

Д.М.Сазонов

АНТЕННЫ И УСТРОЙСТВА СВЧ

Допущено
Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебника
для студентов вузов, обучающихся
по специальности «Радиотехника»



МОСКВА • ВЫСШАЯ ШКОЛА • 1988

ББК 32.845
С14
УДК 621.396.67

Р е ц е н з е н т ы:

кафедра антенно-фидерных устройств Московского института радиотехники, электроники и автоматики (зав. кафедрой д-р техн. наук, проф. В. В. Никольский); кафедра технической электродинамики и антенн Ленинградского электротехнического института связи им. М. А. Бонч-Бруевича (зав. кафедрой д-р техн. наук, проф. Б. И. Машковцев)

Сазонов Д. М.

C14 Антенны и устройства СВЧ: Учеб. для радиотехнич.-спец. вузов.— М.: Высш. шк., 1988.— 432 с.: ил.

ISBN 5—06—001149—6

Учебник состоит из двух частей. В первой части изложены основные понятия, расчетные методы и принципы конструктивной реализации современных антенных устройств СВЧ и трактов питания антенн. Изложение ведется с использованием матричного описания цепей СВЧ, ориентированного на применение ЭВМ и овладение современными методами проектирования с использованием САПР. Во второй части изложены основные понятия, расчетные методы и конструктивные схемы современных антенных устройств. Особое внимание уделено сканирующим фазированным антенным решеткам и апертурным антennам.

С 2402020000(4307000000)—191
001(01)—88 154—88

**ББК 32.845
6Ф2.12**

ISBN 5—06—001149—6

© Издательство «Высшая школа», 1988

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основной целью изучения дисциплины «Антенны и устройства СВЧ» является усвоение теоретических понятий, расчетных методов и принципов конструирования современных антенных систем и трактов их питания, включая подготовку к пользованию существующими и разрабатываемыми системами автоматизированного проектирования. Предполагается знание общих разделов высшей математики, основ теории цепей, уравнений Максвелла. Из курса электродинамики читателям должны быть известны характеристики электромагнитных волн в линиях передачи и в неограниченном пространстве, а также основополагающие принципы взаимности, двойственности, эквивалентности и энергетическая теорема Умова — Пойнтинга. В порядке напоминания соответствующие сведения в кратком виде даны в приложении к учебнику.

Материал настоящего учебника сохраняет преемственность с учебником Г. Т. Маркова, Д. М. Сазонова «Антенны» (1975) и учебным пособием Д. М. Сазонова, А. Н. Гридина, Б. А. Мишустина «Устройства СВЧ» (1981). В отличие от указанных книг здесь теоретические вопросы и примеры конструкций антенн и устройств СВЧ рассматриваются параллельно, без разделения материала на две отдельные части. Из-за ограниченности объема не выделены разделы, посвященные измерению характеристик антенн и устройств СВЧ, а также антennам коротких, средних и длинных радиоволн. Однако соответствующие теоретические предпосылки по данным вопросам содержатся в других главах книги в объеме, соответствующем программе курса. Для углубленного изучения этих вопросов рекомендуем обратиться к работам [5, 6], а также к гл. 15—16 учебника [1].

Автором с глубокой благодарностью приняты и учтены критические замечания и советы уважаемых рецензентов: профессоров В. В. Никольского и А. З. Фрадина, доцентов В. Б. Брауде и В. М. Гончаренко. Автор также выражает признательность коллегам по кафедре «Антенные устройства и распространение радиоволн» Московского энергетического института (зав. кафедрой — д-р техн. наук, проф. Е. Н. Васильев) за постоянное внимание и поддержку при работе над книгой и благодарит читателей, приславших замечания и предложения по ранее вышедшим книгам «Антенны» и «Устройства СВЧ».

Отзывы и предложения следует направлять по адресу: 101430, Москва, ГСП-4, Неглинная ул., д. 29/14, издательство «Высшая школа».

