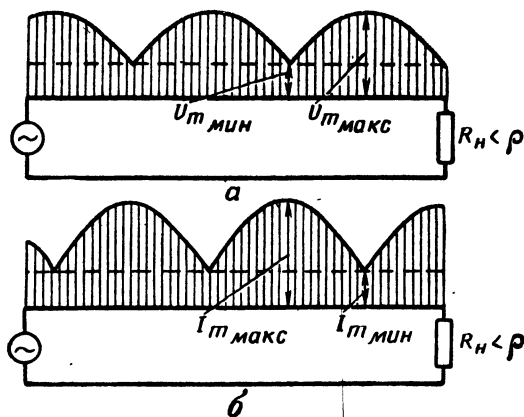


Рис. 2.33. Распределение амплитуд напряжения (а) и тока (б) в линии при $R_H < \rho$

ный ток. Распределение амплитуд напряжения и тока для этого случая показано на рис. 2.33.

При $R_H < \rho$

$$U_{\max} = \rho I_H; U_{\min} = U_H; \\ I_{\max} = I_H; I_{\min} = \frac{U_{\min}}{\rho} = \frac{U_H}{\rho};$$

$$\rho = \frac{K-1}{K+1}; K = \frac{R_H}{\rho}.$$

в) Сопротивление нагрузки комплексное. Коэффициент отражения в этом случае комплексный; это говорит о том, что падающая и отраженная волны напряжения (тока) на нагрузке могут иметь любой сдвиг фаз в пределах 360° . Поэтому распределение амплитуд напряжения и тока иное, чем в случае чисто активной нагрузки. Оно зависит от величины и знака реактивной составляющей и величины активной составляющей сопротивления нагрузки. При любом значении Z_H ток и напряжение на нагрузке имеют некоторые промежуточные значения между максимальными и минимальными (рис. 2.34). Например, любую комплексную нагрузку Z_H можно заменить отрезком линии, нагруженным таким активным сопротивлением, при котором входное сопротивление от-

резка равно сопротивлению нагрузки Z_H . Следовательно, входные напряжения и ток этого отрезка линии равны току и напряжению на нагрузке Z_H . Но так как длина эквивалентного отрезка линии, нагруженного активным сопротивлением, не равна целому числу четвертей волн, то на его входе (т. е. на Z_H) не может быть максимума или минимума напряжения (тока).

Для измерения напряжения на линии служат линейные вольтметры различных конструкций. На рис. 2.35 показана схема линейного вольтметра в виде четвертьволнового отрезка линии с термогальванометром.

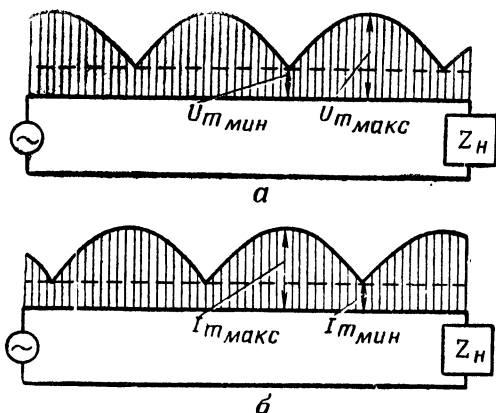


Рис. 2.34. Распределение амплитуд напряжения (а) и тока (б) в линии при комплексной нагрузке

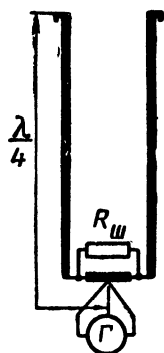


Рис. 2.35. Схема линейного вольтметра с термогальванометром

Для измерения напряжения такой вольтметр подключается к линии с помощью скользящих контактов. Ток в пучности, где включен термогальванометр, пропорционален напряжению в пучности, т. е. на входе вольтметра. Поэтому можно термогальванометр градуировать по величине входного напряжения. Длина отрезка линии вместе с термогальванометром или шунтом должна составлять $\frac{\lambda}{4}$, чтобы входное сопротивление вольтметра было большим и не влияло на распределение напряжения и тока в линии.

На рис. 2.36, а показана схема линейного вольтметра другого типа. Небольшой отрезок провода с включенным в его середину полупроводниковым диодом укреплен на подставке перпендикулярно линии и вместе с подставкой перемещается вдоль линии. Вольтметр не имеет непосредственного контакта с линией; принцип его действия ясен из эквивалентной схемы (рис. 2.36, б), на которой линия показана в виде генератора. Генератор связан с полупроводниковым выпрямителем и измерительным прибором через емкости C_1 и C_2 , образованные проводами линии и перпендикулярным

к ним проводом вольтметра. Величина постоянного тока, проходящего через прибор, определяется напряжением генератора, т. е. напряжением на том участке линии, под которым находится вольтметр. Это позволяет проградуировать прибор по вольтам напряжения на линии. Для измерения напряжения на коаксиальной линии в ее внешнем проводе делают продольную щель длиной не меньше одной волны. Через эту щель в электромагнитное поле линии вводится штырь или виток, связанный с детектором и прибором. Продольная щель позволяет также применять линейный вольтметр со скользящими контактами.

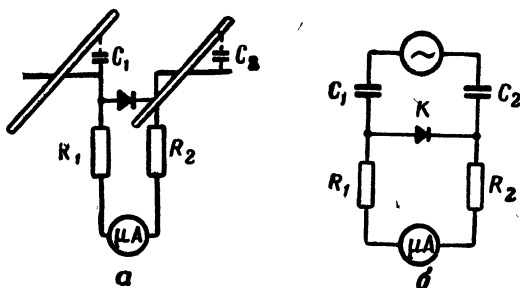


Рис. 2.36. Схема линейного вольтметра (а) и эквивалентная схема (б)

2. Входное сопротивление

Входное сопротивление линии со смешанными волнами комплексное и зависит от ее длины. В общем случае при включении комплексной нагрузки Z_H входное сопротивление определяется по формуле

$$Z_{\text{вх}} = \rho \frac{Z_H \cos ml + j\rho \sin ml}{\rho \cos ml + jZ_H \sin ml}. \quad (2.39)$$

Если сопротивление нагрузки активное, то

$$Z_{\text{вх}} = \rho \frac{R_H \cos ml + j\rho \sin ml}{\rho \cos ml + jR_H \sin ml}. \quad (2.40)$$

Из формулы (2.40) можно получить выражение для активной $R_{\text{вх}}$ и реактивной $X_{\text{вх}}$ составляющих входного сопротивления:

$$R_{\text{вх}} = \frac{\rho^2 R_H}{\rho^2 \cos^2 ml + R_H^2 \sin^2 ml}, \quad (2.41)$$

$$X_{\text{вх}} = \frac{\rho (\rho^2 - R_H^2) \sin ml \cos ml}{\rho^2 \cos^2 ml + R_H^2 \sin^2 ml}. \quad (2.42)$$

Реактивная составляющая входного сопротивления обращается в нуль в точках максимумов и минимумов напряжения (тока), так как в этих точках ток и напряжение совпадают по фазе. Это же

подтверждается формулой (2.42), из которой видно, что при $l = n \frac{\lambda}{4}$ $X_{вх} = 0$, т. е. в линии наступает «последовательный» или «параллельный» резонанс. Величину входного сопротивления такой резонансной линии можно определить из формулы (2.41) или из уравнений, связывающих максимальные и минимальные токи и напряжения с током и напряжением на нагрузке. В обоих случаях приходим к следующим результатам.

а) Если длина линии, нагруженной активным сопротивлением, составляет целое нечетное число четвертей волн, то ее входное сопротивление чисто активное и определяется по формуле

$$R_{вх} = \frac{\rho^2}{R_n}. \quad (2.43)$$

б) Если длина линии составляет целое четное число четвертей волн (целое число полуволн), то ее входное сопротивление во всех случаях равно сопротивлению нагрузки:

$$Z_{вх} = Z_n.$$

Следовательно, активная составляющая входного сопротивления линии в зависимости от ее длины изменяется от $R_{вх} = R_n$ до $R_{вх} = \frac{\rho^2}{R_n}$.

Характер (знак) реактивной составляющей входного сопротивления определяется отношением $\frac{R_n}{\rho}$. При $R_n > \rho$ линия подобна разомкнутой и реактивная составляющая входного сопротивления так же зависит от длины линии, как и в разомкнутой линии. При $R_n < \rho$ линия подобна короткозамкнутой и зависимость $X_{вх}$ от длины линии такая же, как и в короткозамкнутой линии (рис. 2.37 и 2.38).

Зависимость входного сопротивления разомкнутой или короткозамкнутой линии с потерями от ее длины имеет такой же характер, как показано на рис. 2.37 и 2.38. Различие состоит только в том, что в ненагруженной линии максимумы кривых $R_{вх}$ и $X_{вх}$ очень острые.

При комплексной нагрузке зависимость $R_{вх}$ и $X_{вх}$ от длины линии имеет тот же характер, что и при активной нагрузке, однако длина резонансной линии не равна целому числу четвертей волн (см. рис. 2.34). Входное сопротивление в этом случае подсчитывается по общей формуле (2.39). В точках минимального напряжения $R_{вх} = \rho K$, в точках максимального напряжения $R_{вх} = \frac{\rho}{K}$.

$$\text{При } l = (2n + 1) \frac{\lambda}{4} \quad Z_{вх} = \frac{\rho^2}{Z_n};$$

при $l = n \frac{\lambda}{2} Z_{вх} = Z_H$,
 где K — коэффициент бегущей волны;
 $n = 0, 1, 2, 3 \dots$

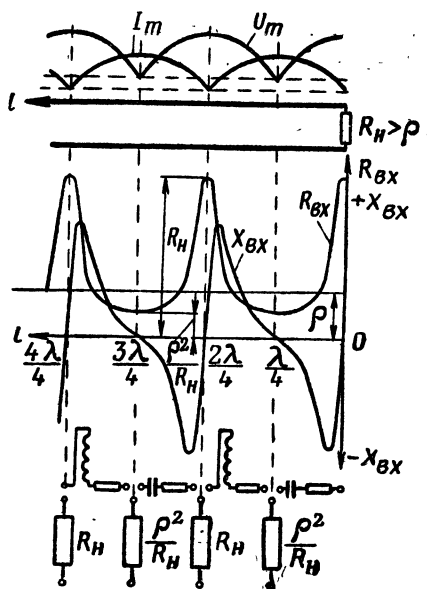


Рис. 2.37. Зависимость активной и реактивной составляющих входного сопротивления нагруженной линии от ее длины и эквивалентные схемы линий при $R_H > \rho$

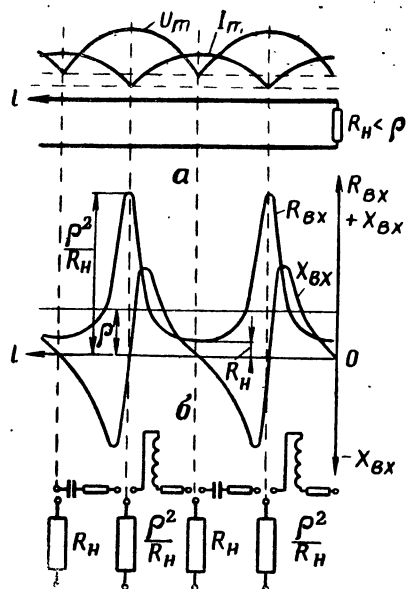


Рис. 2.38. Зависимости активной и реактивной составляющих входного сопротивления нагруженной линии от ее длины и эквивалентные схемы линий при $R_H < \rho$

3. Трансформация сопротивлений с помощью линий

Резонансные линии можно использовать в качестве трансформаторов сопротивления. Линия длиной в целое число полуволн трансформирует сопротивление с коэффициентом трансформации 1:1, т. е. ее входное сопротивление равно сопротивлению нагрузки. Линия длиной в целое нечетное число четвертей волн применяется как трансформатор для повышения или понижения напряжения (тока). Использование ее в качестве трансформатора основано на свойстве четвертьволновой нагруженной линии. На рис. 2.39 изображено распределение амплитуд напряжения и тока на отрезке линии, равном четверти волны. Оно получается в результате сложения падающих и отраженных волн. Из рис. 2.39, а видно, что при $R_H > \rho$ линия подобна повышающему трансформатору: напряжение на ее выходе (на нагрузке) больше, чем на входе, а ток в нагрузке меньше входного тока. Отношение выходного напряжения к входному можно назвать коэффициентом трансформации. Коэффициент трансформации тем больше, чем больше сопротивление

нагрузки. Наибольший коэффициент трансформации имеет четвертьволновая разомкнутая линия ($R_H = \infty$). Он определяется по формуле

$$n = \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}} = \frac{8\rho f}{v_0 R_1},$$

где R_1 — погонное сопротивление в ом/м ;

$v_0 = 3 \cdot 10^8$ м/сек;

f — частота колебаний генератора.

Из рис. 2.39, б видно, что при $R_H < \rho$ линия подобна понижающему трансформатору: выходное напряжение ее меньше входного, а выходной ток больше входного.

Входное сопротивление четвертьволновой нагруженной линии определяется формулой (2.43), из которой видно, что большое сопротивление нагрузки ($R_H > \rho$) трансформируется в малое входное сопротивление линии и наоборот. Четвертьволновая линия трансформирует любое комплексное входное сопротивление, так как в общем случае

$$Z_{\text{вх}} = \frac{\rho^2}{Z_H}.$$

Например, $\rho = 100$ ом , $Z_H = -j \cdot 10$ ом , $Z_{\text{вх}} = \frac{10^4}{-j \cdot 10} =$

$= j \cdot 1000$ ом , т. е. емкостное сопротивление 10 ом трансформируется в индуктивное входное сопротивление 1000 ом .

В качестве трансформатора может быть использована линия любой длины. Однако чаще всего применяются четвертьволновые трансформаторы, так как они имеют наибольший коэффициент трансформации и трансформируют активное сопротивление нагрузки в активное же входное сопротивление.

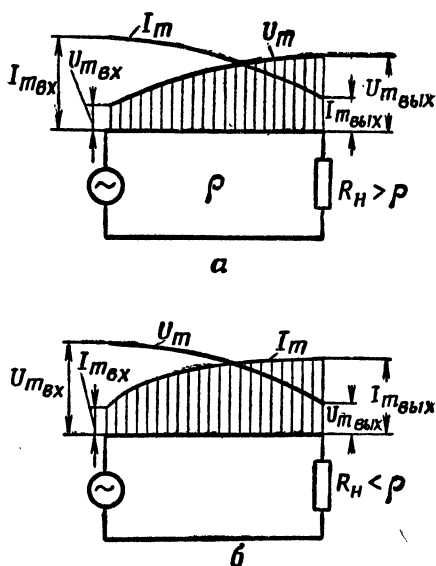


Рис. 2.39. Трансформирующие свойства четвертьволновой нагруженной линии

4. Баланс мощности в нагруженной линии

Падающая волна переносит мощность

$$P_{\text{пад}} = \frac{1}{2} I_{m \text{ пад}} U_{m \text{ пад}} = \frac{1}{2} I_{m \text{ пад}}^2 \rho.$$

Часть этой мощности поглощает активное сопротивление нагрузки, а часть ее отражается. Мощность отраженной волны

$$P_{\text{отр}} = \frac{1}{2} I_{\text{отр}} U_{\text{отр}} = \frac{1}{2} \rho I_{\text{отр}}^2.$$

Мощность, потребляемая нагрузкой, представляет собой разность мощностей падающей и отраженной волн:

$$P_{\text{н}} = P_{\text{пад}} - P_{\text{отр}}. \quad (2.44)$$

При чисто активной нагрузке

$$\frac{P_{\text{отр}}}{P_{\text{пад}}} = \frac{I_{\text{отр}}^2}{I_{\text{пад}}^2} = \frac{U_{\text{отр}}^2}{U_{\text{пад}}^2} = p^2 = \frac{(K-1)^2}{(K+1)^2}.$$

Из уравнения (2.44) получается следующая формула для определения мощности в нагрузке:

$$P_{\text{н}} = \frac{U_{\text{пад}}^2}{\rho} - \frac{U_{\text{отр}}^2}{\rho} = \frac{1}{\rho} (U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}}) (U_{\text{пад}} - U_{\text{отр}}),$$

т. е.

$$P_{\text{н}} = \frac{U_{\text{макс}} \cdot U_{\text{мин}}}{\rho}. \quad (2.45)$$

Из формулы (2.45) видно, что при заданном максимальном напряжении по линии можно передать наибольшую мощность только при отсутствии стоячих волн. В этом случае $U_{\text{мин}} = U_{\text{макс}}$ и

$$P_{\text{н. макс}} = \frac{U_{\text{макс}}^2}{\rho}.$$

Максимальное допустимое напряжение на линии определяется ее электрической прочностью.

В заключение следует отметить, что при работе линии в режиме смешанных волн амплитуда падающей волны напряжения зависит не только от напряжения питающего генератора, но и от длины линии. Напряжение на входе линии равно геометрической сумме напряжений падающей и отраженной волн, т. е. напряжению генератора. При заданной сумме двух векторов их величины определяются фазовым углом, т. е. длиной линии и коэффициентом отражения.

Примеры: 1. Генератор с напряжением 500 в включен в линию, нагруженную активным сопротивлением $R_{\text{н}} = 2000$ ом и имеющую волновое сопротивление $\rho = 500$ ом. Определить напряжение и ток падающей и отраженной волн и мощность в нагрузке, если длина линии $l = n \frac{\lambda}{2}$.

Решение.

а) Определяем коэффициент отражения

$$p = \frac{R_{\text{н}} - \rho}{R_{\text{н}} + \rho} = \frac{2000 - 500}{2000 + 500} = \frac{3}{5}.$$

б) На входе линии падающая и отраженная волны при $l = n \frac{\lambda}{2}$ совпадают по фазе. Поэтому

$$500 \text{ в} = U_{\text{вх}} = U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} = U_{\text{пад}} + \frac{3}{5} U_{\text{пад}};$$

$$U_{\text{пад}} = 312 \text{ в}; U_{\text{отр}} = 188 \text{ в};$$

$$I_{\text{пад}} = \frac{312}{500} \text{ а}; I_{\text{отр}} = \frac{188}{500} \text{ а}.$$

в) $U_{\text{н}} = U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} = 500 \text{ в}; I_{\text{н}} = \frac{500}{2000} = 0,25 \text{ а}; P_{\text{н}} = U_{\text{н}} I_{\text{н}} = 125 \text{ вт}.$

2. Условия те же, что и в примере 1, но длина линии

$$l = n \frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda}{8}.$$

Решение.

а) $p = \frac{3}{5}.$

б) $\vec{U}_{\text{пад}} + \frac{3}{5} \vec{U}_{\text{пад}} = 500 \text{ в}.$

При указанной длине линии падающая и отраженная волны на входе линии сдвинуты по фазе на 90° . Поэтому

$$U_{\text{пад}}^2 + \left(\frac{3}{5} U_{\text{пад}} \right)^2 = 500^2;$$

$$U_{\text{пад}} = 424 \text{ в}; U_{\text{отр}} = 254 \text{ в};$$

$$I_{\text{пад}} = \frac{424}{500} \text{ в}; I_{\text{отр}} = \frac{254}{500} \text{ а}.$$

в) $P_{\text{н}} = I_{\text{н}} U_{\text{н}} = \frac{678}{500} \cdot 678 = 920 \text{ вт}.$

3. Условия те же, что и в примере 1, но $l = (2n+1) \frac{\lambda}{4}.$

Решение.

а) $p = \frac{3}{5}.$

б) При $l = (2n+1) \frac{\lambda}{4}$ падающая и отраженная волны на входе линии противофазны. Поэтому

$$U_{\text{пад}} - U_{\text{отр}} = 500 \text{ в};$$

$$U_{\text{пад}} - \frac{3}{5} U_{\text{пад}} = 500 \text{ в};$$

$$U_{\text{пад}} = 1250 \text{ в}; U_{\text{отр}} = 750 \text{ в};$$

$$I_{\text{пад}} = 2,5 \text{ а}; I_{\text{отр}} = 1,5 \text{ а}.$$

в) $P_{\text{н}} = U_{\text{н}} I_{\text{н}} = 2000 \text{ в} \cdot 1 \text{ а} = 2000 \text{ вт}.$

Из примеров можно сделать вывод, что при заданном напряжении генератора в нагрузку $R_{\text{н}} > p$ можно передать наибольшую мощность с помощью резонансной линии («последовательный резонанс»).

нанс»). Но резонансная линия большой длины не используется, так как этот режим неустойчив: небольшое изменение частоты генератора вызывает уход от «последовательного резонанса» и резкое падение мощности в нагрузке. Максимальная же мощность отдается генератором в нагрузку при определенном соотношении между сопротивлением нагрузки и внутренним сопротивлением генератора, что не учитывалось в приведенных примерах. На практике желательно, чтобы длина линии не влияла на работу генератора и величину мощности в нагрузке. Для этого применяется режим бегущих волн.

§ 6. СОГЛАСОВАНИЕ ЛИНИЙ

1. Необходимость согласования линий

Под согласованием линии понимают трансформацию сопротивления нагрузки в активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии. Согласование необходимо для получения бегущих волн в линии. Передача электромагнитной энергии высокой частоты от генератора к нагрузке с помощью чисто бегущих волн имеет следующие достоинства.

а) Одна и та же мощность в режиме бегущих волн передается с более высоким КПД, чем в режиме смешанных волн. Чем меньше коэффициент бегущей волны, тем больше должна быть мощность падающей и отраженной волн, чтобы их разность составляла заданную мощность в нагрузке. Но обе волны, и падающая и отраженная, затухают. Поэтому потери в линии тем больше, чем меньше коэффициент бегущей волны. Диэлектрические потери в линии пропорциональны квадрату напряжения. Следовательно, максимумы напряжения в несогласованной линии значительно увеличивают диэлектрические потери, понижают максимальную передаваемую мощность и увеличивают опасность пробоя изоляции. Отсутствие перенапряжения на отдельных участках линии составляет важное преимущество режима бегущих волн.

б) В режиме смешанных волн входное сопротивление линии — комплексное и изменяется в больших пределах при небольших изменениях частоты генератора или длины линии. При этом мощность в нагрузке так же резко изменяется.

В режиме бегущих волн входное сопротивление линии и мощность в нагрузке мало чувствительны к небольшим изменениям частоты и нечувствительны к изменениям длины линии.

в) Согласованная линия меньше влияет на частоту колебаний генератора, чем несогласованная, так как она вносит в контур генератора только активное сопротивление.

г) Наибольшая энергия импульсных сигналов высокой частоты поступает на вход приемника в том случае, если входное сопротивление приемника равно волновому сопротивлению фидера, т. е.

если фидер согласован. При отсутствии согласования часть энергии каждого импульса отражается от входа приемника, что уменьшает мощность на входе.

Согласующее устройство, или трансформатор сопротивления, включается возможно ближе к нагрузке, чтобы по всей длине линии была чисто бегущая волна. Рассмотрим основные типы согласующих устройств.

2. Согласующие трансформаторы с сосредоточенными индуктивностями

Схема согласующего устройства такого типа показана на рис. 2.40, а. Согласующим трансформатором служат индуктивности L_1 и L_2 , которые могут быть одновитковыми и разделенными для устранения емкостной связи электростатическим экраном. Вторичная цепь представлена на рис. 2.40, б эквивалентной схемой при $R_H = \rho_2$. Элементы вторичной цепи L_2 , C_2 , C'_2 выбираются так, чтобы она была настроена в резонанс. Вторичная цепь вносит в первичную чисто активное сопротивление

$$\Delta R = \frac{\omega^2 M^2}{R_H}.$$

Первичный контур $C_1 L_1 C'_1$ также настраивается в резонанс. При этом его сопротивление (в точках а — б) является чисто активным, равным сумме собственного активного сопротивления и вносимого. Собственным активным сопротивлением контура $C_1 L_1 C'_1$ можно пренебречь, и потому линия с волновым сопротивлением ρ_1 оказывается нагруженной на конце вносимым сопротивлением ΔR (рис. 2.40, в). Можно так подобрать величину взаимной индуктивности, чтобы вносимое сопротивление ΔR стало равным волновому сопротивлению линии ρ_1 , и линия будет согласована. Такой способ согласования применяется в диапазоне метровых волн.

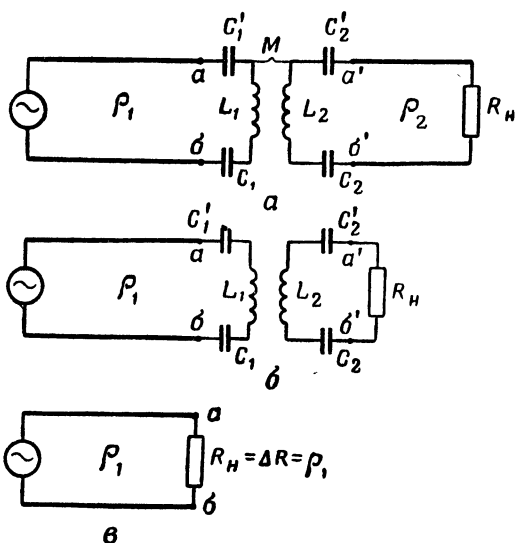


Рис. 2.40. Схема согласующего трансформатора (а) и эквивалентные схемы (б, в)

3. Четвертьволновый трансформатор

В § 5, п. 3 показано, что четвертьволновая линия трансформирует сопротивления. Это свойство используется для согласования линий. Если сопротивление нагрузки активное и не равно волно-

вому, то его можно подключить к линии с помощью четвертьволнового трансформатора (рис. 2.41). Волновое сопротивление трансформатора ρ_T подбирается так, чтобы его входное сопротивление

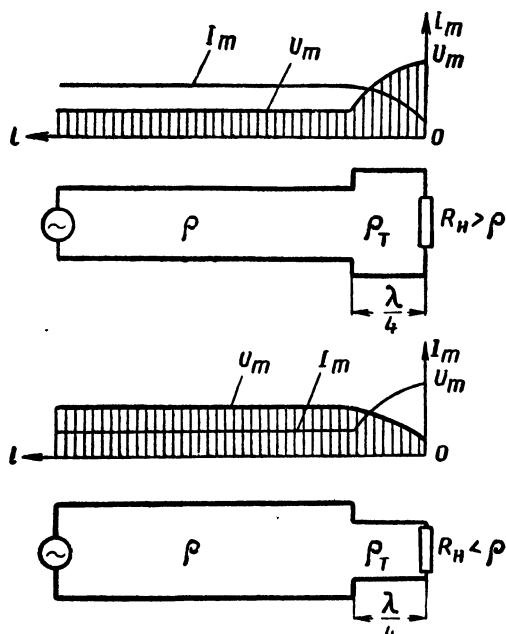


Рис. 2.41. Распределение амплитуд напряжения и тока в линии, согласованной четвертьволновым трансформатором

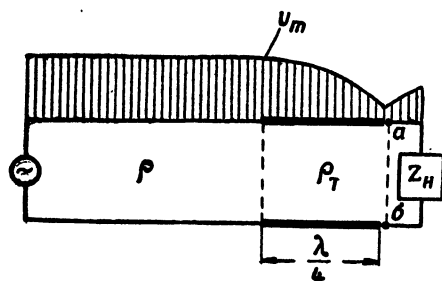


Рис. 2.42. Согласование линии при комплексной нагрузке

было равно волновому сопротивлению линии ρ . Тогда во всей линии от генератора до входа трансформатора будут чисто бегущие волны. Необходимая величина ρ_T определяется по формуле

$$\rho_T = \sqrt{\rho R_n}.$$

Смешанные волны на четвертьволновом трансформаторе образуются от сложения падающей волны с волной, отраженной от нагрузки R_n . Последняя не попадает в линию, так как она компенсируется на входе трансформатора его отраженной волной.

Если сопротивление нагрузки комплексное, то нагрузку нельзя непосредственно подключить к четвертьволновому трансформатору, потому что входное сопротивление трансформатора будет комплексным и согласования не получится. При комплексной нагрузке четвертьволновый трансформатор включают в линию так, чтобы его нагрузкой было чисто активное входное сопротивление в точках минимального напряжения, т. е. резонансная линия (рис. 2.42). По

скольку входное сопротивление в таких точках меньше волнового сопротивления линии, то необходимое для согласования волновое сопротивление трансформатора можно получить утолщением проводов линии на участке длиной в четверть волны. Этот способ подключения согласующего трансформатора можно применять и для согласования активных нагрузок.

4. Одиночный шлейф

Для согласования воздушных двухпроводных линий в простейшем случае применяется отрезок короткозамкнутой или разомкнутой линии, называемый шлейфным согласователем. Идея такого согласователя была предложена в 1931 г. профессором В. В. Татариновым. Она состоит в следующем.

Когда линия не согласована ($R_{\text{в}} \neq \rho$), ее входное сопротивление и входная проводимость состоят из активных и реактивных составляющих, изменяющихся в зависимости от длины линии в больших

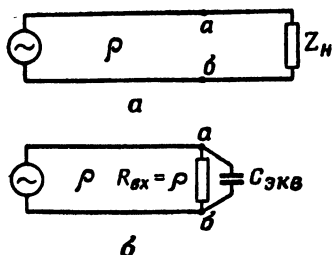


Рис. 2.43. Нагруженная линия (а) и ее эквивалентная схема (б)

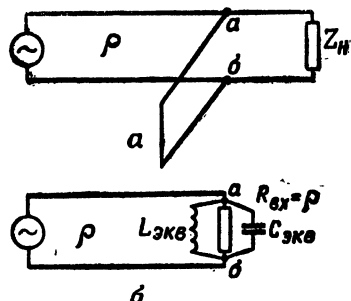


Рис. 2.44. Согласованная линия (а) и ее эквивалентная схема (б)

пределах. Допустим, что в точках а—б (рис. 2.43, а) активная составляющая входной проводимости линии равна $\frac{1}{\rho}$, а реактивная составляющая имеет емкостный характер. Общая проводимость равна сумме активной и реактивной проводимостей (известно, что общая проводимость параллельного соединения сопротивлений равна сумме проводимостей параллельных ветвей). Следовательно, участок линии аZнб (см. рис. 2.43, а) можно заменить эквивалентной схемой (рис. 2.43, б), на которой $C_{\text{экв}}$ — емкость, проводимость которой равна реактивной составляющей входной проводимости линии в точках а—б, а $R_{\text{вх}} = \rho$, так как по принятому выше условию активная составляющая входной проводимости в точках а—б равна $\frac{1}{\rho}$.

Для согласования линии необходимо скомпенсировать реактивную составляющую входной проводимости линии в точках а—б, т. е. скомпенсировать сопротивление емкости $C_{\text{экв}}$. Это можно выполнить с помощью шлейфного согласователя (рис. 2.44, а). К точкам а—б линии подключается шлейф, т. е. отрезок короткозамкнутой линии длиной $l < \frac{\lambda}{4}$, чтобы его входное сопротивление было индуктивным и по величине равным емкостному сопротивлению конденсатора $C_{\text{экв}}$. Эти два равные по величине и противоположные по знаку сопротивления образуют параллельный резонансный кон-

тур, эквивалентное сопротивление которого $Z_{\text{к. рез}}$ очень велико (из-за малых потерь энергии в линии). Поэтому можно считать, что нагрузкой линии в точках $a-b$ служит активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии (рис. 2.44, б), т. е. линия согласована.

Вблизи нагрузки $Z_{\text{н}}$ можно найти и такие точки $a'-b'$, в которых реактивная составляющая входной проводимости имеет индуктивный характер, а активная составляющая равна $\frac{1}{\rho}$. Для согласования линии в этих точках необходимо подключить отрезок разомкнутой линии длиной $l' < \frac{\lambda}{4}$, имеющий емкостное входное сопротивление.

Пример распределения амплитуд напряжения в согласованной шлейфом линии показан на рис. 2.45. В шлейфе существуют стоячие

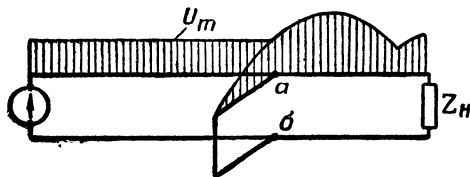


Рис. 2.45. Возможное распределение амплитуд напряжения в согласованной линии

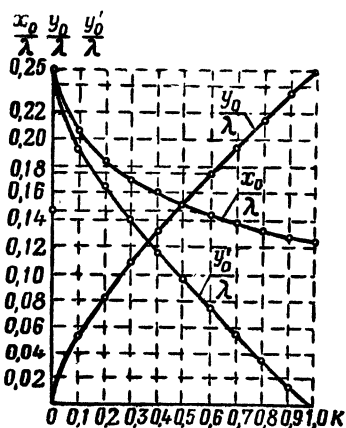


Рис. 2.46. Графики для определения длин и мест подключения согласующих шлейфов

волны, а на участке между шлейфом и нагрузкой образуются смешанные волны. Можно считать, что этот участок линии и шлейф выполняют роль трансформатора сопротивлений: сопротивление нагрузки трансформируется к точкам $a-b$ как чисто активное и равное волновому сопротивлению линии. Физическая сущность согласования состоит в том, что волны, отраженные от нагрузки $Z_{\text{н}}$ и короткозамкнутого конца шлейфа, взаимно компенсируются в точках $a-b$.

Для согласования линии шлейфом необходимо решить две задачи: определить на линии положение точек, в которых следует компенсировать реактивное сопротивление, и определить длину шлейфа. Обе задачи на практике решаются с помощью графиков (рис. 2.46). Для согласования выбираются точки, лежащие около ближайшего к нагрузке максимума напряжения (не считая максимума на самой нагрузке), чтобы укоротить участок линии со смешанными волнами. Расстояние от максимума напряжения до точек подключения шлейфа определяется по формуле

$$\operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} x_0 = \sqrt{K},$$

где K — коэффициент бегущей волны несогласованной линии. По этой формуле построена кривая на рис. 2.46, где дана зависимость $\frac{x_0}{\lambda}$ от K . Коэффициент бегущей волны измеряется линейным вольтметром (см. § 5). Компенсировать реактивное сопротивление можно короткозамкнутым (индуктивным) или разомкнутым (емкостным) шлейфом. Длина короткозамкнутого шлейфа y_0 определяется по формуле

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} y_0 = \frac{\sqrt{K}}{1-K},$$

а длина разомкнутого шлейфа y'_0 — по формуле

$$\operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} y'_0 = \frac{\sqrt{K}}{1-K}$$

или по соответствующим кривым рис. 2.46. Как видно из рис. 2.37 и 2.38, индуктивный шлейф необходимо подключить на расстоянии x_0 от максимума напряжения в сторону генератора, а емкостный шлейф — на расстоянии x_0 от максимума напряжения в сторону нагрузки. Обычно применяется индуктивный шлейф, так как он проще в изготовлении и имеет меньшие потери. Приведенные выше формулы и графики (см. рис. 2.46) справедливы при условии, что волновое сопротивление шлейфа равно волновому сопротивлению согласуемой линии.

Покажем на примере, как пользоваться графиками рис. 2.46 при согласовании линии шлейфом. Допустим, длина волны генератора равна 2 м, а коэффициент бегущей волны несогласованной линии равен 0,6. Из графика находим, что при $K = 0,6$ $\frac{y_0}{\lambda} = 0,175$, $\frac{x_0}{\lambda} = 0,145$, т. е. $y_0 = 0,175 \cdot 2 \text{ м} = 35 \text{ см}$, $x_0 = 0,145 \cdot 2 \text{ м} = 29 \text{ см}$.

Следовательно, для согласования линии надо подключить к ней короткозамкнутый шлейф длиной 35 см на расстоянии 29 см от ближайшего к нагрузке максимума напряжения в сторону генератора. Если при этом коэффициент бегущей волны окажется ниже требуемого, что может быть из-за погрешностей при определении положения точек максимального напряжения на линии и по ряду других причин, то следует экспериментально, наблюдая за величиной коэффициента бегущей волны, уточнить длину шлейфа и место его подключения.

5. Согласование двумя шлейфами

Одиночный шлейф неудобен для согласования коаксиальной линии. Профессор В. В. Татаринov предложил применять вместо него два неподвижных короткозамкнутых шлейфа с регулируемой длиной (рис. 2.47), укрепленных на расстоянии $\frac{3}{8} \lambda$ друг от друга. При изменении длины первого шлейфа, ближайшего к нагрузке, изменяется его эквивалентная емкость или индуктивность, а по-

этому изменяется распределение стоячих волн, т. е. перемещаются максимумы и минимумы напряжения, что эквивалентно перемещению второго шлейфа. Можно подобрать такую длину первого

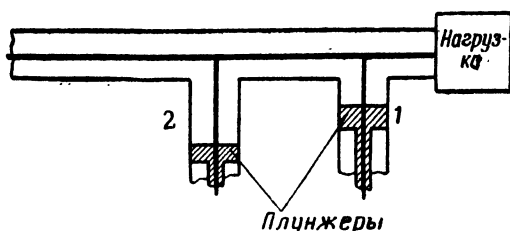


Рис. 2.47. Схема согласования линии с помощью двух неподвижных шлейфов

участке между генератором и вторым шлейфом образуются чисто бегущие волны. Длина шлейфов изменяется с помощью закорачивающих поршней (плунжеров).

Участок линии между вторым шлейфом и нагрузкой и сами шлейфы составляют трансформатор сопротивлений. Этот трансформатор пересчитывает сопротивление нагрузки к точкам подключения шлейфа 2 как чисто активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии.

Согласующие шлейфы и четвертьволновые трансформаторы обладают частотной избирательностью, т. е. условия согласования выполняются лишь на одной частоте. При изменении частоты изменяются реактивные сопротивления трансформаторов и согласование нарушается. Согласование с точностью до 10% в полосе частот $\pm 20\%$ от расчетной можно получить с помощью устройств, показанных на рис. 2.48.

При последовательном включении двух и более четвертьволновых трансформаторов (рис. 2.48, а) отношения $\rho_{T1} : \rho$, $\rho_{T2} : \rho_{T1}$, $R_H : \rho_{T2}$ увеличиваются, приближаясь к единице, что расширяет диапазонность согласования. При подключении четвертьволновых линий к трансформаторам (рис. 2.48, б, в) в некотором диапазоне частот происходит компенсация реактивного входного сопротивле-

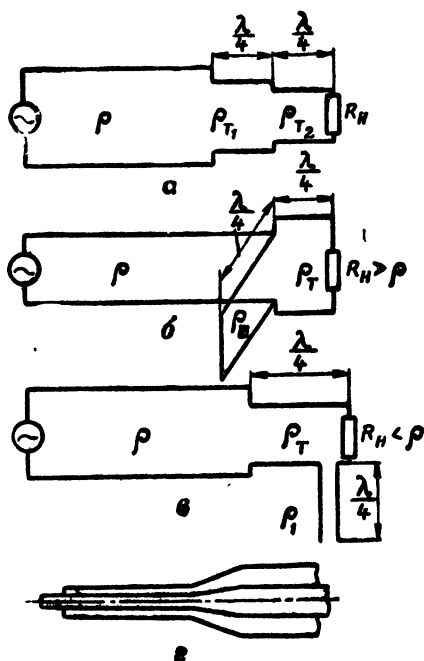


Рис. 2.48. Диапазонные согласующие устройства (а, б, в) и конический переход (г)

ния трансформатора реактивным сопротивлением линии, благодаря чему сохраняется согласование.

При согласовании линий с различными волновыми сопротивлениями применяются те же согласующие устройства, что и при подключении нагрузки. Для сочленения коаксиальных линий с одинаковыми волновыми сопротивлениями, но разными сечениями, используются конусообразные переходы, которые устраняют отражение волн от сочленений (рис. 2.48, *г*). Конусообразный переход представляет собой коническую линию, оба конуса которой имеют общую вершину, а потому и определенное неизменяющееся по длине волновое сопротивление.

§ 7. ПЕРЕХОДНЫЕ УСТРОЙСТВА

1. Симметричные и несимметричные линии

В радиотехнических устройствах используются двухпроводные симметричные линии. Токи и потенциалы обоих проводов симметричной линии в любом ее поперечном сечении в каждый момент времени соответственно равны по величине и противоположны по знаку. Чтобы двухпроводная линия была симметричной, необходимо питать ее от симметричного генератора и располагать оба провода в одинаковых условиях. Генератор называется симметричным, если потенциалы его выходных зажимов в каждый момент времени равны по величине и противоположны по знаку. Условия расположения проводов будут одинаковыми, если короткие участки Δl каждого из проводов равноудалены от земли. При нарушении этих условий линия становится несимметричной. Несимметрия линии выражается в неравенстве амплитуд токов и потенциалов проводов в поперечном сечении линии или несимметричном расположении минимумов и максимумов напряжения (тока) на проводах линии. На рис. 2.49, *а* показан пример несимметрии двухпроводной линии. Волна в линии представляет собой сумму двух волн: обычной двухфазной, или двухтактной (рис. 2.49, *б*), и однофазной (рис. 2.49, *в*), для которой линия служит прямым проводом, а земля — обратным.

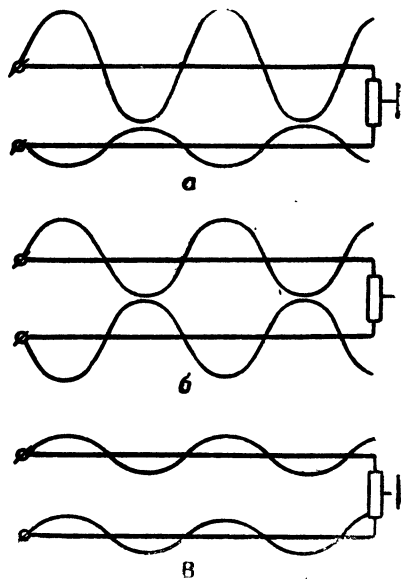


Рис. 2.49. Несимметричные волны в линии и их составляющие

Несимметричная двухпроводная линия непригодна для питания симметричных антенн; кроме того, она является излучающей системой.

Излучение двухпроводной линии и несимметричное питание антенны приводит к искажению характеристики направленности антенны и нарушению нормальных условий работы радиотехнического устройства. Поэтому необходимо принимать специальные меры для симметрирования двухпроводных линий. К таким мерам относятся: тщательное симметрирование генератора высокой частоты, расположение проводов линии в одинаковых условиях и фильтрация однофазной волны в начале линии. Для отфильтровывания однофазной волны оба провода линии соединяются с землей

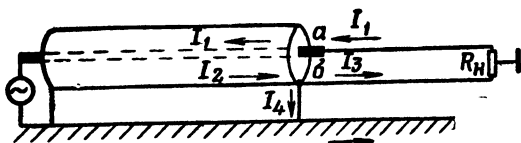


Рис. 2.50. Появление асимметрии в двухпроводной линии при ее соединении с коаксиальной линией

ной линии и обратно. Известно, что коаксиальная линия несимметрична. Чтобы на внешней поверхности оболочки такой линии не было токов и зарядов, ее подключают к заземленному полюсу несимметричного генератора. Благодаря отсутствию токов и зарядов на внешней поверхности оболочки упрощаются условия прокладки линии, так как не требуется изолировать внешний провод от земли.

Из сказанного ясно, что непосредственное соединение коаксиальной линии с двухпроводной приведет к нарушению симметрии двухпроводной линии, так как один из ее проводов окажется соединенным с землей (рис. 2.50).

Для соединения коаксиальной линии с двухпроводной или для питания симметричной антенны с помощью коаксиальной линии применяются специальные переходные (симметрирующие) устройства.

2. Четвертьволновый экран

Допустим, требуется соединить коаксиальную линию с двухпроводной, не нарушая симметрии последней. Если эти линии соединить так, как показано на рис. 2.50, то двухпроводная линия не будет симметричной. Действительно, ток I_2 , текущий по внутренней поверхности оболочки кабеля, в точке б будет разветвляться. Часть его I_4 будет протекать по внешней поверхности оболочки и уходить в землю, а часть I_3 будет протекать в проводе линии. Следовательно, в проводах линии будут протекать неравные токи I_1 и I_3 .

Чтобы не нарушать симметрии двухпроводной линии, необходимо устранить утечку тока I_4 в землю. Для этого используется четвертьволновый экран — отрезок металлической трубы, расположен-

(корпусом) конденсаторами малой емкости или четвертьволновым короткозамкнутым отрезком линии.

В ряде практических случаев возникает необходимость перехода от коаксиальной линии к симметричной двухпровод-

ный поверх коаксиальной линии (рис. 2.51). Внутренняя поверхность экрана и внешняя поверхность оболочки фидера образуют четвертьволновую короткозамкнутую линию, входное сопротивление которой в точке *б* очень велико. В этой линии как в параллельном резонансном контуре происходят колебания электромагнитной энергии, поддерживаемые током I_4 . Поскольку потери энергии при колебаниях очень малы, ток I_4 близок к нулю и можно считать, что ток I_2 целиком идет в линию. Таким образом, и второй провод линии оказывается изолированным от внешней поверхности кабеля и экрана, т. е. от земли.

Если волновое сопротивление двухпроводной и коаксиальной линий не равны, то, кроме экрана, необходимо применять четвертьволновый согласующий трансформатор.

Описанное симметрирующее устройство хорошо работает только на той волне, для которой длина экрана равна четверти волны, при расстройках не больше $\pm 2\%$. Применяется такое устройство на дециметровых и сантиметровых волнах при питании симметричных антенн с помощью коаксиальных линий.

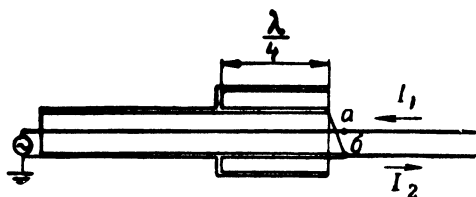


Рис. 2.51. Применение четвертьволнового экрана при соединении коаксиальной и двухпроводной линий

3. Симметрирующий трансформатор

На метровых волнах для перехода от коаксиальной линии к симметричной двухпроводной и обратно применяется специальный симметрирующий трансформатор, или U-колесо. Этот трансформатор позволяет питать симметричную нагрузку от несимметричного генератора и несимметричную нагрузку от симметричного генератора. Он представляет собой отрезок коаксиальной линии, электрическая длина которого равна половине волны или волне. Называется он симметрирующим трансформатором потому, что трансформирует несимметричную волну коаксиальной линии в симметричную волну двухпроводной линии и обратно. Иначе говоря, при соединении коаксиальной и двухпроводной линий с помощью симметрирующего трансформатора не нарушается симметрия двухпроводной линии и происходит трансформация токов и напряжений.

Рассмотрим принцип действия симметрирующего трансформатора длиной в половину волны (рис. 2.52). На рисунке показана схема питания симметричной нагрузки $Z_{н.д}$ от несимметричного генератора.

В самых общих чертах работа устройства состоит в следующем. Несимметричные волны напряжения и тока распространяются вдоль коаксиальной линии. В точке *а* они разветвляются и поступают в двухпроводную линию, вдоль которой распространяются в виде симметричных волн. Покажем, что такое соединение линий

позволяет получить симметричную волну в двухпроводной линии и трансформировать напряжения и токи. Двухпроводная линия не соединена с заземленной оболочкой коаксиальной линии, а присоединена в точках a — b к внутреннему проводу коаксиальной линии. Электрическая длина отрезка коаксиальной линии между точками a и b , т. е. длина трансформатора (трансформатор в этом случае конструктивно представляет собой продолжение коаксиальной линии), равна половине волны. Известно, что потенциалы точек, рас-

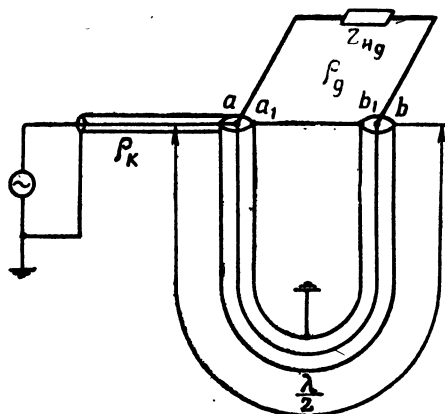


Рис. 2.52. Полуволновый симметрирующий трансформатор (U -колесо)

положенных на внутреннем проводе коаксиальной линии на расстоянии половины волны, равны по величине и противофазны. Следовательно, потенциалы точек a — b (на входе двухпроводной линии) в любой момент времени и при любой нагрузке линии $Z_{н.д}$ равны по величине и противофазны. Они создают на входе двухпроводной линии равные по величине и противофазные токи, так как оба провода одинаковы и расположены в равных условиях. Следовательно, вдоль двухпроводной линии распространяются симметричные волны, т. е. линия симметрична.

Очевидно, что разность потенциалов между точками a и b , т. е. входное напряжение двухпроводной линии, вдвое больше потенциала точки a коаксиальной линии. Ток на входе вдвое меньше тока коаксиальной линии в точке a . Это объясняется тем, что ток, протекающий по внутреннему проводу коаксиальной линии, в точке a разветвляется на две равные части, так как к точке a присоединены оба провода двухпроводной линии, один непосредственно (см. рис. 2.52), а другой — через полуволновый трансформатор. Но входное сопротивление полуволнового трансформатора в точках a — a_1 равно сопротивлению нагрузки в точках b — b_1 , а поэтому можно считать, что и второй провод двухпроводной линии как бы непосредственно присоединен к точке a . Ток, протекающий по внешнему проводу коаксиальной линии, на входе трансформатора также разветвляется на две равные части. Половина его протекает по внутренней поверхности внешнего провода трансформатора, а половина — по короткозамыкающей перемычке $a_1 b_1$, соединяющей концы внешнего провода трансформатора.

Будем считать, что ток коаксиальной линии в точке a равен I_K , а потенциал точки a равен U_K . Следовательно, сопротивление нагрузки коаксиальной линии в точках a — a_1 равно

$$Z_{н.к} = \frac{U_K}{I_K}.$$

Входное сопротивление двухпроводной линии

$$Z_{\text{вх. л}} = \frac{U_{\text{вх. л}}}{I_{\text{вх. л}}} = \frac{2U_{\text{к}}}{\frac{1}{2} I_{\text{к}}} = 4 \frac{U_{\text{к}}}{I_{\text{к}}} = 4 Z_{\text{н. к}},$$

или

$$Z_{\text{н. к}} = \frac{Z_{\text{вх. л}}}{4}.$$

Следовательно, входное сопротивление двухпроводной линии в точках $a-b$ трансформируется в сопротивление нагрузки для коаксиальной линии в точки $a-a_1$

как $\frac{Z_{\text{вх. л}}}{4}$.

Если входное сопротивление двухпроводной линии чисто активное и $\frac{1}{4} Z_{\text{вх. л}}$ равно волновому сопротивлению коаксиальной линии $\rho_{\text{к}}$ (т. е. $Z_{\text{вх. л}} = 4\rho_{\text{к}}$), то коаксиальная линия будет согласованной. Для согласования обеих линий необходимо согласовать двухпроводную линию и так подобрать волновые сопротивления двухпроводной $\rho_{\text{д}}$ и коаксиальной $\rho_{\text{к}}$ линий, чтобы выполнялось условие

$$\rho_{\text{д}} = 4\rho_{\text{к}}.$$

При этом волновое сопротивление трансформатора $\rho_{\text{т}}$

может быть любым. Если оно окажется равным $\frac{1}{2} \rho_{\text{д}}$, в трансформаторе будут чисто бегущие волны, в противном случае в трансформаторе будут смешанные волны.

Для питания несимметричной нагрузки от симметричного генератора необходимо включить генератор в двухпроводную линию вместо $Z_{\text{н. д.}}$, а нагрузку подключить к коаксиальной линии вместо несимметричного генератора (рис. 2.52). Принцип работы трансформатора при этом остается тем же. Для согласования обеих линий в этом случае надо согласовать коаксиальную линию и выполнить условие

$$\rho_{\text{д}} = 4\rho_{\text{к}}.$$

Если это условие нельзя выполнить из-за отсутствия линий с необходимыми величинами волновых сопротивлений, то для согласования линий применяется трансформатор длиной в одну волну (рис. 2.53). Такой трансформатор состоит из полуволнового сим-

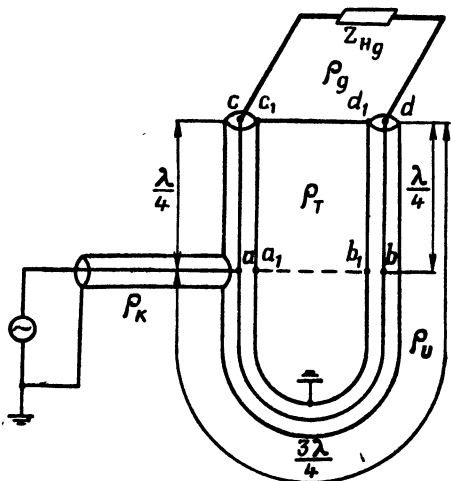


Рис. 2.53. Одноволновый симметрирующий трансформатор

метрирующего трансформатора и четвертьволнового согласующего трансформатора. Симметрирующий трансформатор представляет собой участок коаксиальной линии между точками $a-b$, электрическая длина которого равна половине волны. Работа этого трансформатора ничем не отличается от работы схемы рис. 2.52. Токи и потенциалы в точках $a-b$ соответственно равны по величине и противофазны. Они трансформируются четвертьволновым трансформатором ac, bd в соответственно равные и противофазные токи и потенциалы на входе двухпроводной линии. Поэтому линия симметрична.

Отрезки коаксиальной линии ac и bd можно рассматривать как четвертьволновый симметричный трансформатор, провода которого заключены в экраны. Погонная емкость такой линии вдвое меньше, а погонная индуктивность вдвое больше погонных емкости и индуктивности коаксиальной линии. Следовательно, волновое сопротивление двухпроводного симметричного трансформатора $\rho_T = 2\rho_U$ (см. рис. 2.53). Нагрузкой симметричного трансформатора служит входное сопротивление двухпроводной линии $Z_{вх. д}$. Входное сопротивление трансформатора в точках $a-b$

$$Z_{вх. т} = \frac{\rho_T^2}{Z_{вх. д}} = \frac{4\rho_U^2}{Z_{вх. д}}$$

трансформируется полуволновым трансформатором в сопротивление нагрузки коаксиальной линии в точках $a-a_1$:

$$Z_{н. к} = \frac{1}{4} Z_{вх. т} = \frac{\rho_U^2}{Z_{вх. д}}$$

Коаксиальная линия будет согласована, если $Z_{вх. д}$ чисто активное и

$$\frac{\rho_U^2}{Z_{вх. д}} = \rho_k.$$

Если двухпроводная линия согласована, т. е. $Z_{вх. д} = \rho_d$, то условием согласования коаксиальной линии будет равенство

$$\frac{\rho_U^2}{\rho_d} = \rho_k,$$

т. е.

$$\rho_U = \sqrt{\rho_d \rho_k}. \quad (2.46)$$

Трансформатор длиной в одну волну, как и полуволновый трансформатор, можно применять для питания несимметричной нагрузки от симметричного генератора.

В обеих рассмотренных схемах двухпроводной линии может и не быть. В этом случае симметричная нагрузка или симметричный генератор подключается к точкам $a-b$ (см. рис. 2.52) или $c-d$ (см. рис. 2.53).

4. Диапазонные переходные устройства

Рассмотренные в разд. 2 и 3 симметрирующие устройства не обладают диапазоном. При изменении волны более чем на $\pm 2\%$ симметрирующие свойства теряются. Для работы в значительном диапазоне волн применяются устройства, показанные на рис. 2.54. Расширение диапазона симметрирования этих устройств обеспечено тем, что к обоим проводам симметричной линии подключаются равные реактивные сопротивления, которые имеют одинаковую частотную зависимость.

Роль реактивных сопротивлений выполняют разомкнутые или короткозамкнутые линии. На резонансной частоте их сопротивления очень велики, а при отходе от резонанса они уменьшаются в равной мере и потому симметрия не нарушается. Диапазон симметрирования ограничен только величиной утечки мощности.

На рис. 2.54, а показано простейшее устройство открытого типа, недостатком которого является излучение энергии. Этот недостаток устраняется применением экрана (рис. 2.54, б) или двух четвертьволновых коаксиальных линий (рис. 2.54, в). Наибольшей диапазоном обладает устройство, показанное на рис. 2.54, г. Это обеспечивается подключением к симметричной линии в точках А—Б двох колебательных контуров, образованных внутренними разомкнутыми линиями (ρ_p) и внешними короткозамкнутыми линиями (ρ_k). Если необходимо уменьшать длину четвертьволновой линии, то применяют дисковый конденсатор mn (рис. 2.54, д).

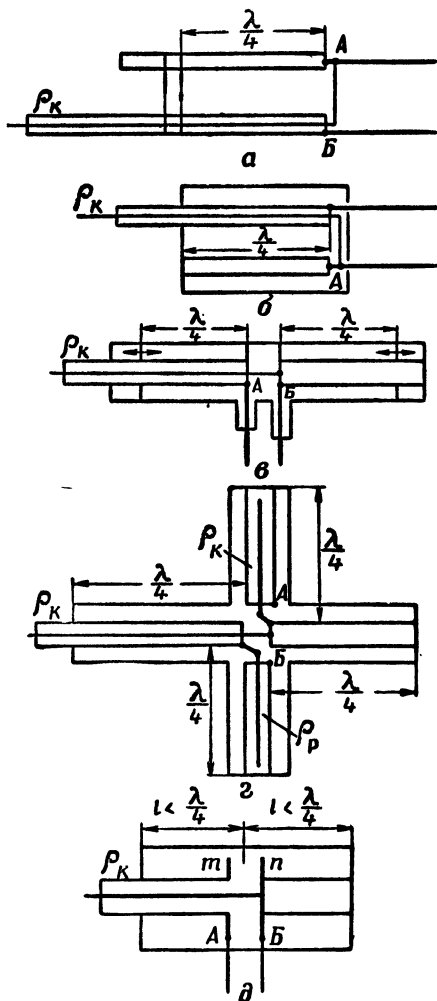


Рис. 2.54. Диапазонные переходные устройства:

а — открытого типа; б — экранированное; в — на коаксиальных линиях; г — со сдвоенными резонансными линиями; д — с укороченными коаксиальными линиями; λ — длина расчетной волны; АБ — симметричный выход

К точкам $A—B$ можно подключать не только симметричную линию, но и симметричный генератор, если необходимо передавать его энергию по коаксиальной линии (p_k), или симметричную нагрузку, к которой энергия подводится по коаксиальной линии, например, симметричный вибратор.

5. Вращающиеся сочленения в коаксиальных линиях

Чтобы антенна могла вращаться или качаться, в питающей ее линии должно быть вращающееся сочленение. Применение скользящих контактов во вращающихся сочленениях линий имеет тот недостаток, что постепенный их износ вызывает ухудшение электрического контакта и искрение, вследствие чего сочленение быстро выходит из строя. Поэтому в линиях применяются бесконтактные

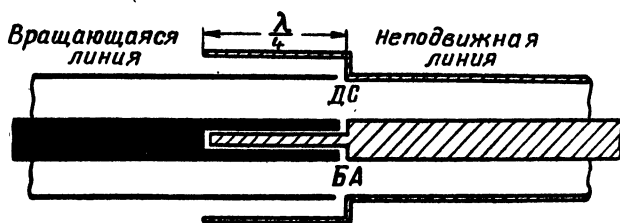


Рис. 2.55. Вращающееся сочленение коаксиальной линии

вращающиеся сочленения индуктивного или емкостного типа. В двухпроводных симметричных линиях удобно применять индуктивные вращающиеся сочленения, или так называемые высокочастотные токосъемники. Для коаксиальных линий лучше всего использовать емкостные сочленения.

Вращающееся сочленение должно обеспечить такое согласование, при котором падающие волны не отражаются от элементов сочленения. Потеря мощности во вращающемся сочленении должна быть минимальной, в нем не должно быть искрений, и в некоторых случаях оно должно обеспечить герметичность коаксиальной линии. В местах разрыва вращающегося и неподвижного проводников должно создаться малое последовательное сопротивление, благодаря которому будет устранено искрение, уменьшится утечка и не будет нарушаться согласование линий.

Принцип работы емкостного сочленения поясняется на рис. 2.55.

В центральном проводнике вращающейся линии высверлено цилиндрическое углубление длиной $\frac{\lambda}{4}$. Центральный провод неподвижной линии заканчивается стержнем длиной $\frac{\lambda}{4}$. Стержень входит в цилиндрическое углубление, но не касается его стенок и дна. Стержень и углубление образуют дополнительную коаксиальную линию внутри центрального проводника. Эта линия разомкнута и имеет длину $\frac{\lambda}{4}$, поэтому ее входное сопротивление в точках $A—B$

очень мало. Таким образом, зазор AB в центральном проводнике замкнут на малое последовательное сопротивление, равное сопротивлению потерь четвертьволновой разомкнутой линии. Можно также считать, что зазор замкнут очень большой емкостью с малыми активными потерями. Зазор на внешнем проводнике тоже замыкается дополнительной коаксиальной разомкнутой линией длиной $\frac{\lambda}{4}$. Эта линия образована внешней поверхностью вращающейся линии и внутренней поверхностью концентрической муфты.

Из схемы видно, что четвертьволновые разомкнутые линии не влияют на передачу энергии от генератора к нагрузке, так как они эквивалентны малым (сотым долям ома) активным сопротивлениям, последовательно включенным между точками $A-B$ и $C-D$. В дополнительных линиях образуются стоячие волны, т. е. возникают колебания электромагнитной энергии, которые поддерживаются током главной линии. Распределение напряжения и тока на одном проводе линии для различных моментов времени показано на рис. 2.56. Напряжение между точками $A-B$ или $C-D$ очень мало,

а напряжение на разомкнутом конце дополнительной линии равно произведению ее волнового сопротивления на ток в пучности, т. е. ток главной линии. Это напряжение может вызвать пробой, что ограничивает величину передаваемой по фидеру мощности.

Разомкнутый конец на внешней дополнительной линии нежелателен, так как он нарушает герметичность линии и излучает электромагнитную энергию. Металлической или диэлектрической прокладкой воспользоваться нельзя, потому что первая закорачивает линию, а вторая вносит значительные диэлектрические потери. Этот недостаток можно устранить, если сочленение во внешнем проводе выполнить по схеме рис. 2.57, а. В этой схеме нет первоначальной четвертьволновой разомкнутой линии. Она соединена со вторым четвертьволновым короткозамкнутым отрезком BGM . Можно считать, что зазор CD во внешнем проводе замкнут закороченной полуволновой линией $CBGMND$ (рис. 2.57, б). В точках $M-B$ в этой линии находятся узлы тока. Между точками M и N нет разности

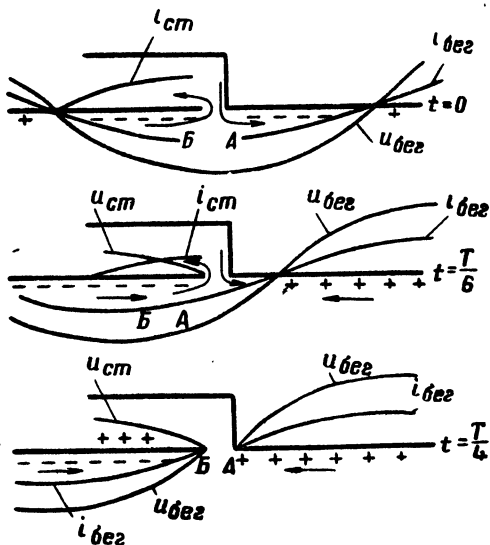


Рис. 2.56. Распределение напряжения и тока в фидере и во вращающемся сочленении

потенциалов. Поэтому отверстие MH можно закрыть, т. е. сделать коаксиальную линию герметичной. Это выполняется с помощью резиновой прокладки при медленном вращении и с помощью угольной прокладки при быстром вращении. На рис. 2.57, *а* уплотняющая прокладка показана заштрихованным прямоугольником.

Вращающееся сочленение во внутреннем проводе коаксиальной линии обычно выполняют аналогично сочленению во внешнем проводе (см. рис. 2.57, *а*). Зазор в центральном проводе замкнут закороченной полуволновой линией, а трущийся контакт находится в узле тока.

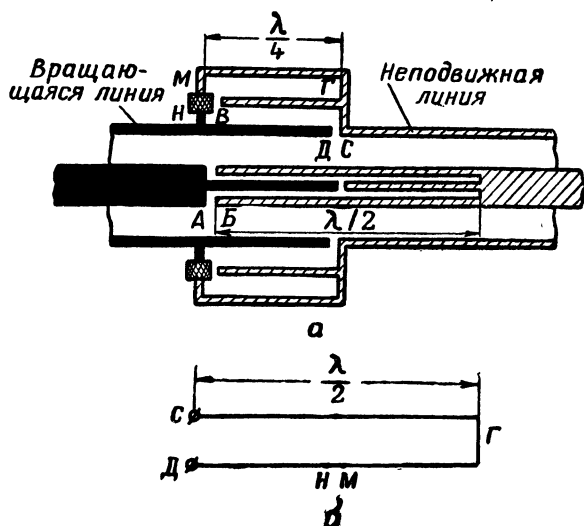


Рис. 2.57. Вращающееся сочленение коаксиальной линии (*а*) и эквивалентная схема (*б*)

§ 8. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ

1. Применение линий в качестве колебательных контуров

Обычные колебательные контуры непригодны в диапазоне сверхвысоких частот, потому что с укорочением волны уменьшаются добротность и резонансное сопротивление контура.

Для укорочения собственной длины волны контура необходимо уменьшать его емкость и индуктивность. Однако есть предел уменьшения емкости. Минимальная емкость контура определяется внутриламповыми емкостями, она составляет 5—10 пф. Поэтому при укорочении волны неизбежно придется уменьшать индуктивность контура, что приведет к уменьшению волнового сопротивления, резонансного сопротивления и добротности контура, а также к увеличению потерь на излучение. При низком резонансном сопро-

тивлении трудно получить большую колебательную мощность в генераторах. Резонансная кривая контура становится очень «тупой», и практически теряются его избирательные свойства. Обычные контуры могут применяться на волнах до 0,5 м в маломощных генераторах, собранных на специальных лампах, имеющих малые междуэлектродные емкости. Индуктивность контура в таких случаях представляет собой один виток диаметром 10—15 мм из медной проволоки или ленты.

Очень удобны и легко выполнимы для волн короче 2 м колебательные контуры в виде короткозамкнутых или разомкнутых линий (рис. 2.58). Рассмотрим особенности таких контуров. В § 4 и 5 было показано, что в ненагруженной линии длиной в целое число четвертей волн происходят колебания электромагнитной энергии, причем максимальное количество электрической энергии равно максимальному количеству магнитной энергии, т. е. такая линия является резонансной колебательной системой. В качестве колебательных контуров в симметричных схемах применяются четвертьволновые короткозамкнутые двухпроводные линии, а в несимметричных — коаксиальные линии.

Входное сопротивление четвертьволновой короткозамкнутой линии очень большое и чисто активное. Его величину можно вычислить по формуле

$$R_{\text{вх}} = \frac{8\rho^2}{R_1 \lambda_0}, \quad (2.47)$$

где ρ — волновое сопротивление;

R_1 — погонное сопротивление линии;

λ_0 — длина волны.

На частотах, близких к резонансной, входное сопротивление короткозамкнутой четвертьволновой линии является комплексным и может быть определено по формуле

$$\dot{Z}_{\text{вх}} = \frac{R_{\text{вх}}}{1 + 2jQ_s \frac{\Delta\omega}{\omega_0}},$$

где $R_{\text{вх}}$ — входное сопротивление на резонансной частоте;

Q_s — добротность контура, эквивалентного линии;

$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$ — относительная расстройка.

Частотная зависимость входного сопротивления короткозамкнутой четвертьволновой линии такая же, как и параллельного контура, а разомкнутой — как последовательного контура. Приравни-

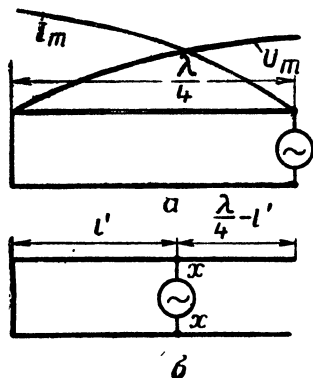


Рис. 2.58. Полное (а) и автотрансформаторное (б) включение контура

вая сопротивление контура, состоящего из катушки L_k и конденсатора C_k , сопротивлению линии, а также учитывая равенство их резонансных частот, можно установить, что короткозамкнутая линия длиной l с волновым сопротивлением ρ эквивалентна параллельному колебательному контуру с параметрами

$$\begin{aligned} L_k &= \frac{8 l \rho}{\pi^2 v_0}, \\ C_k &= \frac{\pi}{4 \rho \omega_0}, \\ Q_0 &= \frac{2 \pi \rho}{R_1 \lambda_0}, \end{aligned} \quad (2.48)$$

где $v_0 = 3 \cdot 10^8$ м/сек;

ω_0 — резонансная частота, на которой $l = \frac{\lambda}{4}$.

Наоборот, параллельный контур с параметрами L_k , C_k , Q может быть заменен короткозамкнутой линией с волновым сопротивлением $\rho = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{L_k}{C_k}}$, длиной $l = \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi v_0}{2} \sqrt{L_k C_k}$ и таким сопротивлением R_1 , чтобы Q_0 , определяемое из формулы (2.48), было бы равно заданному Q .

Аналогично последовательный контур L_k , C_k может быть заменен разомкнутой линией длиной $l = \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi v_0}{2} \sqrt{L_k C_k}$ с волновым сопротивлением $\rho = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{L_k}{C_k}}$, а разомкнутая четвертьволновая линия длиной l с волновым сопротивлением ρ эквивалентна последовательному контуру с параметрами $L_k = \frac{\pi \rho}{4 \omega_0}$, $C_k = \frac{8 l}{\pi^2 v_0 \rho}$.

Добротность Q_0 разомкнутой четвертьволновой линии порядка 10^3 , т. е. значительно выше, чем у обычных контуров.

При необходимости уменьшить входное сопротивление контура применяют неполное включение его (рис. 2.58, б). Левый участок линии имеет индуктивное сопротивление $\rho \operatorname{tg} ml'$, а правый участок — емкостное сопротивление $\rho \operatorname{ctg} m \left(\frac{\lambda}{4} - l' \right) = -\rho \operatorname{tg} ml'$.

В точках $x-x$ подключены два равных и противоположных по знаку реактивных сопротивления. Поэтому входное сопротивление должно быть бесконечно большим. Однако для реальной линии с потерями оно будет конечным и активным. Величина его зависит от положения на линии точек $x-x$ и изменяется от нуля до $\frac{8 \rho^2}{R_1 \lambda_0}$ при перемещении этих точек от короткозамкнутого конца до разомкнутого.

Очень часто в реальных схемах линии используются в качестве индуктивности колебательного контура. Это объясняется тем, что линия нагружается входной емкостью лампы и для получения резо-

нанса длину ее надо брать несколько меньше четверти волны. Добротность и резонансное сопротивление такого контура меньше, чем у четвертьволновой линии, и для подсчета этих величин уже нельзя пользоваться формулами (2.47) и (2.48).

2. Металлические изоляторы

Четвертьволновые короткозамкнутые линии применяются на метровых и главным образом на дециметровых и сантиметровых волнах в качестве металлических изоляторов (рис. 2.59). Возможность такого применения объясняется большим входным сопротивлением этих линий.

Металлические изоляторы имеют следующие преимущества перед обычными изоляторами. Металлические изоляторы не создают неоднородностей в линии, т. е. не отражают волн; потери в них на СВЧ меньше. Они имеют большую механическую прочность, заземляют провода линии по постоянному току и току низкой частоты и пропускают только волны определенной длины. Кроме того, в двухпроводной линии металлические изоляторы препятствуют распространению однофазной волны.

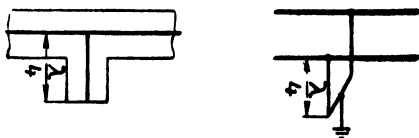


Рис. 2.59. Металлические изоляторы

Недостатком металлических изоляторов является их недиапазонность. Они обеспечивают изоляцию только на той частоте, при которой их длина составляет целое нечетное число четвертей волн. При изменении частоты генератора входное сопротивление металлического изолятора уменьшается и становится комплексным, что приводит к появлению отраженной волны и увеличению потерь в линии. Любой радиопередатчик работает в полосе частот, и желательно в ее пределах сохранить согласование линии, т. е. избежать отражения волн. Чтобы добиться этого и несколько расширить полосу частот, металлические изоляторы нужно включать в линию с помощью полуволновых трансформаторов. Такой способ включения показан на рис. 2.60, а, а его эквивалентная схема на резонансной частоте — на рис. 2.60, б. Если частота генератора несколько понизится по сравнению с резонансной, то сопротивление параллельно включенного контура станет индуктивным, а сопротивление последовательных контуров — емкостным (рис. 2.60, в). В небольшом диапазоне частот (около резонансной) эти сопротивления взаимно компенсируются, и полное сопротивление в точках $a - a_1$ остается чисто активным и равным сопротивлению нагрузки $R_n = r$. Кроме того, в середине линии ag , т. е. на входе изолятора, образуется минимум напряжения, что способствует уменьшению потерь в изоляторе.

С помощью линии можно измерить длину волны генератора. Для этого необходимо возбудить в линии стоячие волны и изме-

рить их длину индикатором напряжения, описанным в § 5, или другим индикатором. Связь линии с генератором должна быть слабой, чтобы она не влияла на частоту колебаний генератора.

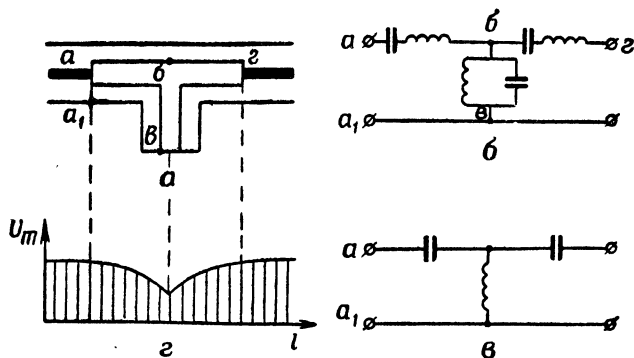


Рис. 2.60. Расширение диапазонаности металлического изолятора

a — схема; *б* — эквивалентная схема на резонансной частоте; *в* — эквивалентная схема на частоте меньше резонансной; *г* — распределение амплитуд напряжения на резонансной частоте

§ 9. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЛИНИИ

1. Включение постоянного напряжения в разомкнутую линию

Допустим, что линия без потерь, имеющая длину l , в момент времени $t=0$ подключена к источнику постоянного напряжения E .

Под действием этого напряжения заряжается распределенная емкость линии, и в цепи течет постоянный ток. От генератора в линию распространяется волна напряжения E и тока $I_0 = \frac{E}{\rho}$ (рис. 2.61, *a*). Эту волну можно считать прямоугольной, так как каждая элементарная емкость заряжается до напряжения E мгновенно. По мере перемещения волны к концу линии элементы верхнего провода один за другим приобретают некоторый положительный заряд, а от соответствующих элементов нижнего провода отнимается такой же положительный заряд. Противоположные заряды элементов линии образуют электрическое поле между проводами. Возникновение электрического поля на каждом элементе линии сопровождается появлением тока и магнитного поля. Следовательно, линия запасает электромагнитную энергию. Энергия каждой единицы длины линии, по которой течет ток I_0 , состоит из электрической и магнитной энергии, т. е.

$$W_1 = \frac{C_1 E^2}{2} + \frac{L_1 I_0^2}{2}.$$

Значения электрической и магнитной энергии падающей волны равны между собой. Действительно,

$$I_0 = \frac{E}{\rho},$$

$$W_{\text{им}} = \frac{L_1}{2} I_0^2 = \frac{L_1}{2} \cdot \frac{E^2}{\rho^2} = \frac{C_1 E^2}{2} = W_{\text{эл}}.$$

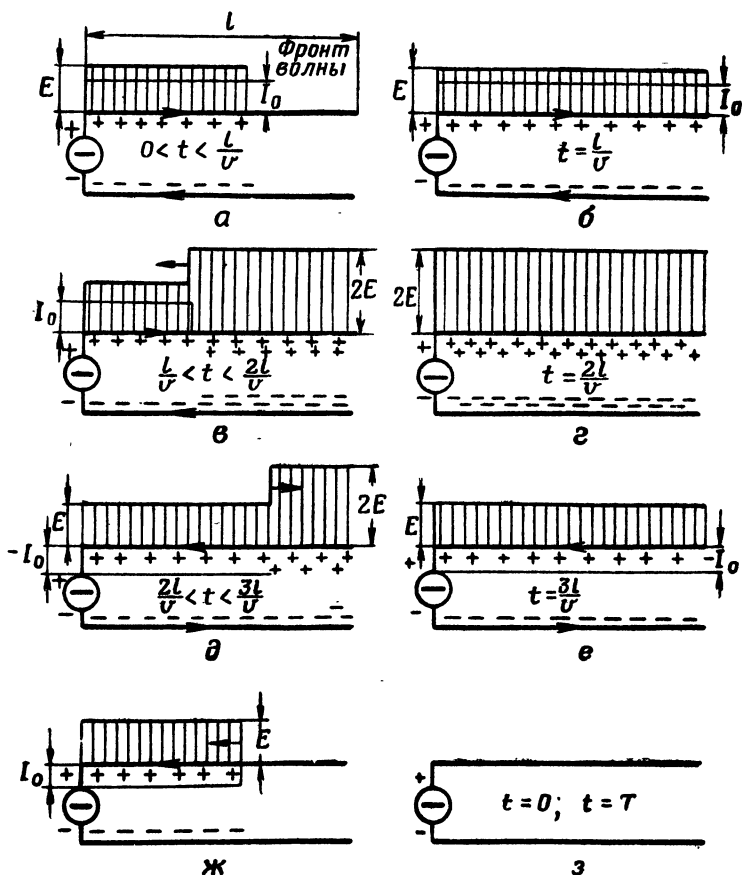


Рис. 2.61. Распределение волн в разомкнутой линии при включении постоянного напряжения

так как

$$\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}.$$

В момент времени $t = \frac{l}{v}$ волны напряжения E и тока I_0 доходят до разомкнутого конца линии (рис. 2.61, б) и отражаются от

него. Энергия на конце линии не потребляется, и потому отраженная волна равна падающей (коэффициент отражения равен единице). Физически отражение объясняется следующим. Когда волна достигает конца линии у фронта волны, ток мгновенно спадает от I_0 до нуля, и этот перепад последовательно распространяется от конца линии к началу. Пока перепад не достигает начала линии, ток генератора I_0 остается неизменным, т. е. энергия от генератора поступает в линию. При уменьшении I_0 до нуля энергия магнитного поля и поступающая в линию энергия превращаются в электрическую энергию, за счет чего напряжение на линии удваивается. Этот процесс удобно представлять как движение двух встречных волн — падающей и равной ей отраженной. Сумма падающей и отраженной волн напряжения равна $2E$, так как волна напряжения при отражении не изменяет знака. Сумма падающей и отраженной волн тока равна нулю, так как направление тока при отражении изменяется на противоположное (рис. 2.61, в).

В момент времени $t = \frac{2l}{v}$ отраженная волна достигает генератора. Ток во всей линии становится равным нулю, а напряжение удваивается (рис. 2.61, г). В линии оказывается запасенной электрическая энергия

$$W_{эл} = \frac{C_1 l}{2} (2E)^2 = 2C_1 l E^2 = \frac{E^2}{\sqrt{\frac{L_1}{C_1}}} \cdot \frac{2l}{\frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}} = E I_0 \frac{2l}{v},$$

равная энергии, доставленной источником за время распространения волны от генератора к концу линии и обратно, т. е. за время $t = \frac{2l}{v}$.

Генератор поддерживает постоянное напряжение E . Поэтому, как только отраженная волна доходит до генератора ($t = \frac{2l}{v}$), напряжение фронта волны мгновенно падает от $2E$ до E . Этот перепад напряжения распространяется со скоростью v от генератора к концу линии (рис. 2.61, д). Линия разряжается: ток в линии имеет направление, противоположное тому, которое было при заряде. Накопленная в линии энергия возвращается источнику. Уменьшение напряжения от $2E$ до E можно представить как распространение от генератора к концу линии волны напряжения ($-E$) и тока ($-I_0$). В момент времени $t = \frac{3l}{v}$ эта волна доходит до конца линии. Напряжение во всех точках линии в это время равно E , ток равен $-I_0$ (рис. 2.61, е); половина энергии линии возвращена генератору.

Как только волна $-E$, $-I_0$ достигает конца линии, ток на конце мгновенно спадает до нуля, и этот перепад распространяется от конца линии к генератору. Магнитный поток исчезает, напряжение на линии падает до нуля, и происходит разряд линии от конца к началу (рис. 2.61, ж). Этот процесс можно рассматривать как распространение от конца линии к началу отраженной волны $-E$, I_0 .

—810 в. Она движется к концу линии. Ее значение на конце равно $-810 \cdot 0,9 = -729$ в, а когда волна опять приходит к генератору, ее значение равно $-729 \cdot 0,9 = -656$ в. В результате в конце первого периода напряжение на входе линии достигает 344 в и генератор посылает в линию новую волну $E' = E - E_{\text{д}} = 1000 - 344 = 656$ в. В конце второго периода напряжение на входе линии становится равным 849 в и генератор посылает в линию волну напряжения 151 в и т. д.

2. Включение постоянного напряжения в короткозамкнутую линию

При включении постоянного напряжения в короткозамкнутую линию без потерь, имеющую длину l , от источника тока к концу

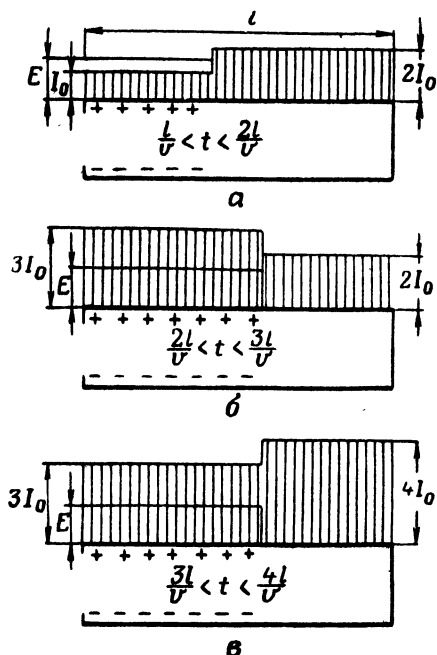


Рис. 2.63. Распределение волн в короткозамкнутой линии при включении постоянного напряжения

линии распространяется волна напряжения E и тока $I_0 = \frac{E}{\rho}$, как и в случае разомкнутой линии (см. рис. 2.61, а). В момент $t = \frac{l}{v}$ эта волна достигает конца линии; при этом фронт волны напряжения на конце линии мгновенно спадает до нуля, так как провода линии закорочены. Этот перепад напряжения от E до нуля распространяется от конца линии к ее началу, причем энергия электрического поля вместе с энергией, непрерывно поступающей от генератора, превращается в энергию магнитного поля, за счет чего ток удваивается. Падающая волна напряжения отражается от короткозамкнутого конца с обратным знаком, а падающая волна тока — с тем же знаком. Во всех точках линии, через которые прошла отраженная волна, напряжение равно нулю, а ток равен $2I_0$ (рис. 2.63, а).

В момент времени $t = \frac{2l}{v}$ отраженная волна $-E$, I_0 достигает начала линии. В этот момент генератор посылает в линию новую волну напряжения E и тока I_0 , так как он стремится поддерживать в линии напряжение E . Вторая падающая волна тока накладывается на уже текущий в линии ток $2I_0$, в результате чего ток в ли-

нии принимает значение $3I_0$ (рис. 2.63, б). В момент времени $t = \frac{3l}{v}$ вторая падающая волна тока отражается от конца линии и ток принимает значение $4I_0$, а напряжение падает до нуля (рис. 2.63, в) и т. д.

Таким образом, при включении постоянного напряжения в короткозамкнутую линию ток равными ступенями увеличивается через промежутки времени $\frac{2l}{v}$. Напряжение во всех точках линии (кроме конца и начала) периодически изменяется от E до 0. Если напряжение источника остается неизменным при увеличении тока (при бесконечно мощном источнике), то ток возрастает до бесконечности. В действительности из-за потерь в линии и источнике скачки тока в линии уменьшаются и ток принимает свое предельное значение

$$I_{\text{пр}} = \frac{E}{R_i + R_l},$$

где R_i — внутреннее сопротивление источника;

R_l — сопротивление линии.

3. Включение постоянного напряжения в нагруженную линию

При включении постоянного напряжения в нагруженную линию от генератора к нагрузке распространяется волна напряжения E и тока $I_0 = \frac{E}{\rho}$. В момент времени $t = \frac{l}{v}$ она достигает нагрузки R_n . Если $R_n = \rho$, то вся энергия падающей волны поглощается нагрузкой и в линии устанавливается стационарный ток. Если R_n не равно ρ , то часть энергии падающей волны отражается и от конца линии к ее началу распространяется отраженная волна напряжения $E' = pE$ и тока $I'_0 = pI_0$, где $p = \frac{R_n - \rho}{R_n + \rho}$ — коэффициент отражения.

Допустим, что $R_n > \rho$ и, значит, $p > 0$. Тогда в момент времени $t = \frac{2l}{v}$ напряжения во всех точках линии и на нагрузке будут равны $E(1+p)$, а ток будет равен $I_0(1+p)$. Но поскольку генератор может поддерживать в линии только напряжение E , то в момент времени $t = \frac{2l}{v}$ от генератора к концу линии начнет распространяться волна напряжения $-pE$ и соответственно волна тока $-pI_0$. Во всех точках линии, через которые пройдет эта волна, напряжение примет значение E , а ток $-I_0(1-2p)$. В момент времени $t = \frac{3l}{v}$ волна $-pE$, $-pI_0$ достигнет нагрузки и отразится от нее. От нагрузки к генератору начнет распространяться волна $-p^2E$, p^2I_0 . Во всех точках линии, через которые она пройдет, напряжение примет значение $E(1-p^2)$, а ток $-I_0(1-2p+p^2)$.

Если дальше проследить за изменением тока нагрузки, то придем к выводу, что он стремится к значению

$$I_n = I_0 (1 - 2p + 2p^2 - 2p^3 + 2p^4 - 2p^5 + \dots).$$

Заменив I_0 на $2I_0 - I_0$, получим

$$I_n = -I_0 + 2I_0 (1 - p + p^2 - p^3 + p^4 - p^5 + \dots).$$

Выражение в скобках является геометрической прогрессией со знаменателем $-p$. Так как $|p| < 1$, то

$$1 - p + p^2 - p^3 + p^4 - p^5 + \dots = \frac{1}{1+p}.$$

Поэтому

$$I_n = -I_0 + 2I_0 \frac{1}{1+p} = \frac{1-p}{1+p} I_0.$$

Подставив в это выражение значение p и сделав некоторые преобразования, получим

$$I_n = \frac{\rho I_0}{R_n} = \frac{E}{R_n}.$$

Таким образом, при включении постоянного напряжения E в нагруженную линию при $R_n \neq \rho$ напряжение и ток в нагрузке (и линии) скачками приближаются к стационарным значениям E и $\frac{E}{R_n}$ (рис. 2.64).

Аналогично можно показать, что при включении в несогласованную линию источника переменного тока в течение первых нескольких периодов происходят переходные процессы, т. е. амплитуды падающих и отраженных волн изменяются и достигают своих стационарных значений.

4. Разряд линии через сопротивление

Пусть линия длиной l заряжена до напряжения E (рис. 2.65, а). Рассмотрим процессы, происходящие при разряде этой линии через активное сопротивление R_n . Допустим, что сопротивление нагрузки равно волновому сопротивлению линии ρ . При замыкании ключа K в момент времени $t=0$ линия начинает разряжаться и от нагруженного конца распространяется волна напряжения и соответствующая ей волна тока. Сопротивление цепи разряда состоит из сопротивления нагрузки и волнового сопротивления линии, и потому ток можно определить по формуле

$$I_0 = \frac{E}{R_n + \rho} = \frac{E}{2R_n}.$$

На сопротивлении нагрузки создается напряжение

$$U_n = I_0 R_n = \frac{E}{2}.$$

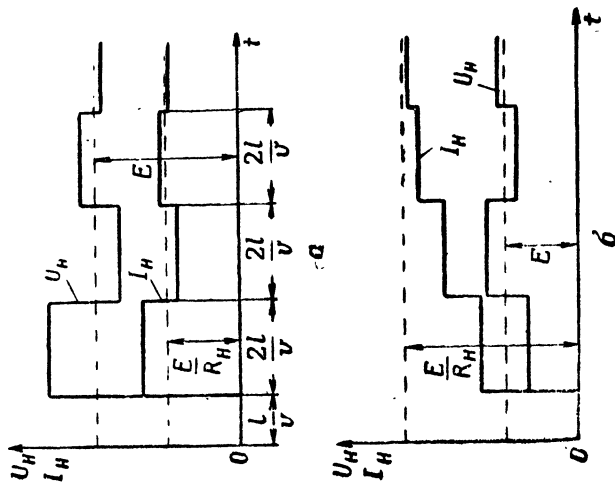


Рис. 2.64. Установление тока и напряжения в нагрузке при $R_n > r$ (а) и при $R_n < r$ (б)

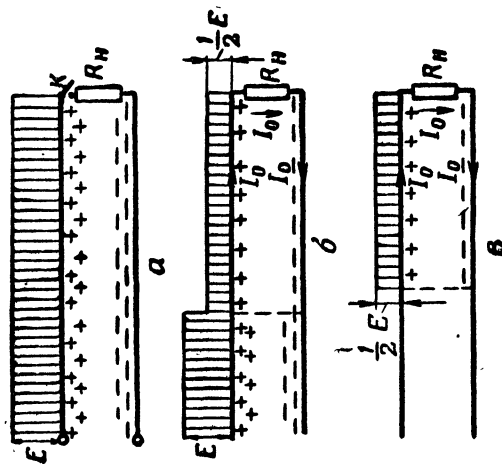


Рис. 2.65. Распространение волн в линии при разряде ее через $R_n = r$

Следовательно, при замыкании ключа напряжение на нагруженном конце линии мгновенно падает от E до $\frac{1}{2}E$, и этот спад напряжения распространяется вдоль линии. Значит, элементарные емкости линии поочередно разряжаются от E до $\frac{E}{2}$. Можно считать, что от R_H к разомкнутому концу линии распространяется волна напряжения $-\frac{E}{2}$ и соответствующая ей волна тока $+I_0$. Эта волна разряжает линию от E до $\frac{E}{2}$ (рис. 2.65, б).

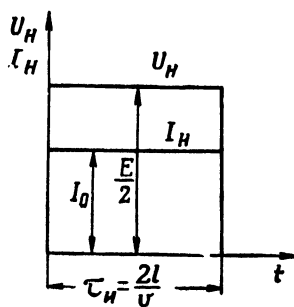


Рис. 2.66. Импульс напряжения и тока при разряде линии через $R_H = \rho$

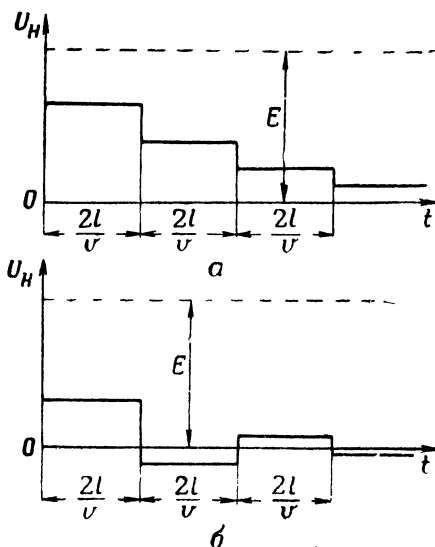


Рис. 2.67. Напряжение на нагрузке при разряде линии:
а — $R_H > \rho$; б — $R_H < \rho$

В момент времени $t = \frac{l}{v}$ волна $-\frac{E}{2}$, I_0 достигает разомкнутого конца линии и отражается от него. В результате отражения возникает волна $-\frac{E}{2}$, $-I_0$, которая распространяется от разомкнутого конца к нагрузке. По мере распространения отраженной волны напряжение и ток в линии становятся равными нулю (рис. 2.65, в).

В момент времени $t = \frac{2l}{v}$ отраженная волна $-\frac{E}{2}$, $-I_0$ достигает нагруженного конца линии. В этот момент напряжение и ток по всей линии равны нулю: линия разрядилась. Энергия, запасенная в электрическом поле линии, была поглощена сопротивлением R_H в течение $\frac{2l}{v}$ сек.

При разряде линии на активном сопротивлении создается прямоугольный импульс напряжения, длительность которого

$\tau_{\text{н}} = \frac{2l}{v} = 2l \sqrt{L_1 C_1}$ равна времени распространения волны в оба конца (рис. 2.66).

Если сопротивление нагрузки не равно волновому, то происходит ступенчатый, или колебательный, разряд линии (рис. 2.67). Это объясняется тем, что волны отражаются не только от разомкнутого, но и от нагруженного конца линии. У нагрузки возникает новая волна каждый раз, когда к ней приходит волна, отраженная от разомкнутого конца. Характер колебаний напряжения в линии и нагрузке определяется величиной и знаком коэффициента отражения от нагруженного конца. Запасенную в линию энергию поглощает сопротивление нагрузки, и потому амплитуда каждой последующей волны, возникающей у нагрузки, меньше предыдущей, т. е. колебания затухают.

Разряд линии через сопротивление, равное волновому, используется в импульсной технике для формирования импульсов напряжения. Однако для этих целей применяется не реальная линия, а искусственная, которая состоит из звеньев L и C конечной величины.

§ 10. ПОЛОСКОВЫЕ И ОДНОПРОВОДНЫЕ ЛИНИИ

Полосковая линия или полосковый волновод состоит из двух или трех металлических лент, разделенных диэлектриком

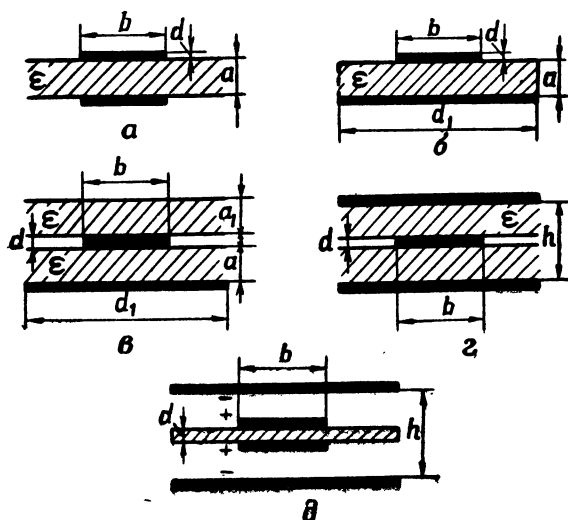


Рис. 2.68. Поперечные сечения полосковых линий:
а — симметричная линия; б, в — несимметричные линии;
г, д — трехпластинчатые линии

(рис. 2.68). Они изготавливаются на базе техники печатных схем, характеризуются малыми размерами, малым весом и незначительной стоимостью изготовления. Применяются полосковые линии в

радиотехнических устройствах самолетов, ракет, спутников Земли и других объектах, где важны малые объем, вес и высокая температурная стабильность. Потери энергии в полосковых линиях могут быть меньшими, чем в коаксиальных линиях или волноводах, а верхняя частотная граница достигает 10 ГГц.

Двухпластинчатые полосковые линии (рис. 2.68, а, б, в) подобны двухпроводным линиям, а трехпластинчатые — коаксиальным. Внешние пластины трехпластинчатых линий (рис. 2.68, г, д) могут быть по краям соединены между собой, а двухпластинчатые — могут иметь боковое металлическое обрамление, которое не оказывает заметного влияния на затухание, если $d_1 > 3 \text{ в}$.

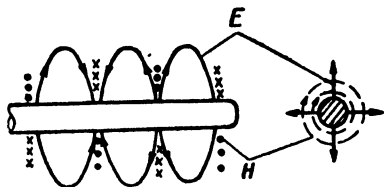


Рис. 2.69. Конфигурация поля симметричной поверхностной волны E -типа

В полосковых линиях обычно возбуждается волна типа ТЕМ. Однако из-за наличия диэлектрика скорость распространения волны замедляется, напряженность поля в воздухе значительно уменьшается, электромагнитное поле стягивается к ленте и диэлектрику, т. е. волна принимает характер поверхностной волны. Можно, следовательно,

но, полосковые линии считать линиями поверхностных волн (гл. 4, § 10).

Длина волны в двухпластинчатой полосковой линии меньше длины волны в свободном пространстве примерно в $\sqrt{\epsilon}$ раз. Волновое сопротивление полосковых линий обратно пропорционально $\sqrt{\epsilon}$ и зависит от поперечных размеров. С увеличением отношения $\frac{b}{a}$ волновое сопротивление двухпластинчатой линии уменьшается. Для трехпластинчатых линий справедливы формулы:

$$V = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu_0}}; \lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon}}; \lambda_0 = V_0 \cdot T;$$

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \cdot \frac{15 \pi^2}{\frac{\pi b}{2h} + \ln 2} \quad \text{при } \frac{b}{h} > 1;$$

$$\rho = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \ln \left(\frac{8h}{\pi b} \right) \quad \text{при } \frac{b}{h} < 1.$$

Диэлектрики полосковых линий должны обладать высокой теплостойкостью, химической стойкостью к метеорологическим воздействиям, малым углом потерь. Этим требованиям удовлетворяют: силиконовый стеклотекстолит, тефлон, хейдефлон и другие высокочастотные диэлектрики.

Однопроводная линия представляет собой цилиндрический проводник, покрытый слоем высокочастотного диэлектрика или специальными насечками. В линии возбуждается симметричная поверхностная волна E -типа, имеющая поперечное магнитное поле и

поперечную и продольную составляющие электрического поля (рис. 2.69). Фазовая скорость волны меньше скорости V_0 , т. е. вдоль линии распространяется медленная волна. Почти вся электромагнитная энергия волны концентрируется в небольшом объеме вокруг металлического провода. Так, например, при $\lambda_0 = 10$ см, радиусе провода $a = 0,1$ см и толщине диэлектрического покрытия $5 \cdot 10^{-3}$ см в радиусе 10 см вокруг провода концентрируется 90% всей передаваемой по линии энергии.

Преимуществом однопроводной линии является ее простота конструкции и дешевое исполнение, недостатком — излучение.

ВОЛНОВОДЫ И ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

§ 1. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ

ИЗ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

1. Назначение волноводов

Сантиметровые волны (1—10 см) начали широко применяться в радиолокации после изобретения специального генератора — многорезонаторного магнетрона. Для передачи энергии сантиметровых волн от генератора к антенне с малыми потерями потребо-

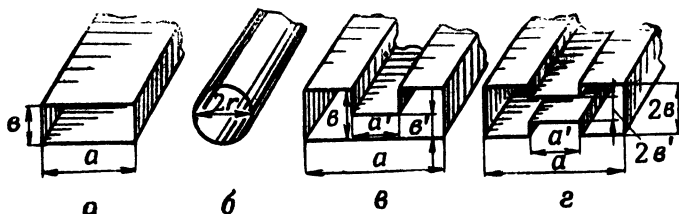


Рис. 3.1. Типы волноводов:

a — прямоугольный; *b* — круглый; *c* — П-образный; *d* — Н-образный

вались специальные передающие линии, так как воздушные линии непригодны для этих целей из-за больших потерь на излучение, а коаксиальные линии — из-за потерь в их внутреннем проводе. Можно сконструировать коаксиальную линию с малыми активными потерями, но в этом случае ее размеры будут слишком большими, и потому в них будут возникать волны неосновного типа.

В качестве передающих линий в диапазоне сантиметровых волн применяются волноводы — полые металлические трубы прямоугольного или круглого сечения; в соответствии с этим волноводы называются прямоугольными или круглыми (рис. 3.1). Электромагнитная энергия распространяется внутри волновода. По сравнению с коаксиальной линией волноводы обладают рядом преимуществ, обусловивших их применение в диапазоне сантиметровых волн. В волноводе нет внутреннего провода и поддерживающих его изоляторов, поэтому потери энергии в нем меньше, чем в коаксиальной линии. При одинаковых размерах волновод позволяет передать

большую мощность без опасности пробоя. Это видно из сравнения «линий пробоя» коаксиального фидера и волновода (рис. 3.2). К достоинствам волновода относится также полная экранировка передаваемой по нему электромагнитной энергии, исключающая потери на излучение и воздействие внешних полей.

Одним из недостатков волноводов является невозможность передачи энергии волн любой длины. Внутри волновода могут распространяться волны короче некоторой предельной (критической) волны. Длина предельной волны связана с размерами поперечного сечения волновода и типом волны; для простейших типов волн она примерно равна полупериметру волновода.

Длина наибольшей предельной волны прямоугольного волновода (рис. 3.1, а) равна $2a$. Волноводы сложной формы, например П- и Н-образные (рис. 3.1, г, в), в зависимости от их размеров имеют предельные длины волн до $6a$.

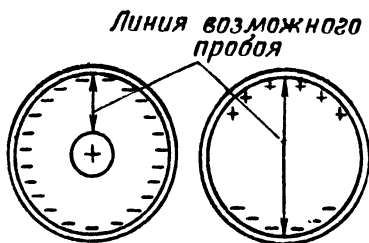


Рис. 3.2. Сравнение линий пробоя коаксиального фидера и круглого волновода

2. Основные свойства электромагнитного поля

В волноводе могут распространяться различные типы волн, различающиеся между собой конфигурацией электромагнитного поля.

Тип волны определяется свойствами поля, граничными условиями, способом возбуждения, размерами и формой волновода.

Электромагнитное поле состоит из двух взаимно связанных полей: электрического и магнитного. Простейшее электромагнитное поле бегущей волны, распространяющейся вдоль двухпроводной линии, было рассмотрено в гл. 2. Электрическое поле создается зарядами, а магнитное — токами в проводниках, т. е. то-

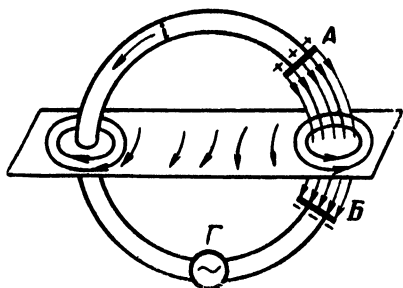


Рис. 3.3. Магнитное поле тока смещения

ками проводимости. Теория показывает, что магнитное поле создается не только токами проводимости, но и токами смещения, которые пропорциональны скорости изменения электрического поля. Если электрическое поле между пластинами А и В (рис. 3.3) изменяется, то вокруг него создается переменное магнитное поле. Величина, направление и распределение этого поля такие, как если бы в направлении электрического поля проходил распределенный переменный ток, плотность которого везде пропорциональна скорости изменения напряженности электрического поля E или электрического

смещения $D = \epsilon E$. Можно считать, что в схеме рис. 3.3 замкнутую цепь тока составляют ток проводимости на участке $АГБ$ и ток смещения на участке $БА$.

Ток смещения существует там, где изменяется электрическое поле, т. е. в вакууме и диэлектрике. В проводнике ток смещения можно не учитывать, так как он значительно меньше тока проводимости.

Ток смещения подобен току проводимости тем, что оба они одинаково возбуждают магнитное поле. Существенное различие между ними состоит в том, что току проводимости соответствует движение

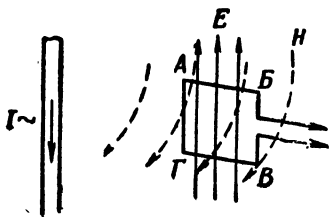


Рис. 3.4. Индуцирование переменного электрического поля E переменным магнитным полем H

зарядов, а току смещения в вакууме соответствует только изменение напряженности электрического поля. Ток смещения в вакууме не сопровождается выделением тепла, а ток смещения в диэлектрике сопровождается выделением тепла, подчиняющимся совершенно иным законам, чем выделение тепла в проводнике при прохождении через него тока проводимости.

Теперь можно сформулировать следующую очень важную закономерность: магнитные силовые линии всегда бывают замкнутыми окружают ток проводимости или ток смещения.

Поместим в переменное магнитное поле контур $АБВГ$ (рис. 3.4); согласно закону электромагнитной индукции в активных отрезках контура $АГ$ и $ВВ$, которые пересекаются магнитным полем, возникает э. д. с. взаимоиנדукции. Величина ее пропорциональна скорости изменения магнитного потока, т. е. скорости изменения напряженности магнитного поля H . Образование э. д. с. в контуре — это результат действия электрических сил вдоль сторон $АГ$ и $ВВ$. Следовательно, с помощью контура $АБВГ$ можно обнаружить электрическое поле в пространстве, где изменяется магнитное поле. Очевидно, что это изменяющееся электрическое поле существует независимо от того, есть в пространстве контур $АБВГ$ или нет его. Из этого следует, что переменное магнитное поле индуцирует переменное электрическое поле. Исследования показывают, что силовые линии электрического поля, индуцированного изменяющимся магнитным полем в свободном пространстве, замкнуты и охватывают силовые линии магнитного поля.

Таким образом, всякое изменяющееся магнитное поле создает переменное электрическое поле, силовые линии которого замкнуты и охватывают силовые линии создающего его магнитного поля (рис. 3.5, а). Напряженность индуцированного электрического поля пропорциональна скорости изменения магнитного поля. Этот закон электромагнитной индукции можно сформулировать так: всякое изменяющееся электрическое поле (ток смещения) создает переменное магнитное поле, силовые линии которого замкнуты и охва-

тывают силовые линии создающего его электрического поля (рис. 3.5, б); величина напряженности индуктированного магнитного поля пропорциональна скорости изменения электрического поля. Это важнейшее свойство взаимной индукции полей объясняет природу распространения волн в свободном пространстве, где нет ни токов проводимости, ни зарядов.

Электромагнитные волны, распространяющиеся в пространстве, в некоторой степени подобны волнам, распространяющимся в двухпроводной линии. Их магнитное и электрическое поля совпадают по фазе; в любой точке пространства электрические и магнитные силовые линии (векторы E и H) взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости, перпендикулярной направлению движения энергии.

Следует заметить, что в пространстве с проводниками силовые электрические линии могут быть и незамкнутыми; они могут начинаться и оканчиваться на зарядах, индуктируемых полем в проводнике.

Электромагнитное поле на границе проводника и диэлектрика, т. е. на поверхности проводника, определяется двумя граничными условиями. Первое из них заключается в том, что тангенциальная (касательная) составляющая электрического поля на поверхности идеального проводника равна нулю. Другими словами, силовые линии электрического поля всегда перпендикулярны поверхности идеального проводника. Это положение можно доказать следующим образом.

Допустим, что силовые линии электрического поля наклонны к поверхности идеального проводника. Тогда поле на поверхности проводника можно разложить на две составляющие: нормальную E_n и тангенциальную (касательную) E_t . Тангенциальная составляющая E_t вызовет в проводнике бесконечно большой ток, который создаст бесконечно большое магнитное поле, а последнее в свою очередь создаст бесконечно большую э. д. с. самоиндукции, что невозможно. Следовательно, эта составляющая электрического поля на поверхности идеального проводника равна нулю. На поверхности же реального проводника она имеет некоторое значение, зависящее от величины активного сопротивления проводника. Поэтому силовые электрические линии электромагнитного поля несколько наклонены к поверхности реального проводника. Стенки волновода имеют очень малое активное сопротивление, и поэтому можно считать, что силовые электрические линии практически перпендикулярны к ним.

Второе граничное условие состоит в том, что нормальная составляющая магнитного поля на поверхности идеального проводника равна нулю, т. е. магнитные силовые линии параллельны поверхности идеального проводника. Если магнитное поле пронизывает проводник под некоторым углом, то в проводнике индукти-

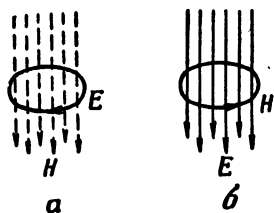


Рис. 3.5. Взаимосвязь электрического и магнитного полей

руется ток, магнитное поле которого компенсирует нормальную составляющую внешнего поля, и результирующее поле получается параллельным поверхности проводника.

Из граничных условий следует, что электромагнитное поле не может проникать в толщу идеального проводника. Действительно, внутри идеального проводника не может существовать электрическое поле по тем же причинам, что и тангенциальная составляющая на его поверхности. Магнитное поле высокой частоты также не может проникнуть внутрь идеального проводника, так как иначе в проводнике создались бы переменное электрическое поле (вследствие взаимоиנדукции полей), бесконечно большой ток, бесконечно большое магнитное поле и бесконечно большая э. д. с. самоиндукции, что невозможно. Значит, если на идеальный проводник действует электромагнитное поле, то на его поверхности (на которую действует поле) течет ток, создающий такое магнитное поле и такую э. д. с. самоиндукции, которые полностью нейтрализуют нормальную составляющую внешнего магнитного поля и тангенциальную составляющую внешнего электрического поля, в результате чего внутри проводника нет никаких полей, токов и зарядов.

В отличие от идеального проводника в проводнике с потерями возможно существование небольшого тангенциального электрического поля на поверхности; это поле преодолевает активное сопротивление проводника. Внутри проводника с потерями электромагнитное поле и ток высокой частоты проникают на небольшую глубину, причем с увеличением глубины они уменьшаются по экспоненциальному закону.

Плотность тока будет равна нулю на глубине

$$d [м] = \frac{K}{\sqrt{f}},$$

где K — коэффициент, зависящий от проводимости металла;
 f — частота поля в герцах.

Для меди $K=0,33$ и при частоте $f=3 \cdot 10^9$ гц ($\lambda=10$ см) $d=6$ микрон (на глубине $d'=1$ микрон плотность тока примерно втрое меньше, чем на поверхности). Из этого примера видно, что сантиметровые волны практически не проникают в толщу металла.

Из граничных условий следует, что если волна встречает на своем пути препятствия в виде идеальной проводящей плоскости, то она отражается от этой плоскости. При наличии только одной падающей волны не могут быть удовлетворены граничные условия — равенство нулю в любой момент времени тангенциальной составляющей электрического поля и нормальной составляющей магнитного поля. С другой стороны, электромагнитная энергия падающей волны не может проникнуть сквозь проводящую поверхность, так как составляющая вектора Пойнтинга, перпендикулярная поверхности проводника, равна нулю вследствие равенства нулю тангенциальной составляющей электрического поля. Следовательно, энергия падающей волны отражается от проводящей поверхности.

Отраженная волна имеет такую фазу поля, при которой удовлетворяются граничные условия. Если, например, электрическое поле падающей волны параллельно отражающей поверхности, то отраженная волна у проводящей поверхности будет иметь фазу электрического поля, противоположную фазе падающей волны. Вообще фазы тангенциальных составляющих электрических полей и нормальных составляющих магнитных полей падающей и отраженной волн на проводящей поверхности противоположны. Отсюда вытекают известные оптические законы отражения: а) угол падения равен углу отражения и б) лучи падающей и отраженной волн и перпендикуляр к отражающей поверхности в точке падения луча лежат в одной плоскости.

3. Волны поперечные, поперечно-электрические и поперечно-магнитные

Предположим, что из некоторого центра (излучателя) равномерно во все стороны распространяются электромагнитные волны. Направления распространения радиоволн называются лучами; в однородной среде лучи являются прямыми линиями. Радиоволны, силовые электрические и магнитные линии которых взаимно перпендикулярны и перпендикулярны лучу, называются поперечными и обозначаются символом *TEM*.

Поверхность, во всех точках которой радиоволна имеет одну и ту же фазу, называется фронтом волны. Когда радиоволна распространяется равномерно во все стороны от некоторого излучателя, то фронтом волны будет сферическая поверхность, центр которой лежит в пункте излучения радиоволн. При большом удалении от излучателя небольшие участки сферической поверхности можно считать плоскостями. Волна называется плоской, если ее фронт представляет собой плоскость. Во всех точках фронта плоской волны электрические (магнитные) силовые линии между собой параллельны.

Направление распространения волны всегда перпендикулярно фронту волны.

Поперечная плоская волна — это простейший тип волны. Существуют и другие, более сложные типы волн, например поперечно-электрические и поперечно-магнитные. Они образуются в результате сложения (интерференции) плоских волн. В волноводах не может существовать одна поперечная волна. Действительно, предположим, что в волноводе образуется только поперечное электрическое поле волны (рис. 3.6). Тогда магнитное поле ее обязательно

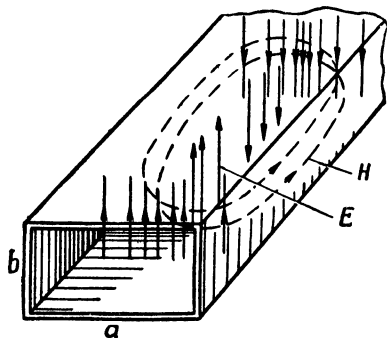


Рис. 3.6. Поперечно-электрическая (TE) волна в волноводе

должно иметь продольную составляющую, так как оно должно охватывать поперечный ток смещения и у стенок волновода должно быть параллельно им. Такие волны в волноводе называются поперечно-электрическими и обозначаются символом TE . Эти же волны называются магнитными и обозначаются буквой H , что подчеркивает наличие продольной составляющей магнитного поля.

Предположим, что переменное магнитное поле расположено целиком в поперечном сечении волновода (рис. 3.7). Такое поле может быть создано продольными токами проводимости или продольными токами смещения. Внутри волновода нет проводников,

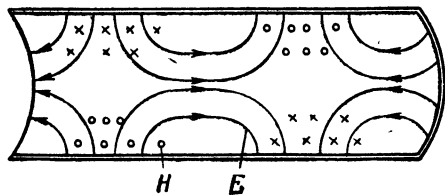


Рис. 3.7. Поперечно-магнитная (TM) волна в волноводе

и токи проводимости, текущие по стенкам волновода, не могут создать внутри волновода магнитное поле. Таким образом, поперечное магнитное поле в волноводе создается продольными токами смещения, т. е. электрическое поле волны имеет продольную составляющую. Такие волны называются поперечно-магнитными и обозначаются символом TM , эти

же волны называются электрическими и обозначаются буквой E .

Рассмотрим образование TE волны на следующем простейшем примере. Пусть в свободном пространстве распространяются плоские поперечные (TEM) радиоволны с одинаковыми частотами и амплитудами в направлениях OO' и O_1O_1' (рис. 3.8). Будем считать, что магнитные силовые линии параллельны плоскости чертежа, а электрические — перпендикулярны.

На рисунке сплошными линиями показаны магнитные силовые линии в местах максимальной напряженности поля. Эти линии можно считать фронтами плоских волн. Расстояние между двумя сплошными линиями одной и той же радиоволны равно половине длины волны. Пунктирные линии соответствуют точкам на плоскости, в которых в данный момент напряженность поля равна нулю. Направление электрических силовых линий обозначено крестиками (от нас к чертежу) и точками (от чертежа к нам).

Электрические силовые линии обеих плоских поперечных волн параллельны друг другу, и напряженность электрического поля результирующей волны равна алгебраической сумме напряженностей полей составляющих волн. Силовые электрические линии результирующей волны перпендикулярны плоскости чертежа.

Магнитное поле результирующей волны в каждой точке равно геометрической сумме составляющих волн. В точках пересечения сплошных линий результирующее магнитное поле направлено по биссектрисе угла между направлениями магнитных силовых линий плоских волн, а в точках пересечения сплошных и пунктирных линий оно имеет направление сплошной линии. Если определить на-

правление магнитного поля во всех точках плоскости чертежа, то обнаружим, что магнитные силовые линии имеют форму замкнутых петель. Центрами этих петель служат точки пересечения пунктирных линий, в которых напряженности электрического и магнит-

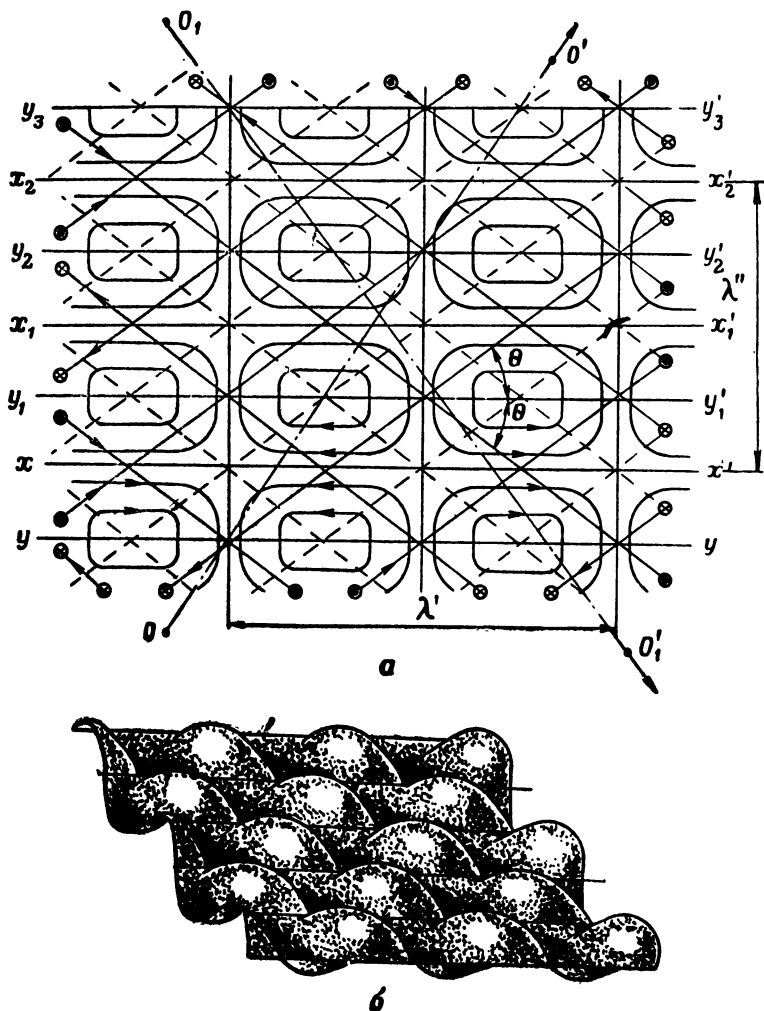


Рис. 3.8. Образование магнитной (H) волны при сложении двух плоских поперечных волн (а) и пространственная картина волны (б)

ного полей равны нулю. Электрическое поле в плоскостях $xx', x_1x'_1, x_2x'_2$ и т. д., перпендикулярных плоскости чертежа, равно нулю, а магнитное поле результирующей волны у этих плоскостей им параллельно. Электрическое поле результирующей волны максимально в плоскостях $yy', y_1y'_1$ и т. д. (см. рис. 3.8) в точках пересечения

сплошных линий (фронтов) составляющих волн. Напряженность электрического поля в этих точках равна удвоенной напряженности поля плоской волны. Магнитное поле у плоскостей yy' , $u_1y'_1$ и т. д. им перпендикулярно.

Пространственная геометрическая картина результирующей волны показана на рис. 3.8, б. Горизонтальные линии на этом рисунке соответствуют линиям xx' , $x_1x'_1$ и т. д. верхней части рисунка, а горбы и впадины соответствуют максимумам электрического поля. Горбы и впадины перемещаются как бы между вертикальными стенками, обозначенными на этом рисунке горизонтальными линиями.

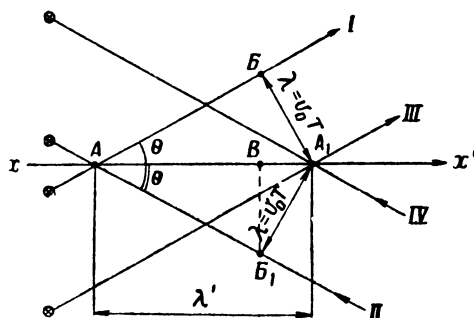


Рис. 3.9. К определению фазовой скорости TE -волны

Плоские волны распространяются в направлениях OO' и $O_1O'_1$ со скоростью $3 \cdot 10^8$ м/сек. Результирующая волна распространяется по направлению xx' с некоторой скоростью v_{ϕ} , которая называется фазовой скоростью.

Фазовую скорость можно определить как скорость перемещения точки в пространстве с заданной фазой результирующего поля. Если бы наблюдатель мог переме-

щаться в пространстве с фазовой скоростью результирующей волны, то он наблюдал бы постоянные электрическое и магнитное поля.

Фазовую скорость следует отличать от групповой скорости $v_{гр}$, под которой понимают скорость распространения электромагнитной энергии. Групповая и фазовая скорость поперечной волны (TEM) одна и та же и в свободном пространстве равна $3 \cdot 10^8$ м/сек. Фазовая скорость является условным понятием в том смысле, что она не определяет скорости распространения энергии. В нашем примере энергию переносят две плоские волны в направлениях OO' и $O_1O'_1$. Однако длина результирующей волны в направлении xx' зависит от скорости ее распространения, т. е. от фазовой скорости.

Для подсчета фазовой скорости результирующей волны воспользуемся рис. 3.9. Допустим, что в момент $t=0$ фронты волн занимают положения I и II. Через промежуток времени $t=T$ фронты займут положения III и IV, а точка пересечения фронтов A переместится по линии xx' и займет новое положение A_1 . В момент $t=0$ в точке A электрическое поле было максимальным, равным сумме полей составляющих волн, и направлено от нас к чертежу, а результирующее магнитное поле было направлено по биссектрисе тупого угла. К моменту времени $t=T$ это поле переместится в точку A_1 . Отрезок AA_1 равен длине результирующей волны λ' , распро-

страняющейся в направлении xx' (см. рис. 3.8), а отрезок $A_1B = A_1B_1$ равен длине поперечной (ТЕМ) волны λ . Из прямоугольного треугольника AA_1B найдем

$$\lambda = \lambda' \cdot \sin \theta,$$

или

$$\lambda' = \frac{\lambda}{\sin \theta}. \quad (3.1)$$

Так как $\lambda = v_0 T$, а $\lambda' = v_\Phi T$, то из формулы (3.1) получаем

$$v_\Phi = \frac{v_0}{\sin \theta}. \quad (3.2)$$

При изменении угла θ от 0 до 90° v_Φ изменяется от ∞ до v_0 , а $\lambda' — от ∞ до λ .$

Скорость распространения энергии в направлении xx_1 , т. е. групповая скорость результирующей волны, равна проекции вектора скорости v_0 на это направление. Из рис. 3.9 видно, что $A_1B = A_1B_1 \sin \theta$, или

$$v_{гр} T = v_0 T \sin \theta,$$

т. е.

$$v_{гр} = v_0 \sin \theta. \quad (3.3)$$

Из формулы (3.3) видно, что групповая скорость имеет максимальное значение v_0 при $\theta = 90^\circ$, когда результирующая волна распространяется в одном направлении с составляющими. При $\theta = 0$ $v_{гр} = 0$, т. е. вдоль фронта плоской волны энергия не распространяется.

Из формул (3.2) и (3.3) следует, что

$$v_{гр} v_\Phi = v_0^2 = \text{const}. \quad (3.4)$$

Результирующая волна — магнитная, так как ее электрическое поле целиком лежит в плоскости, перпендикулярной направлению ее распространения, а магнитное поле имеет продольную составляющую. Из рис. 3.8 видно, что электрическое поле максимально в тех точках, где максимальна поперечная составляющая магнитного поля, т. е. поперечные составляющие электрического и магнитного полей H -волны совпадают по фазе. Из рис. 3.8 также видно, что расстояние между соседними плоскостями xx_1 и x_1x_1' равно половине длины волны (λ'') в направлении, перпендикулярном ее распространению, причем $\lambda'' \neq \lambda'$.

§ 2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В ВОЛНОВОДАХ

1. Волна H_{10} в прямоугольном волноводе

Основным типом волны в прямоугольном волноводе является магнитная волна H_{10} , поле которой образовано сложением плоских поперечных волн. Представим себе (см. рис. 3.8), что вместо плоско-

стей xx' и x_1x_1' поставлены тонкие проводящие стенки, служащие боковыми стенками волновода, и две проводящие стенки, параллельные плоскости чертежа. Расположенные таким образом стенки

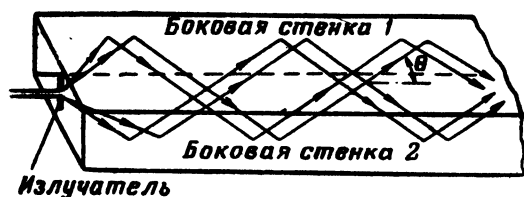


Рис. 3.10. Распространение плоских волн в прямоугольном волноводе

образуют прямоугольный волновод, в котором распространяется магнитная волна H_{10} . Проводящие стенки не изменяют конфигурации поля между плоскостями xx' и x_1x_1' . Для стенок, поставленных вместо плоскостей xx' и x_1x_1' , выполняются граничные условия: электрическое поле вдоль этих стенок равно нулю, а магнитное поле параллельно им. Выполняются граничные

условия: электрическое поле вдоль этих стенок равно нулю, а магнитное поле параллельно им. Выполняются граничные

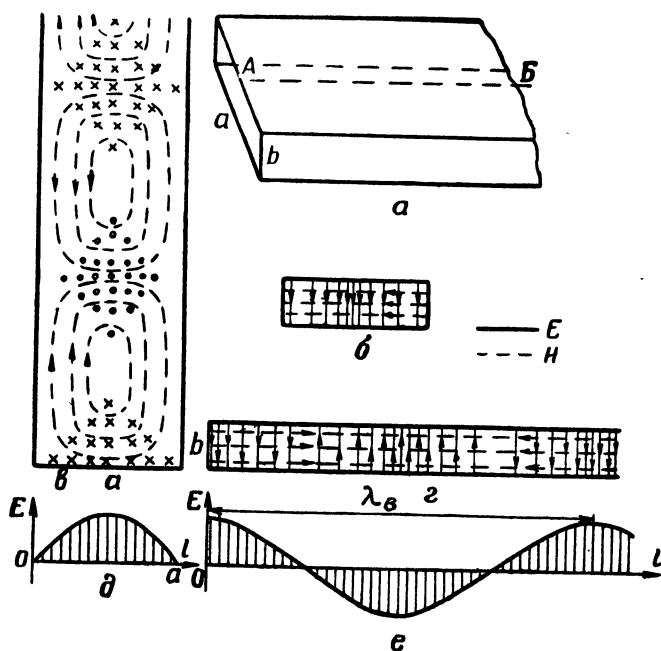


Рис. 3.11. Электромагнитное поле волны H_{10} в момент времени t_1 :

a — волновод; b — поле в поперечном сечении волновода; a — поле в горизонтальном сечении волновода (вид сверху); z — поле в вертикальном сечении AB ; d — распределение напряженности электрического поля вдоль стороны a ; e — распределение напряженности поля по оси волновода

условия и для двух других стенок воображаемого волновода: электрические силовые линии перпендикулярны им, а магнитные силовые линии параллельны. Можно считать, что волна H_{10} образуется

плоской поперечной волной, распространяющейся в волноводе под углом θ к его оси и многократно отражающейся от его боковых стенок (рис. 3.10).

Конфигурация поля волны H_{10} в прямоугольном волноводе для некоторого момента времени t_1 показана на рис. 3.11. Силовые электрические линии начинаются на положительных зарядах одной горизонтальной стенки и оканчиваются на отрицательных зарядах другой горизонтальной стенки. Заряды на внутренней поверхности волновода индуцирует распространяющаяся в нем волна. В сред-

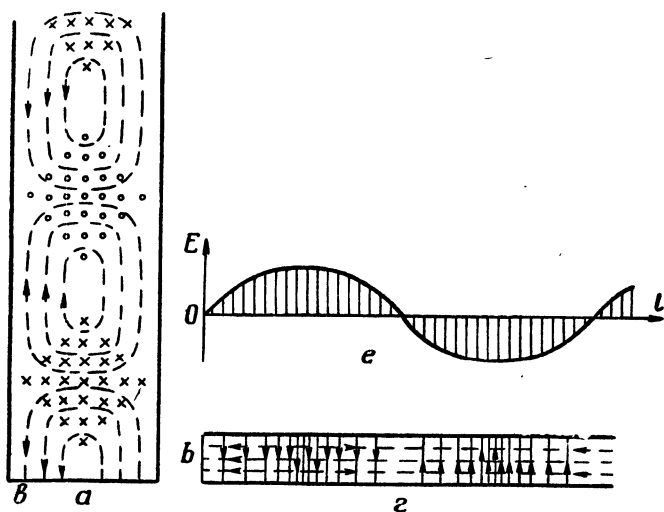


Рис. 3.12. Электромагнитное поле волны H_{10} в момент времени $t_2 = t_1 + \frac{T}{4}$

ней части поперечного сечения волновода напряженность электрического поля наибольшая, а у боковых стенок она равна нулю. Вертикальное электрическое поле создает вертикальные токи смещения в волноводе, которые окружены магнитными силовыми линиями, лежащими в горизонтальных плоскостях. Волна называется магнитной и обозначается буквой H потому, что имеет продольную (направленную по оси волновода) составляющую магнитного поля и поперечное электрическое поле.

Простейшая волна обозначается индексами 10 (читается один — ноль) потому, что вдоль широкой (большой) стороны a поперечного сечения волновода укладывается только один максимум поля (индекс 1), а вдоль узкой (меньшей) стороны сечения b поле не изменяется (индекс 0). В общем случае волна обозначается H_{mn} или E_{mn} . Индекс m указывает число максимумов поля, укладываемых вдоль стороны a , индекс n — число максимумов, укладываемых вдоль стороны b волновода.

На рис. 3.12 показана волна H_{10} в момент времени $t_2 = t_1 + \frac{T}{4}$.

Из сравнения рис. 3.12 и 3.11 следует, что поперечная составляющая магнитного поля изменяется в фазе с электрическим полем, а продольная составляющая сдвинута на четверть периода. Произведение напряженности электрического поля на напряженность поперечной составляющей магнитного поля определяет плотность потока энергии вдоль оси волновода, т. е. равно продольной составляющей вектора Пойнтинга. Продольное магнитное поле не

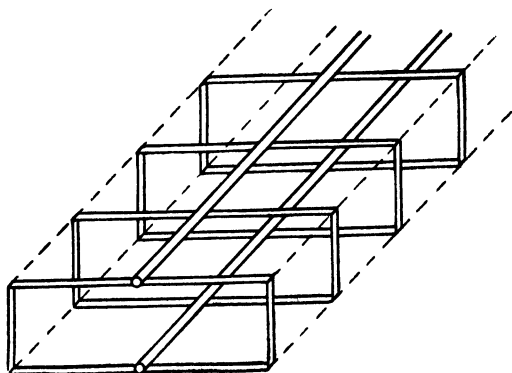


Рис. 3.13. Схема перехода от двухпроводной линии к волноводу

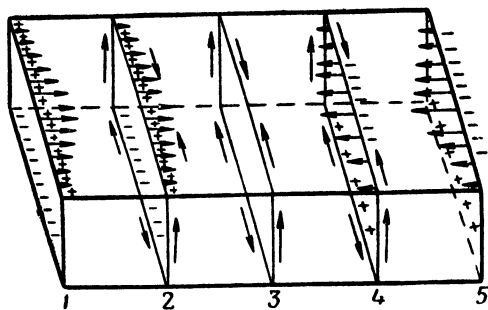


Рис. 3.14. Распределение продольных и поперечных токов на внутренней поверхности волновода длиной $l=0,5\lambda_g$

участвует в переносе энергии вдоль оси волновода, а его наличие указывает на то, что энергия совершает колебания в поперечном сечении волновода, так как составляющая вектора Пойнтинга направлена перпендикулярно оси волновода.

К выводу о том, что в поперечном сечении волновода должны происходить колебания электромагнитной энергии, можно прийти в результате следующих рассуждений. Представим себе двухпроводную симметричную линию, вдоль которой распространяется волна TEM (рис. 3.13). Подключим к этой линии с обеих ее сторон четвертьволновые короткозамкнутые шлейфы. Это не повлияет на распространение энергии вдоль линии (потери в шлейфах пренебрегаем). В шлейфах будут стоячие волны напряжения и тока, т. е. колебания

энергии. Если число шлейфов взять достаточно большим, то они образуют сплошную поверхность прямоугольного волновода. При этом, конечно, изменится и структура поля, и волна TEM в линии превратится в волну H_{10} в волновод. Следовательно, колебания энергии в поперечном сечении волновода можно представить себе как колебания в четвертьволновых короткозамкнутых шлейфах, образующих стенки волновода.

Электромагнитная волна, распространяющаяся внутри волновода, наводит на его внутренней поверхности электрический ток. Поперечное электрическое поле (или поперечное магнитное поле)

создает в верхней и нижней стенках продольные токи (рис. 3.14). Продольная составляющая магнитного поля вызывает поперечный электрический ток, который можно также представить как ток, замыкающий противоположные заряды верхней и нижней стенок волновода. Плотность токов на различных участках пропорциональна длинам стрелок, показывающих направление этих токов. Продольные токи показаны только в верхней стенке; в нижней стенке они имеют такое же распределение и соответственно противоположную фазу.