Д. М. Сазонов

ВВЕДЕНИЕ

Неотъемлемыми составными частями современных радиотехнических средств являются антенные системы и обслуживающие их тракты СВЧ. Чтобы понять роль и значение антенн и трактов, рассмотрим обобщенную структурную схему радиотехнической системы, показанную на рис. В.1. Назначение передающей антенны состоит в преобразовании направляемых электромагнитных волн, распространяющихся от передатчика по линиям передачи тракта, в расходящиеся электромагнитные волны свободного пространства.

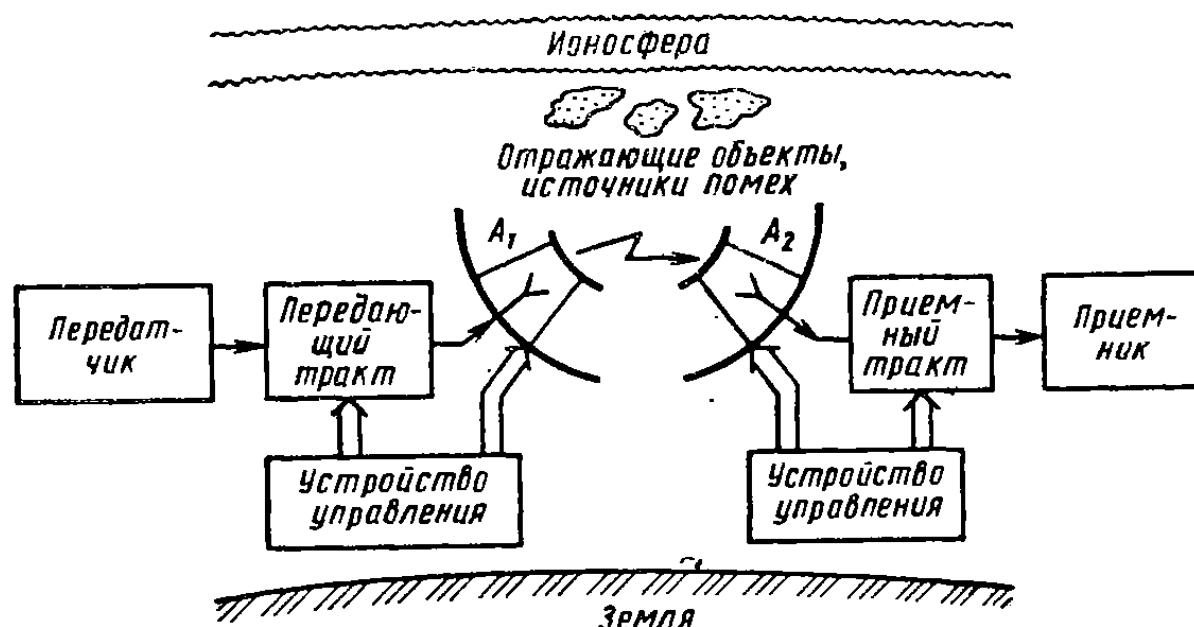


Рис. В.1. Структурная схема радиосистемы

Приемная антenna, напротив, преобразует падающие на нее свободные пространственные волны в направляемые по линиям передачи волны, поступающие в приемный тракт. Это преобразование свободных электромагнитных волн в связанные неизбежно сопровождается некоторым обратным излучением. Поле обратного излучения приемной антенны накладывается на первичное поле передающей антенны таким образом, что общая переносимая на бесконечность мощность этих двух полей оказывается уменьшенной на извлеченную приемной антенной из падающего на нее поля мощность. Принципиальной разницы между устройством передающей и приемной антенн нет. Согласно известному из теории электромагнетизма принципу взаимности, любая антenna может использоваться и для радиопередачи, и для радиоприема. Поэтому в ряде радиосистем функции излучения и приема радиоволн могут успешно осуществляться одной и той же антенной.

К антеннам современных радиосистем предъявляется много требований, среди которых решающее значение имеют два. Первое требование — направленность действия, т. е. распределение электромагнитной мощности в пространстве (или реакция на приходящее электромагнитное поле при радиоприеме) по определенному закону. В одних случаях желательно обеспечить равномерность действия антенны по всем направлениям, в других требуется концентрировать излучение или осуществлять радиоприем в пределах достаточно узкого углового сектора — так называемого луча. Для формирования узкого луча размеры антенны должны во много раз превышать рабочую длину волны радиосистемы. Второе требование — излучение или радиоприем должны сопровождаться минимальными потерями электромагнитной мощности на нагрев проводников и диэлектриков антенны, т. е. антенна должна иметь высокий КПД. Проблема достижения высокого КПД особенно остро проявляется при создании антенн, размеры которых малы в сравнении с длиной волны.

Для понимания особенностей функционирования антенн в реальных условиях, правильного выбора рабочих частот радиосистемы и параметров антенн большое значение имеют свойства среды, в которой распространяются электромагнитные волны. Однако эти вопросы составляют содержание отдельного курса «Электродинамика и распространение радиоволн». Поэтому по установленвшейся традиции в данном учебнике характеристики антенн изучаются в идеализированных условиях свободного пространства, а свойства среды и условия внешнего окружения антенн могут быть учтены затем методами теории распространения волн.

Весьма важное значение в функционировании радиосистем имеют тракты СВЧ (рис. В.1), соединяющие антенны с передающей или приемной радиоаппаратурой. Тракт осуществляет канализацию электромагнитных волн, обеспечивает правильный режим работы выходных и входных цепей передатчика и приемника, выполняет предварительную частотную фильтрацию сигналов, может содержать коммутирующие цепи и вращающиеся сочленения, устройства управления положением луча антенны в пространстве и поляризацией радиоволн, устройства контроля функционирования системы. Кроме антенных устройств тракты СВЧ широко используются в разнообразной измерительной аппаратуре, в частности для определения параметров различных сред, в ускорителях элементарных частиц, при нагреве СВЧ и сушке изделий, в медицине и др. Поэтому в более широком смысле под трактом СВЧ понимают совокупность устройств СВЧ, сочлененных между собой определенным образом для достижения поставленных целей. Наиболее распространенными элементами тракта являются отрезки линий передачи, переходные и стыковочные узлы, согласующие элементы, ответвители и поглотители мощности, фильтры, фазовращатели, невзаимные устройства с ферритами, коммутирующие устройства.

В подавляющем большинстве случаев как антенны, так и обслуживающие их тракты относятся к классу линейных и пассивных радиотехнических устройств и в конструктивном отношении представляют собой сочетание деталей и элементов, выполненных из проводников, диэлектриков и магнитодиэлектриков.

В последние годы в антенных системах и трактах СВЧ важную роль стали играть устройства управления их работой (рис. В.1), особенно в антенах с быстрым перемещением луча в пространстве. Такие антенны, называемые фазированными антенными решетками (ФАР), обычно строятся в виде системы большого числа отдельных излучателей, фазы высокочастотного возбуждения которых регулируются независимо с помощью быстродействующих полупроводниковых или ферритовых управляющих устройств по командам ЭВМ. Вопросы создания управляющих систем для антенн и трактов относятся к курсам «Радиотехнические системы» и «Радиоавтоматика» и поэтому здесь не рассматриваются. Однако при изложении теории антенн будут специально обсуждены возможности и способы управления положением луча антенны в пространстве, а при рассмотрении элементов трактов СВЧ — технические средства для регулирования амплитуд и фаз возбуждения излучателей антенных решеток.

Процессы излучения и приема радиоволн антенами, а также процессы передачи электромагнитных волн в трактах СВЧ и образующих их элементах относятся к весьма сложным *волновым процессам*. Адекватное математическое описание этих процессов дает общая теория электромагнитного поля (электродинамика), основанная на решении системы дифференциальных уравнений Максвелла, дополненной материальными уравнениями для сред и граничными условиями.

Несмотря на внешнюю относительную простоту и физическую четкость уравнений Максвелла, их прямое использование при проектировании конкретных антенн и трактов чаще всего не приводит к желаемым результатам из-за серьезных математических трудностей. Оказывается, что строгие и полные решения электродинамических задач даже для простейших антенн (например, уединенных вибраторов или щелевых излучателей) и типовых элементов трактов (например, скачков размеров линий передачи, диафрагм в волноводах, разветвлений) приводят к слишком сложным векторным функциям напряженностей электрического и магнитного полей от трех пространственных координат. Однако в большинстве случаев при разработке антенн или трактов не обязательно воссоздавать полную картину электромагнитного поля в любой точке пространства. Важно уметь определять и обеспечивать в разрешенных допусках требуемые характеристики антенны (диаграммы направленности, входные сопротивления и т. д.) и ответные реакции тракта на заданные воздействия.