Перейдем теперь к изучению некоторых количественных соотношений для волны H_{10} в прямоугольном волноводе.

2. Предельная волна. Фазовая и групповая скорости волн в волноводах

Волна H_{10} возникает в результате сложения двух плоских волн, поэтому для нее можно применить выводы, полученные в § 1. Для большей наглядности воспользуемся рис. 3.15. Пусть в прямоугольном волноводе распространяется плоская волна, луч которой показан на рисунке тонкой сплошной линией. Сплошными толстыми линиями показаны фронты волн, соответствующие максимальному значению поля, а пунктирными линиями — фронты волн, соответствующие нулевому значению поля.

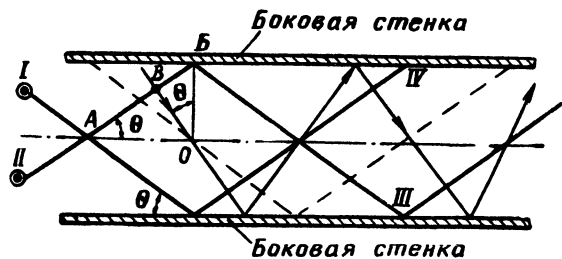


Рис. 3.15. К определению длины волны и фазовой скорости в волноводе

Будем считать, что электрическое поле вдоль фронтов I и II направлено от чертежа к нам. Тогда электрическое поле фронтов III и IV имеет противоположную фазу, так как эти фронты удалены от I и II на расстояние $\frac{\lambda}{2}$. У стенок волновода электрическое поле равно нулю, так как оно складывается из двух равных и противоположных по фазе полей фронтов II , III и I , IV , т. е. граничное условие у стенок волновода выполняется.

Из прямоугольного треугольника OBB находим

$$OB = OB \cos \theta,$$

или

$$\frac{\lambda}{4} = \frac{a}{2} \cos \theta,$$

т. е.

$$\lambda = 2a \cos \theta. \quad (3.5)$$

Из формулы (3.5) видно, что при заданной ширине волновода a угол падения плоской волны должен быть тем меньше, чем длиннее волна. Наибольшая длина волны, которая еще удовлетворяет уравнению (3.5), называется предельной волной и определяется по формуле

$$\lambda_{\text{пр}} = 2a. \quad (3.6)$$

Волна предельная и волна длиннее предельной в волноводе распространяться не могут. Действительно, при $\lambda = \lambda_{\text{пр}} \cos \theta = 1$, т. е. $\theta = 0^\circ$, а это означает, что фронт плоской волны параллелен оси волновода, т. е. плоская волна совершает колебания между боковыми стенками волновода, и вдоль оси волновода энергия распространяться не будет. При $\lambda > \lambda_{\text{пр}} = 2a$ уравнение (3.5) не может быть удовлетворено. Это означает, что невозможно указать такой угол падения плоской волны, при котором энергия распространялась бы вдоль оси волновода.

Образование волны H_{10} в волноводе по существу не отличается от рассмотренного на рис. 3.8 сложения плоских волн в свободном пространстве. Поэтому можно утверждать, что длина волны в волноводе $\lambda_{\text{в}}$ больше длины волны в свободном пространстве λ . В волноводе длину волны измеряют вдоль его оси, т. е. вдоль направления распространения волны.

В общем случае эта длина волны не равна длине волны в поперечном сечении волновода $\lambda'_{\text{в}}$, которая для волны H_{10} всегда составляет $2a$ независимо от угла падения θ . Если при заданной ширине волновода a изменить длину плоской волны λ в небольших пределах, то, как следует из уравнения (3.5), изменится угол падения θ и длина волны $\lambda_{\text{в}}$, но на стороне a будет укладываться половина волны $\frac{\lambda'_{\text{в}}}{2}$. Если при заданной длине волны в свободном пространстве λ изменять размер a волновода в небольших пределах, то будут изменяться угол падения и длины волн $\lambda_{\text{в}}$ и $\lambda'_{\text{в}} = 2a$. В обоих случаях для существования волны в волноводе необходимо выполнение условия $\lambda < \lambda_{\text{пр}}$.

Из прямоугольного треугольника ABO (см. рис. 3.15) находим

$$BO = AO \sin \theta, \\ \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda_{\text{в}}}{4} \sin \theta,$$

т. е.

$$\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda}{\sin \theta}. \quad (3.7)$$

Умножив правую и левую части уравнения (3.7) на частоту f , которая не изменяется при переходе из свободного пространства в волновод (и наоборот), получим уже известную нам формулу (3.2).

Скорость распространения энергии вдоль оси волновода, т. е. групповая скорость волны в волноводе, равна проекции вектора

скорости плоской волны v_0 на ось волновода. Ее можно определить по формуле (3.3).

Из треугольника OBV находим

$$\cos \theta = \frac{1}{4} \lambda : \frac{a}{2} = \frac{\lambda}{2a} = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}};$$

$$\sin \theta = \sqrt{1 - \cos^2 \theta} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}}\right)^2}. \quad (3.8)$$

Пользуясь выражением (3.8), можно преобразовать формулы (3.2), (3.3) и (3.7) следующим образом:

$$\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}}\right)^2}}; \quad (3.9)$$

$$v_{\text{ф}} = \frac{v_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}}\right)^2}}; \quad (3.10)$$

$$v_{\text{гр}} = v_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}}\right)^2}. \quad (3.11)$$

Фазовая и групповая скорости и длина волны в волноводе заметно отличаются от скорости света v_0 и длины волны в свободном пространстве в том случае, когда длина волны λ возбуждающего волновод источника близка к предельной волне $\lambda_{\text{пр}}$, так как в этом случае $\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}}\right)^2}$ значительно меньше единицы. Если же длина волны возбуждающего источника значительно меньше длины предельной волны, то $\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}}\right)^2}$ можно считать равным единице и $v_{\text{ф}} \approx v_{\text{гр}} \approx v_0$, а $\lambda_{\text{в}} = \lambda$. При $\lambda \ll \lambda_{\text{пр}}$ угол θ между фронтом волны и осью волновода, как это следует из формулы (3.5), приближается к 90° , т. е. волна типа $ТЕМ$ распространяется в волноводе, как в свободном пространстве.

3. Другие типы волн в прямоугольном волноводе

В прямоугольном волноводе может распространяться множество магнитных (H_{mn}) или электрических (E_{mn}) волн. Обычно используется основная волна прямоугольного волновода H_{10} , так как она имеет наибольшую предельную волну.

Второй после H_{10} простейшей волной является волна H_{01} . Поле ее показано на рис. 3.16. Предельная длина этой волны $\lambda_{\text{пр}} = 2b$, т. е. меньше, чем предельная волна H_{10} . Волна H_{01} обычно на практике не применяется,

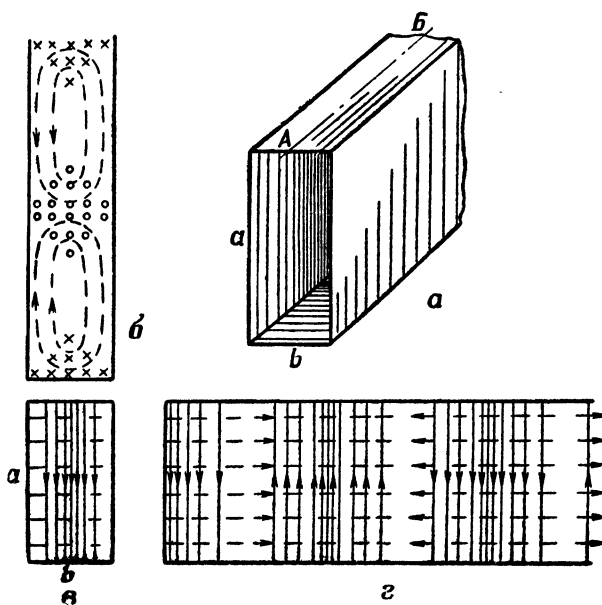


Рис. 3.16. Поле волны H_{01} в прямоугольном волноводе:
 a — волновод; $б$ — поле в горизонтальном сечении; $в$ — поле в поперечном сечении; $г$ — поле в вертикальном сечении АБ

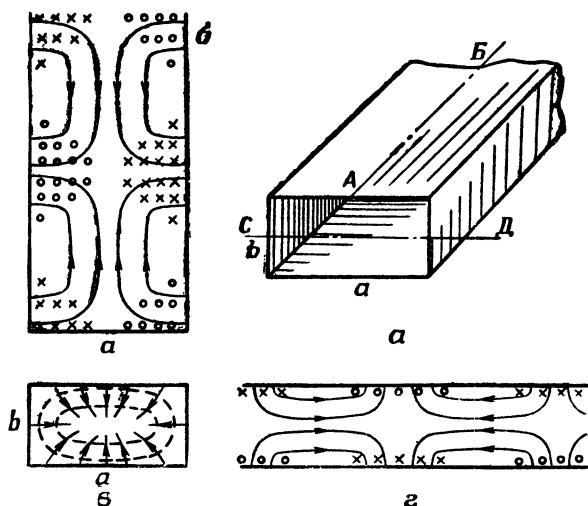


Рис. 3.17. Поле волны E_{11} в прямоугольном волноводе:
 a — волновод; $б$ — поле в горизонтальном сечении; $в$ — поле в поперечном сечении; $г$ — поле в вертикальном сечении по АБ

Простейшей электрической (E) волной в прямоугольном волноводе является волна E_{11} . Поле ее показано на рис. 3.17. Предельная длина волны E_{11} определяется по формуле

$$\lambda_{\text{пр}} = \frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}}. \quad (3.12)$$

Поперечное магнитное поле волны E_{11} образовано продольными токами смещения. Магнитное поле имеет максимальное значение там, где возникает максимальная (в данный момент) скорость изменения продольной составляющей электрического поля.

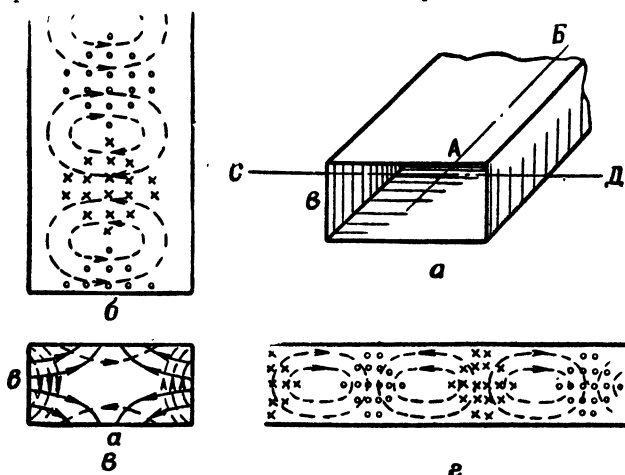


Рис. 3.18. Поле волны H_{11} в прямоугольном волноводе: a — волновод; $б$ — поле в горизонтальном сечении; $в$ — поле в поперечном сечении; $г$ — поле в вертикальном сечении по AB .

Поперечные составляющие магнитного и электрического полей для любых типов бегущих волн в волноводах совпадают по фазе. Их произведением определяется плотность потока мощности вдоль оси волновода.

Волны E_{01} и E_{10} в прямоугольном волноводе не существуют.

На рис. 3.18 показано поле волны H_{11} в прямоугольном волноводе. Предельная длина волны этого типа определяется по формуле (3.12).

Волны, у которых один из индексов, m или n , больше единицы, принято называть волнами высших порядков. Предельная волна любого типа волн в прямоугольном волноводе определяется по формуле

$$\lambda_{\text{пр}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}}, \quad (3.13)$$

где m и n — индексы волны, т. е. любые целые положительные числа;

a и b — поперечные размеры волновода.

Из этой формулы следует, что предельные волны имеют прерывистый спектр, т. е. каждый тип волны имеет свою предельную волну определенной длины. Так, например, для волны H_{20} (рис. 3.19) длина предельной волны равна a , а для волны H_{21} и E_{21} (рис. 3.20) предельная волна определяется по формуле

$$\lambda_{\text{пр}} = \frac{2ab}{\sqrt{4b^2 + a^2}}.$$

Выясним теперь, какими должны быть размеры волновода, чтобы в нем распространялась только основная волна H_{10} . Выполнение этого условия необходимо потому, что нагрузка волновода обычно рассчитывается для одного простейшего типа волны. При этом нагрузка не может по-

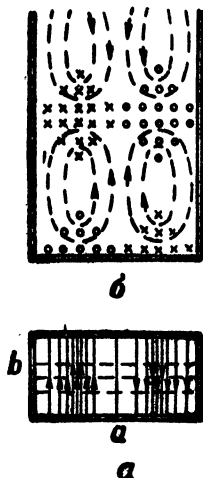


Рис. 3.19. Поле волны H_{20} в прямоугольном волноводе:

a — в поперечном сечении; b — в горизонтальном сечении

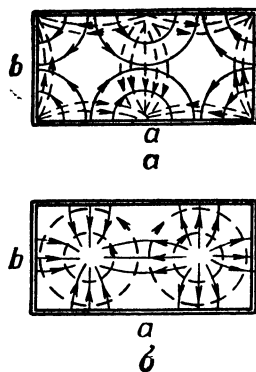


Рис. 3.20. Поля волн H_{21} (а) и E_{21} (б) в поперечном сечении прямоугольного волновода

глощать энергии волн высших порядков, и распространение их надо предотвратить, чтобы исключить излишние потери энергии в волноводе. Это можно сделать подбором размеров волновода, от которых зависят предельные волны всех типов. Если длина волны возбуждателя (длина плоской волны) λ задана, то для распространения в волноводе волны H_{10} необходимо, чтобы размер a волновода удовлетворял условию

$$\lambda_{\text{пр}} = 2a > \lambda,$$

или

$$a > \frac{\lambda}{2},$$

т. е. длина волны в свободном пространстве должна быть меньше предельной волны типа H_{10} . Размер a волновода не должен пре-

вышать длины волны, иначе в нем будут распространяться волны H_{20} , для которых $\lambda_{\text{пр}} = a$.

Таким образом, при заданной длине волны λ ширина волновода a выбирается из условия

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda.$$

На практике применяются прямоугольные волноводы, ширина которых $a = 0,7 \lambda$. Чтобы предотвратить распространение волны H_{01} , для которой $\lambda_{\text{пр}} = 2b$, размер b волновода должен быть меньше $\frac{\lambda}{2}$. Обычно его выбирают из условия

$$b = 0,5 a = 0,35 \lambda.$$

Значит, в волноводе, размеры которого выбраны из условий

$$\begin{aligned} a &= 0,7 \lambda, \\ b &= 0,35 \lambda, \end{aligned}$$

может распространяться только волна H_{10} .

От поперечных размеров волновода зависят максимальная передаваемая мощность и коэффициент затухания. Максимальная передаваемая мощность $P_{\text{макс}}$ определяется пробивным напряжением; она тем меньше, чем меньше высота b волновода. Пробой волновода может произойти только в его середине, где образуются максимальная напряженность электрического поля и максимальная разность потенциалов.

В стенках волновода, обладающих конечной проводимостью, теряется часть энергии волн на тепло; поэтому их амплитуды уменьшаются вдоль оси волновода. Коэффициент затухания приблизительно пропорционален отношению внутреннего периметра волновода к площади его поперечного сечения. Это вытекает из того, что энергия запасается во всем объеме волновода, а теряется в объеме поверхностного слоя.

С уменьшением высоты волновода b коэффициент затухания возрастает. Это можно объяснить следующим образом. Если уменьшить сторону b на величину Δb , а напряженность электрического и магнитного полей оставить без изменения, то токи в стенках волновода не изменятся, а потери уменьшатся пропорционально уменьшению периметра. Но при этом и передаваемая мощность уменьшится пропорционально уменьшению площади поперечного сечения (так как плотность потока мощности не изменится). Отношение мощности потерь к передаваемой мощности возрастет, т. е. коэффициент затухания увеличится.

Выбор размера b волновода определяется не только условием $b < \frac{\lambda}{2}$, но и величинами передаваемой мощности и допустимого коэффициента затухания. Затухание волны в волноводе зависит не только от его поперечных размеров, но и от типа волны, ее длины, проводимости стенок и заполнения волновода.

4. Основные типы волн в круглых волноводах

В круглом волноводе могут распространяться магнитные (H_{mn}) и электрические (E_{mn}) волны. Каждый тип волны в круглом волноводе характеризуется двумя индексами m и n . Индекс m показывает число максимумов поля, укладываемых вдоль полуокружности, индекс n — число максимумов поля, укладываемых вдоль диаметра.

Основной волной круглого волновода является волна типа H_{11} (рис. 3.21). Электрическое поле ее лежит в плоскости поперечного

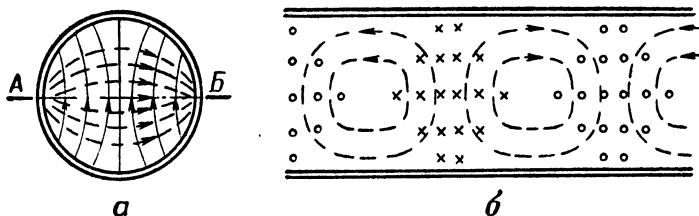


Рис. 3.21. Поле волны H_{11} в круглом волноводе:
а — в поперечном сечении; б — в осевом сечении АБ

сечения, а магнитное поле имеет поперечную и продольную составляющие. По конфигурации поля волна H_{11} в круглом волноводе подобна волне H_{10} в прямоугольном волноводе. Электромагнитное поле вызывает в стенках волновода продольные и поперечные токи, распределенные подобно токам волны H_{10} в прямоугольном волноводе. Волна H_{11} в круглом волноводе имеет наибольшую предельную волну из всех типов волн, могущих распространяться в волноводе данного диаметра.

Предельная длина волны H_{11} определяется по формуле

$$\lambda_{\text{пр}} = 3,4r,$$

где r — радиус волновода.

Значит, для распространения волны H_{11} в волноводе необходимо выполнение условия

$$r > \frac{\lambda}{3,4}.$$

Если, например, $\lambda = 10$ см, то диаметр круглого волновода должен быть не менее 7 см.

Расчеты показывают, что наименьшее затухание волны H_{11} в круглом волноводе будет при $r = 0,6\lambda$. Однако на практике при выборе радиуса трубы стремятся не только получить минимальное затухание, но и предотвратить распространение волн других типов. Длина ближайшей к $3,4r$ предельной волны (типа E_{01}) равна $2,6r$.

Поэтому для выполнения условия распространения только волны H_{11} радиус волновода выбирают исходя из неравенства

$$\frac{\lambda}{3,4} < r < \frac{\lambda}{2,6}$$

Вторым типом волны, которая применяется в некоторых волноводных системах, является волна E_{01} (рис. 3.22). Поле этой волны подобно полю волны E_{11} в прямоугольном волноводе. Волна E_{01} имеет круговую симметрию, и потому направление ее электрического поля не изменяется при прохождении волны через вращающиеся сочленения; поэтому волна эта применяется в основном во вращающихся сочленениях волновода. Короткая предельная волна ($\lambda_{\text{пр}} = 2,6r$) затрудняет широкое применение этого типа волны.

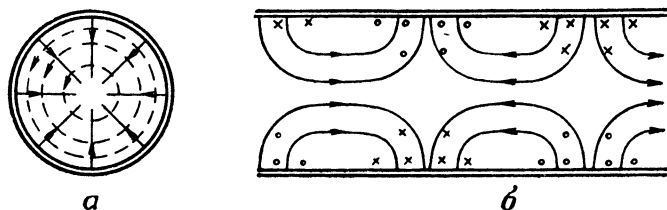


Рис. 3.22. Поле волны E_{01} в круглом волноводе:
а — в поперечном сечении; б — в осевом сечении

Круглые волноводы используются значительно реже, чем прямоугольные. Это объясняется тем, что при нарушении формы круглого волновода (вследствие деформации или неточной обработки) в нем возникают и распространяются волны других типов; поэтому круглые волноводы труднее согласовывать с нагрузками, чем прямоугольные.

5. Волновое сопротивление волновода

При решении ряда задач теории волноводов (ступенчатые и плавные переходы, фильтры и др.) применяется понятие о волновом сопротивлении волновода. Это понятие аналогично понятию о волновом сопротивлении двухпроводной (коаксиальной) линии, что позволяет на эквивалентных схемах заменять волновод двухпроводной линией. Однако такое определение волнового сопротивления для волновода не является однозначным, как для линии. Это объясняется тем, что ток и напряжение имеют различные величины в различных точках поперечного сечения волновода. При наличии в прямоугольном волноводе чисто бегущей волны H_{10} применимы следующие определения волнового сопротивления:

1. Волновым сопротивлением по напряжению и току ρ_{V1} называется отношение максимальной амплитуды напряжения U_m к амплитуде суммарного продольного тока в широкой стенке. Под максимальной амплитудой напряжения понимается максимальная раз-

ность потенциалов между широкими стенками на осевом сечении волновода.

2. Волновым сопротивлением по мощности и напряжению ρ_{PU} называется отношение квадрата максимальной амплитуды напряжения U_m^2 к удвоенной мощности бегущей волны.

3. Волновым сопротивлением по мощности и току ρ_{PI} называется отношение удвоенной мощности бегущей волны к квадрату амплитуды суммарного продольного тока.

Во все формулы для расчета волновых сопротивлений волновода входит множитель ρ_0 , называемый удельным волновым сопротивлением волновода. На любой волне удельное волновое сопротивление волновода определяется как отношение абсолютных значений векторов поперечных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей, взятых в одной точке в режиме бегущей волны.

Удельное волновое сопротивление можно выразить через волновое сопротивление свободного пространства ρ_n , под которым понимается отношение напряженности электрического поля волны ТЕМ к напряженности магнитного поля и которое определяется по формуле

$$\rho_n = \frac{E}{H} = 377 \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} [\text{ОМ}].$$

Удельное волновое сопротивление для волн H_{mn} и E_{mn} в прямоугольном волноводе определяется соответственно по формулам:

$$\rho_0 = \rho_n \frac{\lambda_B}{\lambda} = 377 \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot \frac{\lambda_B}{\lambda},$$

$$\rho_0 = \rho_n \frac{\lambda}{\lambda_B} = 377 \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_B}.$$

Для волноводов с воздушным наполнением эти формулы принимают вид:

$$\rho_0 = 377 \frac{\lambda_B}{\lambda} \text{ для волн } H_{mn},$$

$$\rho_0 = 377 \frac{\lambda}{\lambda_B} \text{ для волн } E_{mn}.$$

Волновое сопротивление прямоугольного волновода на волне H_{10} можно определить по формулам:

$$\rho_{UI} = \rho_0 \frac{\pi b}{2a} [\text{ОМ}],$$

$$\rho_{PU} = \rho_0 \frac{2b}{a} [\text{ОМ}],$$

$$\rho_{PI} = \rho_0 \frac{\pi b}{4a} [\text{ОМ}].$$

Для круглого волновода с основной волной H_{11} :

$$\rho_{PV} = \frac{754}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \text{ [ом]}.$$

Близким к понятию волнового сопротивления является входное сопротивление волновода, или сопротивление волновода в данном сечении. Оно определяется аналогично волновому сопротивлению, но в любом режиме равно отношению максимального напряжения к суммарному продольному току. В режиме чисто бегущих волн входное сопротивление имеет активный характер и равно волновому сопротивлению, в режиме смешанных волн оно комплексно, а при наличии только стоячих волн (при отсутствии потерь) — чисто реактивное (емкостного или индуктивного характера). Если реактивное входное сопротивление в данном сечении волновода является емкостным, то это означает, что в данном сечении преобладает поперечное электрическое поле и электрическая энергия больше магнитной и, наоборот, при индуктивном характере сопротивления в данном сечении волновода там преобладает поперечное магнитное поле и энергия магнитного поля больше энергии электрического поля.

Распределение сопротивления волновода вдоль его оси аналогично распределению входного сопротивления линии по ее длине.

§ 3. ВОЗБУЖДЕНИЕ, СОГЛАСОВАНИЕ И СОЧЛЕНЕНИЕ ВОЛНОВОДОВ

1. Возбуждение волн в волноводах

Процесс передачи электромагнитной энергии от источника внутрь волновода называют возбуждением волновода. В качестве возбудителей применяются специальные устройства, которые получают электромагнитную энергию высокой частоты от генераторов обычно с помощью коаксиальной линии (фидера). Возбудитель, таким образом, передает энергию от коаксиального фидера в волновод. В коаксиальном фидере энергия распространяется в виде поперечных электромагнитных (TEM) волн, а в волноводе — в виде поперечно-электрических (TE) или поперечно-магнитных (TM) волн. Задача возбуждения волновода состоит в том, чтобы поперечную электромагнитную волну преобразовать (трансформировать) в электрическую или магнитную волну. Эту задачу и выполняет возбудитель, который является переходным устройством от коаксиального фидера к волноводу, т. е. элементом связи между ними. Возбудитель создает в волноводе электрическое или магнитное поле, тождественное с соответствующим полем возбуждаемой волны. Рассмотрим основные способы возбуждения волноводов.

Возбуждение петель

Внутри волновода через его боковую или торцовую стенку (рис. 3.23) вводится петля (виток), посредством которой осуществляется магнитная (индуктивная) связь коаксиального фидера с волноводом. Петля располагается в волноводе так, чтобы она подобно обмотке трансформатора пронизывалась магнитным полем возбуждаемой волны. Только при этом условии энергия будет передаваться от петли в волновод. Петля питается током высокой частоты, и вокруг нее образуется магнитное поле, имеющее продольную составляющую. Этим создаются благоприятные условия для возбуждения магнитной волны.

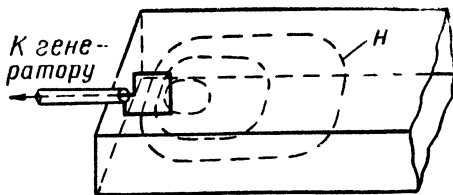


Рис. 3.23. Возбуждение волны H_{10} петлей (витком)

Магнитное поле возбуждаемой волны пересекает петлю и наводит на ней э. д. с. взаимной индукции, которая в общем случае сдвинута по фазе относительно тока на некоторый угол. Поэтому петля представляет для фидера некоторую комплексную нагрузку.

Для согласования коаксиальной линии необходимо, чтобы входное сопротивление петли было чисто активным и равным волновому сопротивлению фидера. Согласование достигается подбором сопротивления $Z_{вх}$ петли, т. е. подбором ее размеров, расположения относительно стенок волновода и ориентации ее плоскости относительно магнитного поля возбуждаемой волны. Согласовать линию практически очень трудно, и потому этот способ возбуждения применяется редко.

Возбуждение штырем

Возбуждающий штырь устанавливается в волноводе параллельно электрическому полю возбуждаемой волны. Через штырь осуществляется электрическая связь коаксиальной линии с волноводом. Штырь вводится в волновод при возбуждении волны H_{10} через верхнюю или нижнюю стенку (рис. 3.24). Последовательно со штырем включается короткозамкнутый шлейф, который служит для согласования. Для согласования торцовую стенку волновода можно перемещать винтом S .

Штырь, как и любой другой возбудитель, излучает поперечные электромагнитные волны ($ТЕМ$), т. е. является антенной. В результате сложения волн $ТЕМ$ в волноводе образуется один из типов волн, например волна H_{10} . Вблизи штыря создается электромагнитное поле сложной формы, в составе которого есть и волны высших порядков, но они не распространяются в волноводе потому, что этому препятствуют его поперечные размеры.

Отношение напряжения к току у основания штыря (на конце коаксиальной линии) называется входным сопротивлением штыря; это сопротивление комплексное.

Активная составляющая его называется сопротивлением излучения (потерями в штыре пренебрегаем). Для согласования коаксиальной линии необходимо скомпенсировать реактивную составляющую входного сопротивления штыря. Согласование выполняется подбором длины короткозамкнутого шлейфа и величины сопротивления излучения. Сопротивление излучения зависит от расположения штыря относительно стенок волновода. Обычно штырь располагается в середине широкой стенки волновода. В этом случае сопротивление излучения штыря зависит только от расстояния l между штырем и подвижной торцевой стенкой. В зависимости от l сопротивление излучения штыря изменяется от нуля при $l = n \frac{\lambda_v}{2}$ до максимального значения при $l = (2n+1) \frac{\lambda_v}{4}$, где $n=0, 1, 2, 3...$

В короткозамкнутом отрезке волновода левее штыря (см. рис. 3.24) образуется стоячая волна H_{10} в результате сложения падающей и отраженной от торцевой стенки волн. При отражении фаза электрического поля изменяется на 180° , а фаза поперечной составляющей магнитного поля остается прежней. Если расстояние между штырем и торцевой стенкой равно половине длины волны в волноводе $\left(\frac{\lambda_v}{2}\right)$, то штырь будет расположен в узле электрического поля и пучности поперечного магнитного поля; в этом случае его сопротивление излучения будет равно нулю. Если расстояние l равно $\frac{\lambda_v}{4}$, то штырь оказывается расположенным в пучности электрического поля и узле магнитного поля. В этом случае его сопротивление излучения имеет максимальное значение.

Сопротивление излучения, а следовательно, и мощность излучения штыревого возбuditеля зависят от частоты, т. е. штырь является узкополосным возбuditелем.

Большой диапaзонностью обладает так называемый зондовый возбuditель (рис. 3.25). Он устанавливается в середине верхней

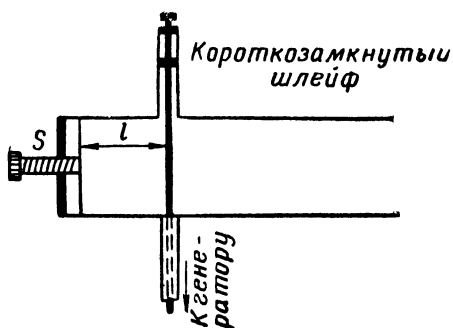


Рис. 3.24. Возбуждение волны H_{10} штырем

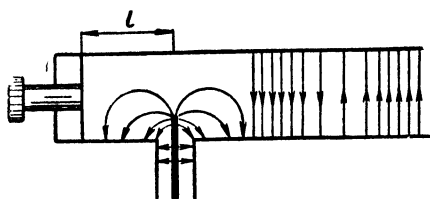


Рис. 3.25. Возбуждение волны H_{10} зондовым возбuditелем

или нижней стенки на расстоянии l от торцевой стенки. Действует он аналогично штыревому возбудителю. Его входное сопротивление зависит от длины, расстояния от торцевой стенки l и поперечных размеров волновода a и b . Подбором длины зонда и расстояния его от стенки можно согласовать коаксиальную линию. Недостаток зондового возбудителя — возможность электрического пробоя на стенку волновода.

Специальные возбудители

На практике применяются специальные возбудители особых конструкций. Один из них показан на рис. 3.26. Этот возбудитель

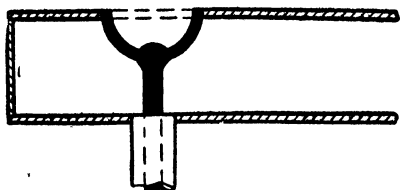


Рис. 3.26. Возбуждение волны H_{10} вибратором специальной формы

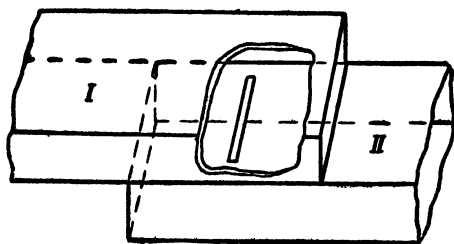


Рис. 3.27. Возбуждение волновода щелью

применяется при передаче больших мощностей, порядка тысяч киловатт. Специальная форма возбудителя, подобранная экспериментально, облегчает трансформацию поперечной волны коаксиального фидера (TEM) в волну H_{10} в прямоугольном волноводе. По принципу работы этот возбудитель не отличается от штыревого (рис. 3.24). Утолщение в верхней части увеличивает его сопротивление излучения.

Входное сопротивление возбудителя зависит от его формы и от расстояния до торцевой стенки. Согласование коаксиальной линии достигается подбором формы возбудителя. Иногда для этой же цели применяется подвижная торцевая стенка специальной формы. Возбудитель широкополосный: его сопротивление излучения не изменяется при изменении частоты генератора на $\pm 3\%$.

Недостаток этого типа возбудителя — трудность изготовления из-за критичности его размеров и формы.

Волновод можно возбуждать от другого волновода или от объемного резонатора посредством щели (рис. 3.27). В щели образуется электромагнитное поле, поэтому она излучает радиоволны, т. е. является антенной. Антенна питается энергией волны, распространяющейся в волноводе I , и возбуждает (излучает) волны в волноводе II .

2. Согласование волноводов

Нагрузкой волноводов служат рупорные, щелевые, вибраторные антенны и другие потребители энергии. Нагрузка может быть присоединена непосредственно к волноводу или к коаксиальному фидеру. В последнем случае для перехода от волновода к коаксиальному фидеру применяются те же устройства, что и для возбуждения волновода. При передаче энергии по волноводу используется режим чисто бегущих волн. Такой режим необходим в волноводе по тем же причинам, что и в фидерной линии. При работе на прием

в режиме бегущих волн на приемное устройство поступает максимальная мощность, равная мощности бегущей волны. Согласованный волновод не влияет на частоту колебаний генератора, что особенно важно при непосредственном соединении волновода с генератором, например, с помощью щели. При заданной мощности в нагрузке потери в волноводе тем меньше, чем больше коэффициент бегущей волны. Отсутствие пучностей электрического поля в отдельных сечениях волновода уменьшает опасность пробоя и позволяет передавать по волноводу большую мощность.

Для получения в волноводе бегущей волны необходимо устранить отражение волн от нагрузки или скомпенсировать отраженную от нагрузки волну, введя в волновод вблизи нагрузки специальные отражатели, например емкостные диафрагмы (рис. 3.28).

На рис. 3.28, *а* показана несимметричная, а на рис. 3.28, *б* — симметричная емкостная диафрагма. Диафрагма представляет собой тонкую пластинку, расположенную параллельно электрическим силовым линиям. Она называется емкостной потому, что вносит в волновод емкостное сопротивление; это означает, что сопротивление волновода в том сечении, где расположена диафрагма, имеет емкостный характер. Физически это объясняется тем, что емкостная диафрагма сближает противоположные заряды на верхней и нижней стенках волновода, за счет чего увеличивается напряженность электрического поля. Более точный анализ показывает, что внесение реактивного сопротивления является следствием возникновения у диафрагмы волн высших порядков. Энергия этих волн, колеблющаяся на небольшом участке волновода у диафрагмы, обуславливает реактивное сопротивление.

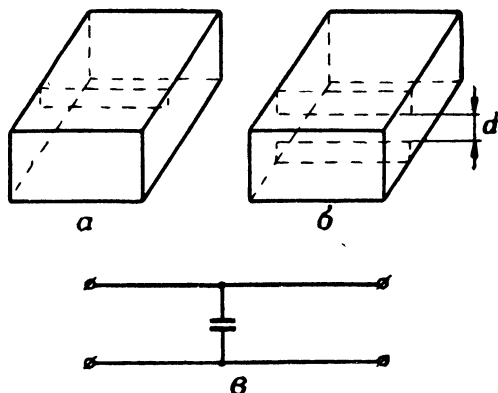
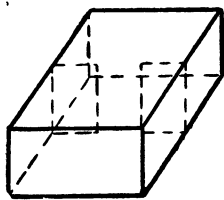


Рис. 3.28. Емкостные диафрагмы:
а — несимметричная; *б* — симметричная; *в* — эквивалентная схема

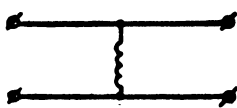
Диафрагма отражает падающие волны. При правильном подборе размера окна диафрагмы d и места ее расположения волны, отраженные от нагрузки и диафрагмы, взаимно компенсируются и достигается режим чисто бегущих волн на участке волновода между возбудителем и диафрагмой. Диафрагма, таким образом, подобна одиночному согласователю (шлейфу), применяющемуся в линиях.

Емкостная диафрагма не применяется при передаче большой мощности, так как она снижает пробивное напряжение.

Применением большого числа емкостных диафрагм (штырей или выступов), расположенных вдоль оси волновода, можно значительно уменьшить скорость распространения волн в волноводе.



а



б

Рис. 3.29. Индуктивная диафрагма (а) и ее эквивалентная схема (б)

На рис. 3.29 показана индуктивная диафрагма. Она располагается в волноводе параллельно электрическим силовым линиям и создает дополнительные пути для поперечного тока; поэтому сопротивление волновода в сечении диафрагмы имеет

индуктивный характер. Принцип действия индуктивной диафрагмы тот же, что и емкостной. Для согласования следует так подобрать размеры и место расположения диафрагмы, чтобы отраженные от нагрузки и диафрагмы волны взаимно компенсировались на участке волновода между возбудителем и диафрагмой.

Применяются также индуктивно-емкостные диафрагмы, имеющие форму прямоугольного окна с размерами a' и b' . Такая диафрагма имеет резонансную частоту, на которой она эквивалентна параллельному резонансному контуру. Резонансная длина волны определяется по формуле

$$\lambda_{\text{рез}} = 2a \sqrt{\frac{\left(\frac{a'b}{ab'}\right)^2 - 1}{\left(\frac{b}{b'}\right)^2 - 1}},$$

где a и b — размеры волновода;

a' и b' — размеры прямоугольного окна.

В некоторых случаях (см. рис. 4.103) применяются диафрагмы сложной конфигурации. Их резонансная волна зависит от размеров и формы. В круглых волноводах применяется диафрагма с круглым отверстием, которая на волне H_{11} имеет индуктивную проводимость, а на волне E_{01} — емкостную.

Кроме диафрагм, для согласования применяются подвижные и неподвижные настроечные винты, шлейфные согласователи, волноводные трансформаторы и другие устройства. Во всех случаях суш-

ность согласования состоит во взаимной компенсации волн, отраженных от нагрузки и согласователя. Согласующий винт (штырь) обычно располагают перпендикулярно широкой стенке волновода. Если он соединяет широкие стенки волновода, то имеет индуктивное сопротивление, т. е. эквивалентен индуктивной диафрагме. Если штырь не касается одной из широких стенок, то в зависимости от глубины погружения он имеет емкостное сопротивление (при малой глубине) или представляет собой последовательный контур. Шлейфный согласователь представляет собой отрезок короткозамкнутого волновода, который включается в широкую или узкую стенку волно-

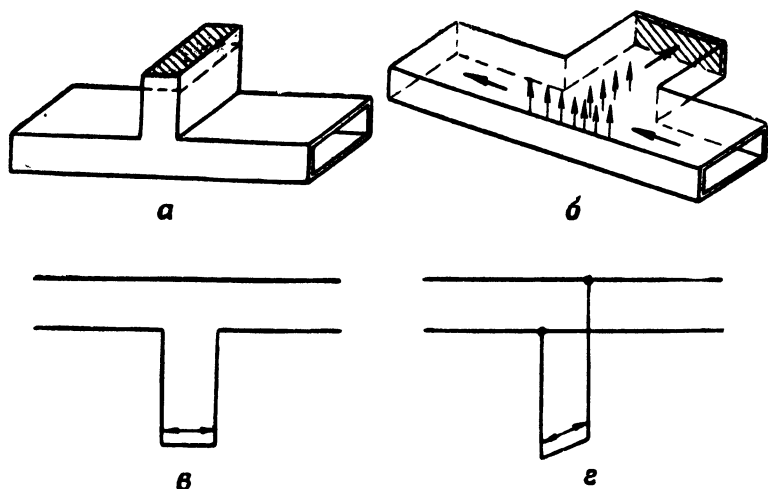


Рис. 3.30. Шлейфовые волноводные согласователи:
а, б — схемы; в, г — эквивалентные схемы

вода. В первом случае включение называется последовательным; во втором — параллельным (рис. 3.30). Принцип действия этого согласователя подобен описанному принципу действия одиночного шлейфа.

Волноводный трансформатор представляет собой отрезок волновода с расположенными в нем двумя подвижными кварцевыми пластинками, расстояние между которыми может изменяться. Перемещая обе пластинки вдоль отрезка волновода и подбирая расстояние между ними, можно скомпенсировать отраженную от нагрузки волну на входе трансформатора.

В ряде случаев необходимы переходы от прямоугольного волновода одного сечения к волноводу другого сечения. При этом отношения $\frac{a}{b}$ обоих волноводов могут быть одинаковыми или разными. В первом случае соединение волноводов производится с помощью переходного волновода, у которого отношение $\frac{a}{b}$ по длине остается неизменным (рис. 3.31). Во втором случае переходной пирамидальный волновод должен иметь изменяющееся по длине

отношение $\frac{a}{b}$, чтобы на его концах оно было равно соответствующим значениям $\frac{a}{b}$ соединяемых волноводов.

Согласование волновода может нарушиться при изгибе, изломе или повороте волновода, так как от изогнутого или скрученного участка отражаются волны. Для уменьшения отражения необходимо, чтобы радиус изгиба R_1 (рис. 3.32, а) был не меньше длины волны в волноводе, а длина скрученного участка l (рис. 3.32, б)

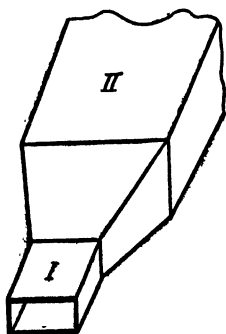
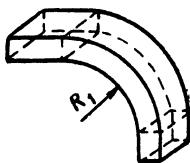
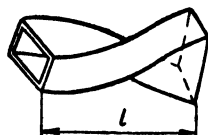


Рис. 3.31. Соединение волноводов с различными сечениями



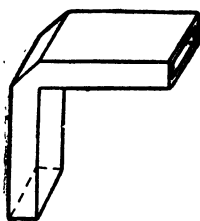
а



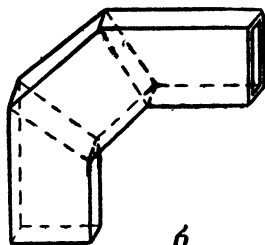
б

Рис. 3.32. Волноводы различной формы: а — изогнутый; б — скрученный

была равна целому числу полуволн. Если изгиб волновода имеет прямоугольную форму, то применяется косой срез угла или двой-



а



б

Рис. 3.33. Волноводные уголки: а — с одиночным поворотом в плоскости E ; б — с двойным поворотом в плоскости H

ной излом, благодаря чему в значительной мере устраняется распространение отраженной волны в направлении, противоположном падающей волне (рис. 3.33). Такие изгибы могут быть как в плоскости электрического поля, так и в плоскости магнитного поля.

3. Разветвления волноводов

Для распределения высокочастотной энергии, передаваемой по волноводам, между различными каналами и потребителями применяются разветвления волноводов. Наиболее широко используют-

ся тройники, или Т-соединения, получившие такое название из-за своей формы. Они бывают двух типов: *Е*- и *Н*-тройники (рис. 3.34). Волна может возбуждаться в одном из плеч главного волновода и ответвляться в боковой волновод или, наоборот, возбуждаться в боковом волноводе и ответвляться в плечи главного волновода.

Предположим, что волна H_{10} возбуждается в боковом волноводе и распространяется к Т-соединению. В обоих плечах главного волновода волны, равноудаленные от оси симметрии соединения, будут находиться в фазе для тройника типа *Н* и в противофазе для тройника типа *Е*. Это видно из распределения электрического поля в Т-соединении (см. рис. 3.34). Очевидно, что такое распределение поля не изменится, если волна будет возбуждаться в одном из плеч главного волновода.

Допустим, что из обоих плеч главного волновода к Т-соединению приходят противофазные волны. Тогда в боковом волноводе они будут складываться при *Е*-соединении и вычитаться при *Н*-соединении. Если же придут синфазные волны, то они вычтутся в *Е*-плече и сложатся в *Н*-плече.

На этих свойствах тройников основана работа волноводных мостов, или двойных тройников (рис. 3.35).

Если из боковых волноводов приходят к двойному Т-соединению две волны H_{10} с равными амплитудами и противоположными фазами, то они складываются в плече *Е* и взаимно компенсируются в плече *Н*. На основании свойства обратимости можно утверждать, что энергия волны H_{10} , приходящая к двойному Т-соединению из плеча *Е*, распределяется поровну в боковых плечах и не попадает в плечо *Н*.

Если из боковых плеч приходят две волны H_{10} с равными амплитудами и фазами, то они складываются в плече *Н* и взаимно компенсируются в плече *Е*. На основании свойства обратимости приходим к заключению, что энергия волны H_{10} , приходящая из плеча *Н*, делится поровну между боковыми плечами главного волновода и не попадает в плечо *Е*.

Из сказанного следует, что плечи *Е* и *Н* двойного Т-соединения взаимно развязаны, т. е. энергия волны H_{10} не может переходить из плеча *Е* в плечо *Н* и наоборот.

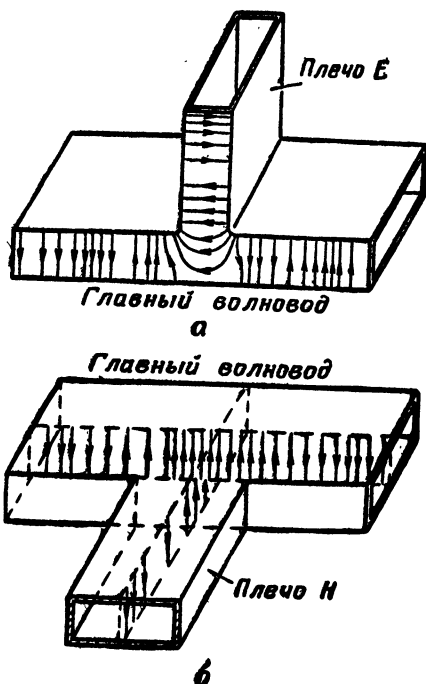


Рис. 3.34. Волноводные тройники (Т — соединения):
а — типа *Е*; б — типа *Н*

Если волна H_{10} распространяется из бокового плеча 1, то в боковое плечо 2 ответвляется синфазная волна при Н-соединении и противофазная волна при Е-соединении. При наличии двух соединений в боковой волновод 2 энергия вовсе не попадает; таким образом, плечи главного волновода 1 и 2 также развязаны. Эти свойства двойного Т-соединения сохраняются только при чисто бегущих волнах, т. е. при согласовании волноводов. Если, например, плечи 1 и 2 главного волновода не согласованы, то при распространении энергии из плеча Н появится волна в плече Е, причем ее амплитуда зависит от коэффициента отражения в плечах 1 и 2.

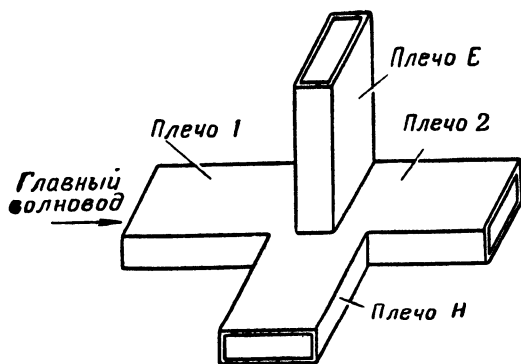


Рис. 3.35. Двойной волноводный тройник (волноводный мост)

На работу двойного Т-соединения влияет реактивное сопротивление, вносимое волнами высших порядков. Для компенсации реактивных сопротивлений двойного Т-соединения вблизи него включают согласующие устройства.

Двойные тройники применяются для измерений полных сопротивлений, коэффициента бегущей волны, в качестве смесителей, частотных дискриминаторов и т. п.

Для измерения мощности, коэффициента бегущей волны и для связи волноводов с измерительными приборами применяются направленные ответвители. Направленный ответвитель пропускает на измерительный прибор небольшую часть мощности волны, распространяющейся в одном направлении, и вовсе не пропускает энергию волны, распространяющейся в обратном направлении.

Применяются направленные ответвители с одной или несколькими щелями.

В многощелевом направленном ответвителе (рис. 3.36) щели нарезаются вдоль узкой или широкой стенки волновода в один или два ряда. Расстояние между соседними щелями вдоль волновода равно $\lambda_v/4$. Если в главном волноводе волна распространяется слева направо, то в ответвителе волна распространяется в том же направлении, так как совпадают по фазе и складываются все волны, возбуждаемые всеми щелями. Влево от щелей А волны не распространяются, так как они оказываются попарно противофазными и взаимно уничтожаются. Например, в щелях Б волны возбуждаются на четверть периода позже, чем в щелях А, и еще четверть периода волны распространяются от щелей Б до щелей А, т. е. общий сдвиг фаз равен 180° . Аналогично уничтожаются волны, возбуждаемые щелями В и Г. Если в главном волноводе волны распространяются справа налево, то и в ответвителе они распростра-

няются в том же направлении и поглощаются объемной нагрузкой (графитом).

Однонаправленный ответвитель (рис. 3.36) позволяет судить о величине энергии, распространяющейся в главном волноводе в одном направлении, т. е. позволяет измерить амплитуду падающей или отраженной волны. Два однонаправленных ответвителя, включенных последовательно один за другим, позволяют измерить и падающую и отраженную энергию. Удобно для этих целей применять двухнаправленный ответвитель, который представляет собой секцию волновода с симметрично присоединенными к ней двумя ответвителями; в один из них попадает энергия падающей волны, а в другой — отраженный.

Числом щелей определяется коэффициент ослабления (затухания). Если в ответвителе требуется малая доля энергии волны, то можно ограничиться только двумя щелями.

В некоторых ответвителях бывают три щели, при этом средняя из них имеет больший диаметр и пропускает вдвое большую мощность, чем каждая из крайних; следовательно, направленный ответвитель является одновременно и ослабителем, или аттенюатором, с постоянным коэффициентом затухания. В качестве аттенюаторов используются также предельные волноводы, поперечные размеры которых выбраны так, что длина волны для них равна или больше длины предельной волны. Затухание волн в таком волноводе тем больше, чем он длиннее.

Аттенюатор с регулируемым коэффициентом затухания представляет собой отрезок волновода, внутри которого параллельно узкой стенке расположена подвижная диэлектрическая пластина с нанесенным на ее одной стороне графитовым слоем. Максимальное затухание будет в том случае, когда пластинка расположена на середине широкой стенки волновода.

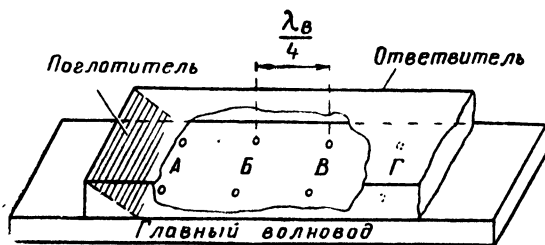


Рис. 3.36. Щелевой направленный ответвитель

4. Сочленения волноводов

Волноводы радиолокационных станций состоят из отдельных секций; это удобно для транспортировки и ремонта. Отдельные секции волноводов сочленяются с помощью специальных устройств. Сочленения могут быть подвижные и неподвижные. Подвижные сочленения необходимы для обеспечения вращения или качания антенны, поэтому они называются вращающимися или поворотными. Сочленения должны создавать хороший электрический контакт между секциями и при необходимости механически отделять одну

секцию от другой (чтобы появление вибрации в одной части не передавалось другой части).

Неподвижные сочленения могут быть контактного или дроссельного типа. Контактное соединение образуется двумя гладкими фланцами, стягиваемыми болтами (рис. 3.37).

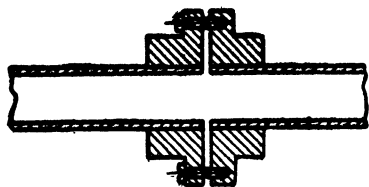


Рис. 3.37. Неподвижное контактное сочленение

Дроссельное сочленение показано на рис. 3.38. Оно состоит из двух фланцев, укрепленных на секциях волновода и соединенных винтами. Правый фланец имеет гладкую переднюю сторону; в левом фланце сделана круглая проточка глубиной в четверть волны, соединенная с волноводом радиальной линией. Проточка представляет собой коаксиальную линию, внутренний и внешний провода которой образованы

гранями проточки и закорочены на дальнем конце; поэтому ее входное сопротивление в точке *Б* бесконечно велико. Длину радиальной линии между точками *А* и *Б* подбирают

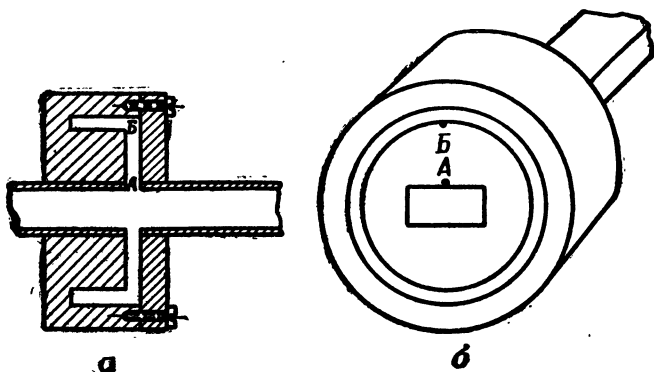


Рис. 3.38. Дроссельное сочленение:

а — разрез по оси волновода; *б* — вид на фланец с проточкой

равной $\frac{\lambda}{4}$, чтобы сопротивление между фланцами в точке *А* было равно нулю. При этом зазор в точке *А* между двумя секциями волновода не будет влиять на распространение энергии вдоль волновода.

Из рис. 3.38, *б* видно, что расстояние *АБ* от волновода до проточки равно $\frac{\lambda}{4}$ только для центральной части волновода; расстояние от боковых стенок до проточки меньше $\frac{\lambda}{4}$. Но это не приводит к утечке энергии из волновода, так как электрическое поле волны H_{10} у боковых стенок равно нулю и продольных токов нет. Значит,

радиальная линия не возбуждается поперечной щелью в боковой стенке волновода, и поэтому расстояние от этой щели до проточки может быть меньше четверти волны.

Контакт между фланцами получается в точке B , где ток очень мал; поэтому качество контакта мало влияет на работу сочленения.

Если сочленение необходимо сделать поворотным или качающимся, то для механического отделения секций волновода фланцы разносятся на некоторое расстояние (рис. 3.39, a). Это не влияет на входное сопротивление в точке A , если расстояние между фланцами мало по сравнению с длиной волны. При этих условиях поле на входе коаксиальной линии (проточки) не искажено и входное

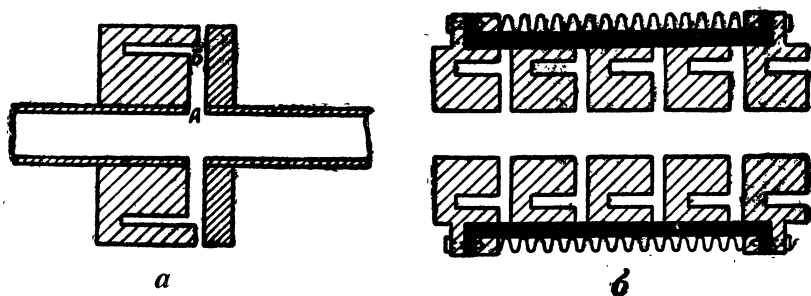


Рис. 3.39. Подвижное дроссельное сочленение:
 a — для малого угла качания; b — для большого угла качания

сопротивление ее равно бесконечности. При большом расстоянии между фланцами электрическое поле на входе коаксиальной линии искажается, входное сопротивление проточки не будет бесконечно большим и в точке A короткого замыкания не получится, что приведет к отражению волны от сочленения; при этом отверстие между фланцами становится щелевой антенной.

Поэтому при большом угле качания сочленение выполняется из нескольких разнесенных фланцев, помещенных в круглом резиновом кожухе и гофрированной трубке (рис. 3.39, b).

Отделить подвижную секцию волновода от неподвижной можно с помощью гофрированного прямоугольного волновода.

Вращающиеся волноводные сочленения по механическим соображениям должны быть круглыми. Так как в радиолокационных станциях применяются прямоугольные волноводы, то во вращающемся сочленении должна происходить трансформация волны H_{10} в волну E_{01} при переходе из прямоугольного волновода в круглый и обратная трансформация волны E_{01} в волну H_{10} при последующем переходе из круглого волновода в прямоугольный. Волна E_{01} удобна для вращающихся сочленений потому, что электрические и магнитные поля ее имеют круговую симметрию, благодаря чему не изменяется конфигурация поля от вращения волновода, т. е. вращение волновода не вызывает вращения плоскости поляризации волны и, следовательно, не увеличивает отражения. Кроме того,

новод вращается в подшипнике 10. Прокладки 11 и плотный контакт между щетками обеспечивают герметичность волновода. Кольца 13, расположенные на входе и выходе круглого волновода, способствуют трансформации волн и тем самым уменьшают отражения.

§ 4. ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

1. Общие сведения об объемных резонаторах

Колебательные контуры с сосредоточенными постоянными непригодны на СВЧ. На дециметровых и сантиметровых волнах обычный колебательный контур превращается в одновитковый контур, размеры которого сравнимы с длиной волны (рис. 3.41). Так, например, если индуктивностью контура на волне $\lambda = 10$ см служит виток диаметром 10 мм из проволоки радиусом 0,5 мм, то емкость контура должна быть 0,23 пф. Такие контуры нельзя применить на практике, потому что они имеют большие потери энергии и низкую добротность.

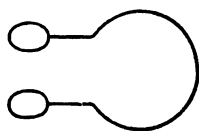


Рис. 3.41. Одновитковый колебательный контур

На метровых и дециметровых волнах используются колебательные контуры в виде резонансных двухпроводных линий длиной в целое число четвертей волн. Для сантиметровых волн они непригодны из-за больших потерь энергии. На этих волнах может быть применен закрытый с обеих сторон отрезок коаксиальной линии длиной в целое число полуволн. Ввиду полного экранирования потери на излучение в таком контуре отсутствуют, а потери в проводах при соответствующем подборе их размеров можно сделать малыми.

Исследования показали, что можно получить резонансную систему в виде некоторого объема, ограниченного проводящими стенками и не имеющего внутренних проводников. Такая резонансная система называется объемным резонатором. Переход от обычного контура к объемному резонатору показан на рис. 3.42. При подключении большого числа параллельных витков к конденсатору образуется сплошная замкнутая полость, т. е. объемный резонатор, внутри которого происходят колебания. Собственная частота такого резонатора определяется его эквивалентными емкостью и индуктивностью. В зависимости от форм конденсатора и присоединяемых витков можно получить различные формы объемных резонаторов.

Объемные резонаторы применяются на сантиметровых волнах в магнетронных и клистронных генераторах, в специальных триодных генераторах, в антенных переключателях, волномерах и т. д.

Достоинства объемного резонатора — малые потери энергии и

высокая добротность ($Q \approx 10^4$), полная экранировка и отсутствие поэтому напряжений и токов на наружной поверхности, жесткость конструкции, ее прочность и небольшие размеры.

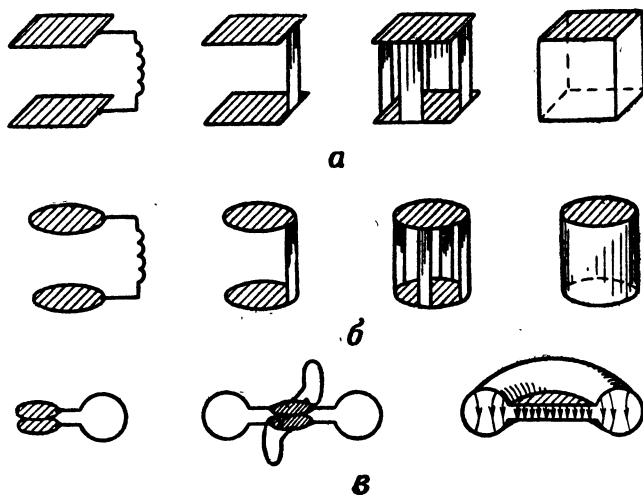


Рис. 3.42. Переход от обычного контура к объемному резонатору:

a — прямоугольному; *б* — цилиндрическому; *в* — тороидальному

2. Прямоугольный резонатор

В прямоугольном резонаторе (рис. 3.43) могут существовать колебания различных типов, отличающиеся друг от друга распределением полей и частотой.

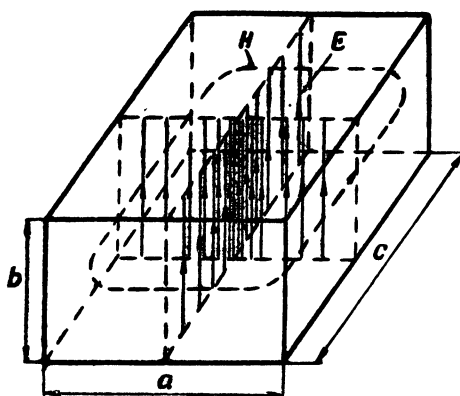


Рис. 3.43. Прямоугольный резонатор

Каждый тип колебаний имеет свою резонансную частоту. Следовательно, объемному резонатору присуще множество резонансных частот. В этом легко убедиться, представив резонатор как отрезок волновода, закрытый с обеих сторон металлическими стенками. Допустим, что в прямоугольном волноводе распространяются волны определенного типа. Если такой волновод закрыть на противоположном от возбуждателя конце металлической стенкой, то

энергия падающих волн не будет поглощаться — она будет отражаться. В результате сложения падающих и отраженных волн образуются стоячие волны. На закороченном конце будет узел

электрического и пучность магнитного полей. Узлы электрического и пучности магнитного полей образуются вдоль волновода через каждую половину волны в волноводе от закороченного конца. В узлах электрического поля можно поставить металлические стенки, и это не изменит распределения электромагнитного поля стоячих волн (потери можно пренебречь). Отрезок волновода, ограниченный двумя металлическими стенками, в котором возникли стоячие волны, образует объемный резонатор. Тип колебаний в объемном резонаторе обозначается H_{mnp} или E_{mnp} .

Колебания типа H_{mnp} в отрезке волновода образуют стоячие волны H_{mn} , а колебания E_{mnp} — стоячие волны E_{mn} . Индексы m, n, p обозначают число стоячих полуволн электрического поля, укладываемых вдоль сторон a, b, c прямоугольного резонатора.

Резонансная длина волны для прямоугольного резонатора определяется по формуле

$$\lambda_{\text{рез}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2}}. \quad (3.14)$$

Простейшим типом колебаний в прямоугольном резонаторе являются колебания H_{101} , соответствующие стоячим волнам H_{10} в отрезке прямоугольного волновода длиной $\frac{\lambda_{\text{в}}}{2}$. Распределение электрического поля стоячей волны для этого типа колебаний показано на рис. 3.43. Электрическое поле имеет пучность в середине резонатора и спадает до нуля у боковых стенок. Силовые электрические линии начинаются у положительных зарядов нижней стенки и оканчиваются у отрицательных зарядов верхней стенки. Направление электрических силовых линий изменяется через каждый полупериод. Магнитное поле, созданное вертикальными токами смещения, имеет пучность у боковых стенок и спадает до нуля у центра резонатора. Токи проводимости протекают от верхней стенки к нижней и обратно. В центрах верхней и нижней стенок образуются узлы тока и пучности зарядов, а на боковых стенках — пучности токов и узлы зарядов. Магнитное и электрическое поля сдвинуты по фазе на четверть периода, т. е. при колебаниях электрическая энергия переходит в магнитную и обратно. На резонансной частоте максимум энергии, запасенной в электрическом поле, равен максимуму энергии, запасенной в магнитном поле. Резонансная длина волны этого типа колебаний определяется по формуле

$$\lambda_{\text{рез}} = \frac{2ac}{\sqrt{a^2 + c^2}}.$$

Настройка резонатора производится изменением его длины c или ширины a .

Колебания типа H_{101} , как и колебания любого другого типа, можно возбудить в прямоугольном резонаторе с помощью витка, штыря (рис. 3.44) или рамки. В каждом случае к возбuditелю

по кабелю поступает энергия от генератора СВЧ. Рассмотрим процесс возбуждения резонатора с помощью рамки.

Рамка создает горизонтальное магнитное поле, которое распространяется к противоположной стенке *А* резонатора, отражается от нее и движется к стенке *Б*. От стенки *Б* это магнитное поле также отражается и движется обратно к стенке *А* и т. д. Переменное магнитное поле создает переменное электрическое поле, и, следовательно, в резонаторе распространяются падающие и отраженные электромагнитные волны, т. е. образуются стоячие волны. Если сторона *с* резонатора равна $\frac{\lambda_B}{2}$ (или $n \frac{\lambda_B}{2}$), то волна, отраженная от стенки *А*, складывается у стенки *Б* с волной, излучаемой рамкой, так как время ее распространения в оба конца равно периоду *T*, и фаза магнитного поля не изменяется при отражении. Таким образом, амплитуды переменного магнитного и электрического полей стоячей волны будут нарастать, поскольку на распространяющиеся волны непрерывно накладываются новые (излучаемые рамкой) волны. По мере роста амплитуд полей будет возрастать амплитуда тока в стенках резонатора и увеличиваться мощность потерь. Режим установится, когда мощность потерь станет равной мощности излучения рамки. Амплитуда колебаний при установившемся режиме бу-

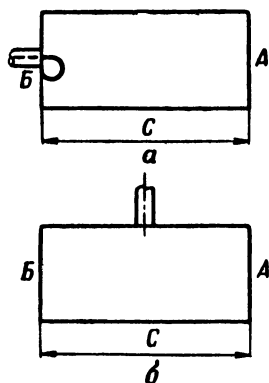


Рис. 3.44. Возбуждение прямоугольного резонатора витком (*а*) и штырем (*б*)

дет иметь определенную величину, зависящую от мощности генератора и добротности резонатора. При установившемся режиме генератор отдает резонатору небольшую мощность, расходуемую на нагревание стенок резонатора. Рамка расположена в пучности магнитного поля резонатора, которое наводит в ней э. д. с., и поэтому ее входное сопротивление велико. При расположении рамки в узле магнитного поля ее входное сопротивление будет равно нулю. Входное сопротивление рамки можно изменять перемещением ее относительно пучности магнитного поля и изменением угла между рамкой и магнитным полем резонатора.

Возбуждение резонатора штырем происходит аналогично. Штырь располагают в пучности электрического поля параллельно электрическим силовым линиям. При этом электрическое поле волн, отраженных от боковых стенок резонатора, у штыря совпадает по фазе с электрическим полем излучаемых в данный момент (падающих) волн, так как расстояние от штыря до боковых стенок и обратно равно $\frac{\lambda_E}{2}$ и при отражении фаза электрического поля изменяется на 180° .