При расчете электрических характеристик антенн или трактов

наряду со строгим решением граничных задач с успехом используются и более простые инженерные подходы. Здесь в первую очередь следует отметить общую теорию цепей СВЧ, базирующуюся на матричном аппарате линейной алгебры, теории функции комплексного переменного и некоторых других разделах математики. Одной из центральных идей общей теории цепей СВЧ является возможность замены любых линий передачи электромагнитных волн эквивалентными длинными линиями с распределенными параметрами. Другим элементам тракта или элементам антенн (стыкам волноводов, нагрузкам, диафрагмам, излучающим щелям, наборам вибраторов и т. д.) ставятся в соответствие эквивалентные многополюсники. Эти многополюсники описываются либо матрицами параметров (матрицы рассеяния, сопротивления или передачи), либо схемами замещения той или иной степени сложности. Параметры эквивалентных многополюсников или их схем замещения устанавливаются из условий соответствия найденных по схеме замещения электрических характеристик конкретного элемента в нужной полосе частот точным результатам, полученным путем строгого решения соответствующей граничной задачи электродинамики либо из прецизионных измерений.

Когда в распоряжении разработчика антенн и трактов оказывается достаточно широкий набор схем замещения стандартных узлов, именуемых *базовыми элементами*, дальнейшая работа по анализу и синтезу сложных антенн и трактов может производиться с помощью алгоритмов объединения базовых элементов в общую схему. Подробности поведения электромагнитных полей в отдельных устройствах оказываются при этом уже ненужными, а сам алгоритм объединения реализуется с помощью ЭВМ по заранее составленным и отлаженным программам вычислений. Набор таких программ вместе с банком характеристик базовых элементов составляет ядро *системы автоматизированного проектирования антенных устройств и трактов* определенного класса.

Наряду с общей теорией цепей СВЧ при проектировании современных антенн и трактов широко применяются и другие приближенные теории, среди которых следует отметить геометрическую оптику, физическую оптику, скалярную теорию дифракции, геометрическую теорию дифракции.

Исторический обзор. Истоки современной теории и техники антенн и трактов СВЧ восходят к XIX в. Возникновение первых серьезных научных представлений об электромагнитном поле принято связывать с известными экспериментами М. Фарадея (1791—1867). Строгую математическую основу электромагнетизма заложил в 1864 г. Д. К. Максвелл (1831—1879) в виде системы универсальных уравнений. Вслед за этим наиболее значительные теоретические и экспериментальные исследования структуры полей элементарного диполя и других простейших излучателей электромагнитных волн были выполнены Г. Герцем (1857—1894), не усмотревшим,

однако, практического значения в наблюдаемых им явлениях. И только в 1895 г. нашим великим соотечественником А. С. Поповым (1859—1906) были созданы первые технически оформленные антенны: излучающая (в виде квадратных металлических листов, закрепленных на концах герцевского вибратора) и приемная (в виде вертикального проводника и системы заземления). Теоретическая трактовка вибраторной антенны как совокупности диполей принадлежит немецкому ученому М. Абрагаму, сформулировавшему в 1900 г. понятие о сопротивлении излучения антенны.

В конце XIX в. Дж. Дж. Томсоном (1893) и Рэлеем (1897) были также высказаны соображения о теоретических перспективах передачи электромагнитных волн по металлическим трубам, однако практическая реализация этих идей задержалась почти на 35 лет.

Подлинное становление антенной техники и техники устройств СВЧ произошло в 40—50-е годы нашего столетия. Условно можно выделить следующие основные периоды развития антенн и высокочастотных трактов.