В результате сложения излучаемых и отраженных волн колебания в резонаторе (и электрическое поле у штыря) нарастают до

такой амплитуды, при которой излучаемая мощность становится равной мощности потерь. За время установления резонатор запасает некоторое количество энергии, которая в дальнейшем остается неизменной и лишь превращается из электрической в магнитную и обратно.

Напряжение на конце линии (у основания штыря) пропорционально напряженности поля у штыря, т. е. максимально. Поэтому входное сопротивление штыря, расположенного в пучности электрического поля, также максимально. Если штырь расположить в узле электрического поля, то его входное сопротивление будет равно нулю.

При перемещении штыря из пучности электрического поля падающая и отраженная волны у штыря не будут совпадать по фазе и его входное сопротивление будет уменьшаться по абсолютной величине и станет комплексным. Подбором местоположения и длины штыря можно получить нужное для согласования входное сопротивление.

Добротностью объемного резонатора называется отношение

$$Q = \frac{2\pi W}{W_n} = \frac{\frac{2\pi}{T} W}{\frac{W_n}{T}} = \frac{\omega W}{P_n},$$

где W — запасенная в резонаторе энергия;

W_n — потери энергии за один период колебаний;

P_n — мощность потерь.

При заданной напряженности электрического и магнитного полей количество запасенной в резонаторе энергии пропорционально его объему, а мощность потерь пропорциональна объему поверхностного слоя, в котором происходят потери. Поэтому добротность контура пропорциональна отношению объема резонатора к площади его внутренней поверхности. Добротность объемного резонатора значительно больше добротности обычного контура и может достигать нескольких десятков тысяч.

3. Круговой цилиндрический резонатор

Круговой цилиндрический резонатор можно представить как отрезок круглого волновода, закрытый с обоих концов металлическими стенками. В цилиндрическом резонаторе могут существовать колебания различных типов, имеющие различные резонансные частоты. Тип колебаний в резонаторе обозначается E_{mnp} или H_{mnp} . Колебания E_{mnp} в отрезке волновода образуют стоячие волны E_{mn} , а колебания H_{mnp} — стоячие волны H_{mn} . Индексы m, n имеют то же значение, что и для круглых волноводов, а индекс p обозначает число стоячих полуволн электрического поля, укладывающихся в осевом направлении.

Простейший тип колебаний в цилиндрическом резонаторе — колебания E_{010} . Распределение полей для них показано на рис. 3.45.

Электрические силовые линии параллельны боковой поверхности цилиндра, а магнитные — concentрическими окружностями охватывают ток смещения. На оси цилиндра — пучность напряженности электрического поля и узел напряженности магнитного поля. Магнитное и электрическое поля сдвинуты по фазе на четверть периода. В стенках резонатора проходит ток, который имеет узлы в центрах верхней и нижней стенок.

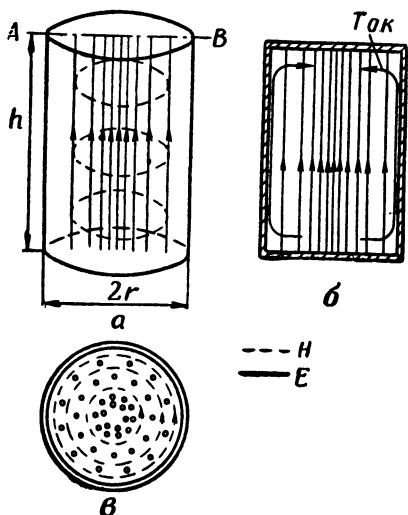


Рис. 3.45. Колебания типа E_{010} в цилиндрическом резонаторе: а — резонатор; б — разрез по АБ; в — горизонтальный разрез

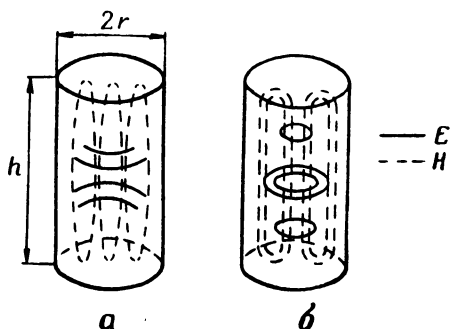


Рис. 3.46. Колебания в цилиндрическом резонаторе: а — типа H_{111} ; б — типа H_{011}

Резонансная длина волны при колебаниях типа E_{010} определяется по формуле

$$\lambda_{\text{рез}} = 2,61 r.$$

Колебания этого типа можно возбуждать с помощью рамки, расположенной у боковой поверхности, или штыря, расположенного у верхней или нижней стенки.

На рис. 3.46 показаны поля колебаний других типов в цилиндрическом резонаторе. Наибольшее практическое применение (например, в волномерах) находят колебания типа H_{011} . Резонансная волна этого типа колебаний определяется по формуле

$$\lambda_{\text{рез}} = \frac{2}{\sqrt{\frac{1}{h^2} + 1,49 r^2}}.$$

4. Неволноводные резонаторы

В технике СВЧ используется много различных типов резонаторов, которые не являются отрезками волноводов. К ним относятся коаксиальные резонаторы (рис. 3.47, а, б), тороидальные резонаторы круглого (рис. 3.42, в) и прямоугольного сечений (рис. 3.47, в),

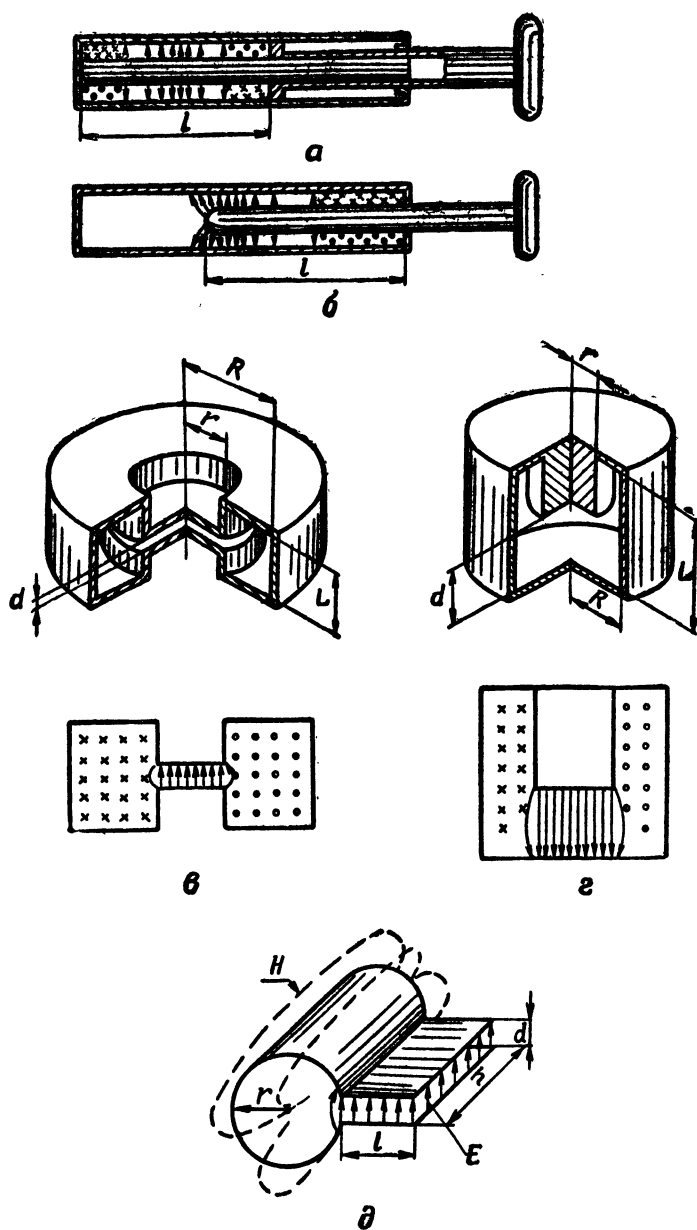


Рис. 3.47. Неволноводные резонаторы

полукоаксиальный резонатор (рис. 3.47, *з*), резонатор типа цилиндра со щелью (рис. 3.47, *д*), щелевые и другие резонаторы. Все эти резонаторы имеют множество резонансных частот, соответствующих множеству различных типов колебаний. Обычно такие резонаторы используются на основной частоте, соответствующей простейшему типу колебаний, имеющему наибольшую длину волны.

Основным типом волн коаксиальных резонаторов являются поперечные волны *ТЕМ*. В соответствии с этим длина основной волны коаксиального резонатора, замкнутого с обоих концов, равна удвоенной его длине, а замкнутого с одной стороны (рис. 4.47, *б*) — $4\ l$.

Для основных типов колебаний других неволноводных резонаторов характерным является почти полное пространственное разделение электрического и магнитного полей. Этим резонаторы подобны обычным колебательным контурам с сосредоточенными параметрами. Из рис. 3.47 видно, что электрическое поле резонатора сосредоточено в основном в той части резонатора, где расстояние между проводящими поверхностями наименьшее. Эта часть резонатора подобна конденсатору. Магнитное поле в конденсаторной части резонатора практически отсутствует. Оно сосредоточено в другой части резонатора, которая поэтому подобна индуктивности. В индуктивной части резонатора почти нет электрического поля. Из-за пространственного разделения полей длина основной волны резонатора оказывается значительно больше геометрических размеров резонаторов. Так, например, для резонатора, показанного на рис. 3.47, *д*, длина основной волны определяется по формуле

$$\lambda_0 = 2\pi r \sqrt{\frac{\pi l}{d}}.$$

На границе конденсаторной части резонатора возможен отбор энергии полем бегущей волны от модулированного по плотности электронного потока. Поэтому резонаторы неволноводного типа широко применяются в электронных приборах СВЧ.

Подстройка объемных резонаторов в небольших пределах производится введением в конденсаторную или индуктивную часть настроечных винтов, пробок, лопаток. При изменении длины или положения подстроечного элемента изменяются эквивалентные емкость или индуктивность резонатора. Перестройка объемных резонаторов в широких пределах осуществляется изменением их размеров.

АНТЕННЫ

§ 1. ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН

1. Классификация антенн

Антеннами называются радиотехнические устройства, предназначенные для излучения и приема электромагнитных волн. Они бывают передающие, приемные и приемно-передающие. К передающей антенне подводится электромагнитная энергия в виде связанной с линией волн, которая частично или полностью преобразуется антенной в свободно распространяющиеся в пространстве волны. Приемная антенна, наоборот, преобразует свободно распространяющиеся в пространстве волны (радиоволны) в волны, распространяющиеся вдоль линии. Ниже будет показано, что антенны обладают свойством обратимости, то есть любая передающая антенна может быть приемной и наоборот. Это свойство часто используется в радиолокационных станциях и радиостанциях связи. Одна и та же антенна используется и для излучения, и для приема радиосигналов. Такая антенна и называется приемно-передающей.

Каждая антенна характеризуется ее конструктивными особенностями, электрическими параметрами и характеристиками. Поэтому антенны можно классифицировать по различным признакам. Главными признаками являются: длина волны, механизм излучения, распределение в пространстве излучаемой энергии, форма и структура излучающей части, способ питания.

По длине рабочей волны антенны разделяются так же, как и сами волны. Передающими антеннами сверхдлинных волн служат радиомачты, треугольные плоские антенны, зонтичные антенны, Т и Г-образные антенны и другие несимметричные излучатели. Длина излучателя длинных волн не превышает четверти волны, а на средних волнах она может составлять и несколько более половины волны. Приемными антеннами указанных поддиапазонов обычно являются простые проволочные конструкции.

В диапазоне коротких волн передающими и приемными антеннами являются штыревые антенны, симметричный вибратор, многовибраторные антенны, ромбические антенны, антенны бегущей волны и другие проволочные антенны.

Основными типами антенн метровых волн являются симметричный вибратор и его различные сложные комбинации (плоская решетка вибраторов, директорная антенна и другие). Соединение антенн метровых волн с передатчиками и приемниками обычно осуществляется с помощью коаксиальных кабелей.

На дециметровых волнах, кроме симметричных вибраторов (диполей), применяются трубчатые щелевые антенны, диполь с уголковым отражателем, зеркальные антенны, рупорные излучатели и др. Облучателями зеркальных антенн являются дипольные системы. Передача энергии к антенне и отбор энергии от приемной антенны осуществляется с помощью коаксиальных кабелей или волноводов.

Основными типами передающих и приемных антенн сантиметровых волн являются зеркальные и линзовые антенны, которые облучаются рупорными излучателями. Кроме того, используются антенны поверхностных волн, волноводно-щелевые антенны, системы из излучающих элементов в полосковом исполнении. Энергия почти всегда подводится по волноводам, а в некоторых случаях — по сверхвысокочастотным полосковым линиям или по коаксиальному кабелю.

На миллиметровых волнах используются зеркальные, линзовые, рупорные и щелевые антенны. Передача энергии производится по волноводам.

По механизму излучения все антенны можно разделить на три группы. К первой группе относятся антенны, размеры которых сравнимы с длиной волны. Переменный ток, протекающий в проводах антенн этой группы, можно считать непосредственным источником излучения. Типичными примерами антенн этой группы являются симметричный вибратор и рамочная антенна. Ко второй группе относятся поперечные излучатели, то есть антенны, размеры которых велики по сравнению с длиной волны и которые излучают в основном в направлении, перпендикулярном к их главному размеру. Механизм излучения таких антенн может быть объяснен с помощью оптических принципов. Типичными примерами таких антенн являются зеркальные и линзовые антенны. К третьей группе относятся продольные излучатели, то есть антенны, которые излучают в основном в направлении своего главного размера. Такие антенны называются также антеннами поверхностных волн. Поверхностная волна, распространяющаяся вдоль излучателя, является промежуточным звеном между связанной с линией волной и пространственным излучением.

По области использования антенны разделяются на связанные, радиолокационные, радионавигационные, телевизионные и др.

Электрические параметры антенн и их конструктивные особенности определяются длиной волны и областью использования.

2. Понятие об излучении электромагнитных волн

Теоретически и экспериментально установлено, что любая система, создающая переменное электрическое поле (токи смещения) или переменное магнитное поле, в принципе может излучать электромагнитные волны. Однако практически излучение возможно использовать только при выполнении двух условий.

Известно, что четвертьволновая разомкнутая двухпроводная линия не излучает энергию при малом расстоянии между ее проводами. Если концы этой линии развести на 180° , то получим простейшую антенну — симметричный вибратор, который излучает очень эффективно (рис. 4.1).

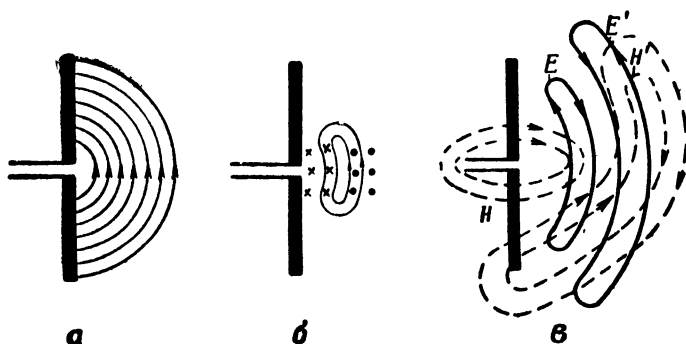


Рис. 4.1. К пояснению процесса излучения

Пусть в некоторый момент времени заряды и напряжение имеют максимальное значение и, следовательно, электрическое поле имеет максимальное значение и занимает значительный объем (рис. 4.1, а. Для упрощения на рис. 4.1 показано поле только справа от антенны). В последующую четверть периода заряд антенны быстро убывает до нуля, ток и магнитное поле нарастают, а электрическое поле убывает, то есть его силовые линии возвращаются к антенне, а энергия электрического поля переходит в энергию магнитного поля. Но удаленные от антенны силовые линии не успеют к ней прийти, как заряды исчезнут и, следовательно, концы линий окажутся замкнутыми сами на себя, то есть возникнет вихревое электрическое поле (рис. 4.1, б), которое и является полем излучения.

Закон электромагнитной индукции позволяет в общих чертах так представить процесс излучения волн. Переменный ток, проходящий по проводнику, создает в пространстве переменное магнитное поле H , которое согласно закону электромагнитной индукции создает переменное электрическое поле E в более удаленных точках. Поле E связано с полем H и создает переменное магнитное поле H' в еще более удаленных точках, которое в свою очередь

создает электрическое поле E' , и т. д. Эти периодически изменяющиеся поля распространяются в пространстве со скоростью света (рис. 4.1, в).

Из сказанного вытекают необходимые условия эффективного излучения волн антенной. Первое условие состоит в том, что заряды в антенне должны исчезать и накапливаться быстро, иначе говоря, переменный ток, протекающий в антенне, должен иметь значительную частоту. Чем выше частота тока в антенне, тем эффективней она излучает. Поэтому для передачи сигналов с помощью радиоволн используются колебания с высокими частотами. Второе условие состоит в том, что поле антенны должно охватывать возможно больший объем, иначе говоря, размеры антенны должны быть сравнимы или превышать длину волны. Справедливость этого условия можно также подтвердить методом наведенных э. д. с.

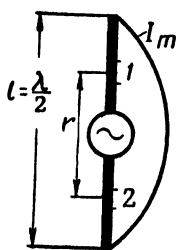


Рис. 4.2. К пояснению метода наведенных э. д. с.

Будем считать, что ток в полуволновом вибраторе распределен по его длине и во всех точках провода имеет одну и ту же фазу (рис. 4.2). Ток, проходящий по элементу провода 1, создает электромагнитное поле в окружающем пространстве, в том числе и около элемента провода 2. Это поле наводит в элементе 2 некоторую э. д. с. Если бы поле распространялось мгновенно или расстояние r было ничтожно малым по сравнению с длиной волны, то наведенная в элементе 2 э. д. с. отставала бы на $\frac{T}{4}$ (на 90°) от тока в элементе 1, а следовательно, и в элементе 2. Но поле распространяется со скоростью света, и потому наведенная им э. д. с. в элементе 2 будет сдвинута относительно тока на угол φ , больший 90° . Это объясняется тем, что фаза тока успеет измениться за время, пока поле распространится на расстояние r , соизмеримое с длиной волны. Следовательно, в элементе 2 будет расходоваться мощность, определяемая произведением тока на наведенную э. д. с. и на $\cos \varphi$. Так как в самом элементе провода 2 потерь нет (его сопротивление можно считать равным нулю), то расходуемая мощность переходит в пространство, т. е. излучается. Э. д. с., наведенную в каждом элементе провода всеми другими элементами, и мощность излучения антенны можно подсчитать, если задано распределение амплитуд тока. Очевидно, что в коротких по сравнению с длиной волны проводах сдвиг фаз между током и наведенной э. д. с. будет близок к 90° и излучаемая мощность будет незначительной.

3. Свойства поля излучения

Трудами русских физиков и особенно академика С. И. Вавилова доказано, что электромагнитное поле представляет собой особую форму движущейся материи, которой присущи масса и энер-

гия. Наличие энергии в поле излучения очевидно из того факта, что ее принимает радиоприемное устройство. Наличие массы электромагнитного поля было экспериментально доказано в 1899 г. выдающимся русским физиком П. Н. Лебедевым. Лебедев сконструировал крыльчатку, которая вращалась под давлением светового потока. Но давление может оказывать только масса, значит, свет обладает массой. Масса эта имеет особую природу и называется электромагнитной. Теоретически и экспериментально установлено, что свет представляет собой поле излучения атомов с длиной волн 0,0004—0,0007 см. На основании этого можно сделать вывод, что радиоволны любой длины, как и свет, обладают массой.

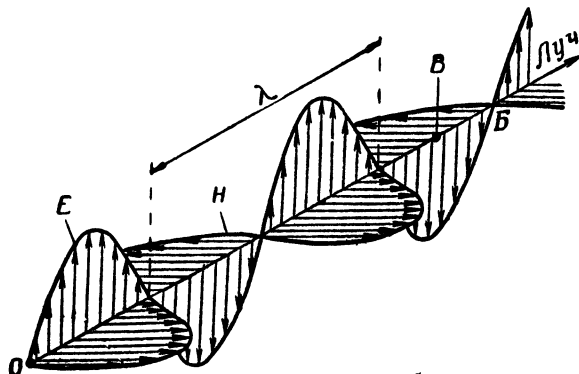


Рис. 4.3. Поле бегущей радиоволны

Поле излучения состоит из двух взаимосвязанных полей — электрического и магнитного, существующих одновременно и поддерживающих друг друга. Теоретически доказано, что скорость распространения электромагнитного поля равна скорости света. Следовательно, поле излучения распространяется в пространстве со скоростью

$$v = \frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\epsilon \mu}}, \quad (4.1)$$

где v — скорость распространения поля;

ϵ , μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды.

В безвоздушном пространстве $\epsilon = \mu = 1$ и $v = 3 \cdot 10^8$ м/сек.

Скорость распространения радиоволн в воздухе зависит от его давления; при нормальном давлении $v = 295\,000$ км/сек.

В однородной среде поле излучения распространяется прямолинейно. Направления его распространения называются лучами. Вдоль лучей электрическое и магнитное поля распределены синусоидально и совпадают по фазе (рис. 4.3). В любой точке пространства, через которую проходит радиоволна, электрическое и магнитное поля изменяются синусоидально, причем фазы поля в различ-

ных точках неодинаковы. Следовательно, картина распределения полей радиоволны в пространстве непрерывно движется. Если в данный момент напряженность поля в точке B равна нулю, а в точке B максимальна, то через четверть периода поле в точке B будет равно нулю, а в точке B будет максимальным, т. е. вся картина распределения полей за четверть периода сместится вправо на четверть волны.

Силовые электрические и магнитные линии радиоволн взаимно перпендикулярны и перпендикулярны направлению распространения волн (см. рис. 4.3). Поэтому они называются поперечными волнами и обозначаются символом *ТЕМ*.

Направление вектора электрического (магнитного) поля радиоволны в каждой точке луча подчиняется определенному закону, вследствие чего радиоволны называются поляризованными. Различают линейную, круговую и эллиптическую поляризацию. Волна называется линейно поляризованной, если конец вектора электрического поля в каждой точке с течением времени описывает прямую линию. В этом случае вектор E лежит на фиксированной прямой, а вдоль луча все векторы электрического поля лежат в одной плоскости, называемой плоскостью поляризации (рис. 4.3). При эллиптической поляризации конец вектора электрического поля описывает эллипс, а при круговой — окружность.

Радиоволны переносят электромагнитную энергию, количество которой характеризуется плотностью потока энергии (мощности), или вектором Пойнтинга. Плотностью потока энергии (вектором Пойнтинга) называется количество энергии, проходящей за 1 сек через площадку в 1 м^2 , расположенную перпендикулярно лучу. Величина вектора Пойнтинга (P) определяется из уравнения

$$P [\text{вт/м}^2] = E \cdot [v/\text{м}] H [a/\text{м}]. \quad (4.2)$$

Величины напряженности электрического (E) и магнитного (H) полей радиоволны в свободном пространстве связаны между собой следующим уравнением:

$$E [v/\text{м}] = 377 \text{ ом} \cdot H [a/\text{м}], \quad (4.3)$$

где 377 ом — волновое сопротивление свободного пространства. Следовательно, величина вектора Пойнтинга равна

$$P [\text{вт/м}^2] = 377 H^2 [a/\text{м}],$$

или

$$P [\text{вт/м}^2] = \frac{E^2}{377} = 0,00265 E^2 [v/\text{м}]. \quad (4.4)$$

Направление вектора Пойнтинга определяется правилом трех пальцев правой руки. Правило это можно сформулировать так: если большой, указательный и средний пальцы правой руки расположить взаимно перпендикулярно и большой палец совместить с направлением вектора E , а указательный — с направлением вектора H , то средний палец укажет направление вектора P .

Плотность потока энергии (или мощности) зависит от расстояния до излучателя; эту зависимость легко установить из рис. 4.4.

Пусть точечный излучатель O помещен в центре двух сферических поверхностей с радиусами r_1 и r_2 . Предположим далее, что сферы пересекает коническая поверхность, которая вырезает части их с площадями S_1 и S_2 . Эти площади, как и площади сферических поверхностей, пропорциональны квадратам радиусов:

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{r_2^2}{r_1^2}.$$

Будем считать, что во всех точках поверхностей S_1 и S_2 плотности потока энергии постоянны и равны соответственно Π_1 и Π_2 . Следовательно, поток энергии через площадь S_1 равен $\Pi_1 S_1$, а через площадь S_2 поток энергии равен $\Pi_2 S_2$. Так как радиоволны распространяются прямолинейно, то потоки энергии через поверхности S_1 и S_2 , ограниченные одной конической поверхностью, равны между собой:

$$S_1 \Pi_1 = S_2 \Pi_2,$$

или

$$\frac{\Pi_1}{\Pi_2} = \frac{S_2}{S_1} = \frac{r_2^2}{r_1^2}.$$

Таким образом, плотность потока энергии обратно пропорциональна квадрату расстояния от излучателя. Так как

$$\Pi_1 = 0,00265 E_1^2,$$

$$\Pi_2 = 0,00265 E_2^2,$$

где E_1 и E_2 — напряженности электрического поля радиоволны на расстояниях r_1 и r_2 от излучателя, то

$$\frac{\Pi_1}{\Pi_2} = \frac{E_1^2}{E_2^2} = \frac{r_2^2}{r_1^2},$$

или

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r_2}{r_1},$$

т. е. напряженность поля излучения обратно пропорциональна расстоянию от излучателя.

Аналогично можно показать, что

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{r_2}{r_1}.$$

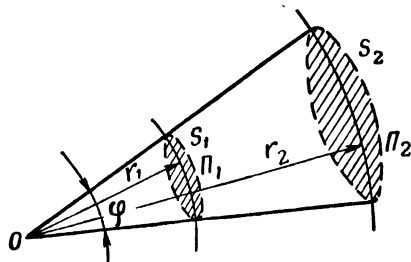


Рис. 4.4. Уменьшение плотности потока энергии сферической волны с увеличением расстояния

Если передающую антенну считать точечным излучателем, то мгновенные значения напряженностей полей радиоволны в любой точке свободного пространства на расстоянии r от антенны можно определить по уравнению бегущих волн:

$$e = \frac{r_0 E_0}{r} \sin(\omega t + \psi_0 - mr); \quad (4.5)$$

$$h = \frac{r_0 H_0}{r} \sin(\omega t + \psi_0 - mr), \quad (4.6)$$

где E_0 , H_0 — амплитудные значения напряженностей полей непосредственно у антенны (при $r=r_0$);

ψ_0 — начальная фаза волны, $m = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Величины E_0 , H_0 определяются величиной подводимой к антенне мощности и к. п. д. антенны. Уравнения (4.5) и (4.6) имеют смысл только для дальней зоны, то есть при $r > \frac{\lambda}{2\pi}$. В ближней зоне ($r < \frac{\lambda}{2\pi}$), кроме поля излучения, существует электростатическое поле, создаваемое зарядами антенны, и магнитное поле, определяемое полным током проводимости антенны. Суммарные напряженности полей в ближней зоне обратно пропорциональны кубу или квадрату расстояния от антенны.

4. Параметры передающих антенн

Основными параметрами передающей антенны являются характеристика направленности, фазовая характеристика, поляризационная характеристика, коэффициент направленного действия, коэффициент полезного действия, коэффициент усиления, рабочий диапазон (полоса пропускания), эффективная площадь или эффективная длина антенны, сопротивление излучения, входное сопротивление.

Характеристика направленности антенны. Различают характеристики направленности по полю и по мощности. Характеристикой направленности передающей антенны по полю называется зависимость амплитуды поля в равноудаленных от антенны точках ($r = \text{const}$) от направления излучения. Направление излучения определяется величинами двух углов φ , θ , отсчитанных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Следовательно, характеристикой направленности является некоторая математическая функция этих углов, то есть $f(\varphi, \theta)$. Любая антенна является направленной, то есть в различных направлениях она излучает волны с различными амплитудами. Если известна амплитуда поля в направлении главного максимума излучения $E_{\text{макс}}$, то амплитуда в любом другом направлении E определяется по формуле:

$$\begin{aligned} E &= E_{\text{макс}} f(\varphi, \theta), \\ H &= H_{\text{макс}} f(\varphi, \theta), \\ f(\varphi, \theta) &= \frac{E}{E_{\text{макс}}} = \frac{H}{H_{\text{макс}}}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Очевидно, что максимальный модуль $f(\varphi, \theta)$ равен единице. Определяемая таким методом $f(\varphi, \theta)$ называется еще нормированной характеристикой направленности.

В сферической системе координат $f(\varphi, \theta)$ или $E_{\max} f(\varphi, \theta)$ геометрически представляется некоторой поверхностью. В зависимости от формы этой поверхности различают пространственные характеристики направленности тороидальные, игольчатые, веерные, многолепестковые и другие (рис. 4.5).

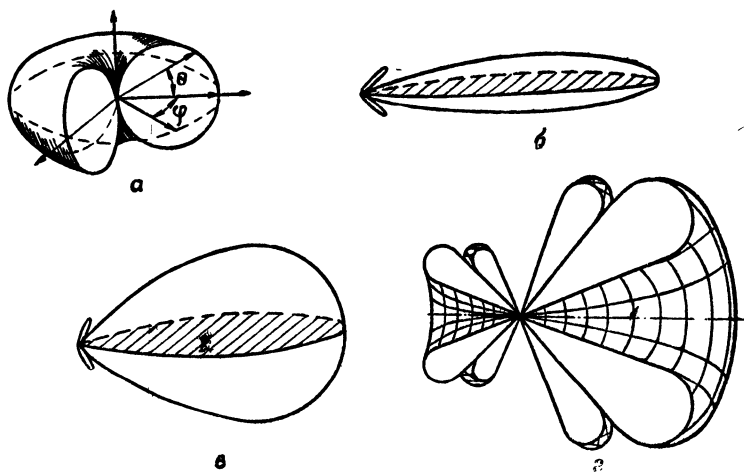


Рис. 4.5. Пространственные характеристики направленности:

a — тороидальная; *б* — игольчатая; *в* — веерная; *г* — многолепестковая

Характеристикой направленности передающей антенны по мощности называется зависимость плотности потока мощности в равноудаленных от антенны точках от направления излучения. Так как плотность потока мощности пропорциональна квадрату напряженности поля, то характеристика направленности по мощности представляется той же математической функцией, что и по полю, но возведенной в квадрат, то есть $f^2(\varphi, \theta)$. Пространственные характеристики неудобны для изображения на чертежах. Сечения пространственных характеристик плоскостями, проходящими через направление максимального излучения, называются плоскостными характеристиками. Иначе говоря, плоскостной характеристикой называется зависимость амплитуды поля или плотности потока мощности в равноудаленных от антенны точках от угла в данной плоскости.

Плоскостные характеристики антенн с линейно поляризованным излучением изображают в плоскости вектора электрического поля E (плоскости поляризации) и взаимно перпендикулярной ей плоскости H , в которой лежат магнитные силовые линии, в полярной или прямоугольной системе координат. Изображение характеристик

в полярной системе дает большую наглядность, а в прямоугольной системе — большую точность (рис. 4.6). Нормированная характеристика (или диаграмма) по мощности отличается от нормированной диаграммы по полю несколько более узкой формой. Характеристика называется многолепестковой, если имеется несколько направлений максимального излучения и, соответствен-

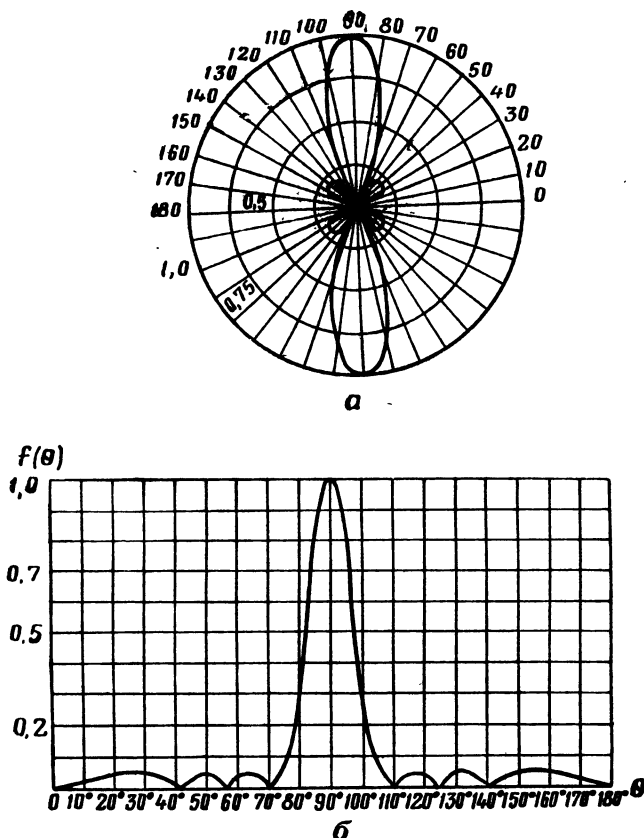
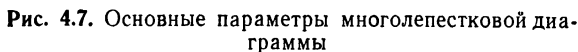


Рис. 4.6. Диаграммы направленности в полярной (а) и прямоугольной (б) системах координат

но, несколько направлений нулевого излучения. При этом максимумы излучения могут быть одинаковыми или различными. В последнем случае лепесток с наибольшим максимумом излучения называется главным. На практике чаще используются антенны с одним главным лепестком и малыми боковыми лепестками (рис. 4.7).

Направленность антенны характеризуется также шириной главного лепестка характеристики по половинной мощности или углом излучения $\alpha_{изл}$, под которым понимается угол между двумя направ-

Фазовая характеристика антенны. Фазовой характеристикой антенны называется зависимость фазы волны от направления излучения при $r = \text{const}$. Из уравнений (4.5), (4.6) видно, что при $r = \text{const}$ фаза волны одна и та же во всех точках. Однако это справедливо лишь для точечного излучателя, который излучает



Поляризационная характеристика антенны. Поляризация радиоволны определяется законом изменения направления вектора напряженности электрического поля во времени. Если конец вектора электрического поля в данной точке пространства с течением времени описывает прямую линию, то поляризация называется линейной. В этом случае во всех точках луча вектора электрического поля лежат в одной плоскости, называемой плоскостью поляризации (рис. 4.3).

$$e = E_1 \sin \omega t + E_2 \sin (\omega t - \delta).$$

Легко убедиться, что при $\delta = n\pi$ ($n=0, 1, 2$) получается линейная поляризация, при $\delta = (2n+1)\frac{\pi}{2}$ и $E_1=E_2$ поле имеет круговую поляризацию, а во всех других случаях — эллиптическую (рис. 4.8).

Отношение малой полуоси поляризационного эллипса к большой полуоси называется коэффициентом поляризации или коэффициентом эллиптичности. Зависимость коэффициента поляризации $p = \frac{b}{a}$ от направления излучения называется поляризационной характеристикой антенны. При линейной поляризации $p=0$, при круговой $p=1$, в общем случае $0 < p < 1$, что соответствует различной степени эллиптической поляризации.

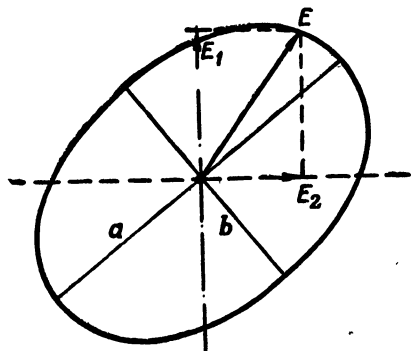


Рис. 4.8. Поляризационный эллипс в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны

Коэффициент направленного действия антенны (к. н. д.). Количественно направленные свойства антенны принято характеризовать к. н. д., который был введен Пистолькорсом в 1929 г. Коэффициентом направленного действия называется отношение плотности потока мощности направленной антенны к плотности потока мощности ненаправленной антенны при одинаковой их мощности излучения. К. н. д. зависит от направления излучения. В направлении главного максимума излучения к. н. д.

имеет максимальное значение $D_{\text{макс}}$. В этом случае его можно определить как число, показывающее, во сколько раз максимальная плотность потока мощности превышает среднюю по всем направлениям плотности потока, то есть

$$D_{\text{макс}} = \frac{P_{\text{макс}}}{P_{\text{ср}}}, \quad (4.8)$$

где $P_{\text{ср}}$ — такая плотность потока, которая была бы при ненаправленном излучении той же мощности, что и при направленном.

К. н. д. зависит от формы характеристики направленности и может быть оценен по приближенной формуле

$$D_{\text{макс}} = \frac{A}{\alpha_{\text{изл } E}^{\circ} \cdot \alpha_{\text{изл } H}^{\circ}}, \quad (4.9)$$

где $A = 35\,000 \div 45\,000$, $\alpha_{\text{изл } E}^{\circ}$, $\alpha_{\text{изл } H}^{\circ}$ — углы излучения в плоскостях E и H , измеренные в градусах. В настоящее время имеются антенны с $D_{\text{макс}} = 10^6 \div 10^7$.

Коэффициент полезного действия и коэффициент усиления антенны.

Энергия, которая подводится к антенне по линии или непосредственно от генератора, частично излучается в пространство, а частично бесполезно расходуется в проводах антенны и окружающих ее предметах в основном на тепло.

Коэффициентом полезного действия антенны (к. п. д.) называется отношение мощности излучения (полезной мощности) ко всей мощности, подводимой к антенне и состоящей из активной мощности излучения $P_{\text{изл}}$ и активной мощности потерь $P_{\text{пот}}$, т. е.

$$\eta = \frac{P_{\text{изл}}}{P_A} = \frac{P_{\text{изл}}}{P_{\text{изл}} + P_{\text{пот}}} \quad (4.10)$$

К. п. д. антенн УКВ близок к единице (более 0,9), а к. п. д. длинных волновых антенн невысок.

Произведение к. п. д. на коэффициент направленного действия называется коэффициентом усиления антенны

$$G = \eta D \quad (4.11)$$

Обычно под величиной коэффициента усиления понимают его максимальное значение

$$G_{\text{макс}} = \eta D_{\text{макс}} \quad (4.12)$$

Коэффициент усиления используется для расчета поля излучения по известным величинам подводимой к антенне мощности и к. п. д.

Наибольшая величина излучаемой антенной мощности, при которой еще не происходит электрический пробой, называется допустимой мощностью излучения.

Входное сопротивление. Сопротивление излучения.

Входным сопротивлением проволочной антенны называется отношение напряжения на входных клеммах антенны ко входному току. Входное сопротивление непроволочных антенн (например, рупоров), питаемых волноводами, определяется аналогично входному сопротивлению волновода.

Входное сопротивление антенны в общем случае является комплексным, то есть имеет активную и реактивную составляющие:

$$\dot{Z}_A = R_A + jX_A \quad (4.13)$$

Величина входного сопротивления антенны зависит от распределения амплитуд тока в антенне и места подключения питания (фидера).

При выполнении условий согласования к антенне подводится только активная мощность, которую можно определить по формуле

$$P_A = P_{\text{изл}} + P_{\text{пот}} = \frac{1}{2} I_A^2 R_A,$$

где I_A — амплитуда тока на входе антенны;

R_A — активная составляющая входного сопротивления.

Применяя далее обычную теорию переменного тока, можно мощности излучения и потерь определить по формулам:

$$P_{\text{изл}} = \frac{1}{2} I_A^2 R_{\text{изл}};$$

$$P_{\text{пот}} = \frac{1}{2} I_A^2 R_{\text{пот}};$$

$$R_A = R_{\text{изл}} + R_{\text{пот}}. \quad (4.14)$$

Таким образом, активная составляющая входного сопротивления антенны состоит из сопротивления излучения и сопротивления потерь.

Если сопротивление потерь, в основном, является реально существующим активным сопротивлением проводов антенны, то сопротивление излучения есть чисто расчетная величина, то есть представляет собой коэффициент пропорциональности между удвоенной мощностью излучения и квадратом амплитуды тока антенны. Ток в антенне можно измерить, а сопротивление излучения для ряда простых антенн можно рассчитать с помощью интегрального исчисления по известному закону распределения амплитуд тока. Тогда представится простая возможность расчета мощности излучения. В этом смысл введения понятия сопротивления излучения.

По известным $R_{\text{изл}}$ и $R_{\text{пот}}$ можно определить к. п. д. антенны по формуле

$$\eta = \frac{R_{\text{изл}}}{R_A} = \frac{R_{\text{изл}}}{R_{\text{изл}} + R_{\text{пот}}}. \quad (4.15)$$

Входное сопротивление антенны с неравномерным распределением амплитуды тока вдоль нее зависит от места подключения питания. Поэтому и сопротивление излучения тоже зависит от положения на антенне точек подключения фидера. Для устранения этого неудобства сопротивление излучения относят к пучности тока в антенне независимо от места включения питания. Следовательно, сопротивлением излучения называется такое воображаемое сопротивление, которое, будучи включенным в пучность тока в антенне, поглощало бы мощность, равную мощности излучения.

Если известна мощность излучения и характеристика направленности, то при отсутствии помех и поглощения радиоволн можно определить амплитуду поля в любой точке пространства по формуле идеальной радиопередачи:

$$E(\varphi, \theta) = \frac{1}{r} \sqrt{60 P_{\text{изл}} D_{\text{макс}}} f(\varphi, \theta). \quad (4.16)$$

Действующая длина антенны. Понятие о действующей длине антенны (эффективной высоте) введено в начальный период развития антенной техники для удобства расчета напряженности поля. Напряженность поля, создаваемая элементарным

электрическим вибратором или диполем Герца в направлении максимума излучения определяется по формуле

$$E_{\text{макс}} = \frac{60 \pi I l}{\lambda r}. \quad (4.17)$$

Из формулы (4.17) видно, что напряженность поля пропорциональна площади тока, под которой понимается произведение $I \cdot l$. Для реальных проволочных антенн напряженность поля в направлении максимума излучения определяется формулой

$$E_{\text{макс}} = \frac{1}{r} \sqrt{60 P_{\text{изл}} D_{\text{макс}}}. \quad (4.18)$$

Действующей длиной линейной антенны называется длина h_d диполя Герца, который при равенстве его тока току в пучности антенны создает в направлении максимума излучения такое же поле, как и данная антенна. Приравнивая правые части (4.17) и (4.18) и заменяя $P_{\text{изл}}$ его значением, получим

$$h_d = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{R_{\text{изл}} D_{\text{макс}}}{120}}.$$

(4.19)

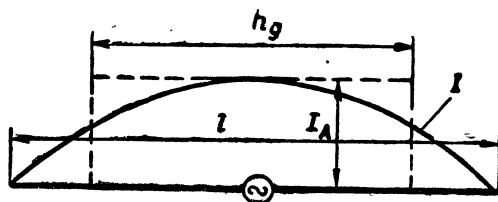


Рис. 4.9. К определению действующей длины антенны

Смысл введения действующей высоты состоит в замене реальной антенны с неравномерным распределением тока по ее длине диполем Герца с равномерным распределением тока. Тогда представляется возможным рассчитать площадь тока $I_A h_d$, а следовательно, и напряженность тока в дальней зоне по формуле

$$E_{\text{макс}} = \frac{60 \pi I_A h_d}{\lambda r}. \quad (4.20)$$

Из рис. (4.9) видно, что для определения действующей длины антенны надо методом интегрирования найти площадь тока и привести ее к равновеликой площади прямоугольника, высотой которого является амплитуда тока в пучности антенны. Тогда основание прямоугольника и будет действующей высотой антенны.

Понятие о действующей высоте справедливо только для проволочных (линейных) антенн, коротких по сравнению с длиной волны, у которых распределение амплитуд тока по длине не изменяет знака. Это понятие не применимо для зеркальных антенн, антенн поверхностных волн, рупорных излучателей и других антенн УКВ.

Рабочим диапазоном (полосой пропускания) антенны называется полоса частот, в пределах которой параметры и характеристики антенны изменяются в допустимых пределах. При изменении частоты (длины волны) и постоянной амплитуде напряжения на входе антенны изменяется ее входное сопротивление, условия

согласования, амплитуда тока, направленные свойства, поляризация и другие параметры антенны. Частотной характеристикой антенны называется зависимость входного сопротивления от частоты, или коэффициента бегущей волны от частоты, или к. н. д. от частоты, или входного тока от частоты. В соответствии с этим различают полосы пропускания по входному току (рис. 4.10), к. н. д. и другим показателям.

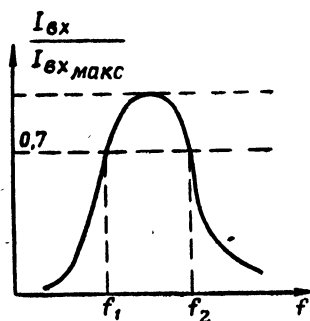


Рис. 4.10. Частотная характеристика антенны по входному току

5. Параметры приемных антенн

Процесс улавливания энергии радиоволн приемной антенной состоит в том, что поле радиоволны наводит в антенне э. д. с., которая возбуждает в проводе антенны ток. Ток проходит по линии в приемник. Следовательно, по отношению к приемнику приемная антенна является источником э. д. с. с некоторым внутренним сопротивлением $Z_{вх}$. Нагрузочным сопротивлением

приемной антенны является входное сопротивление приемника $Z_{н}$ (рис. 4.11). Непосредственный расчет параметров приемной антенны оказался затруднительным, так как э. д. с. и токи возбуждаются в каждом элементе антенны, т. е. являются распределенными по длине. Более удобно вос-

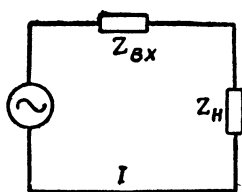


Рис. 4.11. Эквивалентная схема приемной антенны

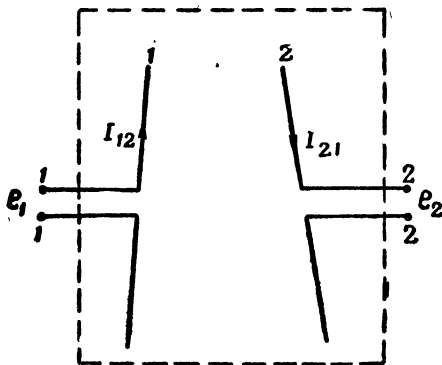


Рис. 4.12. Четырехполюсник, эквивалентный радиочастотной линии

пользоваться для этого принципом взаимности, с помощью которого доказывается равенство характеристик и параметров антенны при ее работе на передачу и прием.

Сущность принципа взаимности, который доказывается в теории четырехполюсников, состоит в следующем. Пусть имеются две антенны 1 и 2, расположенные в пространстве на любом расстоянии одна от другой (рис. 4.12). Подключим к зажимам 1—1' ан-

тенны 1 э. д. с. e_1 , а к зажимам 2—2 антенны 2 — амперметр, который покажет ток I_{21} . Затем к зажимам 2—2 антенны 2 подключим э. д. с. e_2 , а к зажимам 1—1 антенны 1 — амперметр, который покажет ток I_{12} . Принцип взаимности устанавливает, что имеет место равенство

$$\frac{e_1}{I_{21}} = \frac{e_2}{I_{12}}. \quad (4.21)$$

Если же $e_1 = e_2$, то и $I_{21} = I_{12}$. Используя равенство (4.21), можно доказать, что ток в приемной антенне определяется по формуле

$$I = \frac{\lambda E}{\pi (Z_{\text{вх}} + Z_{\text{н}})} \sqrt{\frac{R_{\text{изл}} D_{\text{макс}}}{120}} f(\varphi, \theta), \quad (4.22)$$

где E — напряженность поля в пункте приема, $R_{\text{изл}}$, $D_{\text{макс}}$, $f(\varphi, \theta)$ — сопротивление излучения, к. н. д. и характеристика направленности этой же антенны при работе ее на передачу.

Формулу (4.22) можно на основании (4.19) написать так:

$$I = \frac{E h_{\text{д}}}{Z_{\text{вх}} + Z_{\text{н}}} f(\varphi, \theta), \quad (4.23)$$

или

$$I = \frac{E_{\text{пр}}}{Z_{\text{вх}} + Z_{\text{н}}}, \quad (4.24)$$

где

$$E_{\text{пр}} = E h_{\text{д}} f(\varphi, \theta). \quad (4.25)$$

Отсюда следует, что характеристика направленности антенны, ее к. п. д., входное сопротивление, действующая высота, сопротивление излучения, к. н. д. и другие параметры одинаковы при работе на передачу и работе на прием. Определения параметров в режиме приема несколько отличаются от определений в режиме передачи. Ниже приводятся некоторые из них.

Характеристикой направленности приемной антенны (по полю) называется зависимость величины э. д. с., наводимой в приемной антенне, от направления прихода плоской электромагнитной волны при постоянной напряженности поля в пункте приема. Аналогично определяется характеристика приемной антенны по мощности.

Коэффициентом направленного действия приемной антенны называется отношение мощности, принятой направленной антенной, к той мощности, которую приняла бы эта антенна, если бы она была ненаправленной.

Коэффициентом полезного действия приемной антенны называется отношение полезной мощности, отданной приемнику, к полной мощности, принятой антенной. Вся энергия, принятая антенной, расходуется на активном сопротивлении антенны и активном сопротивлении нагрузки. Активное входное сопротивление антенны состоит из сопротивления излучения и сопротивления потерь. Следовательно, во время приема сигнала приемная антенна излучает

в пространство часть принятой энергии, то есть имеет место вторичное излучение.

Мощность в нагрузке приемной антенны (полезная мощность) может быть определена по формуле

$$P = \frac{1}{2} I^2 R_n, \quad (4.26)$$

где R_n — активная составляющая сопротивления нагрузки,
 I — амплитуда тока.

Приемная антенна отдает в нагрузку максимальную мощность при выполнении условий согласования и движения волны вдоль направления максимального приема, т. е. при $f(\varphi, \theta) = 1$. Величину максимальной мощности можно определить по формуле (4.26) с учетом (4.23), (4.19), (4.15) и (4.12).

$$P_{\text{макс}} = \frac{\lambda^2 E^2 G_{\text{макс}}}{960 \pi^2} \quad (4.27)$$

Понятие действующей длины антенны неприменимо ко многим антеннам. Поэтому способность антенн принимать энергию падающих на них волн принято характеризовать эффективной (действующей) площадью приемной антенны, под которой понимается отношение принятой антенной мощности P к плотности потока мощности в пункте приема Π , т. е.

$$S_{\text{эф}} = \frac{P}{\Pi}, \quad (4.28)$$

$$P = S_{\text{эф}} \cdot \Pi.$$

Если плоская волна падает под прямым углом на всю геометрическую поверхность раскрыта антенны S , то

$$P_{\text{пад}} = S \Pi.$$

Но не все элементы площади антенны одинаково воспринимают падающую энергию и потому $P < P_{\text{пад}}$, а следовательно, и $S_{\text{эф}} < S$. Отношение $S_{\text{эф}} : S = \gamma$ называется коэффициентом использования площади антенны. Можно показать, что эффективная площадь антенны связана с к. н. д., коэффициентом усиления и действующей длиной антенны формулами:

$$G_{\text{макс}} = \eta \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{\text{эф}}; \quad (4.29)$$

$$L_{\text{макс}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{\text{эф}}; \quad (4.30)$$

$$S_{\text{эф}} = \frac{30\pi}{R_{\text{изд}}} h_d^2$$

§ 2. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

1. Электрический элементарный вибратор

Любую реальную антенну можно представить в виде суммы большого числа излучающих элементов или совокупности элементарных излучателей. Поле излучения и характеристика направленности элементарного излучателя найдены из решений уравнений электродинамики. Следовательно, существует возможность

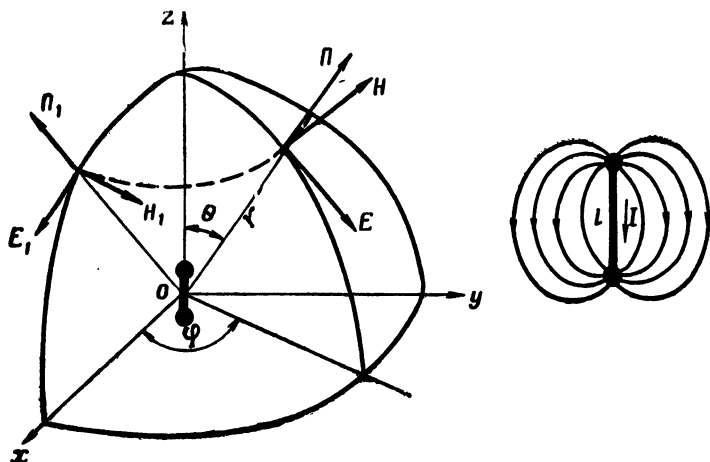


Рис. 4.13. Поле излучения элементарного электрического вибратора

определения параметров реальных антенн на основе параметров элементарных излучателей. Более того, существует много антенн, свойства которых очень близки к свойствам элементарных излучателей.

К элементарным излучателям относятся элементарный электрический вибратор, элементарный магнитный вибратор, элементарная излучающая площадка или источник Гюйгенса.

Элементарным электрическим вибратором называется тонкий прямолинейный провод, очень короткий по сравнению с длиной волны, по которому протекает переменный ток, амплитуда и фаза которого одинаковы по всей длине. Элементарным электрическим вибратором можно считать диполь Герца, постоянство амплитуды тока по длине которого обеспечивается значительной емкостью между его концами, создаваемой шарами (рис. 4.13). Элементарному электрическому вибратору подобен полуволновой симметричный вибратор.

Поле элементарного электрического вибратора в дальней зоне состоит из электрического поля, силовые линии которого целиком

лежат в меридиональных плоскостях (плоскостях E) и магнитного поля, силовые линии которого целиком лежат в азимутальных плоскостях (плоскостях H). Мгновенное значение напряженностей полей определяется формулами:

$$e = \frac{\rho_c I l}{2r\lambda} \sin \theta \sin (\omega t - mr), \quad (4.31)$$

$$h = \frac{I l}{2r\lambda} \sin \theta \sin (\omega t - mr), \quad (4.32)$$

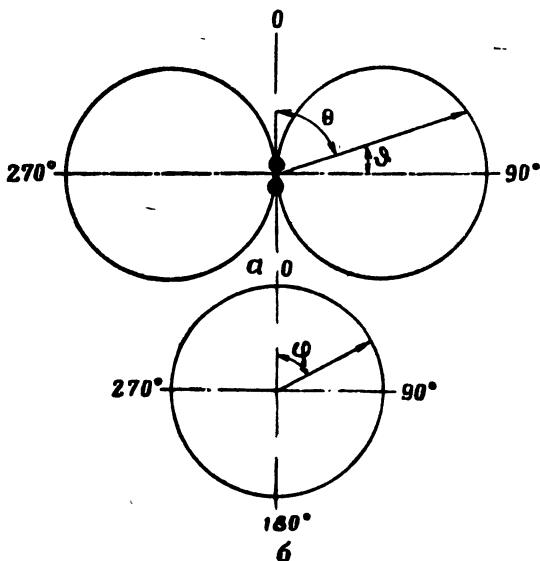


Рис. 4.14. Характеристика направленности элементарного электрического вибратора в плоскости E (а) и в плоскости H (б)

где

$$E = \frac{\rho_c I l}{2r\lambda}, \quad (4.33)$$

$H = \frac{I l}{2r\lambda}$ — амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей;

ρ_c — волновое сопротивление среды. В свободном пространстве $\rho_c = 120 \pi = 377 \text{ ом}$;

I — амплитуда тока в вибраторе;

l — длина вибратора;

r — расстояние от вибратора до точки наблюдения;

θ — угол между осью вибратора и направлением на точку наблюдения.

Нормированной характеристикой направленности в плоскости E является $f(\Theta) = \sin \Theta$ или $f(\vartheta) = \cos \vartheta$. Вследствие осевой симметрии вибратор не обладает направленностью в плоскости H , т. е. для этой плоскости $f(\varphi) = 1$ (рис. 4.14). Пространственная диаграмма направленности вибратора — поверхность тороида.

Так как при переходе через нуль изменяет знак $\sin \theta$, то это означает изменение фазы волны на 180° . Поэтому фазовая характеристика элементарного электрического вибратора имеет вид, показанный на рис. 4.15.

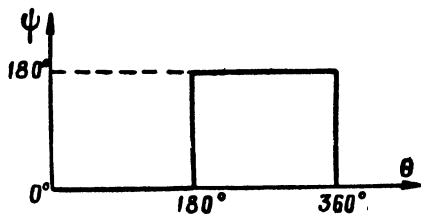


Рис. 4.15. Фазовая характеристика элементарного вибратора

Излучаемая мощность может быть подсчитана по формуле

$$P_{\text{изл}} = \frac{\pi}{3} \rho_c I^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2,$$

а для свободного пространства

$$P_{\text{изл}} = 40 \pi^2 I^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 = \frac{1}{2} I^2 R_{\text{изл}}. \quad (4.34)$$

Сопротивление излучения для среды и свободного пространства можно определить соответственно по формулам:

$$R_{\text{изл}} = \frac{2}{3} \pi \rho_c \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2;$$

$$R_{\text{изл}} = 80 \pi^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (4.35)$$

2. Элементарный магнитный вибратор

Элементарным магнитным излучателем называется короткий по сравнению с длиной волны и тонкий стержень, в котором существует переменное тангенциальное электрическое поле, имеющее одинаковую амплитуду и фазу по всей его длине, или по которому протекает магнитный ток, одинаковый по амплитуде и фазе в любой его точке. Элементарный магнитный излучатель является фиктивным излучателем, удобным для расчета. Магнитного тока в природе не существует, но им удобно заменять реально существующее переменное электрическое поле, причем направления линий поля и линий магнитного тока взаимно перпендикулярны и определяются правилом левого винта (рис. 4.16). Если магнитный вибратор представляет собой прямоугольную, очень тонкую пластину шириной b , то под величиной магнитного тока следует понимать

$$I_M = -2E_t \cdot b.$$

Поле излучения элементарного магнитного излучателя (вибратора) получается из поля элементарного электрического вибратора пу-

тем замены e на h , I на I_m , ε на μ , h на $-e$. Напряженности полей в любой точке пространства можно определить по формулам:

$$e = -\frac{I_m l}{2\lambda r} \sin \Theta \sin (\omega t - mr), \quad (4.36)$$

$$h = \frac{I_m l}{2\rho_c \lambda r} \sin \Theta \sin (\omega t - mr). \quad (4.37)$$

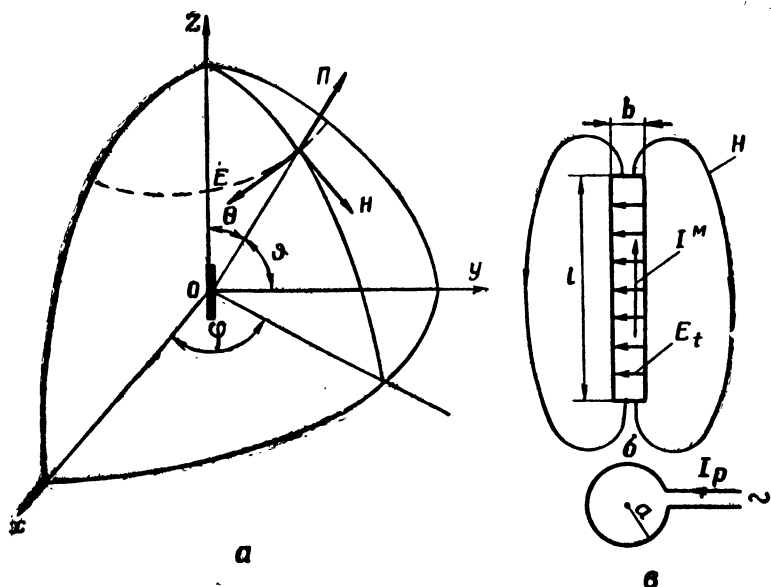


Рис. 4.16. Элементарный магнитный вибратор и его поле излучения: а — поле излучения; б — элементарный магнитный вибратор; в — элементарная рамка

Мощность излучения и сопротивление излучения определяются соответственно формулами:

$$P_{\text{изл}} = \frac{\pi}{3\rho_c} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 I_m^2; \quad (4.38)$$

$$R_{\text{изл}} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\pi}{\rho_c} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (4.39)$$

Характеристикой направленности магнитного вибратора в меридиональной плоскости (плоскости H) является функция $f(\vartheta) = \sin \vartheta$ или $f(\Theta) = \cos \Theta$, а в плоскости экваториальной $хоу$ (рис. 4.16), то есть в плоскости E , магнитный вибратор не обладает направленностью.

Свойствами магнитного вибратора обладает круговая или прямоугольная рамка, состоящая из одного или нескольких витков, общая длина которых значительно меньше длины волны (рис. 4.16).

Для рамки справедливы формулы элементарного магнитного вибратора при условии замены в них

$$I_m \cdot l = \mu_0 \mu \omega S I_p = \frac{2\pi}{\lambda} \rho_c S I_p,$$

где S — площадь, охватываемая рамкой;

I_p — ток рамки.

Если рамка имеет n витков, то в расчетных формулах следует заменить I_p на nI_p . Учитывая, что $S = \pi a^2$, где a — радиус рамки, можно для одновитковой рамки, расположенной в свободном пространстве, получить следующие расчетные формулы:

$$P_{изл} = 10 \pi^2 I_p^2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4, \quad (4.40)$$

$$R_{изл} = 20 \pi^2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4. \quad (4.41)$$

Так как длина элементарного вибратора есть действующая длина, то формулу (4.35) можно написать так:

$$R_{изл} = 80 \pi^2 \frac{h_d^2}{\lambda^2}. \quad (4.42)$$

Сравнивая (4.42) и (4.41), находим, что действующая длина одновитковой рамки определяется по формуле

$$h_d = \frac{2\pi S}{\lambda}. \quad (4.43)$$

Если рамка состоит из h витков, намотанных на сердечник с относительной магнитной проницаемостью μ , то

$$h_d = \frac{2\pi n S \mu}{\lambda}. \quad (4.44)$$

Максимальное значение к. н. д. элементарных электрического и магнитного вибраторов и рамки равно 1,5.

Характеристика направленности рамки не отличается от характеристики направленности магнитного вибратора, т. е. в плоскости рамки направленности нет, а в перпендикулярной ей плоскости диаграммой направленности являются две окружности (рис. 4.14).

3. Элементарная излучающая площадка

При анализе зеркальных, рупорных и линзовых антенн удобно за излучающую часть принимать поверхность раскрыва, которая является частью волнового фронта. Для определения поля в дальней зоне излучающая поверхность разбивается на бесконечное множество излучающих элементарных площадок, подсчитывается поле каждой площадки и методом суммирования определяется суммарное поле. Элементарной излучающей площадкой или источником Гюйгенса называется бесконечно малый элемент плоскости, на ко-

торой известно электрическое поле E_s и магнитное поле H_s (рис. 4.17). Иначе говоря, элементарной площадкой называется элемент фронта плоской волны. Поэтому поля E_s и H_s на всей площадке имеют одинаковые амплитуды и фазы.

В соответствии с принципом эквивалентности поля E_s и H_s можно заменить поверхностными магнитными и электрическими токами

$$I = H_s \cdot dx, \quad I_m = -E_s dy,$$

которые изменяются синфазно.

Следовательно, элементарную площадку можно заменить двумя синфазными, взаимно перпендикулярными элементарными вибраторами: электрическим, длиной dy и шириной dx , и магнитным, длиной dx и шириной dy . Поле излучения элементарной площадки равно сумме полей излучения двух элементарных вибраторов. В плоскостях E и H амплитуды полей определяются соответственно формулами:

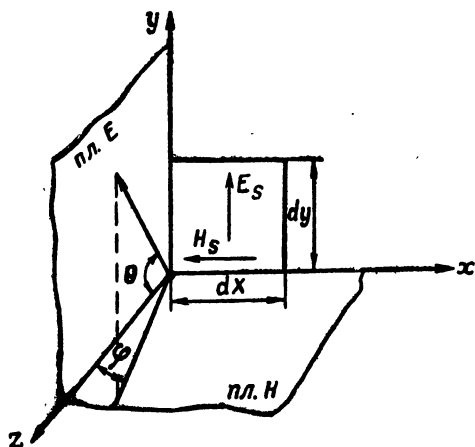


Рис. 4.17. Элементарная излучающая площадка

$$E_\theta = \frac{E_s dx dy}{2\lambda r} \left(1 + \frac{\rho_c}{\rho_\phi} \cos \theta \right), \quad (4.45)$$

$$E_\varphi = \frac{E_s dx dy}{2\lambda r} \left(\frac{\rho_c}{\rho_\phi} + \cos \varphi \right). \quad (4.46)$$

Если волновое сопротивление фронта волны $\rho_\phi = E_s : H_s$ равно волновому сопротивлению среды ρ_c , то:

$$E_\theta = \frac{E_s dx dy}{\lambda r} \left(\frac{1 + \cos \theta}{2} \right), \quad (4.47)$$

$$E_\varphi = \frac{E_s dx dy}{\lambda r} \left(\frac{1 + \cos \varphi}{2} \right). \quad (4.48)$$

Из формул (4.47) и (4.48) видно, что нормированными характеристиками направленности в плоскостях E и H являются одинаковые функции

$$f(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2}, \quad f(\varphi) = \frac{1 + \cos \varphi}{2},$$

которые представляют собой уравнения кардиоиды в полярной системе координат (рис. 4.18). Если $\rho_\phi \neq \rho_c$ (излучение из рупора или открытого конца волновода), то имеется некоторое излучение в об-

ратном направлении, что на диаграмме направленности отражается задним лепестком (рис. 4.18, б, в).

В плоскости $хоу$ элементарная площадка не обладает направленностью.