1. Период проволочных антенн длинноволнового и средневолнового диапазонов (1900—1925). Размеры антенн были малы по сравнению с применявшимися рабочими длинами волн, и основная трудность состояла в обеспечении приемлемого КПД излучения. В наиболее совершенных антенах того времени использовались мачты высотой до 150 м и разветвленные системы заземления. Очень плодотворной оказалась идея Александерсена о построении вертикальной антенны с несколькими синфазно настроенными снижениями и развитой горизонтальной частью. В 1917—1918 гг. М. В. Шулейкиным был разработан и опубликован метод расчета емкости и индуктивности сложных длинноволновых радиосетей.

2. Период коротковолновых антенн (1920—1935). С освоением диапазона коротких волн размеры антенн стали не только соизмеримыми, но и могли существенно превышать рабочую длину волны. Поэтому появились возможности реализовать направленное действие антенн. Среди многих достижений антенной техники этого периода следует отметить появление многовибраторных синфазных антенн (прообраз современных антенных решеток), созданных под руководством М. А. Бонч-Бруевича и В. В. Татаринова (радиолиния Москва—Ташкент, 1926 г.).

3. Начало освоения УКВ связано у нас с работами Б. А. Введенского и А. И. Данилевского и относится к 1921 г. Однако периодом становления антенн УКВ и трактов их питания следует считать десятилетие с 1930 по 1940 гг. В этот период появились эффективные источники непрерывных колебаний дециметрового и сантиметрового диапазонов длин волн, что дало мощный импульс практической реализации волноводов и стимулировало поиски технических решений различных элементов волноводного тракта. Развитие техники телевидения и УКВ-вещания привело к необходимости построения широкополосных антенн. Зародилась техника рупорных антенн и антенн квазиоптического типа — зеркальных и линзовых.

4. Революционизирующее влияние на antennную технику и технику устройств СВЧ периода 1940—1960 гг. оказалось стремительное внедрение радиолокационных систем сантиметрового и дециметрового диапазонов. Именно в это время были заложены теоретические основы инженерных расчетов наиболее распространенных остронаправленных антенн: зеркальных, рупорных, линзовых. Особо следует отметить широкое внедрение разнообразных щелевых антенн (резонаторных и в виде решеток на прямоугольных волноводах) и появление сверхширокополосных излучателей (логопериодические и логосpirальные антенны). В 1950—1960 гг. получила определенное завершение и теория пассивных элементов тракта на прямоугольных и коаксиальных волноводах, появились невзаимные ферритовые устройства и управляемые ферритовые фазовращатели. Зарождалась техника полосковых линий передачи и диэлектрических волноводов.

5. Совершенствование и развитие антенн и устройств СВЧ в настоящий период оказались тесно связанными со следующими ключевыми событиями: выходом человека в космическое пространство, немыслимым без соответствующего радиотехнического обеспечения; бурным прогрессом вычислительной техники на основе достижений интегральной технологии; быстрым освоением области миллиметровых волн и волн оптического диапазона; созданием технологий полосковых, микрополосковых и волоконно-оптических линий передачи, что привело к миниатюризации и улучшению качественных показателей трактов СВЧ и соответствующих антенн.

Наиболее значительными достижениями этого периода в области antennной техники являются практическая реализация фазированных antennных решеток с быстрым электрическим сканированием луча (время перемещения луча порядка единиц и долей микросекунды), создание развертываемых в космосе остронаправленных зеркальных антенн и решеток, предназначенных для глобальных систем радиосвязи и радиовещания и для систем исследования природных ресурсов Земли, создание гигантских наземных полноповоротных антенн с диаметром зеркал 60—100 м для радиоастрономических исследований и радиосвязи с объектами в глубоком космосе.

Становление современной теории и техники устройств СВЧ и antenn потребовало усилий многих тысяч инженеров и ученых разных стран. Мы можем гордиться вкладом нашей страны в этой области. Еще в 1927 г. чл.-корр. АН СССР А. А. Пистолькорсом была создана основополагающая теория однопроводных и многопроводных линий передачи. Эта теория в 1930—1940 гг. была существенно развита проф. В. В. Татариновым, предложившим наиболее распространенный метод измерения комплексных входных сопротивлений в линиях передачи по продольному распределению напряжения или тока и создавшим ряд классических схем согласования нагрузок с линией передачи.