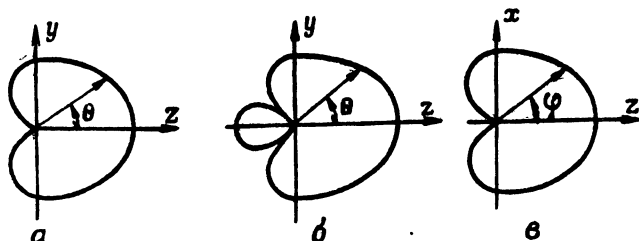


Рис. 4.18. Характеристика направленности элементарной излучающей площадки:

а — в плоскости E ; б — в плоскости E при $\rho_{\Phi} + \rho_{\Sigma}$;
в — в плоскости H

§ 3. СИММЕТРИЧНЫЙ ВИБРАТОР

1. Распределение тока по вибратору

Симметричным вибратором называется прямолинейный проводник длиной $l_{\text{виб}} = 2l$, в середине которого включен источник э. д. с. или приемник (рис. 4.19). Он имеет симметричное относительно середины распределение тока и напряжения по длине плеч l и геометрическую симметрию. Можно получить симметричный вибратор из разомкнутой двухпроводной линии, если оба ее провода расположить в линию. Однако имеется существенное отличие симметричного вибратора от двухпроводной линии. Параметры двухпроводной линии (L_1 , C_1) постоянны по ее длине. Распределенная емкость вибратора (рис. 4.19) непостоянна по его длине. Поэтому для определения волнового сопротивления вибратора применяется формула

$$\rho_A = 120 \left(\ln \frac{l}{a} - 1 \right),$$

которая дает хорошую точность при $l < \frac{\lambda}{2}$, или формула В. Н. Кесених

$$\rho_A = 120 \left(\ln \frac{\lambda}{\pi a} - 0,577 \right),$$

которая применима при $l > \frac{\lambda}{2}$. В этих формулах ρ_A — волновое сопротивление вибратора в омах; l — длина плеча; a — радиус про-

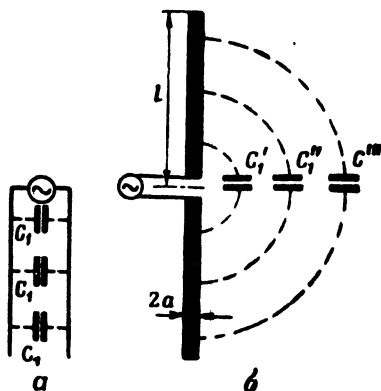


Рис. 4.19. Симметричная линия (а) и симметричный вибратор (б)

вода; λ — длина волны. Симметричный вибратор излучает энергию, поэтому распределение амплитуд тока по длине вибратора, выполненном даже из идеального проводника, отличаются от закона стоячей волны. Это отличие тем заметнее, чем больше диаметр вибратора, или, точнее, чем больше $\frac{a}{\lambda}$.

Как указывалось выше, излучаемую энергию можно считать поглощенной активным сопротивлением излучения, а последнее можно представить себе распределенным по длине вибратора.

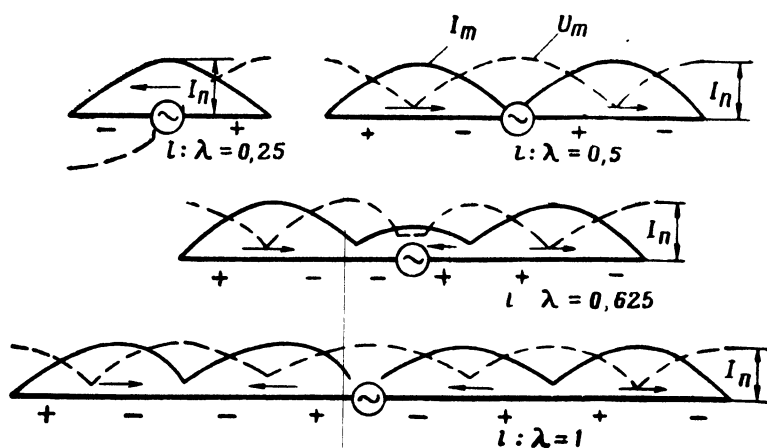


Рис. 4.20. Распределение амплитуд тока и амплитуд напряжения (пунктирная линия) вдоль симметричного вибратора

В таком предположении распределение амплитуд тока и напряжения по длине вибратора будет подобно распределению их вдоль двухпроводной линии со значительными активными потерями (рис. 4.20). Излучение энергии, или наличие значительных активных потерь, вызывает уменьшение скорости распространения волн вдоль вибратора по сравнению с двухпроводной линией без потерь.

2. Характеристики и параметры симметричного вибратора

Напряженность поля излучения симметричного вибратора определяется по формуле

$$E = \frac{60 I_n}{r} \frac{\cos(ml \cos \theta) - \cos ml}{\sin \theta}, \quad (4.49)$$

где I_n — ток в пучности вибратора;
 r — расстояние от вибратора до точки наблюдения;
 θ — угол, отсчитанный от оси вибратора до направления на точку наблюдения, $m = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Из формулы (4.49) видно, что направленные свойства вибратора определяются формулой

$$F(\theta) = \frac{60 \cos(ml \cos \theta) - \cos ml}{\sin \theta}, \quad (4.50)$$

которая и является характеристикой направленности. Нормированной характеристикой направленности симметричного вибратора является функция $f(\theta) = \frac{F(\theta)}{F(90^\circ)}$, то есть

$$f(\theta) = \frac{\cos(ml \cos \theta) - \cos ml}{(1 - \cos ml) \sin \theta}.$$

При отсчете угла θ от направления, перпендикулярного оси вибратора,

$$F(\theta) = \frac{60 \cos(ml \sin \theta) - \cos ml}{\cos \theta}.$$

В плоскости, перпендикулярной оси вибратора и проходящей через его середину, то есть H -плоскости, вибратор не обладает направленностью вследствие осевой симметрии. Это подтверждается и формулой (4.50), которая при $\theta = 90^\circ$ принимает постоянное значение для любого направления, перпендикулярного оси вибратора. Следовательно, диаграммой направленности в этой плоскости является окружность. В плоскости вибратора, или E -плоскости, направленные свойства вибратора определяются отношением $l : \lambda$. Если $l = 0,25 \lambda$, то есть $2l = 0,5$, то вибратор называется полуволновым и его характеристика направленности выражается формулой

$$f(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \approx \sin \theta. \quad (4.51)$$

Диаграммы направленности симметричного вибратора в плоскости E при различной его длине показаны на рис. 4.21. Во всех случаях вибратор не излучает вдоль его оси. При $l : \lambda > 0,5$ диаграммы имеют много лепестков, что объясняется интерференцией волн, излученных различными элементами вибратора.

В пределах одного лепестка фаза волны не зависит от направления, а при переходе через нулевое направление скачком изменяется на обратную. Симметричный вибратор излучает сферические волны, линейно поляризованные в любой точке пространства. Центр сферической волны называется фазовым центром. Симметричный вибратор имеет фазовый центр, который совпадает с серединой вибратора.

Максимальное значение к. н. д. антенны можно определить по формуле

$$D_{\max} = \frac{F_{\max}^2}{30 R_{\text{изл}}},$$

где $F_{\text{макс}}$ — максимальное значение ненормированной характеристики направленности. Для симметричного вибратора $F_{\text{макс}}=60$, а сопротивление излучения полуволнового вибратора равно $73,1 \text{ ома}$. Поэтому для полуволнового вибратора $D_{\text{макс}}=1,64$, для одноволнового $D_{\text{макс}}=2,4$, а наибольшее значение $D_{\text{макс}}=3,1$ имеет вибратор длиной $l=0,625 \lambda$.

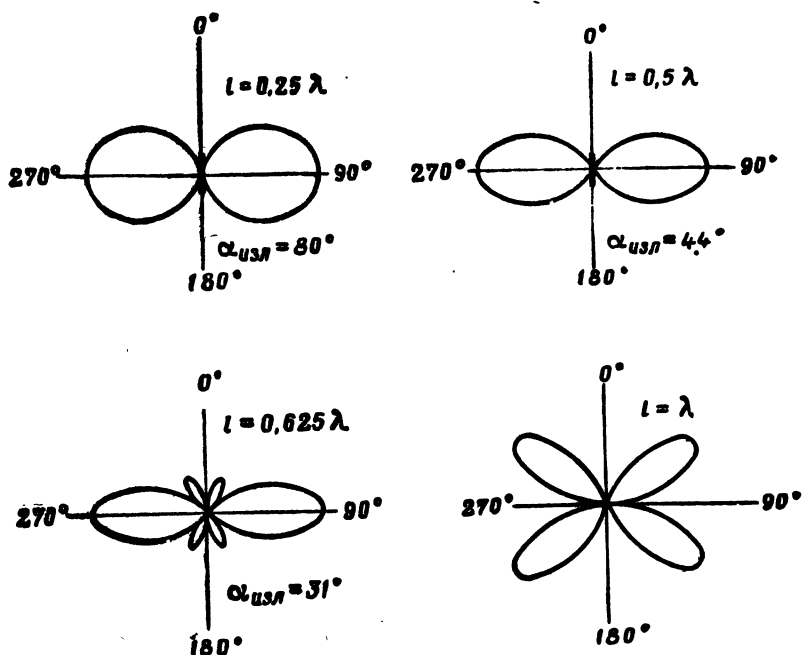


Рис. 4.21. Характеристики направленности симметричного вибратора

Сопротивление излучения симметричного вибратора определяется из уравнения

$$P_{\text{изл}} = \frac{1}{2} I_{\text{п}}^2 R_{\text{изл}},$$

где $I_{\text{п}}$ — амплитуда тока в пучности (рис. 4.20).

Практически сопротивление излучения рассчитывается по сложной формуле, на основании которой построен график на рис. 4.22. Если отношение $l:\lambda$ не превышает 0,1, то $R_{\text{изл}}=20 (ml)^4$.

Точный расчет входного сопротивления также затруднителен. Для практических целей можно рассчитать входное сопротивление по приближенным формулам. Если минимум тока расположен не

ближе, чем $(0,1 \div 0,15)\lambda$ к точкам подключения питания, и к. п. д. вибратора принят равным единице, то

$$Z_{вх} = \frac{R_{изл}}{\sin^2 ml} - j\rho_A \operatorname{ctg} ml, \quad (4.52)$$

т. е.
$$R_{вх} = \frac{R_{изл}}{\sin^2 ml}, \quad X_{вх} = -j\rho_A \operatorname{ctg} ml.$$

Если питание включено в точках минимального тока или минимум тока расположен не далее $0,15\lambda$ от точек питания, то

$$R_{вх} = \frac{R_{изл}}{\sin^2 ml + \left(\frac{R_{изл}}{\rho_A}\right)^2}, \quad (4.53)$$

$$X_{вх} = -j \frac{\rho_A}{2} \cdot \frac{\sin^2 ml}{\sin^2 ml + \left(\frac{R_{изл}}{\rho_A}\right)^2}. \quad (4.54)$$

В формулах (4.52), (4.53), (4.54) $R_{изл}$ — сопротивление излучения, определяемое по графику (рис. 4.23), ρ_A — волновое сопротивление вибратора.

Из формул (4.52) — (4.54) видно, что активная составляющая входного сопротивления вибратора имеет максимальное значение при $l = n \frac{\lambda}{2}$ и минимальное значение при $l = (2n+1) \frac{\lambda}{4}$.

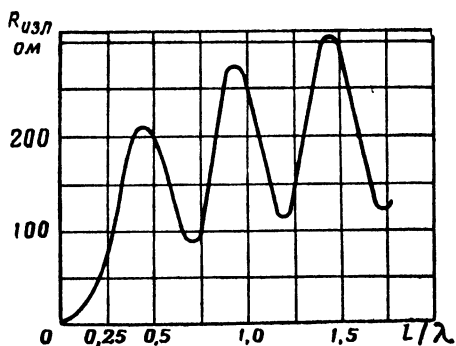


Рис. 4.22. Зависимость сопротивления излучения симметричного вибратора от его длины

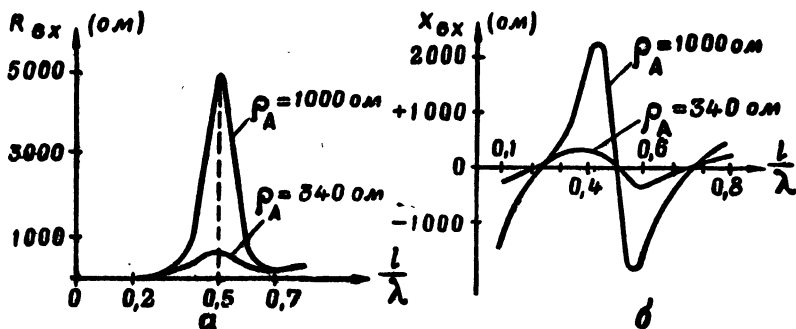


Рис. 4.23. Зависимость активной (а) и реактивной (б) составляющих входного сопротивления симметричного вибратора от его длины (без учета укорочения)

Реактивная составляющая обращается в нуль при $l = n \frac{\lambda}{4}$ ($n=0, 1, 2, 3 \dots$). Вблизи значений $l = (2n+1) \frac{\lambda}{4}$ симметричный вибратор

подобен последовательному колебательному контуру, а вблизи значений $l = n \frac{\lambda}{2}$ — параллельному. Длина волны $\lambda_0 = 4l$ называется собственной длиной волны вибратора.

Активная и реактивная составляющие входного сопротивления вибратора зависят от волнового сопротивления, то есть от отношения $2a:\lambda$. С увеличением диаметра вибратора, то есть уменьшением волнового сопротивления, уменьшаются $R_{вх}$ и $X_{вх}$ (рис. 4.23). Из рис. 4.23 видно, что наклон кривой $X_{вх} \left(\frac{l}{\lambda} \right)$ при переходе через нуль уменьшается с уменьшением ρ_a . Следовательно, полоса пропускания вибратора расширяется с уменьшением волнового сопротивления.

Расчет реактивной составляющей входного сопротивления вибратора произведен при условии, что скорость распространения волны вдоль вибратора равна скорости света. В действительности же скорость распространения волн вдоль вибратора из-за влияния сопротивления излучения меньше, чем в двухпроводной воздушной линии, то есть меньше скорости света. Поэтому и длина волны, измеренной вдоль вибратора, меньше длины волны в свободном пространстве и, следовательно, не наблюдается явление резонанса при $l = n \frac{\lambda}{4}$. Так, например, при $l = \frac{\lambda}{4}$

$$Z_{вх} = (73,1 + j42,5) \text{ ом},$$

т. е. полуволновой вибратор имеет индуктивную составляющую входного сопротивления, равную 42,5 ома и, следовательно, его длина l больше четверти волны в вибраторе. Чтобы вибратор был резонансным, нужно его длину уменьшить на величину Δl , причем относительное укорочение определится по формуле

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{0,225}{\ln \frac{l}{a}}.$$

Действующая длина симметричного вибратора определяется по формуле

$$h_d = \frac{\lambda}{\pi} (1 - \cos ml). \quad (4.55)$$

Для полуволнового вибратора

$$h_d = \frac{\lambda}{\pi}.$$

Эффективную площадь вибраторной антенны можно рассчитать по формуле (4.30), из которой следует, что для полуволнового вибратора

$$S_{эф} = 2,09 l^2 \approx \frac{1}{8} \lambda^2 = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{\lambda}{4},$$

т. е. эффективная площадь полуволнового вибратора равна площади прямоугольника, основание которого равно общей длине вибратора, а высота — четверти волны. Такое превышение эффективной площади над геометрической объясняется тем, что вибратор принимает энергию бегущих волн поля, заключенную в некотором объеме у вибратора.

3. Способы расширения полосы пропускания вибраторных антенн

Можно показать, что относительная полоса пропускания симметричного вибратора, отсчитанная на уровне 0,7 величины резонансного входного тока, определяется по формуле

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{R_{вх}}{\rho_A}. \quad (4.56)$$

Из формулы (4.56) видно, что расширение полосы пропускания можно осуществить либо уменьшением волнового сопротивления, либо увеличением его входного сопротивления. Кроме того, расширить полосу можно, компенсируя реактивное входное сопротивление в некотором диапазоне частот. Такой метод называется компенсационным.

Для уменьшения волнового сопротивления необходимо увеличивать диаметр вибратора. Для этого вибратор выполняется в виде проволочного цилиндра (вибратор Надененко), конуса, сфероида, диска и конуса и других форм. В диапазоне УКВ применяются вибраторы, плечи которых выполнены в виде пластин различной формы (рис. 4.24). Полоса пропускания пластинчатых вибраторов составляет $(20 \div 25) \% f_0$.

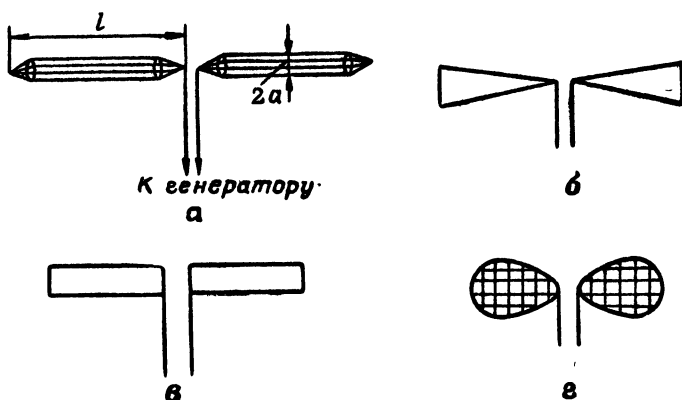


Рис. 4.24. Широкодиапазонные вибраторы:
а — вибратор Надененко; б — биконусный; в — пластинчатый; г — сетчатый

При компенсационном методе расширения полосы пропускания ко входным зажимам вибратора подключается реактивный шлейф, входное сопротивление которого X_1 примерно равно и противоположно по знаку входному сопротивлению $X_{вх}$ в некотором диапазоне частот.

Для увеличения активной составляющей входного сопротивления используют вибратор Пистолькорса, который состоит из двух

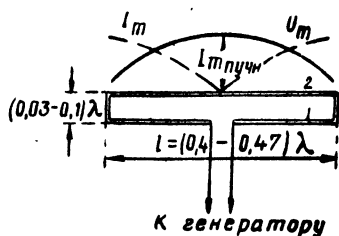


Рис. 4.25. Вибратор Пистолькорса

полуволновых вибраторов, соединенных между собой на концах (рис. 4.25). Вибратор 1 питается симметрично, а вибратор 2 — с концов, где расположены минимумы тока и максимумы напряжения. Поскольку в минимумах ток стоячей волны изменяет фазу на 180° , токи в обоих вибраторах имеют одинаковое направление. На концах обоих вибраторов действует одно и то же напряжение. Если диаметры вибраторов одинаковы, то и токи в пучностях

стоячих волн равны между собой. В этом случае токи и напряжения одинаково распределены по длинам вибраторов. Вибратор Пистолькорса излучает такую же мощность, как и одиночный вибратор с током в пучности $2I_p$, т. е.

$$P_{изл} = (2I_p)^2 \cdot R_{изл}$$

или

$$P_{изл} = I_p^2 \cdot 4 R_{изл}$$

Следовательно, сопротивление излучения вибратора Пистолькорса в четыре раза больше сопротивления излучения одиночного вибратора $R_{изл}$, которое можно считать приблизительно равным 75 ом . Выше было показано, что при симметричном питании входное сопротивление полуволнового вибратора равно сопротивлению излучения. Таким образом, входное сопротивление вибратора Пистолькорса в 4 раза больше входного сопротивления одиночного полуволнового вибратора. Это облегчает согласование вибратора с двухпроводной линией, так как легко подобрать волновое сопротивление двухпроводного фидера $\rho_d = 4R_{изл} \approx 300 \text{ ом}$.

Если диаметры вибраторов 1 и 2 не равны, то и токи вибраторов будут различными и сопротивление излучения не равно 300 ом . При увеличении диаметра вибратора 2 ток I_2 также увеличивается, возрастает влияние вибратора 2 на вибратор 1 и входное сопротивление вибратора Пистолькорса увеличивается. Так, если $d_2 = 4d_1$, то $R_{вх} = 440 \text{ ом}$; если $d_2 = \frac{1}{4} d_1$, то $R_{вх} = 220 \text{ ом}$.

Общая длина двухпроводного петлевого вибратора (вибратора Пистолькорса) на несколько процентов (обычно 5—6%) короче длины волны.

Применяются не только двухпроводные петлевые вибраторы (см. рис. 4.25), но и трехпроводные, причем в этом случае к фидеру подключается либо средний, либо крайний вибратор. В зависимости от соотношения диаметров вибраторов входное сопротивление трехпроводного петлевого вибратора бывает в 5—10 раз больше, чем одного вибратора.

4. Способы питания симметричных вибраторов

В диапазоне коротких волн симметричный вибратор можно подключать к генератору (приемнику) с помощью двухпроводных воз-

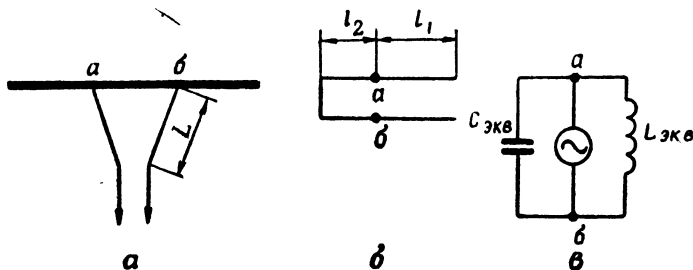


Рис. 4.26. Дельта-трансформатор:
а — схема; б, в — эквивалентные схемы вибратора

душных симметричных линий (рис. 4.24). Так как входное сопротивление вибратора обычно не отличается от волнового сопротивления фидера, то для согласования применяются различные согласующие устройства (см. § 2, гл. 2). Одним из них является дельта-трансформатор, который представляет собой расходящийся фидер, длиной L (рис. 4.26). Если представить себе полуволновый вибратор согнутым в его середине, то получим эквивалентную двухпроводную

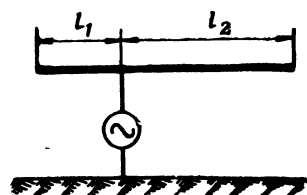


Рис. 4.27. Питание вибратора однопроводным фидером

линию длиной $l = l_1 + l_2 = \frac{\lambda}{4}$. Легко показать, что реактивное входное сопротивление разомкнутой линии длиной l_1 и короткозамкнутой линии длиной l_2 равны по величине и противоположны по знаку и, следовательно, эквивалентной схемой является резонансный контур (рис. 4.26, в). Активным сопротивлением эквивалентного колебательного контура является сопротивление излучения, пересчитанное к точкам ab . Его можно определить по формуле

$$R = \frac{R_{изл}}{\sin^2 ml_1} = \frac{R_{изл}}{\cos^2 ml_2}.$$

Входное сопротивление эквивалентного контура, т. е. входное сопротивление вибратора в точках ab определяется как отношение

квадрата реактивного сопротивления одной ветви контура к активному сопротивлению, т. е.

$$R_{\text{вх}} = \frac{X^2}{R}.$$

Так как

$$X^2 = \rho_A^2 \operatorname{ctg}^2 ml_1 = \rho_A^2 \operatorname{tg}^2 ml_2,$$

то

$$R_{\text{вх}} = \frac{\rho_A^2 \operatorname{tg}^2 ml_2}{R} = \frac{\rho_A^2 \sin^2 ml_2}{73}. \quad (4.57)$$

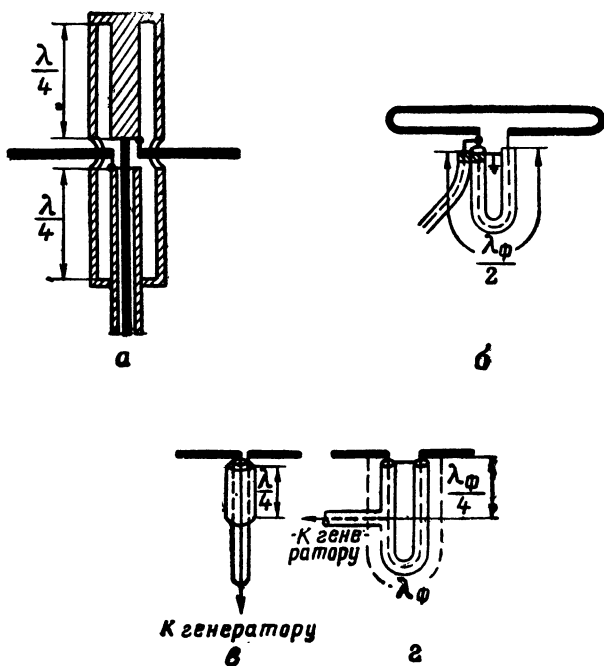


Рис. 4.28. Питание симметричного вибратора с помощью коаксиального фидера:

а — двойной запирающий стакан; б — U-колено при $R_{\text{вх}} = 300 \text{ ом}$; в — запирающий стакан; г — U-колено при $R_{\text{вх}} = 75 \text{ ом}$

Положение точек питания ab на вибраторе можно подобрать таким, что входное сопротивление вибратора окажется равным волновому сопротивлению фидера в точках ab , то есть будет выполнено условие согласования. Однако волны могут отражаться от расходящейся части фидера, так как его волновое сопротивление изменяется по длине. Это отражение будет незначительным, если волновое сопротивление изменяется по длине плавно и если фазы

волн, отраженных от различных точек трансформатора, окажутся противоположными на его входе. Этим условиям удовлетворяет длина расходящейся части, равная целому числу полуволн.

В некоторых радиостанциях связи применяется питание вибратора с помощью однопроводного фидера, подключаемого к точке вибратора между его серединой и концом (рис. 4.27). Этот способ получается из предыдущего путем замены двухпроводного фидера однопроводным. Расчет волнового сопротивления производится аналогично. Если фидер и вибратор имеют равные диаметры, то согласование получается при $l_1 = 0,36(l_1 + l_2)$.

В диапазоне УКВ симметричный вибратор питают с помощью коаксиального фидера. Непосредственное их соединение нарушает симметрию, что приводит к уменьшению $R_{изл}$ и изменению формы характеристики направленности. Для устранения этого применяются симметрирующие переходные устройства: запирающий стакан, U-колесо, симметрирующая приставка и другие переходные устройства, которые рассмотрены в гл. 2, § 6. Симметричный вибратор подключается к симметричному выходу симметрирующего устройства, как это для примера показано на рис. 4.28. На рис. 4.29 показана схема щелевого симметрирующего устройства. Оба плеча вибратора подключены в точках a и b к наружной оболочке кабеля, которая двумя щелями разрезана на две части. Внутренний провод присоединен к одной из образовавшихся частей оболочки, а обе части оболочки образуют двухпроводную короткозамкнутую линию, к которой и подключены плечи вибратора. Фигурная щель изменяет волновое сопротивление двухпроводной линии по ее длине, что необходимо для согласования. На резонансной частоте длина короткозамкнутой линии равна четверти волны, и потому утечки токов из плеч вибратора практически отсутствуют. С изменением волны утечки токов возрастают, но симметрия питания не нарушается.

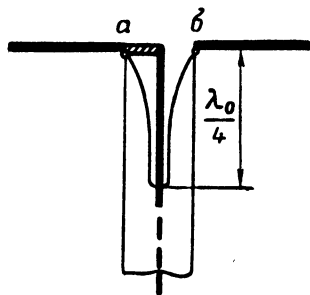


Рис. 4.29. Щелевое симметрирующее устройство

§ 4. МНОГОВИБРАТОРНАЯ АНТЕННА

1. Принцип действия

Для увеличения направленных свойств применяются многоэлементные антенны, состоящие из отдельных излучателей, определенным образом расположенных в пространстве. Обычно для этого

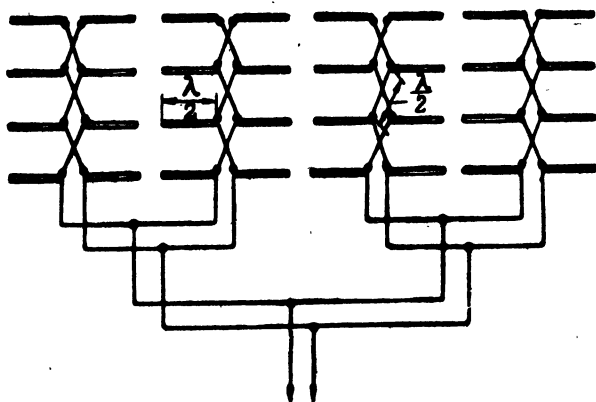


Рис. 4.30. Схема питания многовibratorной антенны

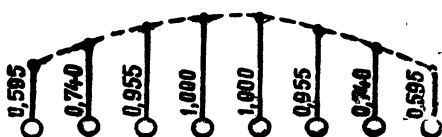


Рис. 4.31. Распределение амплитуд токов в линейной решетке вибраторов, дающее минимальный уровень боковых лепестков при заданной ширине главного лепестка

используются решетки идентичных излучателей. Если все излучатели расположены на одной прямой — решетка называется линейной, на одной плоскости — плоской, на нескольких плоскостях — объемной. Многовibratorной антенной называется решетка вибраторов, возбуждаемых равными между собой токами или по оп-

ределенному закону изменяющимися по амплитуде и фазе токами.

Принцип действия многовibratorной (многосэлементной) антенны состоит в интерференции волн в дальней зоне, излучаемых отдельными излучателями. При этом происходит увеличение напряженности поля в одних направлениях, где синфазно складываются поля всех излучателей, и ослабление поля в других направлениях, где происходит частичная или полная взаимная компенсация полей излучателей. Обычно многовibratorная антенна имеет один или два противоположно направленных главных лепестка и несколько боковых лепестков диаграммы направленности. Можно показать, что при излучении каждым из n вибраторов линейной решетки мощности $\frac{1}{n} P_{\text{изл}}$ напряженность поля в главном направлении

возрастает примерно в \sqrt{n} раз по сравнению с одним вибратором, излучающим мощность $P_{\text{изл}}$. Следовательно, увеличение направленных свойств многовibratorной антенны связано с увеличением размеров антенны. На рис. 4.30 показана синфазная горизонтальная антенна, представляющая собой плоскую решетку, состоящую в общем случае из n горизонтальных рядов (этажей), в каждом из которых имеется p вибраторов. Расстояния d между вибраторами в рядах и расстояния между рядами обычно равны поло-

вине волны. В некоторых случаях эти расстояния могут быть различными для различных рядов и вибраторов в рядах. Так, например, для уменьшения уровня боковых лепестков применяются неэквидистантные антенные решетки, расстояния между вибраторами которых увеличиваются по мере удаления вибраторов от центра решетки. Эквидистантные синфазные решетки, т. е. решетки с одинаковыми расстояниями между всеми соседними вибраторами, имеют единственный главный максимум только при $d < \lambda$. Для эквидистантных решеток $\frac{\lambda}{2} < d < \lambda$, причем боковые максимумы могут составлять десятки доли главного максимума. Боковые лепестки диаграммы направленности создаются в основном полями крайних вибраторов решетки. Для уменьшения боковых лепестков применяется спадающее к краям антенны распределение амплитуд токов в вибраторах (рис. 4.31).

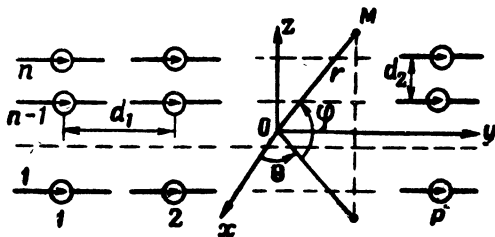


Рис. 4.32. Элементы многовибраторной антенны

2. Характеристика направленности

Рассмотрим направленные свойства плоской синфазной решетки вибраторов, возбуждаемой равными по амплитуде токами. Для

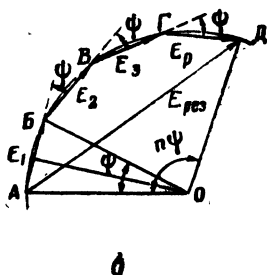
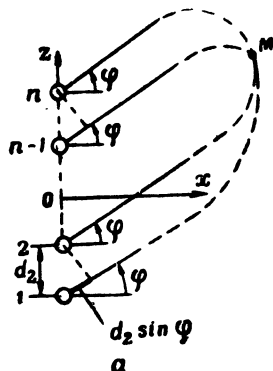


Рис. 4.33. К объяснению характеристики направленности многовибраторной антенны

этого поместим начало координат в центре решетки и направление на любую удаленную точку будем определять двумя углами: θ , φ (рис. 4.32).

При расчете характеристики направленности в магнитной плоскости xoz (H -плоскости) каждый этаж антенны можно заменить одним средним вибратором, ток в котором в p раз больше тока одного вибратора.

Это вытекает из того, что расстояние от любого из вибраторов одного и того же этажа до произвольной точки M , лежащей в плоскости xoz , одинаковые, и разность фаз волн отсутствует, т. е. волны всех вибраторов одного этажа складываются синфазно. Следует иметь в виду, что направления на точку M от всех вибраторов считаются параллельными, а амплитуды напря-

женностей полей всех вибраторов равными между собой из-за большого удаления этой точки от антенны (рис. 4.33, а). Следовательно, число вибраторов p в горизонтальном ряду не влияет на форму характеристики направленности горизонтальной синфазной антенны в вертикальной плоскости.

В плоскости H каждый из вибраторов не обладает направленностью и потому направленные свойства определяются в этой плоскости только числом этажей. Сдвиг фаз волн двух соседних этажей определяется по формуле

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r = m d_2 \sin \varphi. \quad (4.58)$$

Для определения результирующего поля $E_{\text{рез}}$ произведем геометрическое сложение полей всех этажей (рис. 4.33, б), векторы напряженности которых образуют правильный многоугольник ($E_1 = E_2 = \dots = E_n$), т. е. стороны равны и углы между соседними сторонами равны. Правильный многоугольник можно вписать в окружность, центр которой находится на пересечении перпендикуляров, восстановленных к серединам двух сторон. Из равнобедренных треугольников AOB и AOD находим:

$$AB = E_1 = 2 AO \sin \frac{\psi}{2}, \quad (4.59)$$

$$AD = E_{\text{рез}} = 2 AO \sin \frac{n\psi}{2}. \quad (4.60)$$

Учитывая, что $E_1 = pE$, где E — напряженность поля одного вибратора, подставив (4.58) в (4.59) и (4.60) и исключив AO , получим:

$$E_{\text{рез}} = pE \frac{\sin \left(\frac{nmd_2}{2} \sin \varphi \right)}{\sin \left(\frac{md_2}{2} \sin \varphi \right)}. \quad (4.61)$$

Уравнением (4.61) определяется зависимость амплитуды результирующего поля антенны в магнитной плоскости от угла в этой плоскости, то есть является характеристикой направленности. Из физических соображений следует, что направления главных максимумов должны соответствовать значениям $\varphi = 0^\circ$ и 180° . Подставив эти значения в (4.61), получим неопределенность типа $0:0$, при раскрытии которой по правилу Лопиталя получим:

$$\frac{\sin \left(\frac{nmd_2}{2} \sin 0^\circ \right)}{\sin \left(\frac{md_2}{2} \sin 0^\circ \right)} = n$$

и потому

$$E_{\text{рез}} = pnE. \quad (4.62)$$

Следовательно, нормированной характеристикой направленности антенны в плоскости H является:

$$\frac{E_{\text{рез}}}{E_{\text{рез. макс}}} = \frac{1}{n} \cdot \frac{\sin \left(\frac{nmd_2}{2} \sin \varphi \right)}{\sin \left(\frac{md_2}{2} \sin \varphi \right)} = f(\varphi). \quad (4.63)$$

Аналогично можно доказать, что нормированной характеристикой антенны в горизонтальной плоскости *хоу*, то есть плоскости вектора *E* или *E*-плоскости, является:

$$f(\theta) = \frac{f_1(\theta) \sin\left(\frac{pmd_1}{2} \sin \theta\right)}{p \sin\left(\frac{md_1}{2} \sin \theta\right)}, \quad (4.64)$$

где $f_1(\theta)$ — характеристика направленности симметричного вибратора в плоскости *E*. В случае полуволнового вибратора

$$f_1(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\cos \theta} \approx \cos \theta.$$

Направления главных максимумов определяются углами $\theta=0^\circ$, 180° , а напряженность поля для этих направлений определяется уравнением (4.62).

Направления максимумов боковых лепестков в плоскости *E* можно найти из условия:

$$\sin\left(\frac{pmd_1}{2} \sin \theta_{\text{макс}}\right) = \pm 1,$$

то есть

$$\frac{pmd_1}{2} \sin \theta_{\text{макс}} = (2N + 1) \frac{\pi}{2}, \quad (4.65)$$

где $N=1, 2, 3 \dots$

Направления, в которых отсутствует излучение, определяются из условия:

$$\sin\left(\frac{pmd_1}{2} \sin \theta_0\right) = 0,$$

то есть

$$\frac{pmd_1}{2} \sin \theta_0 = N\pi, \quad (4.66)$$

где $N=1, 2, 3 \dots$

С увеличением числа вибраторов в этаже увеличивается число лепестков диаграммы направленности и сужается главный лепесток (рис. 4.34). Ширина главного лепестка по нулевому излучению определяется по формуле

$$2\theta_0 = 115^\circ \frac{\lambda}{pd_1}, \quad (4.67)$$

а по половинной мощности — по формуле

$$2\theta_{0,5} = 51 \frac{\lambda}{pd_1}. \quad (4.68)$$

Ширину главного лепестка диаграммы направленности, направления максимумов и отсутствия излучения в плоскости *H* можно определить аналогично тому, как это сделано выше для плоскости *E*,

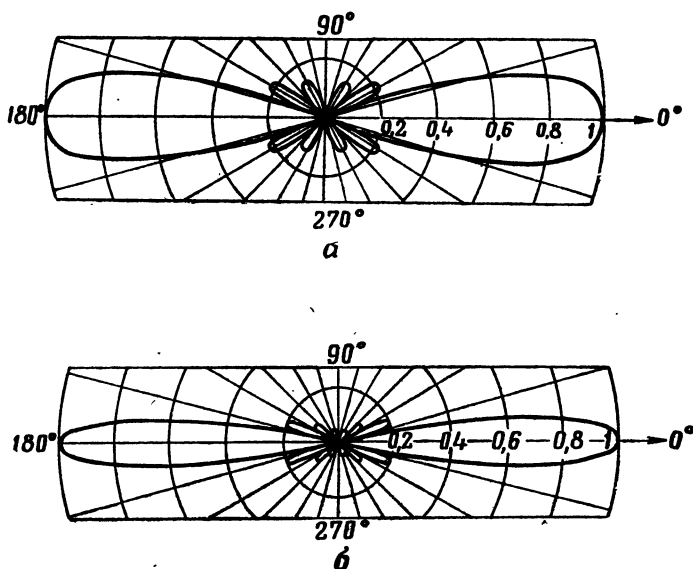


Рис. 4.34. Характеристики направленности многовибраторной антенны в горизонтальной плоскости xoy :
 а — при $p=6$; б — при $p=8$ полуволновых вибраторов

Каждый из вибраторов многовибраторной антенны наводит во всех других вибраторах э. д. с., которые можно учесть как вносимые сопротивления. Поэтому входное сопротивление каждого вибратора состоит из собственного сопротивления и вносимых сопротивлений. Вносимые сопротивления могут быть положительными и отрицательными и определяются по таблицам и графикам.

Сопротивление излучения каждого вибратора, следовательно, состоит из суммы собственного и вносимых сопротивлений излучений. Если токи во всех вибраторах равны между собой, то полную излучаемую мощность можно определить по формуле

$$P_{изл} = \frac{1}{2} I_p^2 (R_{изл1} + R_{изл2} + \dots + R_{изл\,np}),$$

$$P_{изл} = \frac{1}{2} I_p^2 R_{изл.\,полн}, \quad (4.69)$$

где $R_{изл1}, R_{изл2}, \dots, R_{изл\,np}$ — полные сопротивления излучения первого, второго и т. д. до np вибратора, а $R_{изл.\,полн}$ — полное сопротивление излучения всей антенны.

Эффективная площадь многовибраторной антенны определяется по формуле:

$$S_{эф} = (0,1 \div 0,12) pn\lambda^2, \quad (4.70)$$

а коэффициент усиления — по формуле

$$G_{макс} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{эф} = (1,25 \div 1,5) pn. \quad (4.71)$$

Коэффициент направленного действия антенны можно подсчитать по формуле

$$D_{\text{макс}} = \frac{120}{R_{\text{изл. полн}}} p^2 n^2, \quad (4.71)$$

где $R_{\text{изл. полн}}$ определяется по соответствующим таблицам. Входное сопротивление всей антенны можно определить по формуле

$$R_{\text{вх. А}} = \frac{\rho_A^2}{R_{\text{изл. полн}}}. \quad (4.72)$$

Коэффициент полезного действия многовibratorной антенны близок к 100%, потому что сопротивление излучения антенны велико.

Достоинством многовibratorной антенны является возможность получения острых диаграмм направленности с шириной главного лепестка в единицы градусов. Это достоинство реализуется увеличением геометрических размеров антенны (увеличением числа вибраторов) и применением пассивных рефлекторов. Пассивный рефлектор представляет собой такую же решетку вибраторов, как и антенна, но возбуждаемую полем антенны, что увеличивает в два раза коэффициент усиления и эффективную площадь антенны.

Основным недостатком многовibratorной антенны является ее малая диапазонность. Однако применением широкодиапазонных вибраторов и широкодиапазонных согласующих устройств можно получить диапазон антенны $\lambda_{\text{макс}} : \lambda_{\text{мин}} = 2,5$.

Простейшей многовibratorной антенной является двухвibratorная антенна. Для такой антенны формула (4.63) упрощается и принимает вид:

$$f(\varphi) = \cos\left(\frac{md}{2} \sin \varphi\right). \quad (4.73)$$

Если токи двух вибраторов имеют фазовый сдвиг ϕ , то

$$f(\varphi) = \cos\left(\frac{md}{2} \sin \varphi - \frac{\psi}{2}\right), \quad (4.74)$$

где угол φ отсчитывается от направления, перпендикулярного к базе вибраторов. При отсчете угла от базы

$$f(\varphi) = \cos\left(\frac{md}{2} \cos \varphi - \frac{\psi}{2}\right). \quad (4.75)$$

Характеристика направленности двухвibratorной антенны в плоскости E получается перемножением (4.74) на характеристику направленности одного вибратора.

3. Директорная антенна

На метровых и дециметровых волнах в радиотокании, телевидении, радиорелейных линиях и метеорной радиосвязи применя-

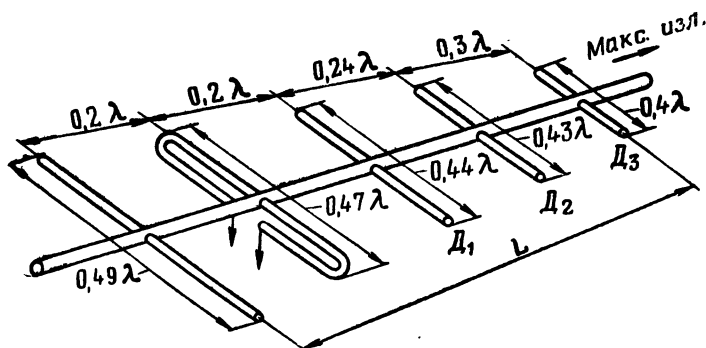


Рис. 4.35. Директорная антенна

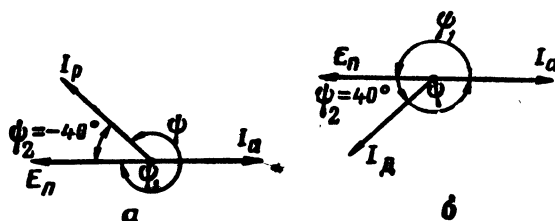


Рис. 4.36. Векторные диаграммы токов активного и пассивного вибраторов:
а — рефлектора; б — директора

ются директорные антенны. Директорная антенна является многовибраторной антенной простой и прочной конструкции. Все ее вибраторы расположены в одной плоскости параллельно друг другу и укреплены своими серединами на металлической стреле (рис. 4.35). Один из вибраторов, называемый активным, соединен фидерной линией с передатчиком или приемником. Все другие вибраторы являются пассивными, то есть они при передаче сигналов возбуждаются полем активного вибратора. Пассивные вибраторы предназначены для получения заданной характеристики направленности и делятся на директоры и рефлекторы. Директоры D_1, D_2, \dots, D_n расположены впереди активного вибратора на направлении главного максимума излучения (рис. 4.35). Их в антенне бывает до 5—8 штук. Рефлектор расположен позади активного вибратора и предназначен в основном для уменьшения уровня задних лепестков диаграммы направленности. В качестве рефлектора может применяться металлическая сетка или перфорированный металлический лист.

Активный вибратор обычно бывает петлевым вибратором. Это обусловлено удобством его крепления к металлической стреле, лучшими диапазонными свойствами и большим, чем у симметричного

вибратора, входным сопротивлением. Из-за влияния пассивных вибраторов входное сопротивление активного вибратора уменьшается до $20 \div 30 \text{ ом}$, что затрудняет согласование фидера. Входное сопротивление одиночного петлевого вибратора составляет примерно 300 ом и остается значительным при наличии большого числа пассивных вибраторов. Принцип действия директорной антенны состоит в том, что излучаемая активным вибратором волна поочередно возбуждает токи в директорах D_1, D_2, \dots, D_n , которые также излучают радиоволны. Директоры образуют своеобразный волновой канал, и потому директорную антенну можно считать антенной бегущей волны (см. § 12) или антенной поверхностной волны (см. § 10).

Теоретический расчет директорных антенн затруднителен, и поэтому разработка их производится на основе экспериментальных данных.

В направлении главного максимума излучения волны всех вибраторов имеют наименьшие фазовые сдвиги, но не являются синфазными. Фазовый сдвиг токов двух соседних директоров зависит от скорости распространения волны, расстояния между ними и их настройки. В свою очередь, фазовая скорость распространения волны вдоль решетки вибраторов зависит от числа вибраторов, расстояний между ними, их настройки, и по величине она меньше скорости света. Поэтому не удается так сконструировать директорную антенну, чтобы волны всех вибраторов в направлении главного максимума складывались арифметически, но возможна такая оптимальная конструкция, при которой антенна обладает односторонней направленностью и имеет максимальный к. н. д. Сдвиг фаз токов активного и пассивного вибраторов зависит от скорости распространения волны, расстояния между вибраторами, величины и характера входного сопротивления пассивного вибратора. Так, например, если расстояние между активным и пассивным вибраторами директорной антенны равно $0,15\lambda$, то наводимая в пассивном вибраторе э. д. с. E_p отстает от тока активного вибратора на угол $\phi_1 = 180^\circ$. Если при этом реактивное входное сопротивление пассивного вибратора индуктивное, то есть длина вибратора несколько больше половины волны, то ток пассивного вибратора I_p отстает от наводимой э. д. с. на некоторый угол ϕ_2 , и общий сдвиг фаз токов, а следовательно, и полей находится в пределах второй четверти (рис. 4.36, а). Если входное реактивное сопротивление пассивного вибратора по характеру емкостное, то есть длина вибратора несколько меньше половины волны, то ток вибратора I_d опережает наводимую э. д. с. на некоторый угол ϕ_2 , и общий сдвиг фаз токов оказывается в пределах третьей четверти (рис. 4.36, б). Если при указанных фазовых сдвигах полей (рис. 4.36) построить диаграммы направленности по формуле (4.75), то окажется, что в обоих случаях максимумы излучения направлены в одну сторону от рефлектора к директору. Следовательно, пассивный вибратор выполняет роль рефлектора, если его

реактивное сопротивление является индуктивным, и роль директора, если входное сопротивление — емкостное.

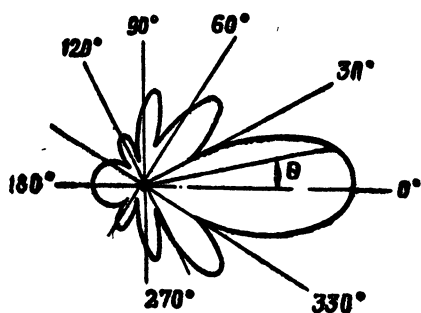


Рис. 4.37. Характеристика направленности директорной антенны в плоскости H при одном рефлекторе и 6 директорах

Настройка директорной антенны производится на основе экспериментальных данных. Оптимальными являются следующие размеры и расстояния:

длина рефлектора — $(0,46 \div 0,52)\lambda$;

длина директора — $(0,40 \div 0,48)\lambda$;

расстояние между активным вибратором и рефлектором — $(0,15 \div 0,25)\lambda$;

расстояние между директорами и между активным вибратором и первым директором — $(0,1 \div 0,34)\lambda$.

По мере удаления директоров от активного вибратора длина их уменьшается, а расстояние между ними увеличивается. Это делается для уменьшения уровня боковых лепестков.

Характеристика направленности директорной антенны имеет один главный лепесток и несколько боковых лепестков (рис. 4.37). Для плоскости H она может быть рассчитана по приближенной формуле

$$f(\theta) = \frac{1}{N+2} \cdot \frac{\sin \left[\frac{N+2}{2} m d_{cp} (1 - \cos \Theta) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} m d_{cp} (1 - \cos \Theta) \right]}, \quad (4.76)$$

где Θ — угол, отсчитываемый от направления главного максимума;
 N — число вибраторов антенны;

$d_{cp} = \frac{L}{N-1}$ — среднее расстояние между вибраторами;

L — длина антенны.

Характеристика направленности в плоскости E равна произведению (4.76) на характеристику направленности одного вибратора.

Угол излучения можно рассчитать по приближенной формуле

$$\alpha_{изл}^\circ = (56 \div 71) \sqrt{\frac{\lambda}{L}}.$$

С увеличением длины антенны, то есть количества директоров, угол излучения уменьшается. Однако ток каждого последующего директора меньше, чем предыдущего, и потому его влияние на характеристику направленности тоже меньше. Начиная с пятого директора, каждый последующий директор очень незначительно

сужает характеристику. Общее число директоров поэтому не превышает 8. Угол излучения при оптимальных размерах антенны не менее $(20 \div 25)^\circ$.

Коэффициент направленного действия директорной антенны лежит в пределах.

$$D_{\text{макс}} = (5 \div 10) \frac{L}{\lambda}$$

при

$$L : \lambda = (1 \div 7).$$

Входное сопротивление каждого из вибраторов и особенно общее входное сопротивление активного вибратора в сильной степени зависит от частоты. Поэтому директорная антенна является узкополосной. С изменением частоты генератора изменяются амплитуды и фазы токов в вибраторах, расширяется главный лепесток, увеличиваются уровни боковых лепестков, возрастает излучение в обратном направлении. При применении широкополосных рефлекторов директорная антенна может быть использована в полосе частот $(5 \div 15)\%$ от рабочей частоты.

Для получения узких диаграмм направленности применяются сложные директорные антенны, состоящие из нескольких одностипных директорных антенн, определенным образом расположенных в пространстве и питаемых от одного генератора.

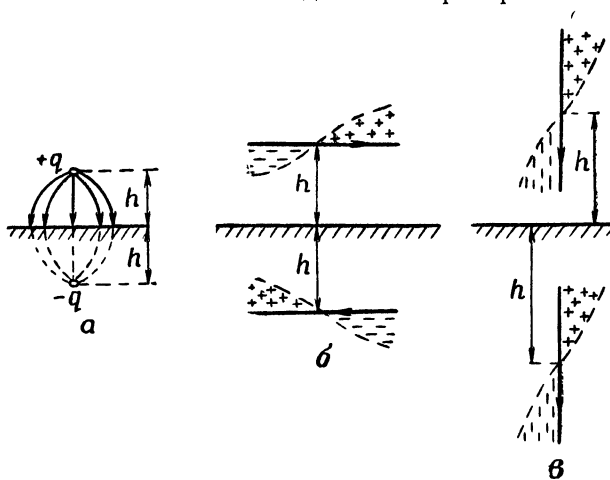


Рис. 4.38. Зеркальные изображения заряда и вибраторов

§ 5. ВЛИЯНИЕ ЗЕМЛИ НА ХАРАКТЕРИСТИКУ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ

1. Метод зеркальных изображений

Выше рассматривались характеристики направленности антенн без учета влияния земной поверхности. Поверхность земли влияет

на характеристику направленности антенны в том случае, когда антенна расположена на небольшой высоте над землей и значительная часть излучаемой ею энергии падает на землю вблизи

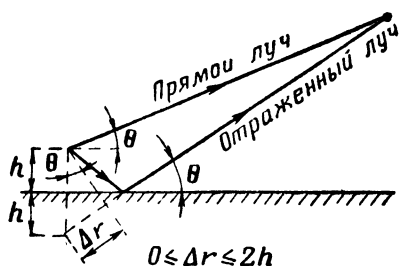


Рис. 4.39. Интерференция прямого и отраженного лучей вертикального вибратора

антенны. Это приводит к появлению отраженных от земли волн со значительной амплитудой. Вследствие интерференции прямых и отраженных от земли волн характеристика направленности антенны принимает новую форму, которой она не имела бы при значительном удалении антенны от поверхности земли.

Точный учет влияния земли на характеристику направленности антенны затруднителен, что обусловлено сложной зависимо-

стью коэффициента отражения от электрических свойств почвы, длины волны, угла падения и поляризации волн. Можно приблизительно учесть влияние земли, считая ее безграничной проводящей плоскостью. В этом случае коэффициент отражения равен единице, а само отражение подчиняется оптическим законам. Такая идеальная земля по отношению к антенне играет роль плоского зеркала. Следовательно, отраженные от земли волны можно считать исходящими от зеркального изображения антенны (рис. 4.38).

Зеркальным изображением точечного заряда $+q$, расположенного на высоте h над землей, является точечный заряд $-q$, расположенный под землей на глубине h (рис. 4.38, а). Из этого следует, что зеркальным изображением горизонтального вибратора является горизонтальный противофазный вибратор (рис. 4.38, б), а зеркальным изображением вертикального вибратора — вертикальный синфазный вибратор (рис. 4.38, в).

К этому же выводу можно прийти, если учесть изменение фазы волны при отражении от земли. Известно, что горизонтальный вибратор излучает горизонтально поляризованные волны, фаза которых изменяется на 180° при отражении от земли. Это изменение фазы учитывается тем, что горизонтальный вибратор и его зеркальное изображение считают противофазными. Вертикальный вибратор излучает вертикально поляризованные волны, фаза которых при отражении от земли не изменяется. Поэтому вертикальный вибратор и его зеркальное изображение считаются синфазными.

Следовательно, вибратор, расположенный на высоте h над проводящей землей (экраном), обладает в полупространстве над поверхностью земли такими же направленными свойствами, как и антенна из двух вибраторов, расположенных на расстоянии $2h$.

Рассмотрим характеристику направленности вертикального вибратора, расположенного на высоте h над проводящей землей (рис. 4.39). Угол θ будем отсчитывать от горизонта, то есть от

направления, перпендикулярного к базе вибраторов. Так как вибратор и его зеркальное изображение синфазны, то можно воспользоваться формулой (4.73), в которой заменим d на $2h$ и φ на Θ и получим следующее выражение для нормированной характеристики направленности антенны из двух вибраторов:

$$f(\Theta) = \cos(mh \sin \Theta). \quad (4.77)$$

Выражение (4.77) называется множителем земли для вертикального вибратора. Вертикальный вибратор обладает направленностью в вертикальной плоскости, которую для полуволнового вибратора можно приближенно учесть множителем $\cos \Theta$. Поэтому нормированной характеристикой вертикального вибратора в вертикальной плоскости с учетом влияния проводящей земли является функция

$$f(\Theta) = \cos \Theta \cos(mh \sin \Theta). \quad (4.78)$$

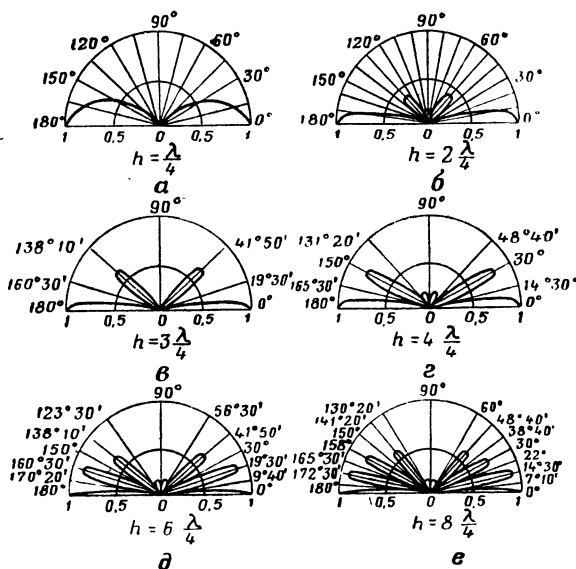


Рис. 4.40. Характеристики направленности вертикального полуволнового вибратора при различных его высотах над землей

Множитель $\cos \Theta$ изменяется относительно медленно, и потому направления максимумов излучения определяются уравнением

$$\cos(mh \sin \Theta_{\text{макс}}) = \pm 1, \quad (4.79)$$

то есть

$$mh \sin \Theta_{\text{макс}} = N\pi, \quad \sin \Theta_{\text{макс}} = N \frac{\lambda}{2h},$$

где $N=0, 1, 2 \dots$

Направления, вдоль которых излучение отсутствует, определяются из уравнения

$$\cos (mh \sin \Theta_0) = 0, \quad (4.80)$$

то есть

$$mh \sin \Theta_0 = (2N + 1) \frac{\pi}{2}, \quad \sin \Theta_0 = (2N + 1) \frac{\lambda}{4h}.$$

Кроме того, излучение отсутствует при $\Theta = \frac{\pi}{2}$. Диаграммы направленности вертикального вибратора, построенные по уравнению (4.78), показаны на рис. 4.40. Из анализа этих характеристик можно сделать такие выводы:

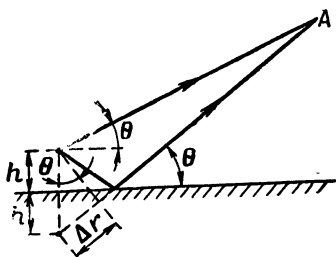


Рис. 4.41. Интерференция прямого и отраженного лучей горизонтального вибратора

а) в вертикальной плоскости характеристика направленности является многолепестковой; число лепестков увеличивается с увеличением высоты h ; наибольший максимум излучения направлен вдоль горизонта;

б) в плоскости горизонта характеристика направленности представляет собой окружность.

Рассмотрим характеристику направленности горизонтального вибратора в плоскости H , то есть вертикальной плоскости (рис. 4.41). Угол Θ будем отсчитывать от горизонта, т. е. от направления, перпендикулярного базе вибраторов, и потому можно воспользоваться формулой (4.74). Заменяя в ней φ на Θ и ϕ на 180° , d на $2h$, получим для множителя земли следующее выражение:

$$f_z(\Theta) = \cos \left(mh \sin \Theta - \frac{\pi}{2} \right) = \sin (mh \sin \Theta). \quad (4.81)$$

Так как горизонтальный вибратор не обладает направленностью в вертикальной плоскости (H), то только формулой (4.81) определяются направленные свойства вибратора.

Аналогично тому, как это выполнено для вертикального вибратора, можно по уравнению (4.81) для каждой заданной высоты определить направления максимальных и минимальных излучений и построить диаграммы направленности (рис. 4.42).

Из рассмотрения характеристик направленности горизонтального вибратора (рис. 4.42) следует, что:

а) в плоскости H характеристика направленности является многолепестковой; число лепестков увеличивается с увеличением высоты, при этом нижние лепестки прижимаются к земле;

б) в плоскости горизонта излучения нет.

Величина коэффициента отражения волн от земли и его фаза зависят от электрических свойств почвы, длины волны, поляриза-

ции и угла падения волн (см. § 15). С учетом влияния реальной земли на диаграммах направленности вертикального и горизонтального вибраторов следует сделать такие изменения. Все направления нулевых излучений (за исключением $\Theta = \frac{\pi}{2}$ для вертикального вибратора) следует считать направлениями минимальных излучений, причем минимумы возрастают с увеличением угла Θ . С увеличением угла Θ уменьшаются максимумы лепестков горизонтального вибратора, что объясняется уменьшением коэффициента отражения.

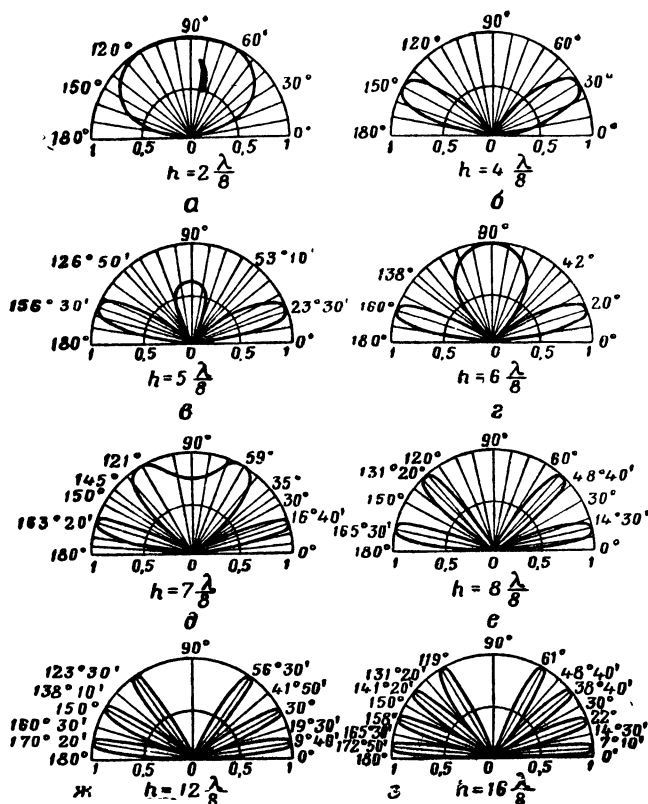


Рис. 4.42. Характеристики направленности горизонтального полуволнового вибратора при различных его высотах над землей

Кроме прямой и отраженной волн существует еще поверхностная волна, то есть волна неинтерференционная, которая распространяется вдоль земной поверхности. Поэтому имеется излучение горизонтального вибратора вдоль горизонта.

Для полупроводящей почвы при $\Theta=0$ фаза коэффициента отражения равна π и при вертикальной и при горизонтальной поля-

ризации (см. § 15). Поэтому излучение вертикального вибратора вдоль горизонта не максимально, и его наличие объясняется в основном поверхностной волной.

На рис. 4.43 видно, что с помощью одной директорной антенны невозможно обнаружить все цели, находящиеся в зоне действия станции, из-за наличия «мертвых зон», обусловленных многолепестковой характеристикой. Иногда для перекрытия мертвых зон применяются двухэтажные директорные антенны с переключением фаз этажей. Мертвые зоны такой антенны при синфазном питании этажей перекрываются максимумами излучения при противофазном питании и наоборот.

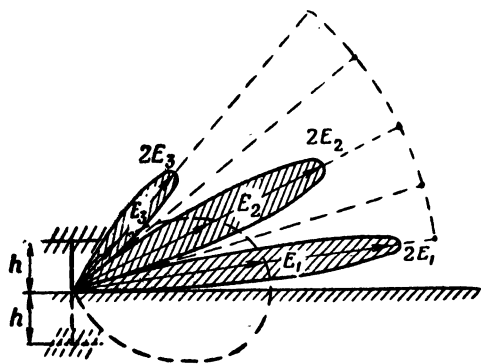


Рис. 4.43. Характеристика направленности директорной антенны при $h=3\lambda:2$

2. Влияние земли на характеристику направленности сложных антенн

Рассмотренный выше метод учета влияния земли на характеристику направленности простой вибраторной антенны можно применить и для учета влияния земли на любую антенну. Для этого следует характеристику направленности антенны в свободном пространстве перемножить на множитель земли. Результат перемножения в верхней полусфере и будет характеристикой направленности. В качестве примера рассмотрим влияние идеальной земли на характеристику направленности горизонтальной директорной антенны, расположенной на высоте $h=3\lambda:2$ (рис. 4.43).

Зеркальным изображением горизонтальной директорной антенны является противофазная горизонтальная антенна. Диаграмма множителя земли для данной высоты показана на рис. 4.42, ж. Характеристика направленности директорной антенны в свободном пространстве без учета боковых и заднего лепестков показана на рис. 4.43 пунктирной кривой. Выполнив графически перемножение, получим трехлепестковую диаграмму директорной антенны (рис. 4.43) в вертикальной плоскости (H).

Реальная характеристика направленности антенны будет достаточно точно совпадать с расчетной, если площадка вокруг антенны будет ровной и горизонтальной. Величину радиуса этой площадки можно оценить, считая, что на цель падает луч, отраженный в точке B (рис. 4.44). Тогда из прямоугольных треугольников AOB и $BO'C$ найдем

$$\frac{d-r}{H} = \frac{r}{h}, \text{ т. е. } r = d \frac{h}{H+h}.$$

Принимая d за максимальную горизонтальную дальность действия радиолокационной станции и учитывая, что $H \gg h$, получим

$$r = d_{\text{макс}} \frac{h}{H}.$$

Расчет этот не является точным, потому что он основан на законах геометрической оптики и, следовательно, не учтена волновая природа поля излучения. Фактически же на цель приходят волны, отраженные от всей отражающей поверхности. Однако главную роль в формировании отраженного луча играет некоторая поверхность, называемая первой зоной Френеля. Поэтому для того, чтобы направления максимумов излучения соответствовали расчетным, площадка вокруг антенны должна быть равной и горизонтальной в радиусе

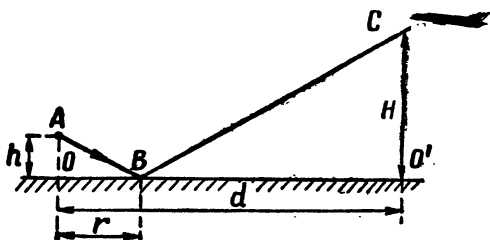


Рис. 4.44. К определению радиуса формирующей площадки

$$r > d_{\text{макс}} \frac{h}{H}.$$

При расположении антенны на склоне земля влияет на ее характеристику меньше, если максимум излучения направлен под гору, и больше, если он направлен в гору.

В первом случае антенна как бы отдалена от земли. На землю падает небольшая часть излучаемой антенной энергии, и отраженные лучи распространяются под небольшими углами к горизонту. Поэтому главный максимум излучения направлен либо горизонтально, либо под небольшим углом к горизонту в зависимости от крутизны склона.

Во втором случае антенна оказывается как бы приближенной к земле; почти вся излучаемая энергия падает на поверхность земли и отражается от нее под большими углами к горизонту. Поэтому главный максимум излучения будет направлен под большим углом к горизонту, чем при горизонтальной отражающей поверхности.

§ 6. ЗЕРКАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

1. Принцип действия

Зеркальные антенны построены на использовании оптических принципов и подобны оптическим прожекторам. Любая зеркальная антенна состоит из облучателя и отражателя, или зеркала. Облучатель является источником волн, которые падают на зеркало и, отразившись от него, распространяются в пространстве. В качестве облучателей используются слабонаправленные антенны: виб-

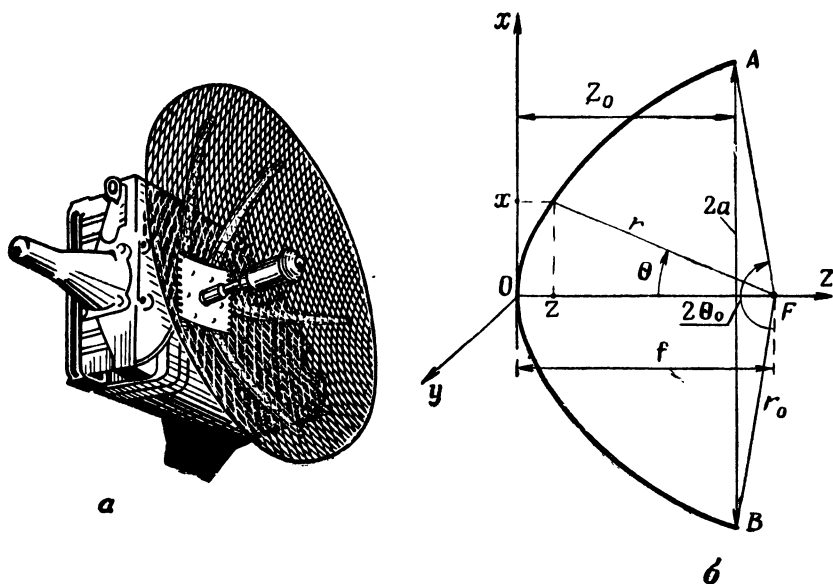


Рис. 4.45. Параболическая антенна:

a — внешний вид; *б* — параметры параболоида вращения

ратор с рефлектором, открытый конец волновода, щелевая, рупорная, спиральная антенны и специальные облучатели. Зеркало антенны представляет собой металлическую поверхность, выполненную в виде параболоида вращения, параболического цилиндра, уголкового отражателя или отражателя специальной формы.

Зеркальные антенны позволяют формировать любую заданную характеристику направленности. Так, например, параболический цилиндр с линейным облучателем, или параболоид вращения с точечным облучателем формирует игольчатую характеристику направленности. Параболическая поверхность получается в результате вращения параболы вокруг оси OZ (рис. 4.45). Параболоид вращения характеризуется следующими геометрическими параметрами (рис. 4.45).

Точка O называется вершиной параболоида, а расстояние от нее до фокуса F — фокусным расстоянием. Прямая OF называется

оптической осью, расстояние $AB=2a$ называется диаметром зеркала. Плоскость, стягивающая края зеркала, называется раскрывом или апертурой зеркала, расстояние от вершины до раскрыва зеркала Z_0 называется глубиной зеркала, а угол, под которым видно зеркало из фокуса $2\Theta_0$, называется углом раскрыва зеркала.

В прямоугольной системе координат с началом в вершине параболическая поверхность описывается уравнением

$$x^2 + y^2 = 4fz,$$

а парабола в плоскости xOz — уравнением

$$x^2 = 4fz = 2pz.$$

Радиус раскрыва, угол раскрыва и фокусное расстояние f связаны соотношениями:

$$a = 2f \operatorname{tg} \frac{\Theta_0}{2},$$

$$f = \frac{a^2}{4Z_0}.$$

Параболическое зеркало называется короткофокусным, если $z_0 > f$, то есть $\Theta_0 > \frac{\pi}{2}$ и $\frac{a}{2f} > 1$. Зеркало называется длиннофокусным, если $z_0 < f$, то есть $\Theta_0 < \frac{\pi}{2}$ и $\frac{a}{2f} < 1$.

Поверхность параболоида вращения обладает замечательным свойством, состоящим в том, что лучи, выходящие из фокуса и отраженные от зеркала по законам геометрической оптики, оказываются параллельными друг другу и оптической оси (рис. 4.46). Расстояния, которые проходят лучи по ломаным линиям FP_1M_1 , FP_2M_2 и т. д. от фокуса до плоскости MN , перпендикулярной оптической оси, одинаковы. Следовательно, если в фокусе находится точечный источник, излучающий сферические волны, то в плоскость раскрыва все лучи придут с одинаковой фазой, то есть эта плоскость является синфазно возбуждаемой поверхностью. Иначе говоря, параболоид вращения преобразует сферические волны, а параболический цилиндр — цилиндрические в плоские волны. Этим объясняется высокая направленность параболических антенн.

Синфазный раскрыв параболической поверхности можно представить состоящим из большого числа излучающих элементарных

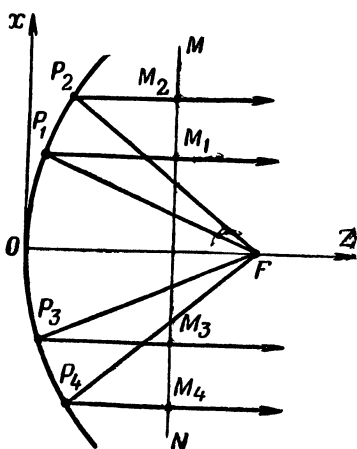


Рис. 4.46. Отражение лучей от параболического зеркала

площадок, интерференцией волн которых и определяются направленные свойства антенны. Поэтому параболическая антенна до некоторой степени подобна многовибраторной антенне: чем больше размеры раскрыва по сравнению с длиной волны, тем острее характеристика направленности.

При приближенном рассмотрении принципа действия параболической антенны на основе геометрической оптики не учитывался ряд факторов, влияющих на направленные свойства. Сам принцип оптического отражения нарушается из-за того, что длина волны не бесконечно мала по сравнению с размерами зеркала и радиусом его кривизны и из-за неточностей изготовления зеркала. Рассмотрим поэтому факторы, влияющие на характеристику направленности параболической антенны.

2. Направленные свойства параболических антенн

Характеристика направленности параболической антенны с параболоидом вращения в качестве зеркала и вибратором с рефлектором в качестве облучателя имеет один главный и несколько боковых лепестков (рис. 4.47). Форма характеристики направленности параболической антенны зависит от типа, размеров, направленных свойств и расположения облучателя, геометрических параметров зеркала, распределения амплитуд и фаз поля в раскрыве, точности выполнения профиля зеркала.

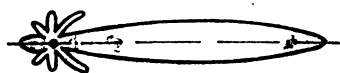


Рис. 4.47. Характеристика направленности параболической антенны

Отрицательное влияние всех факторов состоит в том, что они несколько расширяют главный лепесток и увеличивают уровни боковых лепестков.

Облучатель располагают так, чтобы его фазовый центр излучения находился в фокусе или в фокальной плоскости. Из-за конечных размеров облучателя фронт его волны не является точно сферическим. Это приводит к тому, что раскрыв параболоида не является точно синфазной плоскостью, что, в свою очередь, расширяет главный лепесток и увеличивает боковые лепестки. Однако главное влияние конечных размеров облучателя и крепящих его деталей состоит в рассеивании отраженной от зеркала волны и создании тени, что уменьшает излучение в главном направлении и увеличивает боковое излучение. Смещение облучателя из фокуса вдоль оптической оси увеличивает рассеяние энергии зеркалом, так как отраженные лучи уже не будут параллельны друг другу.

Коэффициент усиления зеркальной антенны можно определить по формуле

$$G = \eta_2 D = \eta_2 \eta_1 \gamma \frac{4\pi}{\lambda^2} S, \quad (4.82)$$

где $\eta_2 = \frac{P_{изл}}{P_{обл}}$ есть к. п. д. антенны;

$\eta_1 = \frac{P_{изл}}{P_{изл. обл.}}$, γ — коэффициент использования поверхности (апертуры) антенны;

$P_{изл}$ — мощность, излучаемая зеркалом;

$P_{изл. обл.}$ — мощность, излучаемая облучателем;

$P_{обл}$ — мощность, подводимая к облучателю;

S — площадь раскрыва.

К. п. д. антенны η_2 учитываются тепловые потери энергии в зеркале, облучателе, деталях крепления и т. д. Коэффициентом η_1 учитывается энергия облучателя, проходящая мимо зеркала.

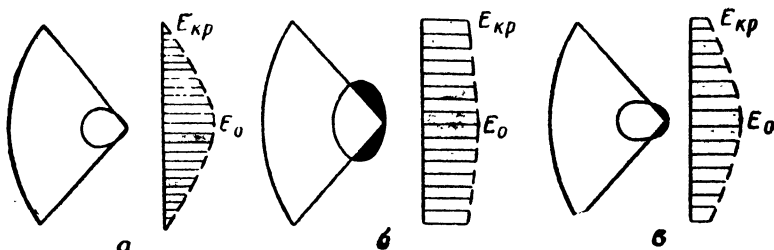


Рис. 4.48. Распределение поля в раскрыве зеркала при различной ширине диаграммы направленности облучателя

Если при заданных размерах зеркала диаграмма направленности облучателя будет узкой, то $\eta_1 = 1$, но $\gamma \ll 1$, и наоборот, если диаграмма направленности облучателя широкая, то зеркало облучается равномерно и $\gamma \approx 1$, но значительная доля энергии проходит мимо облучателя и потому $\eta_1 \ll 1$ (рис. 4.48). Следовательно, при заданных размерах зеркала существует такая диаграмма направленности, при которой облучение будет оптимальным, то есть к. н. д. будет максимальным, и наоборот, при заданной ширине диаграммы направленности существует оптимальный угол раскрыва зеркала (рис. 4.48, в).

Расчеты показывают, что оптимальным является такое облучение зеркала, при котором напряженность поля у краев $E_{кр}$ составляет 0,3 напряженности поля у вершины E_0 , т. е.

$$E_{кр} = 0,3 E_0. \quad (4.83)$$

При этом $\gamma \eta_1 \approx 0,65$.

Если важно получение минимальных боковых лепестков, то применяются короткофокусные зеркала и облучатели с широкой диаграммой направленности.

Обратное и дальнее боковое излучение параболической антенны в основном определяется излучением облучателя, рассеянием волн крепящими деталями и облучателем, дифракционным рассеянием на краях зеркала, излучением токов, протекающих по на-

ружной поверхности зеркала, излучением из отверстий перфорированного зеркала, излучением поперечно поляризованного поля.

При облучении параболического зеркала вибратором с рефлектором, параллельным оси ox , линии тока, протекающего по внутренней поверхности зеркала, и их проекции на плоскость раскрыва, то есть линии напряженности электрического поля в раскрыве, соответствуют показанным на рис. 4.49. Составляющие поля E_y (и не показанные на рис. составляющие поля E_z) не создают из-

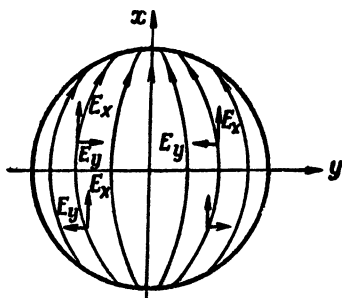


Рис. 4.49. Электрическое поле в раскрыве параболоида вращения

лучения в главном направлении, так как они попарно противоположны по направлению, но увеличивают боковые лепестки. Кроме того, поляризация отраженных от зеркала волн оказывается линейной только в главных плоскостях (E и H). В других плоскостях имеет место эллиптическая поляризация. Это явление называется перекрестной или поперечной поляризацией. Мощность поперечно поляризованных волн не принимается антеннами, рассчитанными на прием волн основной поляризации, что уменьшает к. н. д. антенны.

При облучении параболоида вибратором с рефлектором и оптимальных размерах зеркала углы излучения можно оценить по приближенным формулам:

$$\alpha_{\text{изл } E}^{\circ} = 80 \frac{\lambda}{2a};$$

$$\alpha_{\text{изл } H}^{\circ} = 70 \frac{\lambda}{2a}.$$

Практически возможно получение диаграмм направленности, ширина которых измеряется угловыми минутами, а к. н. д. — миллионами.

Следует иметь в виду, что форма диаграммы направленности в области боковых лепестков в сильной степени зависит от точности изготовления антенны. При данной точности выполнения поверхности зеркала существует предельный к. н. д., который нельзя превзойти ни уменьшением λ , ни увеличением диаметра зеркала.

Ширина полосы пропускания параболической антенны определяется диапазоновыми свойствами облучателя. При изменении длины волны изменяется входное сопротивление и диаграмма направленности облучателя и, следовательно, изменяется характеристика направленности и к. н. д. антенны. Диапазонные свойства облучателя зависят не только от его конструкции, но и от реакции зеркала на облучатель. Если облучатель расположен в фокусе зеркала или близко к фокусу, то он находится в максимуме потока отраженной от зеркала мощности и воспринимает отраженную волну. Последняя играет такую же роль, как и отраженная

волна, возникающая при рассогласовании облучателя. Следовательно, реакция зеркала на облучатель состоит в изменении входного сопротивления облучателя, что приводит к уменьшению рабочего диапазона частот.

Существуют различные способы уменьшения реакции зеркала на облучатель. Одним из них является применение зеркала в виде несимметричного усеченного параболоида (рис. 4.50). В этом случае облучатель устанавливается в фокусе зеркала под углом к его оптической оси так, что облучается только часть зеркала. Облучатель расположен в

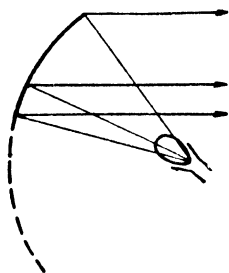
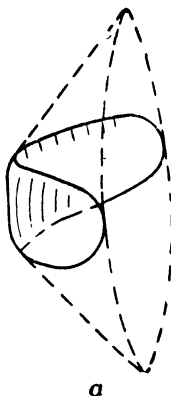
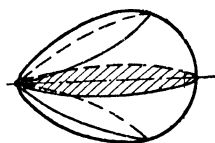


Рис. 4.50. Облучение зеркала сбоку



a



б

Рис. 4.51. Симметрично усеченный параболоид вращения (*a*) и главный лепесток диаграммы направленности (*б*)

стороне от максимума вторичного излучения, и реакция зеркала на него в значительной мере уменьшается. Необлучаемая часть зеркала удаляется, при этом контур обреза должен удовлетворять условию оптимального облучения (4.83).

Усеченный параболоид вращения прямоугольной или овальной формы применяется также для создания веерных характеристик направленности. Контур сечения должен удовлетворять условию оптимального облучения и определяется характеристикой направленности облучателя. Угол излучения антенны будет больше в той плоскости, размеры зеркала в которой меньше (рис. 4.51).

Другим способом устранения реакции зеркала на облучатель является применение облучателей, излучающих волны с круговой или эллиптической поляризацией. При отражении таких волн от зеркала направление вращения электрического вектора изменяется на обратное, и потому облучатель не принимает отраженных волн.

3. Другие типы параболических антенн

Для создания веерных характеристик направленности с шириной луча в одной плоскости, в несколько раз превышающей ширину в другой главной плоскости, а также для качания узкого луча в широких пределах применяются параболоцилиндрические

антенны. В качестве облучателя такой антенны используются линейные непрерывные или дискретные системы, излучающие цилиндрические волны (рис. 4.52), а в качестве отражателей — симметричные и несимметричные параболические цилиндры. Принцип действия такой антенны состоит в преобразовании цилиндрической волны облучателя в плоскую отраженную волну. Направленные свойства такой антенны зависят от указанных выше факторов.

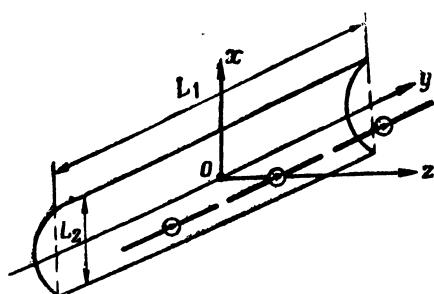


Рис. 4.52. Параболический цилиндр с линейным облучателем

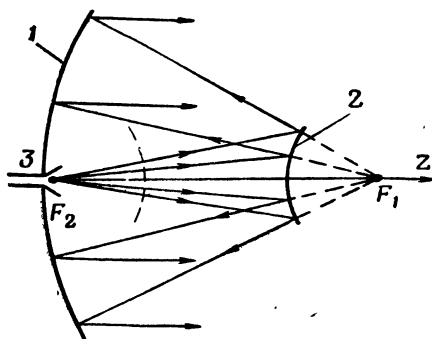


Рис. 4.53. Двухзеркальная антенна

На рис. 4.53 показан принцип устройства двухзеркальной антенны. Она состоит из основного параболического зеркала 1, вспомогательного зеркала в виде части гиперboloида вращения (или эллипсоида вращения) 2 и облучателя 3. Облучатель расположен в фокусе F_2 второй (несуществующей) части гиперboloида вращения, фокус F_1 основного зеркала совпадает с фокусом вспомогательного зеркала. Основное зеркало облучается так, как если бы некоторый фиктивный излучатель находился в его фокусе.

По сравнению с однозеркальными антеннами двухзеркальные имеют такие преимущества:

- меньшая длина фидерной части, так как облучатель можно расположить рядом с основным зеркалом;
- можно увеличить раскрыв облучателя, что облегчает его согласование;

Отличие от параболической антенны состоит в том, что в плоскости образующей параболический цилиндр является плоским зеркалом и потому характеристика направленности в этой плоскости ($zoу$) определяется облучателем. В плоскости профиля зеркала (xoz) характеристика направленности определяется размерами зеркала и направленностью облучателя. Чем больше относительный размер зеркала $L_2:\lambda$, тем меньше ширина главного лепестка в этой плоскости.

Из других особенностей параболоцилиндрической антенны следует отметить сильное влияние зеркала на облучатель, меньшую перекрестную поляризацию, чем у параболоида вращения, большое обратное излучение перфорированного цилиндра и относительную простоту изготовления цилиндра.

— можно осуществить сканирование луча методом перемещения вспомогательного зеркала, что не требует подвижных сочленений;

— можно устранить реакцию зеркала на облучатель и теневой эффект вспомогательного зеркала.

В некоторых типах радиолокационных станций применяются зеркальные антенны с косекансной характеристикой направленности в вертикальной плоскости (рис. 4.54). Такая характеристика обеспечивает постоянную мощность отраженного от цели сигнала

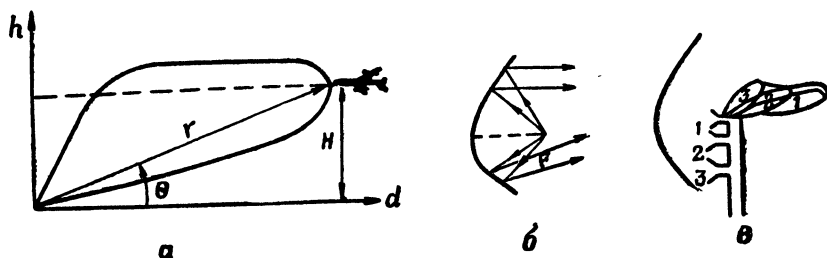


Рис. 4.54. Косекансная диаграмма направленности (а) и методы ее формирования (б, в)

на входе приемника $P_{отр}$ при постоянной высоте полета цели и изменяющейся дальности r . Можно показать, что

$$P_{отр} = \text{const} \frac{F^4(\Theta)}{r^4},$$

а так как

$$r = H \operatorname{cosec} \Theta,$$

то

$$P_{отр} = \frac{\text{const}}{H^4} \cdot \frac{F^4(\Theta)}{\operatorname{cosec}^4(\Theta)}$$

и, следовательно, $P_{отр} = \text{const}$, если $F(\Theta) = \text{const} \cdot \operatorname{cosec} \Theta$, то есть характеристика направленности является косекансной.

Такую характеристику можно получить с помощью зеркала специальной формы при точечном или линейном облучателе (рис. 4.54, б) или подбором фаз и амплитуд полей нескольких облучателей (рупоров), определенным образом расположенных относительно фокуса параболического зеркала (рис. 4.54, в). Последний способ называется методом парциальных (частных) характеристик.

§ 7. РУПОРНЫЕ АНТЕННЫ

1. Волноводные излучатели

Открытый конец круглого или прямоугольного волновода может быть использован в качестве излучателя радиоволн. Распространяющаяся в волноводе волна частично отражается от откры-

того конца, а частично излучается. При этом на открытом конце возникают волны высших порядков и появляются токи на наружной поверхности волновода. Приближенно можно считать, что на открытом конце волновода существует такое же поле, как и в поперечном сечении волновода с бегущей волной, то есть вдоль широкой стороны поле изменяется по синусоидальному закону, а вдоль узкой стороны поле равномерное (рис. 4.55).

Возбуждаемую синфазную поверхность можно представить как большое число элементарных излучающих площадок, а ее характеристику — как результат интерференции волн элементарных излучателей.

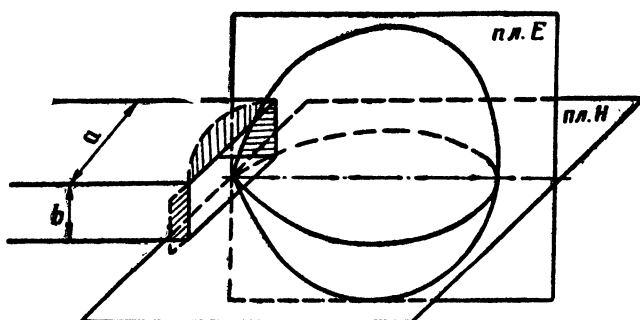


Рис. 4.55. Характеристики направленности волноводного излучателя в главных плоскостях

Ширина диаграммы направленности по половинной мощности в плоскостях E и H определяется соответственно по формулам:

$$\alpha_{\text{изл } E}^{\circ} \approx 51 \frac{\lambda}{b};$$

$$\alpha_{\text{изл } H}^{\circ} \approx 68 \frac{\lambda}{a}.$$

Для волновода стандартных размеров $a=0,71\lambda$, $b=0,32\lambda$ и потому $\alpha_{\text{изл } E}=160^{\circ}$, $\alpha_{\text{изл } H}=96^{\circ}$. Широкая диаграмма направленности волноводного излучателя объясняется небольшими размерами синфазной излучающей поверхности. Волноводные излучатели используются для облучения зеркальных антенн, при этом для облучения параболоидов вращения удобно использовать круглые волноводы с волной H_{11} .

К. н. д. прямоугольного волноводного излучателя

$$D_{\text{макс}} \approx 0,84 \frac{4\pi}{\lambda^2} ab \approx 2,4.$$

К. н. д. круглого волноводного излучателя

$$D_{\text{макс}} \approx 0,90 \frac{4\pi}{\lambda^2} \pi a^2,$$

а ширина главного лепестка по половинной мощности

$$\alpha_{\text{изл}}^{\circ} = (50 \div 75) \frac{\lambda}{2a};$$

где a — радиус волновода.

Кроме широкой диаграммы направленности, волноводный излучатель плохо согласован. Коэффициент бегущей волны в волноводе с открытым концом не более 0,5, что обуславливает значительные потери энергии в волноводе и другие недостатки режима смешанных волн.

2. Секториальные рупоры

В рупорных излучателях преодолены недостатки волноводных излучателей. Образуется рупорный излучатель путем плавного увеличения поперечного сечения волновода (рис. 4.56). При этом возникают волны порядков, которые имеют очень малую интенсивность, если волновод расширяется достаточно плавно. Плавное расширение волновода обеспечивает согласование рупора со свободным пространством, то есть постепенную трансформацию волнового сопротивления волновода в волновое сопротивление свободного пространства, равное 120π ом.

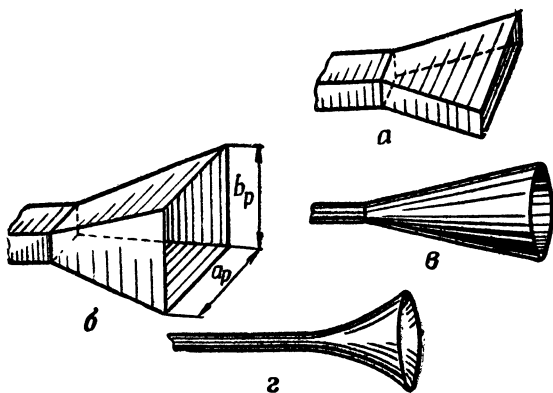


Рис. 4.56. Рупорные излучатели:
а — секториальный; б — пирамидальный; в — конический; г — экспоненциальный

Полного согласования достичь не удается. Поэтому некоторое отражение от открытого конца рупора имеется. Кроме того, волны отражаются в переходном от волновода к рупору сечении. Если угол φ при вершине рупора O невелик и рупор длинный, то суммарное отражение волн в нем значительно меньше, чем в волноводном излучателе.

Различают два типа секториальных рупоров: H — плоскостной и E — плоскостной. Первый из них получается увеличением только широкой стенки волновода, а второй — только узкой (рис. 4.57).

Принцип действия рупорного излучателя тот же, что и волноводного: излучающей поверхностью рупора можно считать поверхность раскрыва рупора, которая является совокупностью излучающих площадок. Однако фронт волны в раскрыве рупора не плоский, а цилиндрический, и потому раскрыв рупора не является

синфазной поверхностью (рис. 4.57). Сдвиг фаз поля на краях рупора относительно его середины можно определить по формулам:

$$\psi = \frac{\pi}{4\lambda} \cdot \frac{a_p^2}{L^2}$$

и

$$\psi = \frac{\pi}{4\lambda} \cdot \frac{b_p^2}{L^2}$$

для H и E -рупоров соответственно.

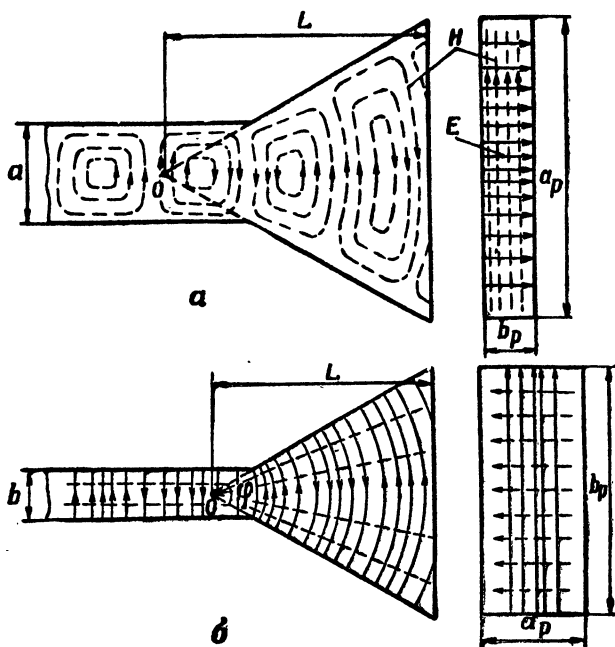


Рис. 4.57. Поля в секториальных рупорах:
а — H -плоскостной; б — E -плоскостной рупор

Секториальные рупоры применяются в тех случаях, где нужна веерная характеристика направленности. Очевидно, что H -рупор сужает по сравнению с волноводным излучателем характеристику направленности только в H -плоскости, а E -рупор — в E -плоскости.

Если при заданной длине рупора увеличивать $\frac{a_p}{\lambda}$ или $\frac{b_p}{\lambda}$, то диаграмма направленности сначала сужается из-за увеличения излучающей поверхности и к. н. д. растет, а затем диаграмма начинает расширяться (и может раздвоиться), а к. н. д. уменьшается из-за несинфазности поля в раскрыве рупора. Следовательно, при заданной длине рупора L существует оптимальный размер раскрыва (или оптимальный угол при вершине), при котором ширина

диаграммы излучения наименьшая, а к. н. д. — наибольший. Такой рупор называется оптимальным. Оптимальным размерам раскрытия рупора соответствуют допустимые сдвиги фаз поля между его серединой и краями.

Оптимальные размеры рупоров и допустимые сдвиги фаз определяются соотношениями:

$$L_{\text{опт. } E} = \frac{1}{2} \cdot \frac{b_p^2}{\lambda}, \quad \psi_{\text{доп. } E} = \frac{\pi}{2};$$

$$L_{\text{опт. } H} = \frac{1}{3} \cdot \frac{a_p^2}{\lambda}, \quad \psi_{\text{доп. } H} = \frac{3}{4} \pi.$$

Угол излучения оптимального H -плоскостного рупора в магнитной плоскости определяется по формуле

$$\alpha_{\text{изл}}^{\circ} \approx 78 \frac{\lambda}{a_p}.$$

Угол излучения оптимального E -плоскостного рупора в электрической плоскости определяется формулой

$$\alpha_{\text{изл}}^{\circ} \approx 56 \frac{\lambda}{b_p}.$$

К. н. д. оптимальных рупоров определяется по формуле

$$D_{\text{макс}} = 0,65 S \frac{4\pi}{\lambda^2}, \quad (4.84)$$

где S — площадь раскрытия.

Если при заданных размерах раскрытия рупора увеличивать его длину, то фронт волны в раскрытии будет приближаться к плоскому, а к. н. д. — увеличиваться. Можно показать, что при увеличении длины рупора от оптимальной до бесконечности к. н. д. увеличивается только на 21 %. Следовательно, не имеет смысла применение рупоров с длиной больше оптимальной.

3. Пирамидальный рупор

По сравнению с волноводным излучателем пирамидальный рупор сужает характеристику направленности в обеих главных плоскостях. Он получается путем плавного увеличения обоих размеров прямоугольного волновода и может иметь общую для обеих плоскостей вершину или разные вершины. Фронт волны в раскрытии рупора близок к сферическому (рис. 4.56, б).

Углы излучения пирамидального рупора могут быть приближенно рассчитаны по соответствующим формулам для секториальных рупоров. К. н. д. оптимального пирамидального рупора можно определить по формуле

$$D_{\text{макс}} = \frac{\pi}{32} \left(D_H \frac{\lambda}{b_p} \right) \left(D_E \frac{\lambda}{a_p} \right),$$

где D_H , D_E — к. н. д. H -секториального и E -секториального рупоров с размерами $\frac{a_p}{\lambda}$ и $\frac{b_p}{\lambda}$, рассчитанные по формуле (4.84). Если рупор имеет одну вершину, то $D_{\max} = 16 \frac{L}{\lambda}$. Конические рупоры (рис. 4.56, в, г) применяются в антенных устройствах с круговой поляризацией. Ширина главного лепестка диаграммы направленности оптимального конического рупора по половинной мощности

$$\alpha_{\text{изл}}^{\circ} \approx (60 \div 80) \frac{\lambda}{2a_p},$$

где $2a_p$ — диаметр раскрыва рупора.

Достоинствами рупорных антенн являются их широкий частотный диапазон и простота конструкции. Рабочий диапазон частот рупора определяется питающим волноводом и является примерно двукратным, так как в волноводе распространяется основная волна H_{10} , если $a < \lambda < 2a$.

§ 8. ЛИНЗОВЫЕ АНТЕННЫ

1. Принцип действия. Основные типы линзовых антенн

Принцип действия линзовых антенн тот же, что и оптических линз. Он основан на свойстве электромагнитных волн преломляться при падении на поверхность раздела двух диэлектриков. Если волна падает на диэлектрик из воздуха, то

$$n = \frac{V_0}{V} = \sqrt{\epsilon} \quad (4.85)$$

называется коэффициентом преломления диэлектрика. В (4.85) V_0 — скорость света в пустоте; V — фазовая скорость волны в диэлектрике; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость.

Линзовая антенна состоит из слабонаправленного облучателя и линзы (рис. 4.58). На освещенную сторону линзы падают волны облучателя со сферическим или цилиндрическим фронтом. Линзой все лучи преломляются и распространяются параллельно друг другу к теневой стороне линзы. При правильно подобранном профиле линзы ее теневая сторона оказывается синфазно возбуждаемой поверхностью, что обеспечивает высокую направленность. Таким образом, линза преобразует сферические волны (сферическая линза) или цилиндрические волны (цилиндрическая линза) в плоские волны. Цилиндрическая линза формирует характеристику направленности только в одной плоскости — плоскости профиля линзы. Линзы бывают замедляющие и ускоряющие. Для замедляющей линзы $n = \frac{V_0}{V} > 1$, и ее освещенная поверхность должна быть гиперболоидом вращения или гиперболическим цилиндром, в фо-

кусе которого или на фокальной оси расположен точечный или линейный облучатель (рис. 4.58, а). Для ускоряющей линзы $n = \frac{V_0}{V} < 1$, и ее освещенная поверхность должна быть эллипсоидом вращения или эллиптическим цилиндром, в дальнем фокусе которого или дальней фокальной оси расположен точечный или линейный облучатель (рис. 4.58, б).

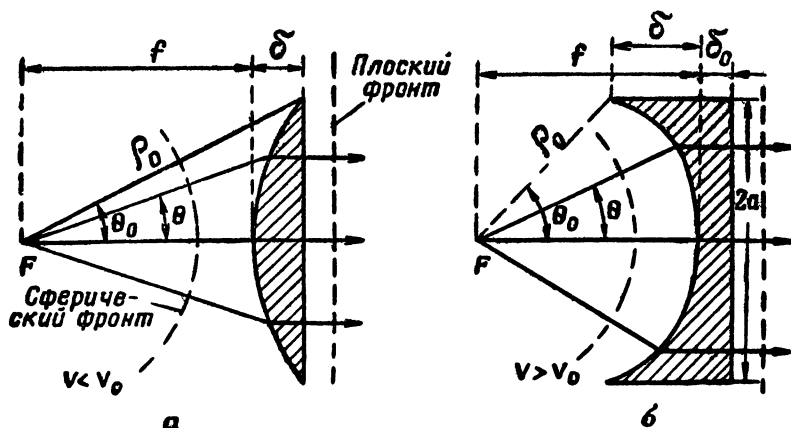


Рис. 4.58. Замедляющая (а) и ускоряющая (б) линзы

Толщина δ , фокусное расстояние f , ширина раскрыва $2a$ и угол раскрыва θ_0 обеих линз связаны соотношениями:

$$\delta = f \left| \frac{1 - \cos \theta_0}{1 - n \cos \theta_0} \right|;$$

$$2a = 2f \left| \frac{n - 1}{n \cos \theta_0 - 1} \right| \sin \theta_0.$$

Из этих соотношений видно, что чем больше n отличается от единицы, тем меньше f и δ при заданном $2a$. Для уменьшения габаритов антенны следует выбирать n возможно более отличающимся от единицы. Но при этом возрастает отражение энергии от освещенной и теневой сторон линзы, что увеличивает боковые лепестки и ухудшает согласование. Поэтому для ускоряющих линз $n = (0,5 \div 0,7)$, а для замедляющих — $(1,3 \div 1,6)$.

При увеличении раскрыва линзы и неизменном фокусном расстоянии толщина линзы увеличивается. Для уменьшения толщины линзы применяется зонирование линз. Профиль зонированной линзы состоит из нескольких отдельных участков (зон), профили которых и расстояние между которыми (глубина ступеней) рассчитываются так, чтобы электрические пути лучей соседних зон отличались на одну волну, то есть время прохождения лучей соседних зон от фокуса линзы до теневой поверхности отличались

на один период (рис. 4.59). В этом случае теневая поверхность остается синфазно возбуждаемой поверхностью, и зонированная линза будет подобна линзе полного профиля. Зонированная линза является недиапазонной, так как условие синфазности затененной поверхности нарушается с изменением частоты. Кроме того, часть энергии падающих лучей рассеивается на границах зон, что уменьшает эффективную площадь раскрыва. Последний недостаток зонированной линзы можно устранить применением вогнуто-выпуклых зонированных линз.

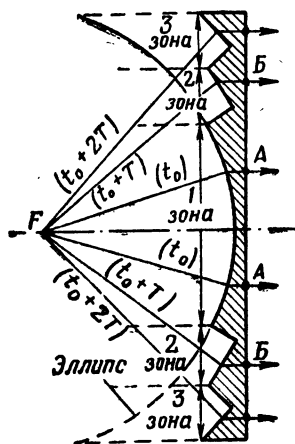


Рис. 4.59. Профиль зонированной ускоряющей линзы

Направленные свойства линзовых антенн зависят от размеров излучающих раскрывов и распределения амплитуд и фаз поля на них. Обычно размеры линзы и углы излучения облучателя подбирают так, чтобы амплитуда напряженности облучающего поля на краях линзы была меньше на 10 дБ, т. е. $E_{кр} = 0,3 E_0$. Ширина главного лепестка диаграммы направленности сферической линзы с круглым раскрывом, облучаемой вибратором с рефлектором, по половинной мощности в плоскостях E и H приближенно можно определить по формулам:

$$\alpha_{изл. E}^{\circ} = 73 \frac{\lambda}{2a}, \quad \alpha_{изл. H}^{\circ} = 64 \frac{\lambda}{2a}.$$

При помощи линзовых антенн, например рупорно-линзовых, можно сформировать характеристики с шириной в единицы и доли градусов.

Коэффициент направленного действия антенн определяется по формуле

$$D = \gamma \frac{4\pi}{\lambda^2} S,$$

где S — площадь излучающей поверхности, а γ — коэффициент использования поверхности, учитывающей неравномерность амплитуд возбуждающего поля, который обычно равен $(0,5 \div 0,65)$. Замедляющие линзы малых размеров изготавливаются из высокочастотного диэлектрика (полистирол, фторопласт, тефлон), а больших — из металлодиэлектрика (рис. 4.60). Металлодиэлектрик, или искусственный диэлектрик, представляет собой пространственную решетку металлических изолированных частиц, скрепленных между собой с помощью твердого диэлектрика малого удельного веса и $\epsilon \approx 1$. Таким диэлектриком обычно бывает пенистый полистирол ($\epsilon \leq 1,1$, удельный вес $\leq 0,1$). Размеры частиц, параллельные вектору падающей волны, должны быть значительно меньше $\lambda/2$. Металлодиэлектрик представляет собой увеличенную модель молекулярной структуры обычного диэлектрика, при этом роль поляризующихся молекул играют металлические частицы: шарики, ди-

ски, лента. Под воздействием внешнего поля эти частицы поляризуются, т. е. их электроны смещаются в направлениях, противоположных вектору E , частицы превращаются в электрические диполи и таким образом создается вторичное поле, направленное навстречу первичному. Напряженность результирующего поля уменьшается как и в обычном диэлектрике, т. е. металлодиэлектрик характеризуется $\epsilon > 1$, $V < V_0$, $n > 1$. Коэффициент его преломления зависит

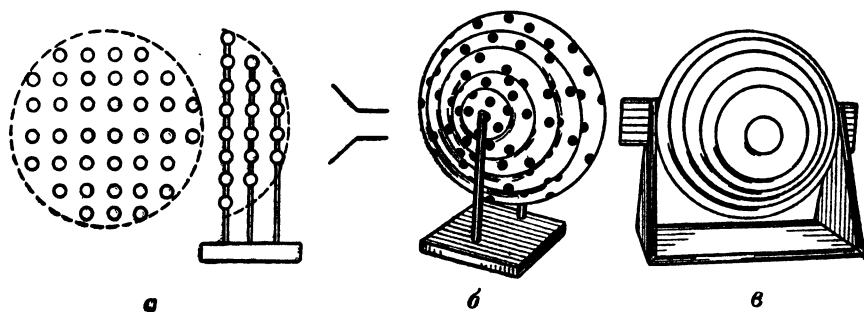


Рис. 4.60. Макеты линз из металлодиэлектрика:

a — шариковая линза; b , c — линзы из диэлектрических пластин, на которые нанесены из проводящей краски диски или прямоугольники

от числа металлических частиц в единице объема. Металлодиэлектрические и диэлектрические замедляющие линзы полного профиля являются широкополосными линзами.

2. Ускоряющие линзы

Наиболее часто применяются металлопластинчатые ускоряющие линзы, выполненные на основе прямоугольных волноводов (рис. 4.61). Такая линза представляет собой ряд профилированных тонких металлических пластин, расположенных параллельно вектору E электрического поля падающей волны на расстояниях a одна от другой. Каждая пара соседних пластин образует отрезок прямоугольного волновода, в котором распространяется волна основного типа H_{10} . Известно, что фазовая скорость волны H_{10} в волноводе равна:

$$V_{\Phi} = \frac{V_0}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}.$$

Поэтому коэффициент преломления

$$n = \frac{V_0}{V_{\Phi}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} < 1.$$

Такая линза удовлетворительно работает в диапазоне

$$1,2a < \lambda < 1,75a,$$

т. е. она является узкополосной.

Если ускоряющую металлопластинчатую линзу установить непосредственно в раскрые рупора, то получится рупорно-линзовая антенна (рис. 4.62). Фокус линзы должен совпадать с вершиной

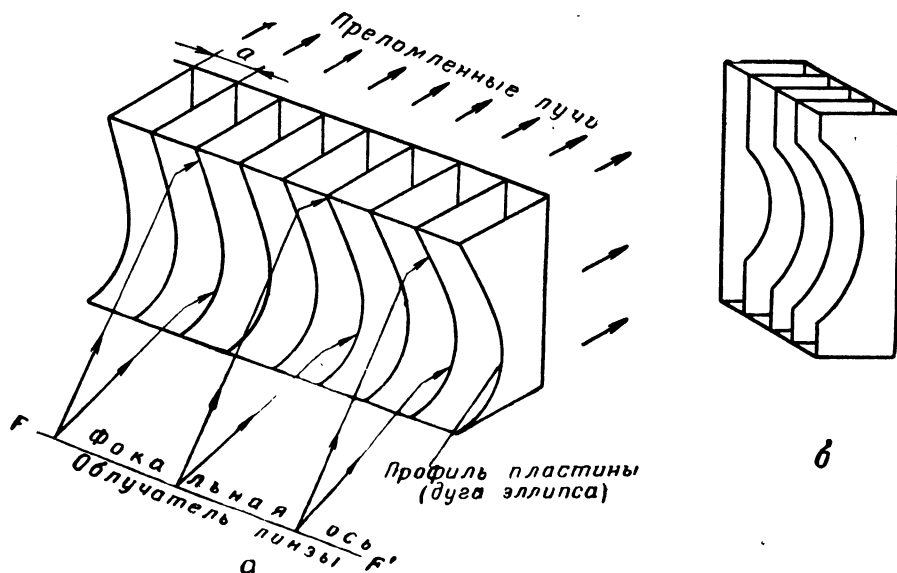


Рис. 4.61. Ускоряющие линзы:
а — цилиндрическая; б — часть сферической линзы

рупора. Тогда сферический или цилиндрический фронт волны в рупоре будет скорректирован линзой в плоский фронт в раскрые линзы. Это позволяет уменьшить длину оптимального рупора в десятки раз без изменения формы характеристики направленности и к. н. д.

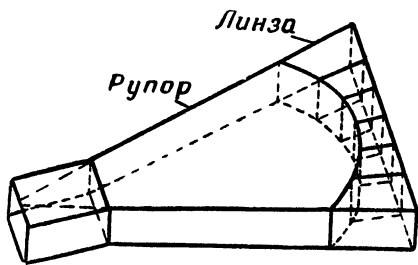


Рис. 4.62. Рупорно-линзовая антенна

примерно точечным облучателем (рис. 4.63). Для получения в раскрые синфазного поля применяется уравнивание оптических путей всех лучей. Для этого пластины свертываются по некоторой кривой (рис. 4.63, а) или выгибаются «горбом», высота которого максимальна в средней части и спадает до нуля у краев пластин (рис. 4.63, б). В обоих случаях деформация пластин делается

3. Металловоздушные линзы

Металловоздушная линза представляет собой две металлические пластины, между которыми распространяется обычно основная волна ТЕМ, излучаемая

такой, чтобы геометрические длины всех лучей от фазового центра излучения до раскрыва были бы одинаковыми. Для уменьшения отражений от изгибов необходимо, чтобы их радиусы кривизны были бы больше длины волн.

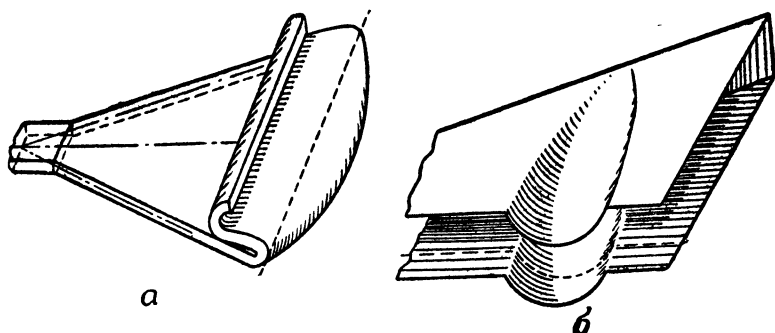


Рис. 4.63. Металловоздушные линзы

§ 9. ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ

1. Щелевой излучатель

Щелевой излучатель (антенна) представляет собой узкую щель, прорезанную в металлической поверхности (рис. 4.64). Если на

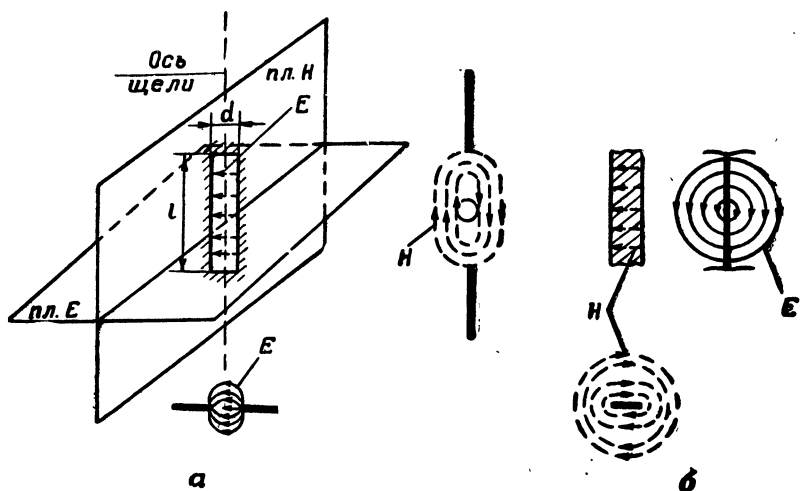


Рис. 4.64. Элементарная щель (а) и дополнительный вибратор (б)

металлической поверхности существует поперечная к щели составляющая поверхностного тока, то между краями щели возникает переменное напряжение, а вдоль краев щели протекает переменный ток. Наличие на краях щели переменных зарядов создает в ней

переменное электрическое поле, силовые линии которого нормальны к краям щели, т. е. через щель протекает ток смещения, который, естественно, выходит за пределы щели. Следовательно, щель излучает электромагнитную энергию.

Щели обычно имеют форму прямоугольника или параллелограмма. В некоторых случаях (для укорочения длины) щели имеют форму гантелей.

Если рассматривать полупространства только с одной стороны экрана, то поле щели подобно полю магнитного вибратора. Следовательно, щелевой излучатель создает такое же поле излучения, как и фиктивный магнитный вибратор. В свою очередь, магнитный вибратор подобен электрическому вибратору.

А. А. Пистолькорс сформулировал принцип двойственности, согласно которому щель в безграничном плоском экране по полю излучения подобна электрическому вибратору, имеющему форму ленты с размерами щели и находящемуся в свободном пространстве. Такой вибратор называется дополнительным к данной щели. Электрическое поле дополнительного вибратора имеет такую же форму, как и магнитное поле щели, а магнитное поле дополнительного вибратора подобно электрическому полю щели, т. е. главные плоскости щели и дополнительного вибратора меняются местами (рис. 4.64).

Направленные свойства щели одинаковы с направленными свойствами дополнительного вибратора. Амплитуду напряженности электрического поля элементарной щели можно определить по формуле

$$E = \frac{Ul}{\lambda r} \sin \theta,$$

а амплитуду напряженности магнитного поля — по формуле

$$H = \frac{Ul}{\rho_c \lambda r} \sin \theta,$$

где U — напряжение между краями щели, принимаемое одинаковым по всей длине;

l — длина элементарной щели, $l \ll \lambda$;

r — расстояние до точки наблюдения;

λ — длина волны;

ρ_c — волновое сопротивление среды;

θ — угол между осью щели и направлением на точку наблюдения.

Вектор напряженности электрического поля целиком лежит в экваториальной плоскости щели (плоскости, перпендикулярной оси щели), т. е. плоскости E , а вектор магнитного поля — в меридиальной, т. е. плоскости H .

В практике используются щели, длина которых сравнима с длиной волны и особенно резонансные щели, длина которых l равна половине волны. Поле излучения полуволновой щели подобно полю дополнительного полуволнового вибратора. Напряжение вдоль

щели распределено по синусоидальному закону и имеет максимальное значение U_0 в середине щели. В направлении максимума излучения поле излучения полуволновой щели

$$E = \frac{U_0}{\pi r}.$$

Характеристика направленности щели такая же, как и ее дополнительного вибратора. Щель обладает направленностью в меридиальной плоскости, т. е. плоскости H . Характеристика направленности в этой плоскости зависит от относительной длины щели. При $l \leq 1,4\lambda$ максимум излучения направлен перпендикулярно к оси щели. Вдоль своей оси щель не излучает. При $l = 0,5\lambda$ характеристикой направленности в плоскости H являются две окружности.

Щели нарезаются в металлических трубах, наружном проводе коаксиального фидера, в объемных резонаторах, в волноводах и других металлических плоскостях. Следовательно, в реальных условиях щель находится не в безграничной проводящей плоскости, а в металлической поверхности конечных размеров. На свойства щели оказывают влияние размеры и форма экранов, в которых она находится, и ширина щели. При увеличении ширины щели ее резонансная длина уменьшается, а активная составляющая входного сопротивления несколько увеличивается. Проводимость излучения однонаправленной щели

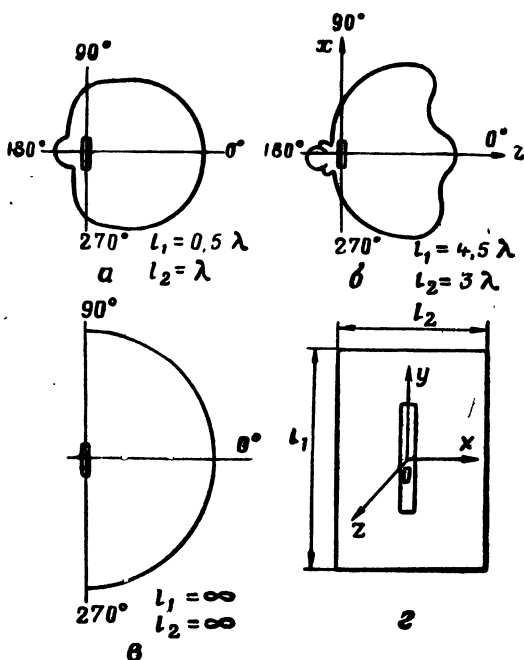


Рис. 4.65. Влияние размеров экрана на форму характеристики направленности полуволновой щели в плоскости E (zox)

$$G_{изл} = \frac{2R_{изл}}{(120\pi)^2}, \quad (4.86)$$

где $R_{изл}$ — сопротивление излучения симметричного вибратора такой же длины, как и щель, и имеющего радиус, в четыре раза меньший ширины щели.

Характеристика направленности полуволновой щели в плоскости E при различных размерах экрана показана на рис. 4.65. Из

рисунка видно, что экран конечных размеров значительно изменяет характеристику направленности. Это объясняется тем, что на металлическом экране вблизи щели возникают значительные токи, поле излучения которых усиливает поле излучения щели в одних направлениях и ослабляет в других. Аналогично влияет на характеристику направленности продольной щели в плоскости E и цилиндрический экран. При больших размерах диаметра цилиндра ($>0,2\lambda$) характеристика близка к рис. 4.65, б, а при малых ($<0,1\lambda$) характеристикой является окружность, т. е. тонкий цилиндрический экран не влияет на форму характеристики.

2. Многощелевые волноводные антенны

По стенкам прямоугольного волновода протекают три составляющих поверхностных токов: две поперечные и одна продольная.

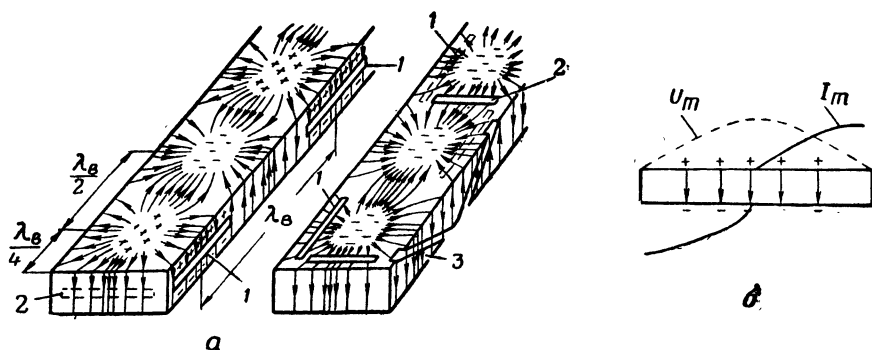


Рис. 4.66. Распределение токов на внутренней поверхности волновода и положение щелей (а); распределение тока и напряжения вдоль полуволновой щели (б): 1 — продольные щели; 2 — поперечные щели; 3 — наклонные щели

Поэтому в волноводе могут быть продольные, поперечные и наклонные щели (рис. 4.66). Продольные щели возбуждаются поперечными токами. Они прорезаются в узкой или широкой стенке волновода. Чем ближе к краю широкой стенки расположена щель, тем большими поперечными токами она возбуждается. Наклонные щели прорезаются в широкой или узкой стенке волновода. Они возбуждаются нормальными к их осям составляющими токами. Поперечные щели прорезаются в широкой стенке волновода. Они возбуждаются продольными токами.

Волновод можно заменить эквивалентной двухпроводной линией, провода которой совмещены с серединами широких стенок волновода. При такой замене поперечную щель, разрывающую линии продольного тока, следует считать последовательно включенным сопротивлением, а продольную щель, разрывающую линии токов, ответвляющихся от главных проводов, следует считать параллельным сопротивлением. Входное сопротивление щели зависит от положения щели на стенке волновода и ее длины. Резонансная

щель имеет только активное входное сопротивление. Длина резонансной щели, как и симметричного вибратора, несколько короче целого числа полуволн. Укорочение тем больше, чем шире щель. С увеличением интенсивности возбуждения растет входное сопротивление поперечной щели и входная проводимость продольной щели. Входное сопротивление поперечной щели максимально, если ее центр совпадает с серединой широкой стенки. Входная проводимость продольной щели равна нулю, если щель расположена в середине широкой стенки, и максимальна, если щель находится на узкой стенке.

Продольная щель, расположенная в середине широкой стенки, или поперечная щель, расположенная в узкой стенке волновода, не возбуждаются, если не применяются специальные устройства, прерывающие линии токов вблизи щелей.

Однощелевая волноводная антенна имеет слабую направленность. Ее характеристика направленности в главных плоскостях близка к характеристике направленности полуволнового вибратора.

Так, например, характеристика направленности продольной полуволновой щели в плоскости E близка по форме к характеристикам, показанным на рис. 4.65, a , b , а характеристика в плоскости H близка к окружности.

Для формирования узких диаграмм направленности применяются многощелевые антенны. Они бывают синфазными и несинфазными. Пример синфазной антенны показан на рис. 4.67. Синфазное возбуждение соседних щелей, расположенных на одной стороне от середины широкой стенки, обеспечивается расстоянием между ними, равным одной волне в волноводе. Второй ряд щелей возбуждается синфазно с первым, потому что каждая щель второго ряда расположена на расстоянии половины волны в волноводе от щели первого ряда и поперечные токи в этих точках противофазны.

Характеристика направленности такой антенны в плоскости E мало отличается от характеристики одной антенны, а в плоскости H она тем уже, чем больше щелей. Главный максимум направлен в вдоль нормали к волноводу.

При выполнении синфазной антенны из поперечных щелей расстояния между щелями должны быть равными длине волны в волноводе, что приводит к росту боковых лепестков. Этого можно из-

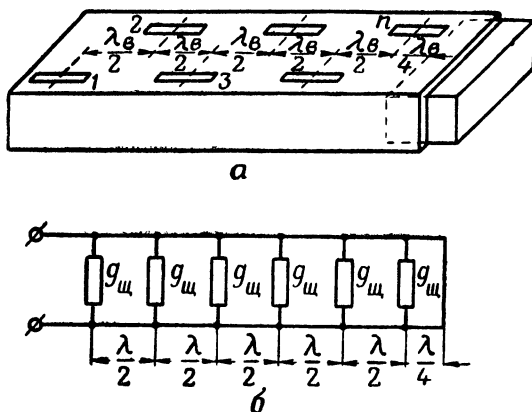


Рис. 4.67. Синфазная многощелевая антенна (a) и ее эквивалентная схема (b)

бежать, если использовать наклонные щели, расположенные в узкой стороне волновода на расстояниях $\lambda_v/2$ одна от другой, но с разными наклонами (рис. 4.68). Как видно из рисунка, горизонтальные составляющие электрических полей соседних щелей E'_r и E'_r синфазны, а вертикальные противофазны. Вертикальное поле подавляется разделительными блоками, которые образуют предельный волновод ($d < \frac{\lambda}{2}$). Поэтому излучение определяется только горизонтальной составляющей и возможно получение узкой диаграммы направленности в горизонтальной плоскости. Наклон-

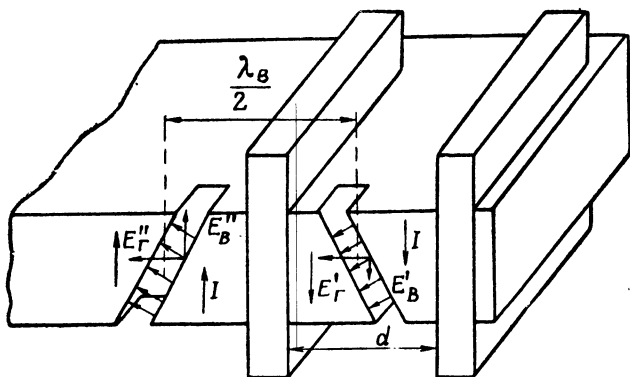


Рис. 4.68. Сложение полей наклонных щелей

ные щели в узкой стенке волновода имеют сравнительно малое реактивное сопротивление, и потому они более диапазонны, чем другие щели.

Волновод со щелями может быть на противоположном от возбуждателя конце закорочен или соединен с поглощающей нагрузкой. В первом случае должно быть вполне определенным расположение щелей относительно короткозамкнутого конца: ближайшая к концу поперечная щель должна быть расположена на расстоянии $(2n+1) \frac{\lambda_v}{4}$ от конца, а продольная — на расстоянии $n \frac{\lambda_v}{2}$, где $n=1, 2, 3 \dots$

Если расстояния между щелями многощелевой антенны отличаются от $\frac{\lambda_v}{2}$, то соседние щели будут возбуждаться бегущей по волноводу волной со сдвигом фаз. Это вызывает отклонение главного максимума излучения антенны от нормали к волноводу либо к концу, либо к началу антенны. Изменяя частоту возбуждения волновода, можно управлять диаграммой направленности антенны.

Коэффициент усиления щелевой волноводной антенны можно определить по формуле

$$G \approx 3,2n,$$

где n — число щелей.

Многощелевые антенны являются узкодиапазонными антеннами. Ширина полосы пропускания ограничена, главным образом, рассогласованием антенны с волноводом.

§ 10. АНТЕННЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН (АПВ)

1. Основные свойства поверхностных волн

Поверхностной волной называется такая волна, поле которой концентрируется у некоторой поверхности, вдоль которой она распространяется, и спадает по экспоненциальному закону при уда-

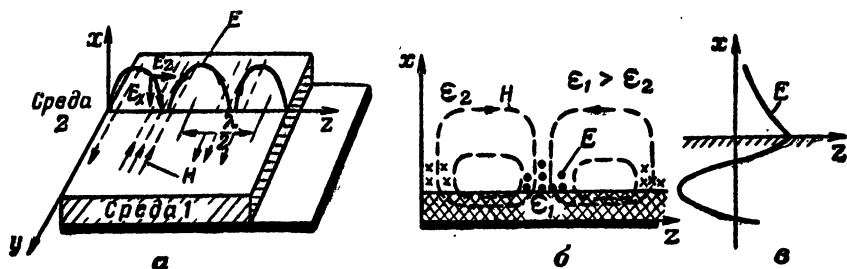


Рис. 4.69. Конфигурация электромагнитного поля поверхностных (плоских) волн:

а — E -типа; б — H -типа; в — распределение амплитуд поля вдоль нормали

лении от этой поверхности. Фазовая скорость поверхностной волны V_ϕ меньше скорости свободно распространяющейся в данной среде волны. Поэтому она называется медленной волной. Обычно поверхностные волны образуются в воздухе при распространении волны вдоль границы раздела воздуха с диэлектриком или воздуха с искусственным диэлектриком. При этом фазовая скорость волны меньше скорости света, но больше скорости волны в диэлектрике, т. е.

$$V_0 > V_\phi > V_0 : \sqrt{\epsilon}.$$

Явление образования и распространения поверхностной волны подобно явлению распространения света в оптически более плотной среде при полном внутреннем отражении.

Поверхностная волна переносит энергию только вдоль замедляющей поверхности, а в направлении нормали к поверхности быстро затухает и мощности не передает.

По структуре поля различают поверхностные волны типа E и поверхностные волны типа H . В первом случае имеется продольная составляющая вектора электрического поля, а во втором — продольная составляющая вектора напряженности магнитного поля (рис. 4.69). Поперечные составляющие векторов электрического и магнитного полей находятся в фазе, что обуславливает

передачу энергии в направлении движения волны. Поперечная и продольная составляющие векторов E и H сдвинуты по фазе на 90° , то есть энергия вдоль нормали к направляющей поверхности не распространяется. Скорость затухания волны вдоль нормали тем больше, чем больше коэффициент замедления $\frac{V_0}{V_\phi}$.

Замедляющую структуру принято характеризовать поверхностным сопротивлением $Z_\tau = \frac{E_\tau}{H_\tau}$, где E_τ , H_τ — касательные составляющие поля на поверхности раздела. Условием существования поверхностной (медленной) волны является реактивный (индуктивный) характер Z_τ . Реактивным Z_τ является в том случае, когда поле в среде I в направлении нормали имеет характер стоячей волны (рис. 4.69, в). Стоячая волна в слое диэлектрика или в ребристой структуре образуется за счет отражений от границ раздела.

2. Основные типы антенн поверхностных волн

АПВ состоит из двух основных частей: возбuditеля электромагнитных волн и собственно антенны или направителя. В каче-

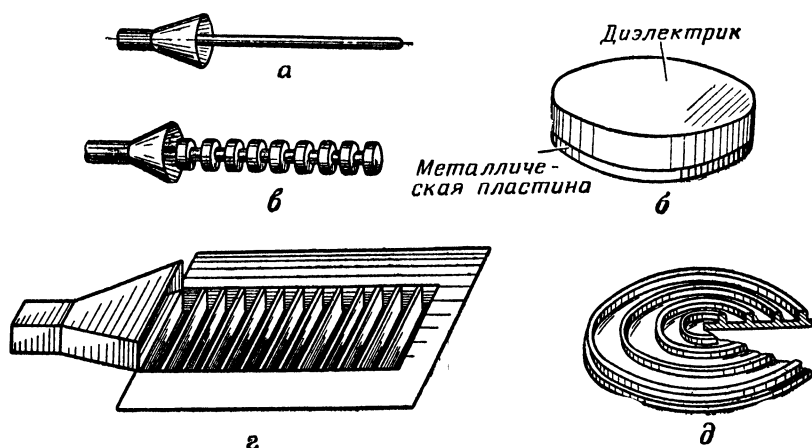


Рис. 4.70. Антенны поверхностных волн с гладкими замедляющими структурами (а, б) и периодическими замедляющими структурами (в, г, д)

стве возбuditелей используются рупор, волновод, штырь. Направитель представляет собой замедляющую структуру, превращающую поле излучения возбuditеля в поле поверхностной волны, которая и создает поле излучения. В ряде случаев применяются согласующие устройства.

По типу замедляющей поверхности различают АПВ с гладкими структурами и АПВ с периодическими структурами. К первым относятся диэлектрические антенны и антенны с направителем в

виде слоя диэлектрика, нанесенного на плоскую металлическую поверхность или на цилиндр (рис. 4.70). Ко вторым относятся замедляющие структуры в виде металлической ребристой поверхности, штыревой поверхности, системы дисков, колец, штырьков на диэлектрическом или металлическом основании (рис. 4.70). К АПВ можно отнести директорную антенну и спиральные антенны.

Замедляющую структуру следует рассматривать как излучающую систему с бегущей волной. Каждый элемент замедляющей структуры является элементарным излучателем. Излучение происходит и на конце замедляющей структуры. Отраженную от конца волну в ряде случаев можно не учитывать. Существует и излучение энергии непосредственно возбудителем, что сказывается на направленных свойствах АПВ.

3. Стержневые антенны поверхностных волн

Направителями стержневых антенн являются круглые диэлектрические стержни или металлические стержни с дисками или шты-

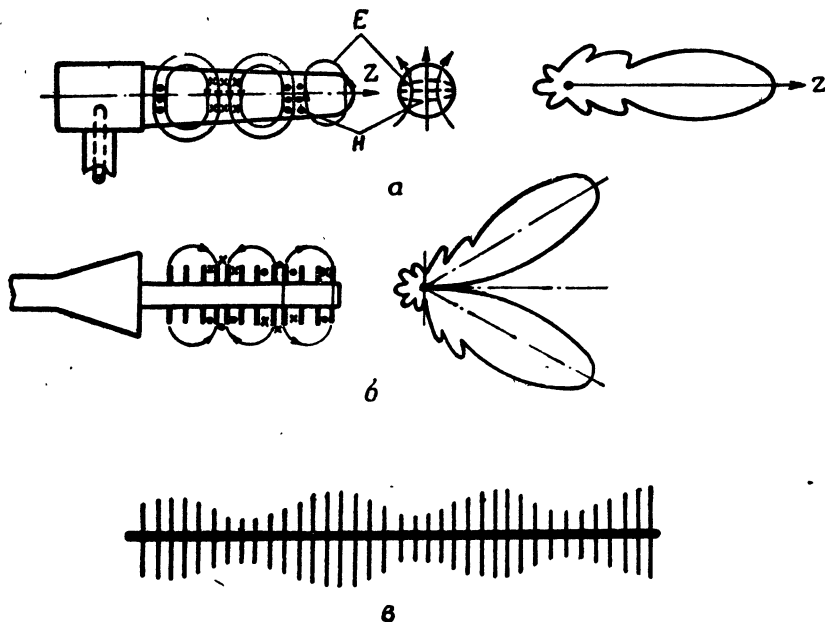


Рис. 4.71. Стержневые антенны:

а — диэлектрическая антенна с волной $(HE)_{11}$; б — ребристо-стержневая антенна с E -волной; в — направитель с модулированной структурой

рями (рис. 4.71). Возбудителями служат или электрический вибратор, вводимый в диэлектрический стержень перпендикулярно его оси, или волновод, или рупор. Диэлектрические стержни выполняются из высокочастотного диэлектрика с малыми потерями.

Если диаметр полистиролового стержня удовлетворяет условию $d = (0,35 \div 0,5) \lambda$, то в нем возбуждается основная для диэлектрического волновода волна $(HE)_{11}$. Поле этой волны характеризуется наличием двух продольных составляющих H_z и E_z (рис. 4.71). Волна эта не имеет критической длины ($\lambda_{кр} = \infty$). В поперечном сечении стержня силовые линии электрического поля направлены в основном перпендикулярно оси волновода. Поэтому небольшой отрезок стержня (диск) можно рассматривать как излучающую поверхность (открытый конец волновода), состоящую из большого числа электрических вибраторов.

Характеристика направленности стержневой антенны многолепестковая. Из-за наличия затухания бегущей в стержне волны в характеристике направленности отсутствуют направления нулевого значения, они становятся направлениями минимальных излучений. Отраженная волна создает излучение в обратном направлении. Для уменьшения амплитуды отраженной волны и снижения уровня боковых лепестков стержню придают коническую форму. Оптимальная длина стержневой диэлектрической антенны составляет $(6 \div 7)\lambda$. Ширина главного лепестка диаграммы направленности по половинной мощности равна $(20 \div 40)^\circ$, а к. н. д. составляет несколько десятков.

Для формирования острых диаграмм направленности стержневые антенны соединяют в синфазные решетки. Для этих же целей применяется пространственная модуляция замедляющей структуры, которая позволяет при длине в несколько десятков длин волн получить диаграмму направленности шириной в единицы градусов и к. н. д. порядка 1000. Модуляция структуры может быть периодической (рис. 4.71, а) или с плавно возрастающей к концу стержня фазовой скоростью.

Стержневая антенна, возбуждаемая поверхностной симметричной E -волной, имеет воронкообразную характеристику направленности, то есть антенна не излучает вдоль оси (рис. 4.71, б).

4. Плоские антенны поверхностных волн

Замедляющая структура этих антенн представляет собой плоскую или слабоизогнутую металлическую поверхность, покрытую слоем диэлектрика, или гребенчатую металлическую поверхность (рис. 4.72). Возбудителями являются рупоры или волноводы. Вдоль замедляющей структуры распространяется основная поверхностная волна E -типа или H -типа. Пазы ребристой структуры (рис. 4.72, а) можно рассматривать как прямоугольные короткозамкнутые волноводы, длина которых меньше четверти волны. В этих волноводах существуют стоячие волны поля, а их входное сопротивление чисто индуктивное, что является условием существования поверхностных волн. Характеристика направленности плоской АПВ имеет много лепестков, и ее форма зависит от размеров антенны и типа возбуждаемой волны. Главный максимум излучения

в вертикальной плоскости составляет некоторый угол с осью z , который стремится к нулю с увеличением длины антенны. Это объясняется наличием токов на нижней поверхности экрана. Антенны характеризуются малым направленным действием: угол излучения одиночной антенны обычно равен $15\text{--}20^\circ$.

5. Спиральные антенны

Направителями спиральных антенн являются замедляющие структуры, выполненные в виде спиралей различных конструкций, а возбуждателями — открытый конец коаксиального фидера, который непосредственно или через согласующий трансформатор присоединяется к спирали. Внешний провод коаксиального фидера присоединяется к металлическому или решетчатому экрану, который играет роль рефлектора и препятствует затеканию тока на наружную поверхность фидера.

В качестве направителей применяются цилиндрические спирали с постоянным шагом, цилиндрические спирали с переменным шагом, конические спирали, плоские логарифмические и плоские архимедовы спирали, плоский зигзагообразно изогнутый провод, различные модифицированные спирали (рис. 4.73). Спиральными бывают щелевые антенны. Спирали могут быть однозаходными и двух- или многозаходными. Двухзаходные спирали могут возбуждаться с помощью симметричной линии. Возможно возбуждение спиралей и с помощью волновода.

По спиральному проводу от возбуждателя к концу спирали распространяется бегущая волна с фазовой скоростью V_f , меньшей скорости света. Уменьшение фазовой скорости можно объяснить увеличением индуктивности линии. От конца спирали волна отражается и распространяется обратно к возбуждателю.

Из-за излучения энергии амплитуда отраженной волны оказывается небольшой, и можно считать, что она затухает у конца спирали. При правильно выбранных размерах спирали можно считать, что на большей части спирали существует бегущая волна. Структура поля бегущей волны зависит от размеров спирали по

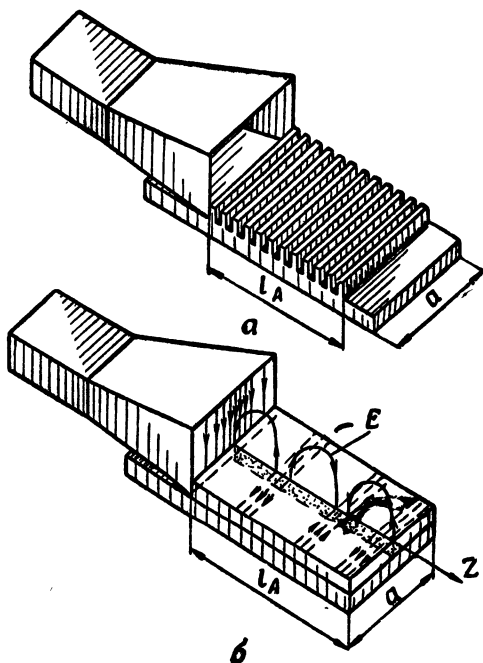


Рис. 4.72. Плоские антенны поверхностных волн

сравнению с длиной волны и может быть различной. От этого зависят направленные свойства антенны.

Если длина витка спирали много меньше длины волны, то амплитуду и фазу тока по длине одного витка можно считать постоянными (волна типа T_0). В этом случае вдоль оси излучение отсутствует, так как в этом направлении поля от диаметрально противоположных элементов каждого витка взаимно уничтожают-

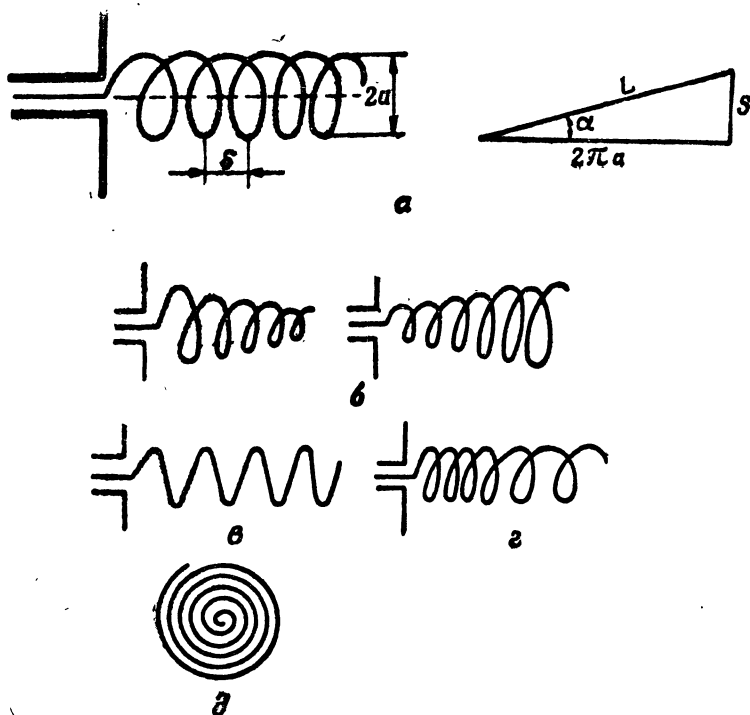


Рис. 4.73. Спиральные антенны:

a — цилиндрическая; b — коническая; $в$ — плоская зигзагообразная; $г$ — цилиндрическая с переменным шагом; $д$ — плоская архимедова спираль

ся. В направлении нормали к оси антенны излучение будет максимальным. Следовательно, спиральная антенна в этом случае превращается в рамочную антенну.

Если длина витка спирали равна длине волны (волна типа T_1), то при определенных значениях шагового угла α излучение антенны является однонаправленным, а максимум излучения совпадает с направлением оси антенны. Обычно спиральные антенны используются в режиме осевого излучения. Так как фазовая скорость волны зависит от ее длины, то режим осевого излучения существует в диапазоне частот, для которых диаметр спирали удовлетворяет уравнению

$$0,25\lambda \leq 2a \leq 0,45\lambda.$$

Наличие осевого излучения при $L \approx \lambda$ можно показать, если излучающим элементом антенны считать ее один виток. На каждом витке укладывается одна волна тока, а потому виток можно считать состоящим из двух синфазных полуволновых вибраторов, поля которых складываются на оси антенны (рис. 4.74). Пару любых элементов витка, расположенных на расстоянии $\lambda/4$ (например, 1—2, 2—3, 3—4 и т. д.) друг от друга можно считать элементарными электрическими вибраторами. Токи этих вибраторов и, следовательно, их поля излучения сдвинуты по фазе между собой на четверть периода. Из рис. 4.74 видно, что оси вибраторов

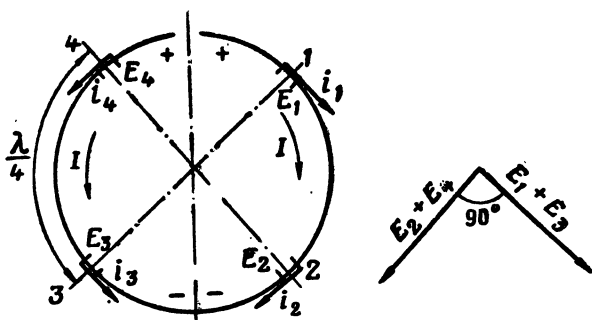


Рис. 4.74. Излучение витка спирали (режим T_1)

1 и 2, 2 и 3, 3 и 4 и т. д. взаимно перпендикулярны, и потому их поля излучения поляризованы под углом 90° . В результате сложения полей всех элементарных вибраторов на оси антенны одним витком создается поле с круговой поляризацией. Вне оси антенны поле имеет эллиптическую поляризацию.

Если поля всех витков антенны складываются в осевом направлении синфазно, то поле антенны на оси будет иметь круговую поляризацию. Для этого необходимо, чтобы сдвиг фаз поля из-за разности хода лучей и из-за наличия бегущей волны составлял бы 2π . Это выполняется при длине витка:

$$L = (\lambda + S) \frac{V_\Phi}{V_0}.$$

Максимальный к. н. д. антенна имеет при

$$L_{\text{опт}} = \left(\lambda + S + \frac{\lambda}{2\pi} \right) \frac{V_\Phi}{V_0}. \quad (4.87)$$

При большом числе витков n различие L и $L_{\text{опт}}$ незначительное, то есть антенна при максимальном к. н. д. имеет на оси примерно круговую поляризацию.

Отношение $\frac{V_\Phi}{V_0}$ называется коэффициентом замедления. Коэффициент замедления зависит от длины волны (увеличивается с увеличением длины волны) и от размеров спирали. В пределах ра-

бочей полосы частот коэффициент замедления изменяется примерно от 1 до 1,4. Его оптимальное значение (при максимальном к. н. д.) равно примерно 1,25. На основании этого можно из (4.87) определить оптимальные размеры антенны: ее длину $l = (1,5 \div 2,5)\lambda_0$ и шаговый угол $\alpha = (12 \div 16)^\circ$. При $\alpha = 14^\circ$ антенна обладает наибольшей диапозонностью, и потому обычно с таким углом конструируется антенна.

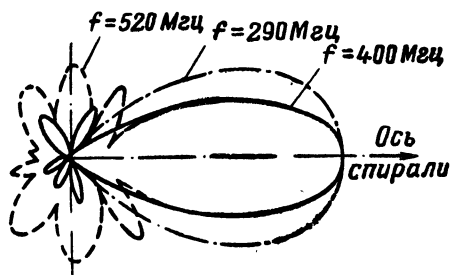


Рис. 4.75. Характеристика направленности спиральной антенны при различных частотах (число витков — 6, $\lambda_{\text{расч}} = 75$ см, $L = 78$ см, $\alpha = 14^\circ$)

Как указывалось выше, спиральную антенну можно представить состоящей из n пар синфазных вибраторов с примерно равными амплитудами токов и примерно линейным распределением фаз токов по парам вибраторов. Поэтому характеристика направленности антенны имеет много лепестков (рис. 4.75). При $n > 3$

и $\alpha = (12 \div 14)^\circ$ ширина главного лепестка по половинной мощности и по нулевым излучениям, а также к. н. д. можно определить по формулам:

$$\alpha_0 = \frac{115^\circ}{\frac{L}{\lambda} \sqrt{\frac{nS}{\lambda}}},$$

$$\alpha_{\text{изл}} = \frac{52^\circ}{\frac{L}{\lambda} \sqrt{\frac{nS}{\lambda}}}, \quad D = 15 \left(\frac{L}{\lambda} \right)^2 n \frac{S}{\lambda}.$$

Длина витка обычно выбирается равной расчетной длине волны в воздухе.

На характеристику направленности антенны влияют конструкция и размеры экрана, диаметр провода спирали и другие факторы. Наиболее целесообразной формой экрана является плоский диск с диаметром $(0,65 \div 0,8)\lambda$, нормальный к оси спирали. С укорочением длины волны излучение вдоль оси уменьшается, и при $\lambda = \frac{1}{2} L$ характеристика становится воронкообразной (режим волн T_2).

Активную составляющую входного сопротивления спиральной антенны при $\alpha = (12 \div 16)^\circ$ можно определить по формуле

$$R_{\text{вх}} \approx 140 \frac{L}{\lambda} \text{ ом.}$$

Реактивная составляющая входного сопротивления при $\alpha = 12 \div 16^\circ$ близка к нулю.

Ширина полосы рабочих частот спиральной антенны оптимальных размеров составляет примерно $\pm 30\%$.

Спиральные антенны с изменяющимися по длине размерами, плоские и модифицированные спирали имеют широкую полосу пропускания: $\lambda_{\text{макс}} : \lambda_{\text{мин}}$ таких антенн может быть до 3÷5.

Антенны поверхностных волн имеют ряд достоинств, обуславливающих возможность их широкого применения. К ним относятся:

- возможность конструирования невыступающих или маловыступающих антенн, что необходимо для самолетов и для улучшения живучести наземных антенн;

- широкая диапазонность спиральных антенн, излучающих волны с эллиптической поляризацией;

- возможность осуществления частотного сканирования антенн с периодической структурой;

- возможность формирования характеристик направленности заданного типа путем модуляции структуры.

К недостаткам антенн поверхностных волн относятся:

- трудность получения узких диаграмм направленности;

- сравнительно большой уровень боковых лепестков;

- небольшой к. п. д.;

- подверженность климатическим воздействиям.

§ 11. НЕСИММЕТРИЧНЫЙ ВИБРАТОР

Несимметричным называется вибратор, одно плечо которого по размерам или форме отличается от другого. В широком диа-

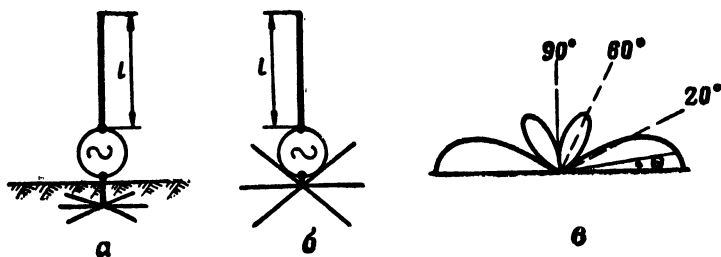


Рис. 4.76. Несимметричный вертикальный вибратор:

a — с заземлением; *b* — с воздушным противовесом; *в* — характеристика направленности в вертикальной плоскости при $l=0,63\lambda$

пазоне волн применяется несимметричный вибратор, который представляет собой одно плечо симметричного вибратора, а второе его плечо заменено металлическим телом. Таким телом могут быть: шасси радиостанции, корпус самолета, автомобиля и т. д., система низко расположенных над землей проводников (воздушный противовес), система закопанных в землю проводников, т. е. земля (рис. 4.76). Один полюс возбуждающего генератора присоединяется к вибратору, а второй — к металлическому телу или, как принято говорить, к заземлению. Заземление, следовательно, яв-

ляется обратным проводом для тока вибратора: под действием э. д. с. генератора в течение одного полупериода ток протекает от заземления к вибратору, а в течение второго полупериода — в обратном направлении.

С учетом влияния идеально проводящей земли характеристику направленности вертикального несимметричного вибратора в вертикальной плоскости можно определить по формуле

$$f(\theta) = \frac{\cos(ml \sin \theta) - \cos ml}{(1 - \cos ml) \cos \theta},$$

где угол θ отсчитывается от горизонта.

Из этой формулы видно, что характеристика направленности несимметричного вибратора в плоскости E зависит от отношения $l:\lambda$. В горизонтальной плоскости (плоскости H) вибратор не обладает направленностью. При $l \leq 0,7\lambda$ главный максимум излучения направлен горизонтально (рис. 4.76, в).

Проводимость реальной почвы не бесконечна велика. Поэтому главный максимум излучения направлен под некоторым углом $\theta_{\text{макс}}$ к горизонту. Чем длиннее волна и чем больше проводимость почвы, тем меньше угол $\theta_{\text{макс}}$. На длинных волнах $\theta_{\text{макс}}=0$.

Несимметричный вибратор излучает энергию только в одном полупространстве: вторая половина вибратора (заземление) энергии не излучает. Поэтому к. н. д. несимметричного вибратора в два раза больше к. н. д. симметричного вибратора. При равных входных токах и равных длинах плеч симметричного и несимметричного вибраторов последний излучает вдвое меньшую мощность. Так как мощность излучения пропорциональна сопротивлению излучения, то сопротивление излучения несимметричного вибратора в два раза меньше сопротивления излучения симметричного вибратора. Входное сопротивление несимметричного вибратора тоже в два раза меньше входного сопротивления симметричного вибратора. Так, для четвертьволнового вибратора $R_{\text{изл}} = \frac{73,1}{2} = 36,5 \text{ ом}$. Активное входное сопротивление такого вибратора

$$R_{\text{вх}} = R_{\text{изл}} + R_{\text{п}} = 36,5 + R_{\text{п}},$$

где $R_{\text{п}}$ — сопротивление потерь.

Если размеры вибратора малы по сравнению с длиной волны ($l < 0,1\lambda$), что имеет место на длинных волнах, то активное входное сопротивление (без учета потерь) можно определить по формуле

$$R_{\text{вх}} = \frac{10 (ml)^4}{\sin^2 ml} \approx 400 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2, \quad (4.88)$$

т. к. при малых углах $\sin^2 ml = (ml)^2$. Если $l \leq 0,35\lambda$, то реактивную составляющую входного сопротивления можно определить по формуле

$$X_{\text{вх}} = -\rho_A \operatorname{ctg} ml,$$

где $\rho_A = 60 \left(\ln \frac{l}{a} - 1 \right)$ — волновое сопротивление вибратора;
 a — радиус вибратора.

Действующая длина вибратора определяется по формуле

$$h_d = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{1 - \cos ml}{\sin ml}. \quad (4.89)$$

При малой длине вибратора распределение амплитуд тока по его длине можно считать линейным (рис. 4.77). Тогда площадь тока есть площадь треугольника и потому:

$$\frac{I_{\text{вх}} l}{2} = I_{\text{вх}} h_d,$$

т. е.

$$h_d = \frac{l}{2}.$$

Поэтому на основании (4.88) имеем:

$$R_{\text{вх}} = 1600 \left(\frac{h_d}{\lambda} \right)^2. \quad (4.90)$$

Формула (4.90) справедлива, если $l \leq 0,25 \lambda$, но при $l > 0,1 \lambda$ действующую длину следует определять по формуле (4.89).

Для увеличения к. п. д. антенны нужно увеличивать сопротивление излучения и уменьшать сопротивление потерь.

Сопротивление потерь заземленного вибратора можно считать равным сопротивлению заземления. Следовательно, заземление должно быть выполнено так, чтобы оно имело минимальное сопротивление.

Увеличение сопротивления излучения связано с увеличением высоты вибратора (см. 4.88), что технически сложно и дорого. Без увеличения высоты можно увеличить действующую длину применением горизонтальных частей (рис. 4.78). Горизонтальная часть представляет собой один или несколько параллельных проводов, поддерживаемых

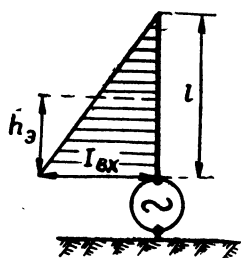


Рис. 4.77. К определению эффективной высоты вертикального вибратора при $l \ll \lambda$

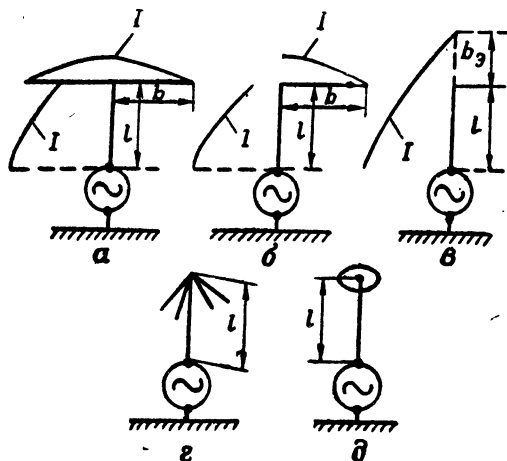


Рис. 4.78. Вертикальные несимметричные антенны с горизонтальными частями:

а — Т-образная; б — Г-образная; в — эквивалентная схема Г-образной антенны; г — зонтичная; д — дипольная

моих опорными мачтами. Она служит емкостной нагрузкой на конце антенны и не излучает энергии. В Т-образной антенне токи

в горизонтальных частях противоположны, и их излучение взаимно компенсируется, кроме того, зеркальное изображение горизонтальной части противофазно самой горизонтальной части и их излучения взаимно компенсируются.

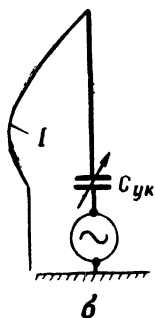
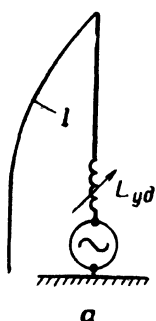


Рис. 4.79. Способы настройки в резонанс вертикальной несимметричной антенны:

а — удлинительной катушкой; б — укорачивающим конденсатором

При наличии горизонтальной части ток в вертикальном вибраторе распределен более равномерно, площадь тока приближается к прямоугольнику и действующая высота увеличивается. Ее можно определить по формуле

$$h_d = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{(\cos mb_0 - \cos ml_0)}{\sin ml_0}, \quad (4.91)$$

где b_0 — эквивалентная длина горизонтальной части,
 $l_0 = l + b_0$.

Эквивалентная длина горизонтальной части для Г- и Т-образных антенн определяется соответственно из уравнений:

$$\operatorname{ctg} mb_0 = \frac{\rho_r}{\rho_A} \operatorname{ctg} mb,$$

$$\operatorname{ctg} mb_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho_r}{\rho_A} \operatorname{ctg} mb,$$

где ρ_r — волновое сопротивление горизонтальной части;
 ρ_A — волновое сопротивление вертикальной части.

Входное реактивное сопротивление вертикального нагруженного вибратора определяется по формуле

$$X_{вх} = -\rho_A \operatorname{ctg} m(l + b_0).$$

Если $l + b_0 < \frac{\lambda}{4}$, то $X_{вх}$ имеет емкостной характер, если $l + b_0 > \frac{\lambda}{4}$ — индуктивный. Собственная или резонансная длина волны определяется из равенства

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} (l + b_0) = \frac{\pi}{2}, \quad \lambda_0 = 4(l + b_0),$$

а для вибратора без горизонтальной части $\lambda_0 = 4l$.

Если антенна настроена в резонанс, то ее входное сопротивление чисто активное, заданная мощность достигается при меньшем напряжении генератора и создаются оптимальные условия для работы генератора.

Если антенна работает с удлинением, т. е. $\lambda > \lambda_0$, и имеет емкостное входное сопротивление, то для его компенсации в некотором диапазоне волн включается в антенну катушка индуктивности, называемая удлинительной (рис. 4.79).

Если антенна работает с укорочением, т. е. $\lambda < \lambda_0$, и имеет индуктивное входное сопротивление, то для его компенсации в некотором диапазоне частот в антенну включается конденсатор, называемый укорачиваемым (рис. 4.79). Для расширения диапазона настройки антенны возможно одновременное включение конденсатора и катушки.

§ 12. АНТЕННЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

1. Принцип действия антенны бегущей волны

Допустим, что имеется линейная решетка идентичных излучателей, например вибраторов, возбуждаемых бегущей волной (рис. 4.80). Пусть волна распространяется вдоль оси z с некоторой скоростью V и возбуждает во всех вибраторах токи одинаковой амплитуды. Фазу тока первого вибратора примем за начальную. Тогда сдвиг фаз полей двух соседних вибраторов, например, 1 и 2, 2 и 3, 3 и 4 и т. д. в любой удаленной от антенны точке будет состоять из пространственного сдвига фаз за счет разности хода лучей $d \cos \theta$ (опережение на угол $\phi_1 = md \cos \theta$) и временного сдвига фаз за счет более позднего возбуждения (отставания)

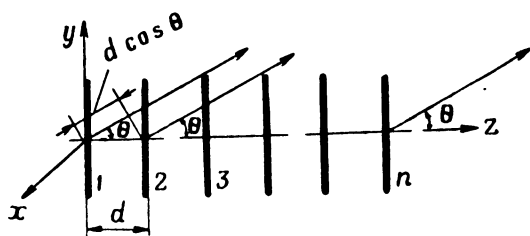


Рис. 4.80. К пояснению принципа действия антенны бегущей волны

$$\psi_2 = -\frac{2\pi}{TV} d = -\frac{2\pi}{TV_0} \cdot \frac{V_0}{V} d = -m \frac{V_0}{V} d.$$

Общий сдвиг фаз

$$\psi = md \left(\cos \theta - \frac{V_0}{V} \right).$$

Зная амплитуды полей отдельных вибраторов E_1 и сдвиг фаз ϕ , можно методом геометрического построения определить результирующее поле. Для случая $n=12$ в плоскости H это выполнено на рис. 4.81. Если предположить, что бегущая волна распространяется вдоль антенны со скоростью света ($V=V_0$), то в направлении оси антенны ($\theta=0$) поля всех вибраторов складываются арифметически ($\phi=0$) при любом d и $E_{\text{рез}} = nE_1$ (рис. 4.81, а). Под углом к оси антенны поля складываются геометрически и результирующее поле оказывается меньше nE_1 (рис. 4.81, б). Если $V < V_0$, то не существует такого направления, вдоль которого бы поля складывались

арифметически. Для осевого направления ($\theta=0$) сдвиг фаз волн ϕ наименьший, и в этом направлении условия сложения волн более близки к арифметическим, т. е. и в этом случае максимум излучения направлен вдоль оси (рис. 4.81, а, з).

В обратном направлении ($\theta=180^\circ$) сдвиги фаз ϕ_1 и ϕ_2 имеют одинаковые знаки, общий сдвиг фаз получается большим, и суммарное излучение равно нулю или, во всяком случае, значительно меньше прямого. Это, однако, справедливо, если d отлично от $\lambda/2$

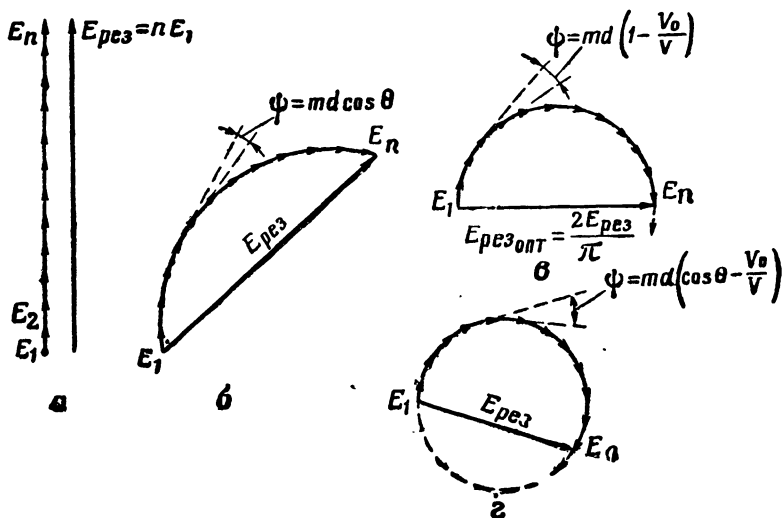


Рис. 4.81. Сложение полей отдельных излучателей антенны бегущей волны:

а — вдоль оси при $V = V_0$; б — $V = V_0$, $\theta > 0$; в — $V < V_0$, $\theta = 0$; г — $V < V_0$, $\theta > 0$

(или $n \lambda/2$). Если $d = \frac{\lambda}{2}$ и $V = V_0$, то $\phi_1 = -\pi$, $\phi_2 = -\pi$, $\phi = -2\pi$, т. е. антенна имеет два главных максимума.

Аналогично тому, как это выполнено для многовибраторной антенны, можно получить следующую формулу для характеристики направленности антенны в плоскости Н:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{рез}} &= E_1 \frac{\sin \left[\frac{ndm}{2} \left(\frac{V_0}{V} - \cos \theta \right) \right]}{\sin \left[\frac{md}{2} \left(\frac{V_0}{V} - \cos \theta \right) \right]} = \\
 &= E_1 \frac{\sin \left[\frac{n}{2} (\psi_2 - md \cos \theta) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (\psi_2 - md \cos \theta) \right]}, \quad (4.92)
 \end{aligned}$$

где $E_{\text{рез}}$ — результирующее поле,
 E_1 — поле одного излучателя.

Если $\frac{d}{\lambda}$ мало, то синус в знаменателе (4.92) можно заменить самим аргументом; тогда:

$$E_{\text{рез}} = E_1 \frac{\sin \left[\frac{ndm}{2} \left(\frac{V_0}{V} - \cos \theta \right) \right]}{\frac{md}{2} \left(\frac{V_0}{V} - \cos \theta \right)}. \quad (4.93)$$

Характеристика направленности в плоскости E получается путем умножения (4.92) на характеристику направленности одного вибратора.

Характеристика направленности в обеих плоскостях содержит много лепестков. Полагая $V = V_0$ и приравнявая π аргумент синуса числителя (4.93), можно рассчитать ширину главного лепестка диаграммы по нулевым уровням:

$$2\theta_0 = 2 \sqrt{2 \frac{\lambda}{nd}}, \quad \alpha_{\text{изл}} \approx 108^\circ \sqrt{\frac{\lambda}{nd}}$$

Из геометрических построений видно (рис. 4.81), что излучение вдоль главного максимума ($\theta=0$) будет наибольшим, если сдвиг фаз полей крайних вибраторов равен π , т. е.

$$(n-1)md \left(1 - \frac{V_0}{V} \right) = \pi.$$

Так как $(n-1)d = L$, то

$$Lm \left(1 - \frac{V_0}{V} \right) = \pi. \quad (4.94)$$

Из формулы (4.94) можно по заданному $\frac{V_0}{V}$ определить оптимальную длину антенны, при которой к. н. д. максимален, или по заданной длине определить оптимальную фазовую скорость V , то есть:

$$\begin{aligned} \left(\frac{V_0}{V} \right)_{\text{опт}} &= 1 + \frac{\lambda}{2L}; \\ \left(\frac{L}{\lambda} \right)_{\text{опт}} &= \frac{1}{2 \left(\frac{V_0}{V} - 1 \right)}. \end{aligned} \quad (4.95)$$

Оптимальный к. н. д. определяется формулой

$$D_{\text{макс}} = (7 \div 8) \frac{L}{\lambda}.$$

Ширина главного лепестка оптимальной диаграммы направленности определяется формулой

$$2\theta_0 \approx 2 \sqrt{\frac{\lambda}{L}}, \quad \alpha_{\text{изл}} = 61 \sqrt{\frac{\lambda}{L}}.$$

Если длина антенны больше оптимальной, то излучение в направлении оси уменьшается, а боковые лепестки возрастают. Если сдвиг

фаз крайних вибраторов окажется равным 2π , то излучения вдоль антенны не будет (рис. 4.81, з). В этом случае $L = 2L_{\text{опт}}$.

Для сужения характеристики направленности надо увеличивать длину антенны L , а для того, чтобы большая длина оставалась оптимальной, надо увеличивать фазовую скорость волны V .

Примером вибраторной антенны бегущей волны может быть директорная антенна.

2. Излучение линейного провода, обтекаемого током бегущей волны

Предположим, что по длинному проводу распространяется бегущая волна тока с фазовой скоростью V и постоянной амплитудой (рис. 4.82). Каждый элемент провода dZ можно считать эле-

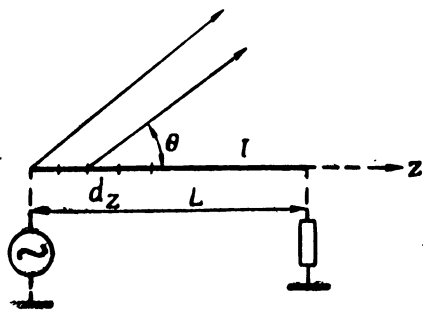


Рис. 4.82. Представление линейного провода решеткой вибраторов

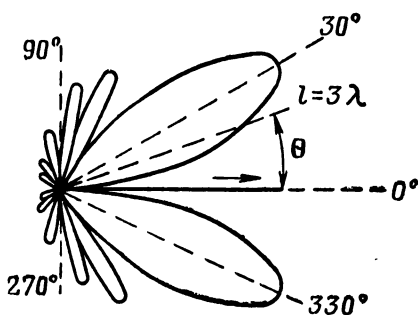


Рис. 4.83. Характеристика направленности уединенного провода, обтекаемого током бегущей волны

ментарным электрическим вибратором, а весь провод — линейной решеткой элементарных электрических вибраторов, возбуждаемых бегущей волной. Максимум излучения решетки вибраторов направлен вдоль провода по направлению распространения волны, однако каждый вибратор в этом направлении не излучает. Характеристикой направленности каждого вибратора в плоскости E является $\sin \theta$, т. е. каждый вибратор максимально излучает в направлении $\theta = 90^\circ$, но система вибраторов в этом направлении не излучает. Следовательно, главный максимум излучения лежит в пределах $0^\circ < \theta_{\text{макс}} < 90^\circ$ и соответственно $270^\circ < \theta_{\text{макс}} < 360^\circ$.

Характеристику направленности решетки ненаправленных вибраторов можно получить из (4.93). Учитывая, что нормированная характеристика направленности $f(\theta) = \frac{E_{\text{рез}}}{nE_1}$, и то, что для линейного провода $n \rightarrow \infty$, $d \rightarrow 0$, а $nd = L$, получим

$$f_1(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{mL}{2} \left(\frac{V_0}{V} - \cos \theta \right) \right]}{\frac{mL}{2} \left(\frac{V_0}{V} - \cos \theta \right)}. \quad (4.96)$$

Следовательно, характеристикой направленности линейного провода в плоскости провода (плоскость E) является функция

$$f(\theta) = \sin \theta \frac{\sin \left[\frac{mL}{2} \left(\frac{V_0}{V} - \cos \theta \right) \right]}{\frac{mL}{2} \left(\frac{V_0}{V} - \cos \theta \right)} \quad (4.97)$$

Направление главного максимума можно определить из условия:

$$\sin \left[\frac{mL}{2} \left(\frac{V_0}{V} - \cos \theta_{\text{макс}} \right) \right] = 1,$$

т. е.

$$\frac{mL}{2} \left(\frac{V_0}{V} - \cos \theta_{\text{макс}} \right) = \frac{\pi}{2}, \quad \cos \theta_{\text{макс}} = \frac{2L - \lambda}{2L}. \quad (4.98)$$

Чем больше $L : \lambda$, тем уже главный лепесток диаграммы, тем меньше угол $\theta_{\text{макс}}$ и тем больше число и уровень боковых лепестков (рис. 4.83).

3. Однопроводная антенна бегущей волны

Антенна представляет собой горизонтальный провод длиной в несколько волн, подвешенный на высоте $1,5 \div 4$ м над землей (рис. 4.84). Используется антенна, главным образом, в качестве приемной и рассчитана на прием вертикально поляризованной земной волны. Один конец антенны присоединен к приемнику, а второй — к активному сопротивлению R , равному волновому сопротивлению провода, которое равно $400\text{—}500$ ом. Второй конец активного сопротивления либо заземляется, либо присоединяется к разветвленному противовесу, лежащему на земле веером в направлении на корреспондента. Антенна согласована и работает в режиме бегущей волны.

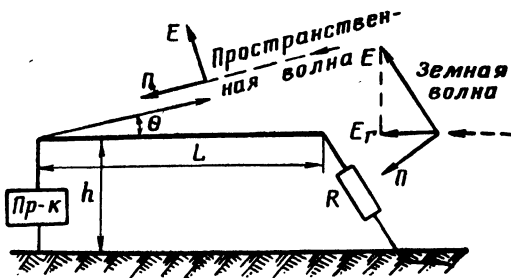


Рис. 4.84. Антенна бегущей волны

По направленным свойствам и принципу действия эта антенна подобна длинному проводу, обтекаемому током бегущей волны. Однако близкое расположение к земле несколько изменяет направленные свойства.

Очевидно, что э. д. с. в антенне наводит только горизонтальная составляющая электрического поля E_r . При распространении вертикально поляризованной волны вдоль земли вектор Пойнтинга не-

сколько наклонен к земле из-за потерь энергии в почве (рис. 4.84). Угол наклона фронта волны может быть найден по формуле

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{E_r}{E_v} = \sqrt{\frac{\omega \varepsilon_0}{g}},$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость свободного пространства, g — удельная проводимость почвы, E_r , E_v — горизонтальная и вертикальная составляющие поля. Э. д. с., наводимая горизонтальной составляющей поля в антенне, пропорциональна величине этой составляющей и $\cos \theta$, где θ — угол между направлением прихода волны и осью антенны. Следовательно, главный максимум диаграммы направленности в горизонтальной плоскости направлен вдоль оси антенны. Характеристику направленности в горизонтальной плоскости можно выразить формулой

$$f(\theta) = \frac{\left(\frac{V_0}{V} - 1\right) \cos \theta}{\sin \left[\frac{mL}{2} \left(\frac{V_0}{V} - 1\right)\right]} \cdot \frac{\sin \left[\frac{mL}{2} \left(\frac{V_0}{V} - \cos \theta\right)\right]}{\left(\frac{V_0}{V} - \cos \theta\right)}.$$

Характеристика имеет много лепестков. Из-за активных потерь в проводе и земле лепестки разделены минимумами, за исключением направления $\theta = 90^\circ$, которое всегда направление нулевого приема. Оптимальная длина антенны, при которой э. д. с. имеет максимальное значение, определяется по формуле

$$L_{\text{опт}} = \frac{\pi}{m \left(\frac{V_0}{V} - 1\right)} (2n + 1),$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$

С увеличением затухания оптимальная длина укорачивается.

Антенна бегущей волны может быть также использована для приема пространственных волн (рис. 4.84). Характеристика направленности в вертикальной плоскости (плоскости антенны) тоже многолепестковая; главный максимум направлен под углом $(10 \div 20)^\circ$ к горизонту, причем угол уменьшается с увеличением влажности почвы. Для заданного направления распространения волны в вертикальной плоскости θ_0 существует оптимальная длина антенны

$$L_{\text{опт}} = \frac{\pi}{m \left(\frac{V_0}{V} - \sin \theta_0\right)} (2n + 1),$$

где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Коэффициент замедления $\frac{V_0}{V}$ зависит от высоты подвеса антенны, частоты сигнала и проводимости почвы. При $h = 1,25$ м и $f < 5$ Мгц $\frac{V_0}{V} = 1,1$. Антенна бегущей волны может быть использована и в качестве передающей антенны, но при этом ее к. п. д. очень мал.

4. Ромбическая антенна

Ромбическая антенна используется в качестве передающей и приемной антенны в основном в диапазоне коротких волн. Она представляет собой двухпроводную воздушную линию, имеющую форму ромба (рис. 4.85). К одному острому углу ромба подключается питание, а ко второму — поглощающее сопротивление, равное волновому сопротивлению антенны. Так как сопротивление поглощает до $(20 \div 50) \%$ подводимой к антенне мощности, то в передающих антеннах оно выполняется в виде двухпроводной линии из стальной или фехральной проволоки, расположенной на низких опорах вдоль большей диагонали ромба. Такая линия полностью поглощает волну, и ее входное сопротивление равно волновому сопротивлению (обычно 600 ом для простой и 300 ом для двойной ромбической антенны).

Волновое сопротивление ромбической антенны составляет 600—700 ом. Из-за изменения расстояния оно по длине антенны изменяется. Для выравнивания волнового сопротивления по длине антенны каждую сторону ромба выполняют из двух расходящихся к тупому углу проводов.

Ромбическая антенна работает в режиме бегущей волны. Ее входное сопротивление примерно равно волновому сопротивлению и остается практически неизменным в диапазоне $\frac{\lambda_{\text{макс}}}{\lambda_{\text{мин}}} = 2,5$. Направленные свойства в этом диапазоне изменяются незначительно.

Каждую сторону ромба можно рассматривать как провод, обтекаемый током бегущей волны, главный максимум излучения которого направлен под углом θ_0 к оси провода (рис. 4.86). Из рис. 4.86 видно, что лепестки a_1, a_2, a_3, a_4 всех четырех сторон ромба направлены в горизонтальной плоскости вдоль большой диагонали ромба. При правильном выборе длин сторон ромба и величин его углов поля излучения всех сторон ромба складываются синфазно вдоль биссектрисы острого угла в широком диапазоне частот. Антенна излучает поля горизонтальной и вертикальной поляризации. В вертикальной плоскости, проходящей по большой диагонали, и горизонтальной плоскости поле излучения имеет только горизонтальную поляризацию.

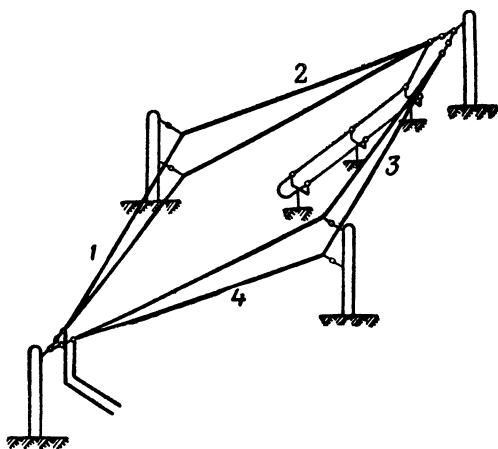


Рис. 4.85. Ромбическая антенна

Характеристика направленности антенны в горизонтальной плоскости многолепестковая и зависит от размеров антенны. В вертикальной плоскости характеристика направленности, кроме того, зависит от высоты подвеса антенны над землей. Высота подвеса выбирается так, чтобы максимум излучения был направлен под наиболее вероятным углом прихода волн в место приема $\varphi_{\text{макс}}$, т. е.

$$H = \frac{\lambda_0}{4 \sin \varphi_{\text{макс}}},$$

где λ_0 — расчетная длина волны,

$\varphi_{\text{макс}}$ — заданный угол. Длина стороны ромба обычно равна $(3 \div 4) \lambda_0$, а тупой угол — 120° .

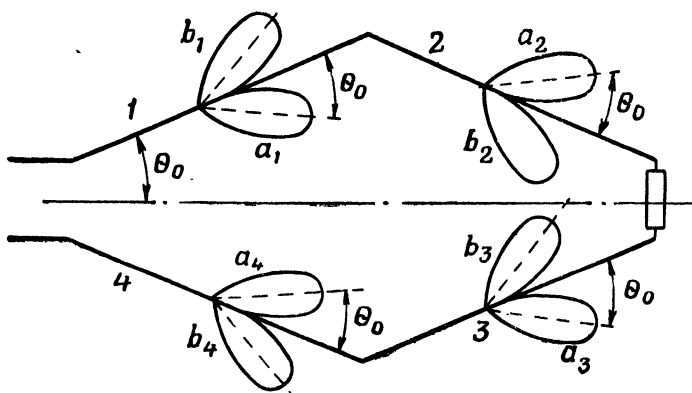


Рис. 4.86. К пояснению направленных свойств ромбической антенны

Основными недостатками простой ромбической антенны является низкий к. п. д. (60 %), большой уровень боковых лепестков и большая площадь антенного поля. Существуют различные способы устранения этих недостатков (двойная ромбическая антенна, ромбическая антенна с обратной связью, вертикальная полуромбическая антенна).

§ 13. Основные методы сканирования

Для точного определения координат цели в пространстве с помощью радиоволн требуются антенны с острыми характеристиками направленности и большими к. н. д. Для быстрого обнаружения цели необходим быстрый обзор пространства, а для этого необходимо быстрое качание (перемещение) характеристики направленности.

Обзор пространства с помощью механического вращения или качания всей антенны не может быть быстрым. Поэтому применяются электромеханические или электрические способы качания луча, которые называются также сканированием. В первом случае механически перемещаются небольшие части антенны, например

облучатели, а во втором — управление осуществляется электронными устройствами. При сканировании изменяется ширина диаграммы направленности и к. н. д. Поэтому пределы сканирования

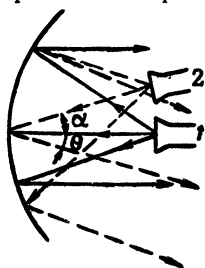


Рис. 4.87. Сканирование смещением облучателя

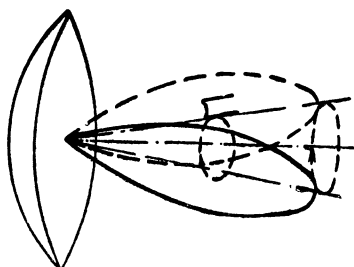


Рис. 4.88. Коническое сканирование вращением облучателя

ограничены допустимыми изменениями характеристики направленности.

Электромеханическое сканирование применяется в основном в зеркальных и линзовых антенных устройствах. В соответствии с законами геометрической оптики отклонение главного лепестка диаграммы линзовой или зеркальной антенны происходит в сторону, противоположную смещению облучателя (рис. 4.87). При небольших отклонениях облучателя угол отклонения главного лепестка от оптической оси антенны равен углу отклонения облучателя, т. е. $\theta = \alpha$. Если вынесенный из фокуса облучатель (вне фокуса находится фазовый центр облучателя) вращать по окружности, то направление максимума главного лепестка будет описывать коническую поверхность. Такой способ сканирования называется коническим (рис. 4.88). Он применяется в антеннах, имеющих осевую симметрию. Обычно в таких антеннах направление оптической оси является равносигнальным направлением.

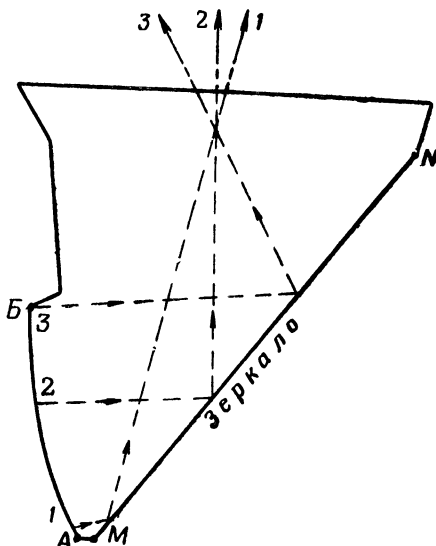


Рис. 4.89. Принцип пилообразного сканирования равномерным вращением облучателя

В двухзеркальных антеннах сканирование может осуществляться перемещением вспомогательного зеркала. Секторное сканирование по пилообразному закону может осуществляться в металловоздушной линзе с помощью сканера «улитка» (рис. 4.89). Облу-

чател (рупор) перемещается вдоль узкой стороны волновода по дуге AB и облучает наклонное зеркало MN . Отраженные от зеркала лучи распространяются в металловоздушной линзе. При равномерном перемещении облучателя из положения 1 в положение 3 максимум излучения тоже равномерно перемещается из положения 1 в положение 3. Плоский волновод, соединяющий линзу с облучателем, сворачивают так, что он образует конус, а дуга AB превращается в окружность основания конуса. Тогда при равномерном вращении облучателя главный максимум излучения сравнительно медленно перемещается из положения 1 в положение 3 и очень быстро возвращается в исходное положение, т. е. происходит пилообразное сканирование.

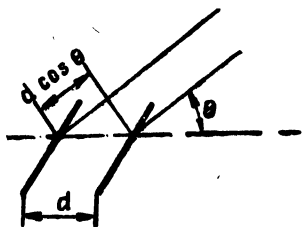


Рис. 4.90. Двухвибраторная антенна

Электрическое сканирование применяется в основном в антенных устройствах, представляющих собой решетки дискретных излучателей. Возможность такого сканирования легко показать на простейшем примере двухвибраторной антенны (рис. 4.90). Если вибраторы синфазны, то поля их будут синфазно складываться вдоль таких направлений, для которых пространственный сдвиг фаз $md \cos \theta = 0, 2\pi, 4\pi \dots$. В случае $d < \lambda$ возможно только $md \cos \theta_{\text{макс}} = 0$, т. е. $\theta_{\text{макс}} = \pm \frac{\pi}{2}$, и главный максимум излучения в одном полупространстве перпендикулярен оси антенны. Если же токи вибраторов сдвинуты во времени по фазе на некоторый угол φ , то при $d < \lambda$ единственный в пределах $0 \leq \theta \leq \pi$ максимум излучения будет направлен под таким углом $\theta_{\text{макс}}$, при котором пространственный сдвиг фаз за счет разности хода лучей будет скомпенсирован противоположным по знаку временным сдвигом фаз токов в вибраторах.

Направление главного максимума линейной решетки вибраторов можно определить из (4.92). Легко показать, что выражение (4.92) превращается в неопределенность вида $\frac{0}{0}$, если знаменатель дроби обращается в нуль. Раскрытие неопределенности дает значение nE_1 , что означает синфазное сложение полей n излучателей. Следовательно, равенство нулю знаменателя (4.92) есть условие максимума излучения решетки вибраторов. Напишем это условие так:

$$\sin \left[\frac{1}{2} (\varphi - md \cos \theta_{\text{макс}}) \right] = 0. \quad (4.99)$$

Из (4.99) получим:

$$\frac{1}{2} (\varphi - md \cos \theta_{\text{макс}}) = n\pi,$$

откуда

$$\cos \theta_{\max} = n \frac{\lambda}{d} + \frac{\varphi}{md}, \quad (4.100)$$

где $n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$

В полупространстве $0 \leq \theta \leq \pi$ максимум будет единственным, если выполняется условие:

$$\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{1 + |\cos \theta_{\max}|}. \quad (4.101)$$

В предельных случаях этого условия можно получить, что для решетки синфазных вибраторов $d < \lambda$ и $\theta_{\max} = \frac{\pi}{2}$ и для решетки вибраторов, возбуждаемых бегущей волной, $d < \frac{\lambda}{2}$ и $\theta_{\max} = 0$.

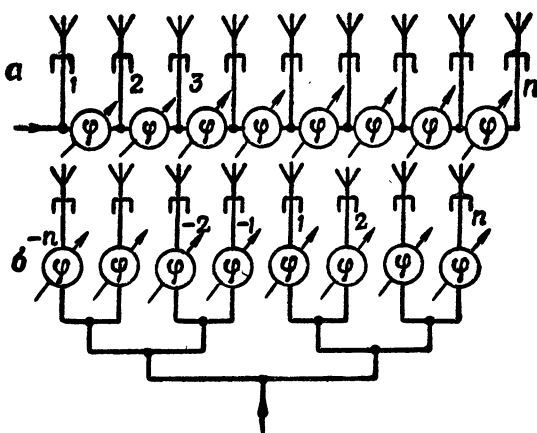


Рис. 4.91. Схемы включения фазовращателей

Из (4.100) видно, что направление максимума излучения зависит от сдвига фаз токов двух соседних вибраторов φ и от длины волны λ (при $d = \text{const}$). Поэтому одним из методов электрического сканирования является применение ферритовых, полупроводниковых или других управляемых фазовращателей.

Фазовращатели включаются в фидерное устройство антенной решетки последовательно, или параллельно, или последовательно и параллельно (рис. 4.91). При последовательном включении все фазовращатели должны при сканировании давать равные фазовые сдвиги. Можно показать, что при сканировании в максимальном секторе $0 < \theta_{\max} < \pi$ каждый фазовращатель должен обеспечивать изменение фазы в пределах 2π , т. е. от $-\pi$ до $+\pi$.

При параллельной схеме сдвиги фаз фазовращателей должны быть пропорциональны номеру излучателя, считая их от центра (рис. 4.91).

Вторым из методов электрического сканирования является частотное сканирование. Из (4.100) видно, что при изменении частоты (длины волны) сигнала изменяется и направление максимума излучения $\theta_{\text{макс}}$. Однако частотное сканирование связано с необходимостью автоматической подстройки приемника в соответствии с изменением частоты передатчика и достаточно широкой полосой пропускания фидерного устройства.

§ 14. АНТЕННЫЕ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛИ

1. Назначение антенных переключателей и требования, предъявляемые к ним

Многие радиолокационные станции работают в импульсном режиме. Поочередная работа передатчика и приемника позволяет применять одну и ту же антенну для излучения и приема электромагнитной энергии. Использование в радиолокаторе одной антенны повышает точность определения угловых координат, облегчает конструирование станций и уменьшает их вес и габариты. Переключение антенны с передачи на прием и обратно производится антенным переключателем. На время работы передатчика антенна автоматически соединяется с его выходом. При этом отключается фидер, соединяющий переключатель с входом приемника, благодаря чему исключается воздействие мощных импульсов передатчика на входные цепи приемника и бесполезные потери энергии там. По окончании работы передатчика антенный переключатель автоматически соединяет антенну с входом приемника и отключает от нее выход передатчика. Сконструировать идеальный переключатель, который вовсе не пропускал бы энергию высокой частоты в отключенную им цепь, пока не удастся. Поэтому при передаче небольшая часть энергии импульса поступает на вход приемника, а при приеме небольшая часть энергии отраженного импульса поступает в цепь передатчика.

Большая разница в мощности излучаемых и принимаемых импульсов позволяет применять в качестве антенных переключателей газовые разрядники в сочетании с резонансными линиями.

К антенному переключателю предъявляются следующие основные требования.

1. Антенный переключатель при передаче и приеме должен потреблять малую мощность; иначе будет заметно уменьшаться амплитуда отраженного импульса, что приведет к уменьшению дальности действия радиолокационной станции.

2. Фидер должен быть согласован при передаче и приеме; в этом случае на вход приемника будет поступать энергия отраженного импульса с меньшими потерями.

3. Мощность, поступающая на вход приемника при работе передатчика, должна быть малой: для радиолокационных станций сан-

тиметрового диапазона — не выше 0,2 вт, иначе полупроводниковый диод, стоящий в первом каскаде приемника, может быть поврежден.

4. При приеме отраженных сигналов в цепи передатчика должна просачиваться незначительная мощность — не более 0,001 всей мощности отраженного импульса, поступающей на вход приемника. Это важно потому, что потеря мощности отраженного импульса в цепях передатчика уменьшает дальность действия радиолокационной станции.

5. Переключатель должен быстро срабатывать, т. е. в течение малого промежутка времени переключать антенну с приема на передачу и с передачи на прием.

К началу каждого следующего импульса, излучаемого передатчиком, разрядник антенного переключателя гаснет. Поэтому время переключения с приема на передачу при прямоугольном импульсе передатчика определяется временем развития газового разряда. Это время составляет примерно 10^{-9} сек. Если же импульс передатчика не прямоугольный, а трапецидальный (как и бывает в действительности), то время переключения с приема на передачу возрастает примерно до 0,01 мксек (при $\tau_{и}=1$ мксек), так как разрядник пробивается только после того (через 10^{-9} сек), как напряжение на его электродах достигает напряжения зажигания.

Огибающая напряжения высокой частоты на электродах разрядника при излучении импульса передатчиком показана на рис. 4.92. На переднем фронте импульса появляется пик, что объясняется относительно высоким напряжением зажигания разрядника. После зажигания разрядника напряжение на его электродах падает. Энергия, поступающая на приемник в течение пика напряжения, наиболее опасна для смесителя приемника. Напряжения зажигания и горения на электродах разрядника зависят от природы газа и его давления. Для уменьшения величины и длительности пика напряжения применяется специальный поджигающий электрод.

После окончания импульса передатчика в разряднике некоторое время еще имеется большое число свободных электронов и ионов. Если в это время поступит отраженный от цели импульс, он не попадет в приемник, так как вход приемника будет закорочен невосстановленным разрядником.

После восстановления разрядника отраженный от цели импульс попадет на вход приемника. Следовательно, время переключения с передачи на прием определяется временем восстановления (деионизации). Для приема импульсов, отраженных от близких целей,

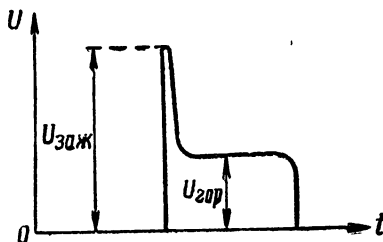


Рис. 4.92. Огибающее напряжение высокой частоты на электродах разрядника

время деионизации должно быть малым (1—2 мксек). Такое время деионизации имеют разрядники, наполненные воздухом и парами воды (при давлении 2—5 мм). При ионизации молекулы воды образуются отрицательные ионы, которые так же мало подвижны, как и положительные ионы. После окончания импульса передатчика отрицательные ионы рекомбинируют с положительными ионами быстрее, чем электроны. Это приводит к сокращению времени деионизации.

2. Переключатель метровых волн

На метровых волнах применяются переключатели, принцип действия которых основан на свойствах резонансных линий и газовых

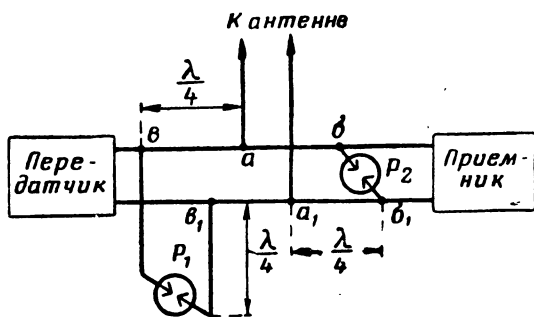


Рис. 4.93. Схема антенного переключателя метровых волн

разрядников. На рис. 4.93 показана одна из схем антенного переключателя метровых волн. Работа этой схемы состоит в следующем. При передаче оба разрядника пробиваются. Сопротивление R_i разрядника при горении невелико. Оно равно примерно 10—30 ом, т. е. значительно меньше волнового сопротивления двухпроводного фидера ρ . Поэтому входное сопротивление четвертьволновой линии (в точках $в—в_1$) с разрядником P_1 , включенным на ее конце, велико. Его можно подсчитать по формуле

$$R_{вх} = \frac{\rho^2}{R_i}.$$

Если, например, волновое сопротивление воздушного фидера $\rho = 600$ ом, а $R_i = 20$ ом, то

$$R_{вх} = \frac{600^2}{20} = 18 \text{ ком.}$$

Следовательно, четвертьволновая линия с разрядником P_1 не оказывает заметного влияния на передачу энергии от генератора к антенне.

Четвертьволновая линия $абб_1а_1$ с разрядником P_2 , включенным на ее конце, защищает приемник от мощных импульсов передатчика. Действительно, при пробитом разряднике P_2 входное сопротивление этой линии в точках $а—а_1$ велико, и поэтому энергия радиопульса поступает от передатчика в антенну (входное сопротивление антенны равно волновому сопротивлению фидера).

Напряжение на входе приемника при этом равно напряжению горения разрядника, т. е. примерно 20 в. Пик напряжения на входе приемника равен напряжению зажигания разрядника (примерно 200 в). Во время приема разрядники не пробиваются, так как мощность отраженного импульса недостаточна для поддержания разряда.

При непробитом разряднике P_2 энергия от точек разветвления $a - a_1$ поступает в приемник, входное сопротивление которого равно волновому сопротивлению фидера.

В цепи передатчика энергия отраженного импульса не падает. Это объясняется тем, что входное сопротивление ответвления фидера к передатчику в точках $a - a_1$ очень велико, так как к этим точкам подключена полуволновая разомкнутая линия $avP_1v_1a_1$.

В этой линии устанавливаются стоячие волны с пучностями напряжения и узлами тока на конце, т. е. на разряднике P_1 и на входе (в точках $a - a_1$). В течение нескольких начальных периодов импульсов до установления стоячих волн в полуволновую разомкнутую линию поступает энергия импульса. Там она накапливается и в дальнейшем совершает колебания с очень малыми потерями, на восполнение которых расходуется незначительная часть энергии отраженного импульса. Этим физически объясняется отключение фидера передатчика от точек $a - a_1$ во время приема.

К средним точкам $b - b_1$ полуволновой разомкнутой линии подключен выход передатчика. Потенциалы этих точек равны нулю, и потому присоединение к ним передатчика не влияет на входное сопротивление в точках $a - a_1$.

Рассмотренная схема антенного переключателя проста по конструкции. В этом ее достоинство. Но он имеет и существенные недостатки — значительное потребление энергии разрядником и просачивание на вход приемника недостаточно малой мощности. Это особенно заметно сказывается при работе на линиях с малым волновым сопротивлением, например при работе на коаксиальных линиях с волновым сопротивлением $\rho = 70 \div 150$ ом.

Для уменьшения мощности, просачивающейся в приемник при работе передатчика, применяется автотрансформаторное включение разрядника P_2 . Схема такого переключателя показана на рис. 4.94. В качестве автотрансформатора используется четвертьволновая линия, к разомкнутому концу которой подключается разрядник P_2 . При передаче разрядник пробивается. Из распределения амплитуд напряжения и тока вдоль четвертьволнового трансформатора видно, что напряжение в точках $b - b_1$ меньше напряжения горения разрядника, а ток больше тока, протекающего через разрядник. Следовательно, сопротивление нагрузки в точках $b - b_1$ меньше сопротивления R_i разрядника, т. е. сопротивление R_i пересчитывается в точки $b - b_1$ как сопротивление $R' < R_i$ (по характеру сопротивление R' — чисто активное). Поэтому входное сопротивление в точках $a - a_1$ в сторону приемника будет большим, чем при непосредственном подключении разрядника к точкам $b - b_1$. Благо-

даря этому уменьшается доля просачивающейся в приемник мощности.

При приеме разрядник P_2 не пробивается. Входное сопротивление четвертьволнового трансформатора в точках $b-b_1$ значительно больше волнового сопротивления фидера, и потому трансформатор почти не влияет на величину передаваемой в приемник мощности.

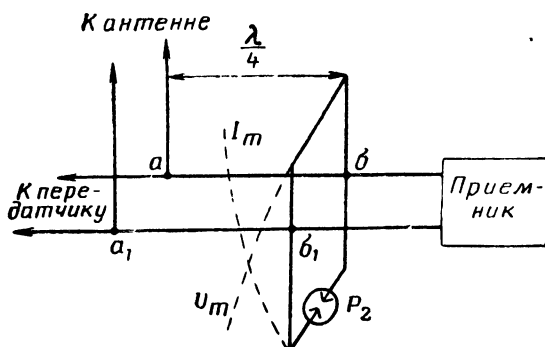


Рис. 4.94. Автотрансформаторное включение разрядника

3. Переключатель сантиметровых волн для работы с коаксиальными линиями

На сантиметровых волнах для передачи энергии применяются коаксиальная линия и волноводы. На входе приемника сантиметровых волн имеется полупроводниковый смеситель, который очень чувствителен к перегрузкам. Чтобы смеситель не выгорал, подводимая к нему мощность не должна превышать 0,2 вт. Для уменьшения мощности, просачивающейся на вход приемника при работе передатчика, в переключателях сантиметровых волн применяются разрядники с малым напряжением зажигания и малым временем срабатывания. Кроме того, разрядник включается через трансформатор, роль которого выполняет объемный резонатор.

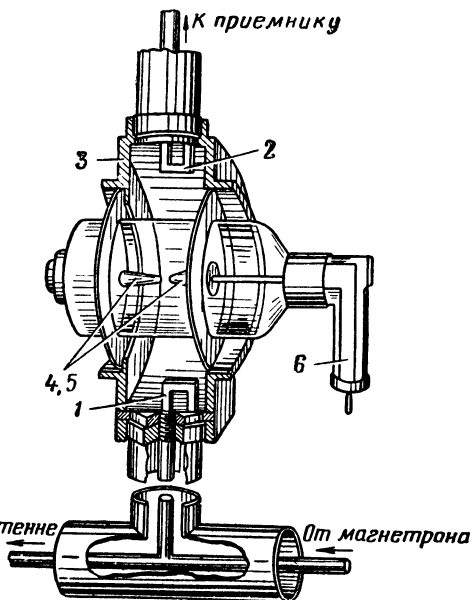
Рассмотрим работу антенного переключателя сантиметровых волн, применяемого в радиолокационных станциях. Внешний вид его показан на рис. 4.95, а принципиальная схема — на рис. 4.96.

На сантиметровых волнах размеры разрядника сравнимы с длиной волны. Поэтому электроды разрядника 4 и 5 являются одновременно и частями объемного резонатора 3. Резонатор представляет собой цилиндр с конусом, т. е. является квазистационарным. Между конусообразными электродами разрядника есть небольшой зазор (1—2 мм). Этот зазор является емкостной частью резонатора, в нем происходит разряд. Индуктивностью резонатора служит его внутренняя поверхность. На заданную волну резонатор настраивается ввинчиванием плунжера в его боковую поверхность.

Для уменьшения напряжения зажигания разрядника в него введен поджигающий электрод 6 в виде траверсы, расположенной в одном из конусов. К этому электроду подводится отрицательное (относительно корпуса) напряжение, которое поддерживает очень слабый тлеющий разряд. При этом электроны движутся от поджигающего электрода к конусам разрядника со значительной скоростью. Наличие в газе ускоренных электронов облегчает пробой разрядника, т. е. снижает потенциал зажигания.

К антенне ← От магнетрона

Работает антенный переключатель сантиметровых волн следующим образом. При передаче разрядник пробивается. Пробой наступает при небольшом напряжении на петле связи 1, т. е. на линии. Это объясняется тем, что напряжение зажигания разрядника мало и напряжение на его электродах в n_1 раз больше напряжения на петле связи 1, причем коэффициент трансформации $n_1 \gg 1$. Поскольку внутреннее сопротивление горящего разрядника R_1 мало, напряжение на его электродах при горении невелико.



1, 2 — петли связи; 3 — объемный резонатор; 4, 5 — электроды разрядника; 6 — поджигающий электрод

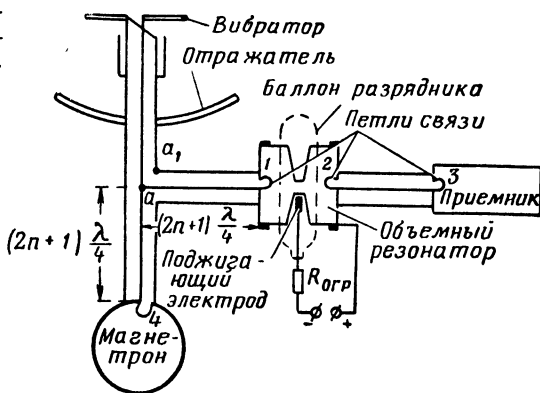


Рис. 4.96. Принципиальная схема антенного переключателя сантиметровых волн

Следовательно, при работе передатчика в антенный переключатель просачивается энергия высокой частоты, которая расходуется на поддержание разряда.

Таким образом, нагрузкой трансформатора при работе передатчика является внутреннее сопротивление пробитого разрядника R_i . Эта нагрузка пересчитывается в первичную цепь трансформатора как $R'_1 = \frac{R_i}{n_1^2}$. Так как R_i мало, а $n_1 \gg 1$, то R'_1 близко к

нулю, т. е. фидер, соединяющий разрядную камеру с главной линией, можно считать короткозамкнутым. Входное сопротивление

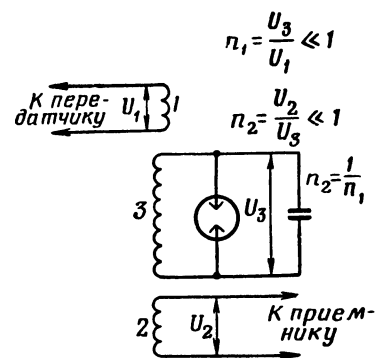


Рис. 4.97. Эквивалентная схема связи резонатора

его в точках $a - a_1$ (см. рис. 4.96) очень велико, поскольку его длина равна целому нечетному числу четвертей волн. Поэтому электромагнитная энергия высокой частоты поступает от магнетрона в антенну. Разрядник при передаче потребляет ничтожную долю мощности импульса.

Напряжение на вход приемника подается от петли связи 2 (см. рис. 4.97). Так как $n_2 \ll 1$, $U_2 = n_2 U_3$, а U_3 при горении разрядника невелико, то и U_2 невелико и неопасно для полупроводникового диода. Начальный пик напряжения на входе приемника тоже невелик из-за низкого

напряжения зажигания разрядника и наличия понижающего трансформатора между разрядной камерой и входом приемника.

При приеме разрядник не пробивается, так как амплитуда отраженного импульса мала. Объемный резонатор при поступлении отраженного импульса возбуждается, т. е. в нем происходят электромагнитные колебания. При этом петли связи 1 и 2 оказываются расположенными в пучности магнитного поля резонатора.

Энергия отраженного импульса поступает в резонатор, а от него передается на вход приемника. Линия передачи оказывается согласованной, т. е. резонатор вносит в петлю связи 1 чисто активное сопротивление, равное волновому сопротивлению фидера. Сам резонатор потребляет очень мало энергии, так как обладает высокой добротностью.

С помощью петли 2 подбирается такая связь между резонатором и фидером, при которой на вход приемника поступает максимальная мощность отраженного сигнала. В цепь передатчика энергия отраженного сигнала не поступает, так как входное сопротивление Т-образного сочленения в точках $a - a_1$ в сторону магнетрона очень велико. Объясняется это тем, что отрезок фидера между точками $a - a_1$ и магнетроном, имеющим длину, равную целому нечетному числу четвертей волн, закорочен у магнетрона. Коротко-

замкнутым фидер оказывается потому, что частота собственных колебаний резонатора магнетрона отличается от частоты колебаний магнетронного генератора. Поэтому резонаторы магнетрона практически не возбуждаются под действием напряжения отраженного сигнала и никакого сопротивления в петлю связи 4 не вносят. Следовательно, в этом отрезке фидера устанавливаются стоячие волны, т. е. происходят колебания энергии, запасенной в течение нескольких начальных периодов отраженного импульса.

Таким образом, сущность работы антенного переключателя сантиметровых волн состоит в том, что при непробитом разряднике объемный резонатор, нагруженный входным сопротивлением петли связи 2, вносит в петлю связи 1 чисто активное сопротивление, равное волновому сопротивлению фидера. Энергия из фидера передается в резонатор и от него на вход приемника. При пробитом разряднике резонатор расстраивается и не вносит в петлю связи 1 почти никакого сопротивления. Петля связи 1 в этом случае расположена в узле магнитного поля тока разряда и оказывается закороченной. Это соответствует очень большому параллельному сопротивлению между точками a и a_1 , которое не влияет на передачу энергии к антенне.

В процессе эксплуатации разрядник стареет и качество защиты приемника снижается. Основная причина этого — уменьшение количества газа в баллоне, вызывающее увеличение потенциала зажигания и времени деионизации. Уменьшение количества газа объясняется химическим соединением газа с электродами разрядника и поглощением газа электродами и баллоном (абсорбцией газа). Под влиянием высокочастотного разряда и вспомогательного тлеющего разряда молекулы воды диссоциируют (распадаются), что также увеличивает время деионизации. Электроды разрядника с течением времени разрушаются дуговым разрядом, и расстояние между ними увеличивается, что приводит к повышению потенциала зажигания. Молекулы металла, осаждаясь на стенках разрядника, создают проводящую пленку. Эта пленка увеличивает потери энергии в разряднике и уменьшает мощность отраженного сигнала.

Действие всех указанных факторов ограничивает срок службы разрядника.

4. Переключатели в волноводах

Переключающее устройство, применяемое в станциях большой мощности, показано на рис. 4.98. В его состав входят переключатель блокировки магнетрона (ПБМ), переключатель прием — передача (ППП) и предварительный разрядник. Оба переключателя имеют такую же конструкцию, как и переключатель в коаксиальной линии, т. е. представляют собой сочетание газовых разрядников с объемными резонаторами. ПБМ изолирует магнетрон от остальной части схемы на время приема и не препятствует прохождению энергии от магнетрона к антенне во время передачи. Резонатор 4 соединен с волноводом щелью 5, прорезанной в узкой стенке (такое

соединение называется параллельным). ППП изолирует приемник от волновода во время передачи и пропускает в приемник энергию отраженного импульса. Резонатор ППП (10) соединен с волноводом 9 щелью 11, прорезанной в торцевой стенке волновода (такое соединение называется оконечным).

Для усиления защиты преобразователя частоты от мощных импульсов передатчика (при $P_{\text{имп}} > 500 \text{ кВт}$) в отрезок волновода 9,

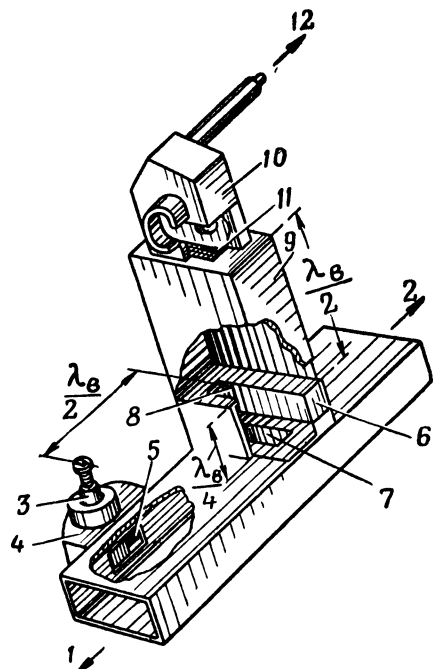


Рис. 4.98. Переключающее устройство в волноводах на большую мощность:

1 — к магнетрону; 2 — к антенне; 3 — разрядник ПБМ; 4 — резонатор ПБМ; 5 — щель связи резонатора ПБМ с волноводом; 6 — предварительный разрядник; 7, 8 — резонансные окна; 9 — волновод; 10 — резонатор ППП; 11 — щель связи резонатора ППП с волноводом; 12 — к преобразователю частоты

никновению в этом окне тлеющего разряда. Выходное окно 8 служит для передачи энергии в волновод 9 и для компенсации волн, отраженных от входного окна.

Предварительный разрядник соединен с волноводом поперечной щелью в его широкой стенке. Такое соединение называется последовательным.

Для объяснения принципа работы переключателя воспользуемся эквивалентной схемой (рис. 4.99). Волновод на ней заменен двухпроводной линией, причем считается, что провода линии расположены вдоль середин широких стенок волновода. Такая замена

ведущего от Т-образного соединения к приемнику, включен предварительный разрядник 6, представляющий собой четвертьволновую секцию волновода с двумя резонансными окнами 7 и 8, наполненную разреженным газом. Резонансные окна образованы индуктивными и емкостными диафрагмами, расположенными в одном поперечном сечении и имеющими равные проводимости. Чтобы поддерживать низкое давление в предварительном разряднике, его окна закрывают стеклом, обладающим малыми потерями. В электрическом отношении резонансные окна эквивалентны параллельным колебательным контурам (рис. 4.99). Диафрагмы подобраны так, что добротность эквивалентных контуров невысока.

Резонансные свойства окон проявляются в усилении напряженности поля в плоскостях окон и вблизи них по сравнению с напряженностью поля в прилегающем волновод. Усиление поля у входного окна 7 (рис. 4.98) способствует воз-

волновода линией возможна, так как в нем распространяется простейшая волна H_{10} . Поперечная щель в широкой стенке волновода представлена разрывом в верхнем проводе линии, так как она действительно разрывает цепь продольных токов, протекающих по внутренней поверхности волновода. В этот разрыв включено входное окно 7 предварительного разрядника. Резонансные окна этого разрядника на эквивалентной схеме показаны параллельными колебательными контурами.

Включение нагрузки в узкую стенку волновода эквивалентно параллельному включению через четвертьволновый отрезок линии. Это соответствует тому, что в поперечном сечении волновода происходят колебания электромагнитной энергии и вдоль его ширины укладывается одна полуволна поля. Связь объемных резонаторов 4 и 10 с волноводами посредством щели показана на эквивалентной схеме как индуктивная. Это обусловлено тем, что связь через щель осуществляется в основном за счет магнитного поля. Длина щели l приблизительно равна четверти волны, а ее высота равна высоте резонатора. Если такую щель изобразить в виде двухпроводной линии с э. д. с., включенной в ее середине, то легко видеть, что входное сопротивление щели имеет индуктивный характер. На эквивалентной схеме щели показаны индуктивностями L_1 и L_2 .

При передаче разрядник 3 ПБМ пробивается. Малое сопротивление пробитого разрядника R_i пересчитывается в еще меньшее сопротивление R' , включенное между точками a и a_1 ; значит, эти точки можно считать закороченными. Из эквивалентной схемы видно, что короткое замыкание точек $a - a_1$ не влияет на передачу энергии вдоль линии, так как входное сопротивление в точках $b - b_1$ четвертьволновой короткозамкнутой линии очень велико.

Физически это объясняется тем, что при пробое разрядника ПБМ щель связи резонатора с волноводом как бы закрывается проводящей пленкой ионизированного газа. Напряженность электрического поля резонатора уменьшается, а его ток увеличивается. При этом поперечный ток, протекающий по внутренней поверхности узкой стенки волновода, является продолжением тока резонатора. Щель не нарушает распределения тока вдоль узкой стенки волновода. Поэтому и магнитное поле волновода практически не

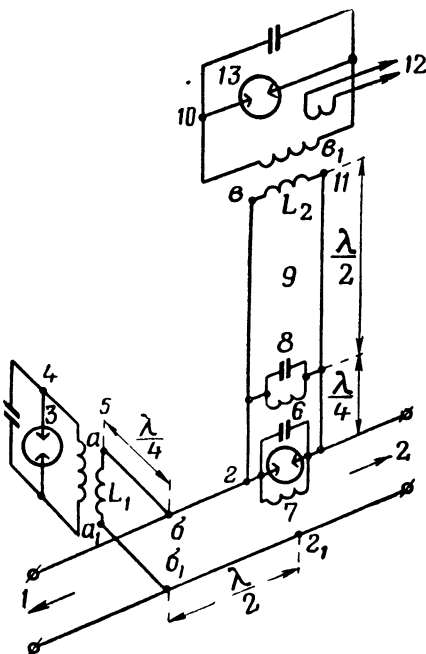


Рис. 4.99. Эквивалентная схема переключающего устройства в волноводах

проникает в резонатор, а его силовые линии скользят вдоль плоскости щели.

Аналогично работает при передаче и ППП. Разрядник 13 переключателя прием — передача имеет поджигающий электрод и потому пробивается раньше, чем предварительный разрядник. При зажигании разрядника ППП закрывается щель связи его резонатора с волноводом, т. е. создается короткое замыкание точек $\nu - \nu_1$. Поэтому у входного окна 7 предварительного разрядника, расположенного на расстоянии $\frac{3\lambda}{4}$ от конца волновода, создается пучность,

а у выходного окна 8 — узел электрического поля. Повышенное напряжение вызывает разряд у окна 7. Окно это закрывается проводящей пленкой ионизированного газа, и вся энергия поступает в антенну. Пленка, создавая значительное затухание для основной частоты и всех гармоник магнетрона, надежно защищает кристаллический смеситель приемника. Главное назначение предварительного разрядника в том и состоит, чтобы защищать вход приемника от гармоник магнетрона, для которых ППП не создает большого затухания.

Во время приема ни один разрядник не пробивается. Резонатор ПБМ возбуждается и наводит в индуктивности L_1 э. д. с., равную по величине и противоположную по фазе приложенной к ней э. д. с. сигнала. Это означает, что резонатор ПБМ вносит в индуктивность L_1 большое активное сопротивление и четвертьволновая линия baa_1b_1 оказывается разомкнутой в точках $a - a_1$. К точкам $z - g_1$ подключена разомкнутая линия длиной $\frac{3\lambda}{4}$, что равнозначно корот-

кому замыканию этих точек. Поэтому энергия отраженного импульса не попадает в цепи передатчика, а через резонансные окна 7 и 8 поступает в волновод 9, затем энергия передается в резонатор ППП и от него — на вход приемника. Резонатор ППП настроен, и он мало влияет на передачу энергии из волновода к приемнику. Резонансные окна 7 и 8 не отражают падающих волн, т. е. пропускают всю энергию импульса. Резонатор ПБМ отражает всю энергию падающих волн, причем отраженная волна компенсирует падающую, благодаря чему и устраняется просачивание энергии отраженного импульса в цепи передатчика.

Так как резонансные окна 7 и 8 имеют низкую добротность, предварительный разрядник может работать в некотором диапазоне волн, поэтому он называется широкополосным.

Если мощность в импульсе передатчика меньше 500 квт, то нет необходимости в предварительном разряднике. В этом случае схема переключающего устройства упрощается. На рис. 4.100, а изображено переключающее устройство на малую и среднюю мощность, а на рис. 4.100, б приведена его упрощенная эквивалентная схема. На этой схеме не показаны объемные резонаторы и разрядники переключателей, которые посредством индуктивной связи (связи через щели) подключены к точкам $a - a_1$ и $z - g_1$.

При передаче оба разрядника пробиваются, что соответствует

короткому замыканию между точками a и a_1 и точками g и g_1 . При этом образуются две короткозамкнутые четвертьволновые линии — baa_1b_1 и vgg_1v_1 , которые не влияют на передачу энергии в антенну.

При приеме разрядники не пробиваются. Это соответствует разрыву цепи между точками a и a_1 и подключению согласованной нагрузки к точкам g и g_1 . Следовательно, энергия отраженного импульса поступает в согласованную нагрузку, т. е. на вход приемника, и не попадает в цепь передатчика, входное сопротивление которой в точках $v - v_1$ очень велико.

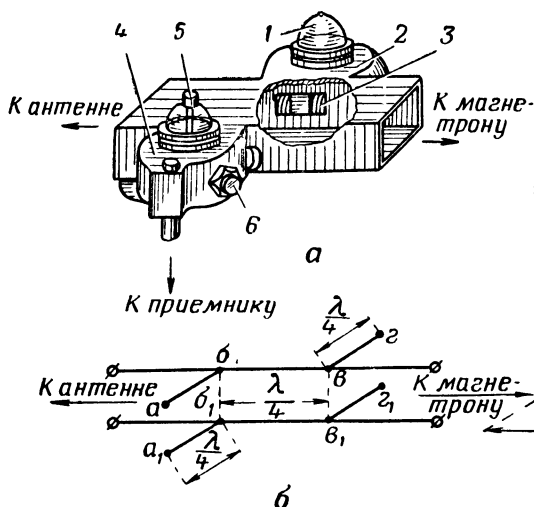


Рис. 4.100. Переключающее устройство в волноводах на малую и среднюю мощности (а) и его эквивалентная схема (б):

1 — разрядник ПБМ; 2 — резонатор ПБМ; 3 — щель связи резонатора ПБМ с волноводом; 4 — резонатор ППП; 5 — поджигающий электрод; 6 — плунжер настройки резонатора

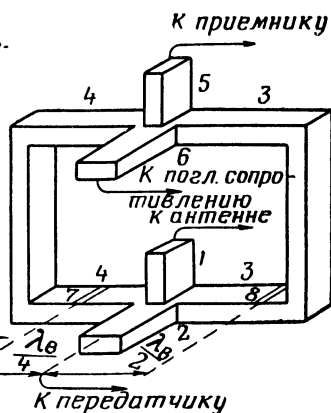


Рис. 4.101. Переключатель на Т-образных волноводных мостах

В качестве антенных переключателей можно использовать Т-образные соединения волноводов в сочетании с газовыми разрядниками. Такой переключатель (рис. 4.101) работает следующим образом. При передаче оба разрядника (7 и 8) пробиваются и создают короткое замыкание плеч 3 и 4 в тех поперечных сечениях, где они расположены. Падающие волны отражаются от газовых разрядников и подходят к плоскости симметрии нижнего двойного тройника в противофазе, так как разрядники расположены на расстояниях $\frac{\lambda_v}{4}$ и $\frac{\lambda_v}{2}$ от этой плоскости. Эти волны складываются и распространяются вдоль плеча 1 к антенне. Просочившаяся через газовые разрядники небольшая часть энергии передатчика поступает в пле-

чо 6 и поглощается его согласованной нагрузкой. На вход приемника эта энергия не может попасть, потому что она переносится синфазными волнами, которые не могут попасть в плечо 5.

При приеме энергия отраженного импульса не может попасть из плеча 1 в плечо 2, поскольку эти плечи взаимно развязаны, а распределяется поровну по плечам 3 и 4. Вдоль этих плеч распространяются противофазные волны, которые складываются в плече 5 и от него поступают к приемнику. В плечо 6 противофазные волны не попадают, так как на входе его они взаимно компенсируются.

Если радиолокационная станция сантиметрового диапазона в процессе работы перестраивается с одной рабочей частоты на другую, то в антенном переключателе такой станции используются широкополосные разрядники. Это позволяет сравнительно просто и быстро маневрировать рабочей частотой станции, так как перестройке подвергается лишь объемный резонатор магнетрона. Разрядные камеры переключателей при этом не перестраиваются: они пропускают весь спектр частот, который может генерировать магнетрон.

Устройство широкополосного переключателя показано на рис. 4.102, а. Принцип его действия состоит в следующем. При передаче оба разрядника пробиваются, входные окна замыкаются накоротко и энергия от магнетрона поступает в антенну. При приеме разрядники не пробиваются, резонансное окно ПБМ создает разрыв в цепи продольных токов волновода, поэтому волны отражаются от ПБМ и, следовательно, энергия по направлению к магнетрону не распространяется. На полуволновом отрезке волновода между окнами переключателей устанавливается стоячая волна, пучность поперечных токов которой (пучность продольного магнитного поля) находится у входного резонансного окна ППП. Значит, энергия от антенны через непробитый разрядник ППП поступает по согласованному волноводу к приемнику.

Работа переключателя наглядно видна из эквивалентной схемы (рис. 4.102, б). На этой схеме разрядник ППП показан в виде системы связанных резонансных контуров с разрядниками. Крайние (верхний и нижний) контуры эквивалентны входному и выходному резонансным окнам, остальные контуры эквивалентны резонансным диафрагмам, расположенным внутри разрядника. Чтобы получить широкую полосу пропускания, разрядная камера должна быть многоконтурной. Известно, что система связанных контуров имеет более широкую полосу пропускания, чем одиночный контур. Для создания многоконтурной разрядной камеры в нее помещают несколько диафрагм с резонансными щелями или резонансных диафрагм с низкой добротностью (рис. 4.103). Добротность окон связи равна примерно 2—5, а добротность резонансных щелей не более 10. Система из нескольких резонансных щелей эквивалентна системе связанных резонансных контуров; она имеет широкую полосу пропускания. Чем больше резонансных щелей в разрядной камере, тем шире ее полоса пропускания,

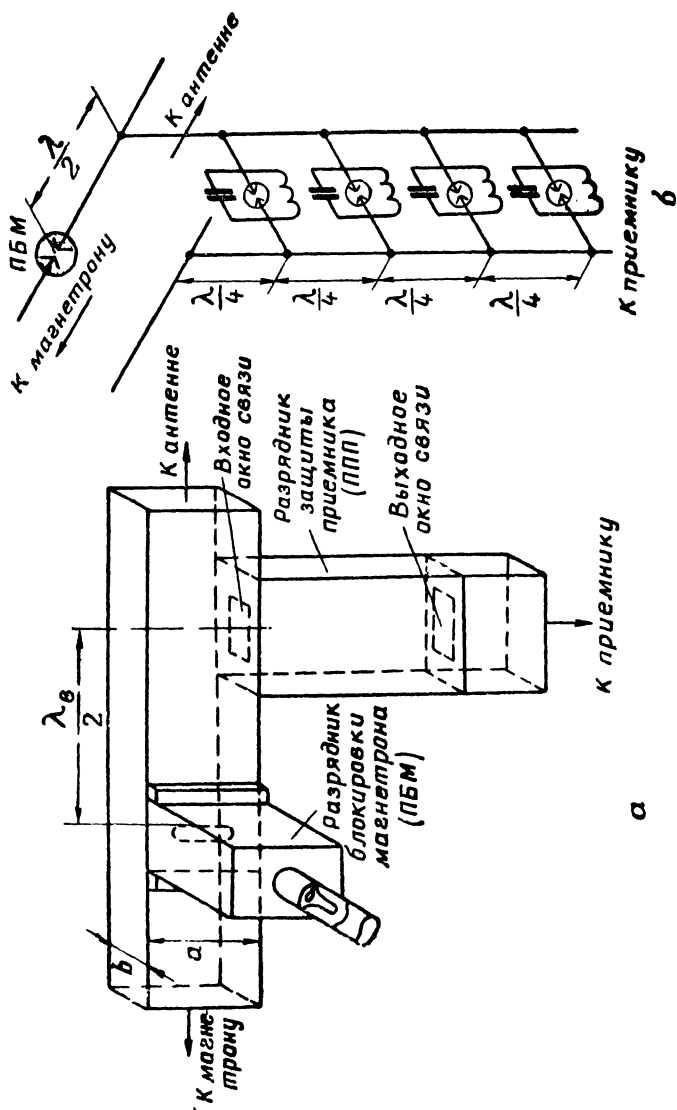


Рис. 4.102. Антенный переключатель на широкополосных разрядниках:
 а — устройство, б — эквивалентная схема

При передаче в искровых промежутках всех резонансных щелей и резонансных окнах возникает электрический разряд, благодаря чему они оказываются практически замкнутыми накоротко и энергия в приемник не проходит. Форма резонансных щелей и их взаимное расположение таковы, что они не отражают волны, распространяющейся от антенны, и вся энергия этой волны поступает на вход приемника.

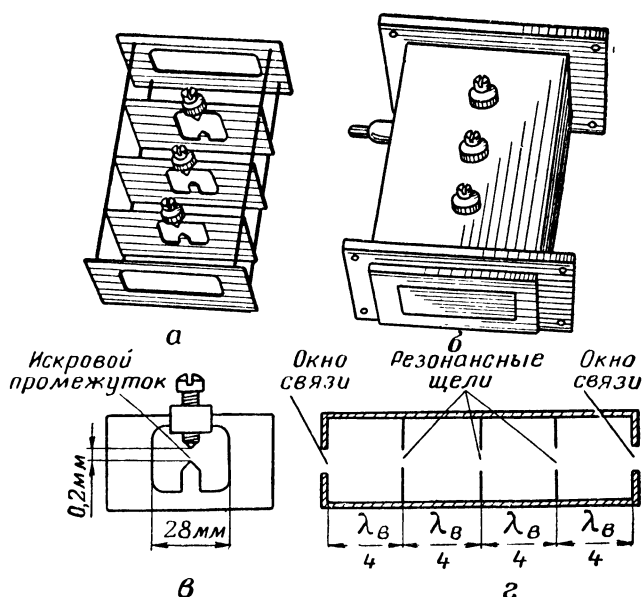


Рис. 4.103. Широкополосный разрядник на волну 10 см:

а — рама с резонансными диафрагмами; *б* — внешний вид; *в* — резонансная диафрагма; *г* — расстояния между элементами разрядника

§ 15. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

1. Общие сведения

На распространение радиоволн оказывают влияние следующие основные факторы: длина волны, кривизна земли, характер почвы, состав атмосферы, время дня и года, состояние ионосферы, магнитное поле земли, метеорологические условия.

Применительно к особенностям распространения весь диапазон волн разделяется на отдельные поддиапазоны, в которых для них сохраняются одни и те же основные законы распространения. Это деление приводится в следующей таблице.

Наименование поддиапазона волн	Длина волны	Частота
Сверхдлинные волны	Свыше 10 000 м	Ниже 30 кГц
Длинные "	10 000—1 000 м	30—300 кГц
Средние "	1 000—100 м	300—3 000 кГц
Короткие "	100—10 м	3—30 МГц
Ультракороткие волны:	10—1 мм	30—300 000 МГц
а) метровые	10—1 м	30—300 МГц
б) дециметровые	100—10 см	300—3 000 МГц
в) сантиметровые	10—1 см	3 000—30 000 МГц
г) миллиметровые	10—1 мм	30 000—300 000 МГц
Инфракрасные волны	1 мм—0,75 мк	300 ГГц—4·10 ⁶ ГГц
Световые волны	0,75—0,1 мк	4·10 ⁶ —3·10 ⁶ ГГц

Указанные в данной таблице границы поддиапазонов радиоволн условные, так как резкой границы не существует и один поддиапазон волн плавно переходит в другой.

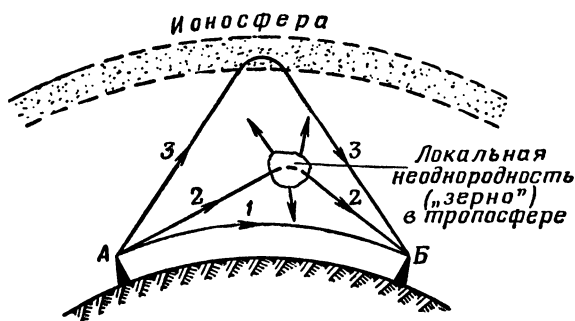


Рис. 4.104. Пути распространения радиоволн

Радиоволны, излучаемые в пункте А (рис. 4.104), в пункт В могут прийти различными путями. Радиоволны, распространяющиеся над поверхностью земли и огибающие ее вследствие явления дифракции, называются земными или поверхностными волнами. Волны, распространяющиеся по путям 2 и 3, называются пространственными. Они делятся на ионосферные и тропосферные. Последние наблюдаются только в диапазоне УКВ. Ионосферными называются волны, отраженные или рассеянные ионосферой. Тропосферными называются волны, отраженные или рассеянные неоднородными слоями или «зернами» тропосферы.

Отражение и преломление радиоволн

На границе раздела двух сред волны отражаются и преломляются.

Предположим, что границей раздела двух сред является плоскость больших по сравнению с длиной волны размеров и на эту

плоскость в точку O падает луч (рис. 4.105). При этом часть энергии луча возвращается (отражается) в первую среду, а часть ее преломляется и переходит во вторую среду, т. е. возникают отраженный и преломленный лучи. Преломление луча вызывается изменением скорости распространения волны. В первой среде, имеющей диэлектрическую и магнитную проницаемости ϵ_1 и μ_1 соответственно,

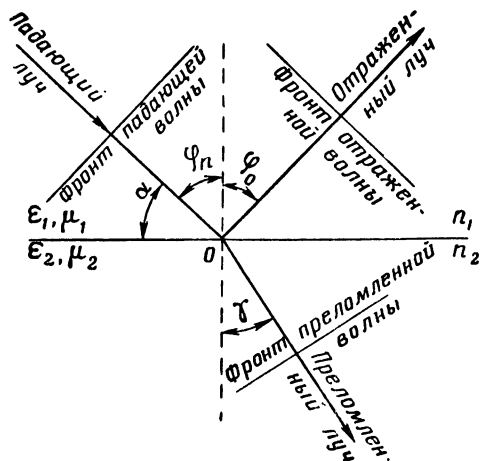


Рис. 4.105. Отражение и преломление радиоволн

но, волна распространяется со скоростью v_1 . Вторая среда имеет другие значения магнитной и диэлектрической проницаемостей. Поэтому скорость распространения волны во второй среде не равна скорости распространения в первой среде. При переходе из первой среды во вторую фронт волны поворачивается и меняется направление его движения.

Если границей раздела является ровная плоскость, то происходит зеркальное отражение. При этом угол падения φ_n равен углу отражения φ_0 , падающий и отраженный лучи и перпендику-

ляр к границе раздела в точке падения лежат в одной плоскости, называемой плоскостью распространения:

$$\sin \varphi_n : \sin \gamma = n_2 : n_1,$$

где n_2 и n_1 — коэффициенты преломления сред.

Зеркальное отражение происходит и в том случае, если на отражающей поверхности (например, поверхности земли) имеются неровности, размеры которых (высоты) не превышают

$$\frac{\lambda}{16 \sin \alpha},$$

где λ — длина падающей волны;

α — угол скольжения, равный $90^\circ - \varphi_n$.

Если на отражающей поверхности имеется множество хаотически расположенных неровностей, сравнимых с длиной волны, т. е. больших, чем $\lambda : 16 \sin \alpha$, то имеет место полурассеянное отражение. При этом независимо от угла падения отраженные волны распространяются по всем направлениям над отражающей поверхностью, а амплитуды отраженных волн приблизительно пропорциональны косинусу угла ϕ (рис. 4.106, а). Если амплитуды отраженных волн пропорциональны $\cos \phi$, то отражение называется диффузным. В диапазоне коротких и ультракоротких волн одновременно наблю-

дается зеркальное и полурассеянное отражение волн от земной поверхности.

Следующим видом отражения является излучение радиоволн отдельными объектами, размеры которых сравнимы с длиной падающей волны (рис. 4.106, б). Под действием поля падающей волны в отражателе возбуждаются токи и он становится излучающей антенной. Интенсивность (мощность) этого излучения в общем случае зависит от направления излучения, т. е. излучение является направленным. Однако в ряде практических случаев направленные свойства этих излучателей неизвестны и их считают ненаправленными. Часто именно такой вид отражения называют вторичным излучением или диффузным рассеиванием.

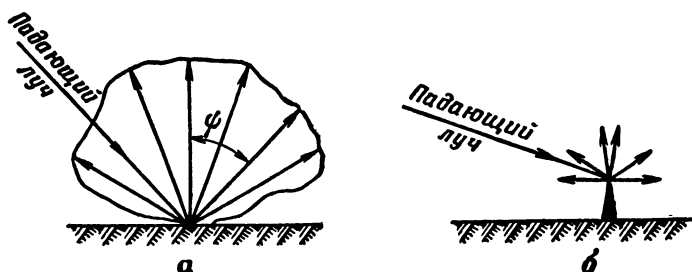


Рис. 4.106. Полурассеянное отражение (а) и отражение отдельным объектом (б)

Рассмотрим более подробно зеркальное отражение. Большое значение для практики имеет отражение волн от земли. Амплитуда и фаза отраженных от земли волн зависят от угла падения, свойств почвы, длины волны и поляризации. Сухая земля является диэлектриком для волн короче 4 м, проводником для волн длиннее 400 м и полупроводником для волн от 4 до 400 м. Морская вода является диэлектриком для волн короче 3 см, проводником для волн длиннее 3 м и полупроводником для волн от 3 см до 3 м.

Различают два основных вида линейной поляризации радиоволн: горизонтальную и вертикальную. Горизонтальной поляризацией называют такую, при которой вектор электрического поля E перпендикулярен плоскости распространения радиоволн, иными словами, при горизонтальной поляризации силовые электрические линии параллельны поверхности земли. При вертикальной поляризации вектор электрического поля E лежит в плоскости распространения радиоволн, а силовые магнитные линии параллельны поверхности земли.

При отражении от проводящей поверхности модуль коэффициента отражения равен единице при любой поляризации и любом угле падения. Фаза волны при отражении изменяется на 180° при горизонтальной поляризации и остается без изменения при вертикальной поляризации. Действительно, так как вектор электрического поля горизонтально поляризованной волны параллелен по-

верхности земли и суммарное электрическое поле падающей и отраженной волн на поверхности проводника равно нулю, то, следовательно, $E_{отр} = -E_{пад}$, т. е. при отражении изменяется фаза на 180° (рис. 4.107).

При вертикальной поляризации (рис. 4.108) магнитные силовые линии падающей волны параллельны отражающей поверхности. На отражающей поверхности магнитное поле падающей волны H_n индуцирует ток I . Этот ток, перпендикулярный вектору H_n , создает свое магнитное поле $H_{отр}$, силовые линии которого параллельны отражающей поверхности и перпендикулярны направлению данного тока. Следовательно, магнитные силовые линии падающей и

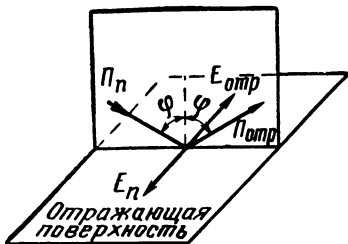


Рис. 4.107. Отражение горизонтально поляризованной волны от проводящей плоскости

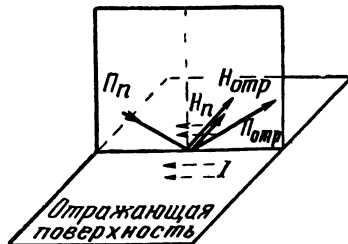


Рис. 4.108. Отражение вертикально поляризованной волны от проводящей плоскости

отраженной волн у отражающей поверхности параллельны, а значит, падающая и отраженная волны у отражающей поверхности совпадают по фазе. Если предположить, что эти волны противофазны, то приход к выводу, что суммарное магнитное поле у отражающей поверхности равно нулю. Такой вывод противоречит известному положению о том, что у проводника с током существует магнитное поле. Следовательно, у отражающей поверхности $H = H_n + H_{отр}$, т. е. вертикально поляризованная волна отражается от проводящей поверхности без изменения фазы.

Коэффициент отражения от диэлектрической почвы зависит от угла скольжения (рис. 4.109, а). При горизонтальной поляризации он больше, чем при вертикальной для всех углов падения, за исключением вертикального и горизонтального падения. При вертикальной поляризации имеется такой угол скольжения, называемый углом полного преломления, при котором коэффициент отражения равен нулю. Явление это подобно согласованию линий, т. е. оказываются равными волновые сопротивления сред и отражение отсутствует. Фаза горизонтально поляризованной волны при отражении изменяется на 180° . Фаза вертикально поляризованной волны тоже изменяется на 180° при углах скольжения, меньших угла полного преломления, и остается без изменения при углах скольжения, больших угла полного преломления.

При отражении волн от полупроводящей почвы зависимость

коэффициента отражения от угла скольжения подобна показанной на рис. 4.109, а, однако коэффициент отражения не обращается в нуль ни при каких углах скольжения.

Фаза волны изменяется при этом так, как показано на рис. 4.109, б.

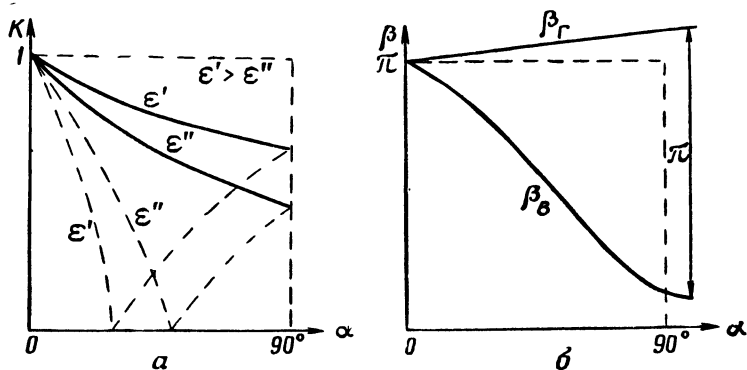


Рис. 4.109. Зависимость коэффициента отражения (а) от угла скольжения при горизонтальной (сплошная линия) и вертикальной (пунктир) поляризациях для диэлектрической почвы; зависимость фазы отраженной волны (б) от угла скольжения для полупроводящей почвы при горизонтальной (β_r) и вертикальной (β_v) поляризациях

Поглощение поверхностных волн землей

Поверхность земли поглощает энергию распространяющихся вдоль нее поверхностных волн. Это объясняется тем, что земля обладает активным сопротивлением. Радиоволны вызывают в земле токи, которые создают активные потери. Чем короче волна, т. е. чем больше частота, тем больший ток индуцируется в земле и тем больше потери. Потери в земле уменьшаются с увеличением проводимости почвы, так как волны проникают в землю тем меньше, чем выше проводимость почвы. В земле происходят и диэлектрические потери, которые также увеличиваются с укорочением волны.

Явление дифракции

Дифракцией называется способность радиоволн огибать выпуклость земного шара, неровности земли и другие препятствия. Чем больше длина волны по сравнению с размерами препятствия, тем больше выражена дифракционная способность радиоволн. Следовательно, длинные волны обладают большей дифракционной способностью, чем короткие.

Роль ионосферы

На распространение радиоволн влияет ионосфера. К ионосфере относятся верхние ионизированные слои атмосферы. Главным ионизирующим фактором являются ультрафиолетовые лучи солнца.

Опытным путем установлено, что существуют четыре ионизированных слоя: D , E , F_1 , F_2 .

Максимальные концентрации электронов в 1 см^3 соответственно равны 10^4 , $2 \cdot 10^5$, $4 \cdot 10^5$, 10^6 и расположены на высотах, примерно равных 80, 120, 220 и 350 км. Слой D существует только днем, а слой F_1 существует только летом. Концентрация электронов в слоях и высоты ионизированных слоев изменяются в зависимости от времени года и суток, широты места и солнечной активности. Кроме этих регулярных медленных изменений, в ионосфере имеются нерегулярные изменения плотности электронов, приводящие к образованию различного рода неоднородностей в виде «зерен», спорадических слоев, ионосферных облаков и т. д.

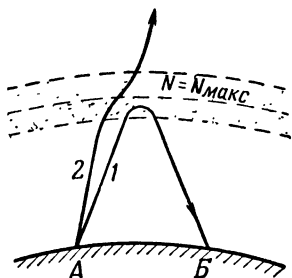


Рис. 4.110. Отражение и преломление волн ионосферой

Ионосфера поглощает, преломляет и отражает радиоволны. Объясняется это следующим. Под действием переменного поля падающей волны свободные электроны ионосферы совершают колебательное движение и в ионосфере возникают токи (токами положительных ионов можно пренебречь из-за их очень малой по сравнению с электронами подвижности). В своем движении электроны сталкиваются с молекулами и отдают им кинетическую энергию, полученную от поля радиоволны. Таким образом, энергия радиоволны переходит в тепловую энергию.

Чем длиннее волна, тем больший путь проходят электроны при колебаниях за половину периода, тем больше столкновений происходит на этом пути и тем больше поглощение. Следовательно, длинные волны поглощаются ионосферой больше, чем короткие.

Токи в ионосфере создают свое электромагнитное поле, которое складывается с полем падающей волны. Направление распространения результирующего поля отличается от направления распространения падающей волны. Этим объясняется преломление и отражение. Более удобно рассматривать отражение и преломление радиоволн в ионосфере по аналогии с отражением световых волн. Из теории известно, что диэлектрическая проницаемость ионизированного газа меньше единицы и зависит от концентрации свободных электронов: чем больше концентрация электронов, тем меньше диэлектрическая проницаемость. Следовательно, ионосфера является средой, оптически менее плотной, чем воздух. При переходе из среды более плотной в среду менее плотную луч отклоняется от перпендикуляра к границе раздела. Так как концентрация электронов ионизированного слоя изменяется по высоте плавно, то радиоволны в такой среде распространяются по криволинейным траекториям (рис. 4.110).

При известных условиях радиоволны подвергаются полному внутреннему отражению и возвращаются на землю. Чтобы луч воз-

вратился на землю, он должен занять горизонтальное положение на высоте, меньшей, чем высота максимальной концентрации электронов.

Траектория луча в ионосфере зависит от концентрации электронов, длины волны и угла падения радиоволны на ионосферу. Чем больше концентрация электронов, тем больше ионосфера приближается по своим свойствам к проводнику, лучше отражает волны и меньше их поглощает.

Чем больше частота поля, тем сильнее сказывается инерция электронов, меньше амплитуда их колебаний и, следовательно, тем меньше поле, излучаемое колеблющимися электронами. Поэтому и преломление волн в ионосфере уменьшается с их укорочением.

Максимальная частота вертикально направленного луча, который еще отражается от ионосферы, называется критической частотой ($f_{кр}$). При регулярном состоянии ионосферы критическая частота слоя F_2 приблизительно равна 13 Мгц , т. е. $\lambda \approx 24 \text{ м}$. Наибольшая частота луча, направленного под углом α к горизонту и отражаемого ионосферой, называется максимальной частотой (f_{\max}) для данного угла возвышения. Если частота наклонного луча больше максимальной, отражения от слоя не будет. При вертикальном направлении луча $f_{\max} = f_{кр}$, с уменьшением угла α до нуля f_{\max} возрастает и при $\alpha = 0$ имеет наибольшее значение, примерно равное 40 Мгц ($\lambda = 7,5 \text{ м}$). Следовательно, волны длиннее 24 м от регулярной ионосферы отражаются, волны короче $7,5 \text{ м}$ не отражаются, а волны в пределах от $7,5$ до 24 м в зависимости от угла возвышения либо отражаются, либо проходят. Из-за наличия неоднородностей в ионосфере от нее отражаются и волны короче $7,5 \text{ м}$.

2. Особенности распространения волн различных диапазонов

Распространение длинных и средних волн

Физическая сущность распространения длинных волн состоит в движении электромагнитной энергии между двумя полупроводящими сферами — землей и ионосферой. При этом силовые линии электрического поля волн опираются на земную поверхность. Следовательно, поляризация излучаемых волн должна быть вертикальной, так как при горизонтальной поляризации поле вблизи проводящей поверхности земли равно нулю. Радиус действия поверхностного луча на длинных и сверхдлинных волнах большой, так как эти волны мало поглощаются землей и обладают дифракцией.

Под радиусом действия, или дальностью действия, луча понимается то наибольшее расстояние от передающей антенны, на котором напряженность поля достаточна для приема сигнала.

Сверхдлинные волны распространяются вокруг земли в сферическом волноводе, образованном землей и ионосферой, с незначительным затуханием.

Дальность действия на длинных волнах определяется мощностью излучения и зависит только от освещенности. Ночью из-за меньшего поглощения ионосферой радиус действия несколько больше, чем днем. Это особенно заметно на средних волнах, которые отражаются от более высоких областей слоя E , а в отдельных случаях (на более высоких частотах) и от слоя F ; поэтому пространственный луч средних волн в дневные часы сильно поглощается ионосферой. Так, например, радиовещательные станции в диапазоне 200—300 м ночью бывают слышны на расстояниях до 4000 км при сравнительно малой мощности передатчика. Поверхностный луч средних волн заметно поглощается землей, и радиус его действия не превышает 1000—1500 км. На средних волнах наблюдаются замирания сигналов, обусловленные интерференцией пространственной и поверхностной волн.

Средние волны используются для радиовещания и дальней радиосвязи, длинные волны — для радиотелеграфии.

Недостаток этих диапазонов — малое количество каналов связи, позволяющих одновременно работать без взаимных помех. Недостатком длинных волн являются также большие габариты мощных радиопередатчиков и особенно радиопередающих антенн.

Распространение коротких волн

Пространственный луч коротких волн незначительно поглощается ионосферой, поэтому радиус его действия очень велик даже при малых мощностях излучения. Распространение коротких волн на большие расстояния происходит путем многократных отражений от ионосферы и земли. При этом условии распространение радиоволн определяется в основном состоянием ионосферы. При отражении от ионосферы линейно поляризованная волна превращается в волну, поляризованную по эллипсу или кругу. Поэтому могут применяться антенны как вертикальные, так и горизонтальные. Последние имеют преимущества: на них меньше влияют промышленные и атмосферные помехи и несовершенная проводимость почвы в месте установки антенны.

Следовательно, радиосвязь на коротких волнах зависит от длины волны, от освещенности трассы, связанной с широтой места, временем года и суток, от солнечной активности, земного магнетизма и других факторов. Для поддержания уверенной радиосвязи на коротких волнах на большие расстояния необходимы правильный выбор длин волн и смена волн при переходе от дневных условий к ночным. Днем, при большей степени ионизации, для получения большой дальности радиосвязи надо применить более короткие волны. Дневные волны отражаются от слоя F и мало поглощаются слоем E . При однократном отражении можно получить дальность радиосвязи до 4000 км (рис. 4.111). С наступлением темноты степень ионизации понижается и дневные волны уходят в мировое пространство (рис. 4.112).

Для поддержания связи между пунктами *A* и *B* (см. рис. 4.111) в ночные часы необходимо использовать более длинные волны. Ночью концентрация электронов в слое *F* понижается и от него отражаются более длинные волны. Поглощение волн ионосферой ночью уменьшается. Следовательно, траектория ночной волны

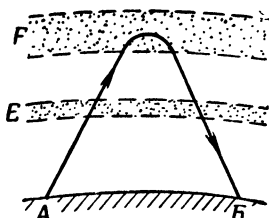


Рис. 4.111. Распространение дневной волны днем

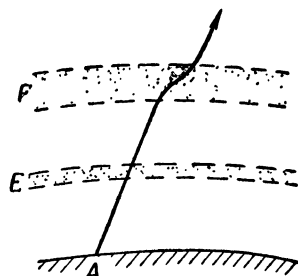


Рис. 4.112. Распространение дневной волны ночью

ночью будет такая же, как и траектория дневной волны днем. Если в дневные часы работать на ночной волне, то из-за сильного поглощения в слое *E* радиосвязь нарушится (рис. 4.113). Исследования показали, что применяемые для связи на большие расстояния короткие волны

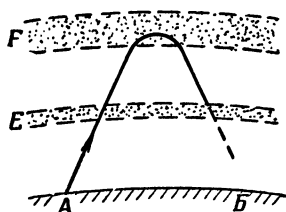


Рис. 4.113. Распространение ночной волны днем

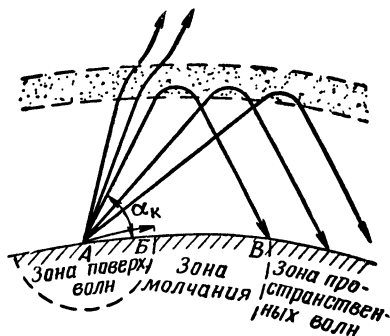


Рис. 4.114. Распространение коротких волн

можно разбить на три следующих поддиапазона: 1) волны от 10 до 25 м для радиосвязи в дневные часы; 2) волны от 35 до 100 м для радиосвязи в ночные часы; 3) волны от 25 до 35 м для радиосвязи в часы полусвеченности.

Распространение коротких волн характеризуется наличием зон молчания, замирания сигналов и радиоэхо. Зоной молчания называется пространство между областью, где кончается прием поверхностных волн, и областью, где начинается прием пространственных волн (рис. 4.114). Поверхностные лучи коротких волн сильно по-

глощаются землей, и потому радиус их действия AB невелик. Пространственные волны возвращаются на землю не ближе точки B от передатчика. Зона шириной BB называется зоной молчания; радиусом ее является расстояние AB . В зону BB пространственные волны не попадают потому, что все радиоволны, излучаемые антенной под углом больше α_k , от ионосферы не отражаются. Угол α_k называется критическим углом. Он уменьшается с увеличением частоты и уменьшением концентрации электронов в ионосфере. Следовательно, радиус зоны молчания увеличивается с увеличением частоты и уменьшением концентрации электронов в ионосфере.

Максимальный радиус зоны молчания, равный примерно 3500 км, получается при частоте электромагнитных колебаний примерно 40 МГц, которые отражаются только при горизонтальной посылке. На волнах длиннее 50 м зоны молчания не наблюдаются.

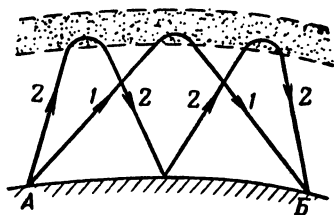


Рис. 4.115. Интерференция пространственных волн

Кратковременные замирания сигналов объясняются интерференцией лучей, приходящих в пункт приема различными путями (рис. 4.115). Сдвиг фаз между лучами 1 и 2 в пункте приема непрерывно изменяется, так как условия распространения лучей, т. е. состояние ионо-

сферы, непрерывно изменяются. Если лучи 1 и 2 в пункте приема окажутся в фазе, то результирующая напряженность поля увеличится. Если эти лучи окажутся в противофазе, результирующая напряженность поля станет минимальной, амплитуда сигнала уменьшится и сигнал может совершенно исчезнуть. Для борьбы с замираниями сигналов применяется автоматическая регулировка усиления в приемниках, а также прием сигналов с помощью двух разнесенных на некоторое расстояние антенн.

При приеме сигналов наблюдается явление радиоэха, которое состоит в том, что один и тот же сигнал воспроизводится в приемнике два раза или больше. Наблюдается оно при передаче коротких сигналов, например знаков азбуки Морзе. Запаздывание сигнала, распространяющегося по пути 2 (см. рис. 4.115), может быть больше его длительности; в этом случае сигнал будет принят дважды. Один и тот же сигнал может попасть в точку приема дважды, если условия распространения окажутся столь благоприятными, что сигнал обойдет земной шар (в этом случае запаздывание будет равно примерно 130 мсек).

Диапазон коротких волн используется для трансконтинентальной и континентальной телеграфной, телефонной и фотосвязи. Число каналов связи, позволяющих одновременно работать без взаимных помех, в этом диапазоне значительно больше, чем в диапазоне средних волн.

Распространение ультракоротких волн

Ультракороткие волны (УКВ) не отражаются регулярной ионосферой. Поверхностный луч УКВ очень сильно поглощается почвой и местными предметами. УКВ не могут огибать выпуклость земного шара, т. е. обладают малой дифракционной способностью. Поэтому дальность действия УКВ практически ограничена расстоянием прямой оптической видимости. Без учета рефракции расстояние прямой видимости определяется по формуле

$$D[\text{км}] = 3,57 (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}),$$

где h_1 и h_2 — высоты передающей и приемной антенн над землей в метрах (рис. 4.116).

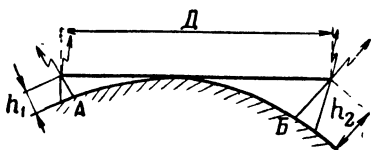


Рис. 4.116. Дальность прямой видимости



Рис. 4.117. Увеличение дальности прямой видимости за счет нормальной рефракции

С учетом рефракции дальность видимости увеличивается примерно на 15% (рис. 4.117) и может быть определена по формуле

$$D[\text{км}] = 4,15 (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}).$$

Рефракцией называется преломление радиолучей в нижних слоях атмосферы; это явление вызывается неоднородностью атмосферы. Диэлектрическая проницаемость воздуха зависит от его влажности, температуры и давления. Непосредственно у поверхности земли диэлектрическая проницаемость воздуха больше единицы. С увеличением высоты влажность, давление и температура воздуха понижаются, а диэлектрическая проницаемость приближается к единице. Поэтому атмосферу можно представить себе состоящей из большого числа слоев, имеющих различные диэлектрические проницаемости. При переходе от слоя к слою луч отклоняется к земле, т. е. искривляется.

В атмосфере могут быть созданы такие условия, при которых кривизна радиолуча окажется равной кривизне земной поверхности (или несколько меньше ее). В этом случае радиоволны будут распространяться параллельно земной поверхности на расстояния, значительно превышающие дальность прямой видимости. Это явление называется критической атмосферной рефракцией.

В 1944—1945 гг. было обнаружено явление сверхдального распространения дециметровых и сантиметровых волн; это явление

получило название сверхрефракции. Чаще всего оно наблюдается над водными пространствами при переходе от плохой погоды к хорошей, когда в атмосфере образуются слои воздуха с резко различными диэлектрическими проницаемостями. Границы этих слоев играют роль стенок волновода, между которыми распространяются радиоволны на сверхдальние расстояния. Для образования волновода в атмосфере необходима температурная инверсия, при которой с увеличением высоты наблюдается повышение температуры и резкое уменьшение влажности. Обычно атмосферный волновод образуется между землей и расположенным над ней на некоторой высоте слоем теплого и сухого воздуха, обладающего температурной инверсией. Возможно образование атмосферного волновода на некоторой высоте над землей. В этом случае волновод ограничивается слоем холодного и влажного воздуха и расположенным выше него слоем теплого и сухого воздуха. Высота атмосферного волновода составляет несколько десятков метров, поэтому явление сверхрефракции наблюдается на УКВ.

Явления критической рефракции и сверхрефракции наблюдаются крайне редко, т. е. относятся к числу нерегулярных явлений. С помощью этих явлений нельзя объяснить причину регулярных значительных превышений дальности действия УКВ над дальностью прямой видимости с учетом нормальной рефракции. Практика использования диапазона УКВ показывает, что при достаточной мощности передатчика дальность радиосвязи на этих волнах может достигать 1000 км и более, т. е. в десятки и сотни раз превышать дальность прямой видимости. Явление регулярного сверхдального распространения УКВ можно объяснить двумя факторами. Во-первых, рассеиванием волн в тропосфере, увеличивающим дальность действия до 500—1000 км, и, во-вторых, рассеиванием волн в ионосфере, позволяющим принимать рассеянные волны на расстоянии более 1000 км от передатчика.

Рассеивание волн тропосферой вызывается ее «зернистым», т. е. неоднородным, строением. Зернистость тропосферы объясняется беспорядочным вихревым (турбулентным) движением воздуха вследствие неодинакового нагревания (охлаждения) различных участков земной поверхности. Отдельные мелкие завихрения воздуха («зерна») имеют коэффициент преломления, несколько отличающийся от коэффициента преломления окружающей среды, благодаря чему они рассеивают волны. Рассеянные на высоте 5—10 км волны возвращаются на землю на больших расстояниях от передатчика.

Рассеивание метровых волн ионосферой вызывается теми же причинами. Ионосфера имеет неоднородное строение, и ионизированные массы воздуха непрерывно перемещаются. Основная причина этого — тепловое и гравитационное воздействие солнца. При перемещении ионизированного газа образуются отдельные мелкие завихрения, что значительно повышает концентрацию в них свободных электронов. Образованию неоднородностей в ионосфере способствует также метеорный поток. Наличие неоднородностей в

ионосфере («зерен») является причиной рассеивания радиоволн.

Радиус действия поверхностного луча не зависит от времени года и суток, но сильно зависит от рельефа местности.

Ультракороткие волны отражаются от самолетов, кораблей, танков и других сравнительно небольших предметов. На приемники УКВ не действуют атмосферные помехи, источниками которых являются грозные разряды.

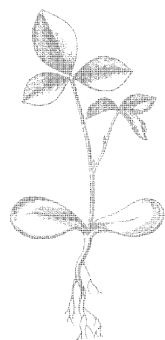
Волны сантиметрового диапазона поглощаются и рассеиваются дождем, градом, снегом, туманом, облаками. Кроме того, на сантиметровых и миллиметровых волнах наблюдается так называемое характеристическое, или резонансное, поглощение, вызываемое воздействием радиоволн на электроны, находящиеся на внешней оболочке молекул газа. Например, волна длиной 1,3 см поглощается парами воды, а волны длиной 0,5 и 0,25 см — кислородом воздуха.

Дождь, снегопад и облака отражают сантиметровые волны; с укорочением волны коэффициент отражения возрастает. Особенно заметно влияние осадков на распространение волн короче 3 см.

Ультракороткие волны занимают весьма широкий спектр частот, в котором может одновременно работать большое число радиостанций без взаимных помех. Взаимные помехи исключаются и при одновременной работе многих радиостанций на одной волне, если станции расположены на расстояниях, превышающих их радиус действия.

Благодаря широкому спектру частот на УКВ можно использовать импульсный метод и широкополосную частотную модуляцию.

УКВ широко используются в радиолокации, радионавигации, радиотелемеханике, радиоастрономии, радиометеорологии, радиорелейных линиях в связи и телевидении. С помощью ретрансляторов, установленных на искусственных спутниках Земли, в Советском Союзе осуществляется сверхдальняя радиотелефонная связь и передача телевизионных программ.



ОГЛАВЛЕНИЕ

	<i>Стр.</i>
Введение	3
1. Предмет радиотехники	—
2. Радио — изобретение русского ученого	4
3. Краткие сведения о радиосвязи	6
4. Краткие сведения о радиолокации	7
5. Применение радиолокационных станций в военном деле	9

Глава I

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ КОНТУРЫ

§ 1. Элементы колебательного контура	13
1. Общие замечания о колебательном контуре	—
2. Емкость в цепи переменного тока	14
3. Добротность (качество) конденсатора и угол потерь	16
4. Индуктивность в цепи переменного тока	18
5. Поверхностный эффект	20
6. Добротность (качество) катушек	23
7. Детали колебательного контура	25
§ 2. Свободные колебания в замкнутом контуре	28
1. Колебания в идеальном контуре	—
2. Величины, характеризующие свободные колебания	32
3. Затухание колебаний в контуре	37
4. Условия возникновения свободных колебаний в контуре	40
§ 3. Вынужденные колебания в последовательном контуре	41
1. Условия резонанса	42
2. Процессы, происходящие в последовательном контуре при резонансе	44
3. Резонансные кривые последовательного контура	47
4. Резонансная кривая в относительном масштабе	52
5. Полоса пропускания контура	54
6. Применение последовательного контура в радиотехнических устройствах	56
§ 4. Вынужденные колебания в параллельном контуре	61
1. Условия резонанса	—
2. Процессы, происходящие в цепи при резонансе токов	63
3. Резонансное сопротивление параллельного контура	66
4. Зависимость сопротивления параллельного контура от частоты	70
5. Резонансные кривые и полоса пропускания параллельного контура	72
6. Расширение полосы пропускания контура	75
7. Контурь II и III видов	78
§ 5. Связанные контуры	80
1. Виды связи	81
2. Коэффициент связи	84

	<i>Стр.</i>
3. Анализ системы двух связанных контуров	86
4. Вносимое сопротивление	88
5. Величина вносимого сопротивления	92
6. Баланс мощностей в связанных контурах. Коэффициент полезного действия системы связанных контуров	96
7. Получение наибольшего тока во вторичном контуре. Степени связи	97
8. Зависимость токов $I_{1 \text{ рез}}$, $I_{2 \text{ рез}}$ и КПД системы от коэффициента связи	100
9. Настройка связанных контуров	101
10. Резонансные кривые системы двух связанных контуров	102
11. Полоса пропускания связанных контуров	110
12. Полосовые фильтры	111
§ 6. Борьба с паразитными связями между контурами. Особенности контуров УКВ	113
1. Экранирование катушек	—
2. Влияние экрана на параметры катушки	114
3. Устранение емкостной связи	115
4. Особенности контуров УКВ	116

Глава 2

ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ

§ 1. Типы линий и их параметры	119
1. Назначение и состав антенно-фидерных устройств	—
2. Параметры линий	121
3. Типы линий	123
§ 2. Бегущие волны в линии	127
1. Бегущие волны в линии без потерь	—
2. Электромагнитное поле бегущих волн	132
3. Бегущие волны в линии с потерями	134
§ 3. Стоячие волны в разомкнутой линии	136
1. Отражение волн от конца линии	—
2. Стоячие волны в разомкнутой линии и их особенности	139
3. Входное сопротивление разомкнутой линии	147
4. Линия с емкостной нагрузкой	149
§ 4. Стоячие волны в короткозамкнутой линии	151
1. Образование стоячих волн	—
2. Входное сопротивление короткозамкнутой линии	154
3. Линия с индуктивной нагрузкой	155
§ 5. Смешанные волны в линии	157
1. Распределение амплитуд напряжения и тока	—
2. Входное сопротивление	162
3. Трансформация сопротивлений с помощью линий	164
4. Баланс мощности в нагруженной линии	165
§ 6. Согласование линий	168
1. Необходимость согласования линий	—
2. Согласующие трансформаторы с сосредоточенными индуктивностями	169
3. Четвертьволновый трансформатор	—

	<i>Стр.</i>
4. Одиночный шлейф	171
5. Согласование двумя шлейфами	173
§ 7. Переходные устройства	175
1. Симметричные и несимметричные линии	—
2. Четвертьволновый экран	176
3. Симметрирующий трансформатор	177
4. Диапазонные переходные устройства	181
5. Вращающиеся сочленения в коаксиальных линиях	182
§ 8. Некоторые применения резонансных линий	184
1. Применение линий в качестве колебательных контуров	—
2. Металлические изоляторы	187
§ 9. Переходные процессы в линии	188
1. Включение постоянного напряжения в разомкнутую линию	—
2. Включение постоянного напряжения в короткозамкнутую линию	192
3. Включение постоянного напряжения в нагруженную линию	193
4. Разряд линии через сопротивление	194
§ 10. Полосковые и однопроводные линии	197

Глава 3

ВОЛНОВОДЫ И ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

§ 1. Краткие сведения из теории электромагнитного поля	200
1. Назначение волноводов	—
2. Основные свойства электромагнитного поля	201
3. Волны поперечные, поперечно-электрические и поперечно-магнитные	205
§ 2. Распространение волн в волноводах	209
1. Волна H_{10} в прямоугольном волноводе	—
2. Предельная волна. Фазовая и групповая скорости волн в волноводах	213
3. Другие типы волн в прямоугольном волноводе	215
4. Основные типы волн в круглых волноводах	220
5. Волновое сопротивление волновода	221
§ 3. Возбуждение, согласование и сочленение волноводов	223
1. Возбуждение волн в волноводах	—
2. Согласование волноводов	227
3. Разветвления волноводов	230
4. Сочленения волноводов	233
§ 4. Объемные резонаторы	237
1. Общие сведения об объемных резонаторах	—
2. Прямоугольный резонатор	238
3. Круговой цилиндрический резонатор	241
4. Неволноводные резонаторы	242

Глава 4

АНТЕННЫ

§ 1. Параметры антенн	245
1. Классификация антенн	—
2. Понятие об излучении электромагнитных волн	247

3. Свойства поля излучения	248
4. Параметры передающих антенн	252
5. Параметры приемных антенн	260
§ 2. Элементарные излучатели электромагнитных волн	263
1. Электрический элементарный вибратор	—
2. Элементарный магнитный вибратор	265
3. Элементарная излучающая площадка	267
§ 3. Симметричный вибратор	269
1. Распределение тока по вибратору	—
2. Характеристики и параметры симметричного вибратора	270
3. Способы расширения полосы пропускания вибраторных антенн	275
4. Способы питания симметричных вибраторов	277
§ 4. Многовибраторная антенна	280
1. Принцип действия	—
2. Характеристика направленности	281
3. Директорная антенна	286
§ 5. Влияние земли на характеристику направленности антенны	290
1. Метод зеркальных изображений	—
2. Влияние земли на характеристику направленности сложных антенн	293
§ 6. Зеркальные антенны	296
1. Принцип действия	—
2. Направленные свойства параболических антенн	298
3. Другие типы параболических антенн	301
§ 7. Рупорные антенны	303
1. Волноводные излучатели	—
2. Секториальные рупоры	305
3. Пирамидальный рупор	307
§ 8. Линзовые антенны	308
1. Принцип действия. Основные типы линзовых антенн	—
2. Ускоряющие линзы	311
3. Металловоздушные линзы	312
§ 9. Щелевые антенны	313
1. Щелевой излучатель	—
2. Многощелевые волноводные антенны	316
§ 10. Антенны поверхностных волн (АПВ)	319
1. Основные свойства поверхностных волн	—
2. Основные типы антенн поверхностных волн	320
3. Стержневые антенны поверхностных волн	321
4. Плоские антенны поверхностных волн	322
5. Спиральные антенны	323
§ 11. Несимметричный вибратор	327
§ 12. Антенны бегущей волны	331
1. Принцип действия антенны бегущей волны	—
2. Излучение линейного провода, обтекаемого током бегущей волны	334
3. Однопроводная антенна бегущей волны	335
4. Ромбическая антенна	337

	<i>Стр.</i>
§ 13. Основные методы сканирования	338
§ 14. Антенные переключатели	342
1. Назначение антенных переключателей и требования, предъявляе- мые к ним	—
2. Переключатель метровых волн	344
3. Переключатель сантиметровых волн для работы с коаксиаль- ными линиями	346
4. Переключатели в волноводах	349
§ 15. Распространение радиоволн	356
1. Общие сведения	—
2. Особенности распространения волн различных диапазонов . . .	363

*Калашников А. М.
Степук Я. В.*

Колебательные системы

**Редактор Ширяев Н. П. Художник Афанасьев В. П. Худож. редактор Прозоровская Р. И.
Технический редактор Медникова А. Н. Корректор Канаева В. П**

Г-10609	Слано в набор 26,8.71 г.	Полписано к печати 17.01.72 г.
	Формат бумаги 60×90 ¹ / ₁₆ — 23 ¹ / ₂ печ. л.=23,5 усл. печ. л. 23,626 уч.-изд. л.	
	Бумага типографская № 2 Тираж 42 000 экз.	
	Цена 97 коп.	

Изд. № 6/3004

Зак. 527

Ордена Трудового Красного Знамени
Военное издательство Министерства обороны СССР
103160, Москва, К-160
2-я типография Воениздата
Ленинград, Д-65, Дворцовая пл., 10