В 1939 г. А. А. Пистолькорс и М. С. Нейман разработали теоретические основы и первые конструкции направленных ответвителей — основных «строительных элементов» современных разветвленных трактов СВЧ. Применение направленных ответвителей в качестве рефлектометров — приборов для измерения коэффициента отражения в линиях передачи — было предложено в 1940 г. советским ученым А. Р. Вольпертом. Им же в 1939 г. была предложена круговая номограмма для линий передачи, существенно облегчившая инженерные расчеты режимов линий и согласующих устройств.

Сложные теоретические вопросы возбуждения волноводов были впервые разработаны в 1940—1950 гг. советскими учеными А. Л. Драбкиным, И. И. Вольманом, Г. В. Кисунько, Г. Т. Марковым, Е. М. Студенковым. Теория невзаимных устройств с ферритами была создана А. Л. Микаэляном, А. Г. Гуревичем и В. В. Никольским (60-е годы), теория переключающих и фазирующих устройств с полупроводниковыми диодами — Б. В. Сестрорецким (70-е годы), теория синтеза фильтров и направленных восьмиполюсников — А. Л. Фельдштейном и А. М. Моделем (60—70-е годы).

Значителен вклад советских ученых и в области антенной техники. До сих пор в инженерных расчетах многоэлементных антенн применяется метод наводимых электродвижущих сил, основанный на работах Д. А. Рожанского, И. Г. Кляцкина, А. А. Пистолькорса и В. В. Татаринова (1922—1928). Повсеместное признание получило понятие коэффициента направленного действия антennы, предложенное А. А. Пистолькорсом в 1928 г. Советский ученый М. С. Нейман (1935) впервые применил к изучению приемных антенн принцип взаимности, чем были заложены основы теории приемных антенн. М. С. Нейман также первым выдвинул в 1938 г. идею щелевой антенны. Фундаментальные основы теории этих антенн были заложены А. А. Пистолькорсом, который сформулировал принцип двойственности, устанавливающий соответствие характеристик проволочных и щелевых антенн (1944). Окончательное завершение теория щелевых антенн получила в 1945—1948 гг. в работах проф. Я. Н. Фельда. Важное значение в теории апертурных антенн (в частности, рупорных) имело строгое электродинамическое решение задачи об излучении из открытого конца волновода, полученное в 1958 г. чл.-кор. АН СССР Л. А. Вайнштейном.

Особенно велик вклад советских ученых в теорию синтеза антенн по заданной форме диаграммы направленности. Первые фундаментальные результаты в этом направлении были получены А. И. Узковым еще в 1945 г. В дальнейшем теория синтеза антенн получила развитие в трудах Л. Д. Бахраха, Я. Н. Фельда, Е. Г. Зелкина, В. И. Поповкина, В. П. Яковleva и других ученых.

Советские ученые явились также пионерами использования ЭВМ в электродинамических расчетах сложных излучающих систем и антенн. В частности, Е. Н. Васильевым еще в 1960 г. был использован метод интегральных уравнений для расчета с помощью

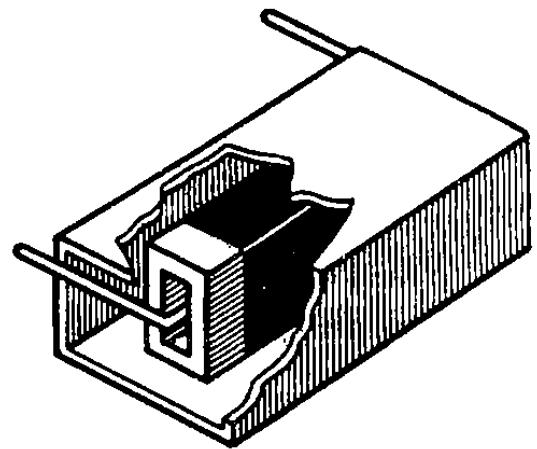
ЭВМ характеристик излучения антенн, размещенных вблизи металлических тел вращения. В 1970—1980 гг. В. В. Никольским и его сотрудниками был создан ряд оригинальных методов электродинамического расчета на ЭВМ волноводных и микрополосковых устройств и линий передачи.

Среди результатов, полученных советскими учеными в последнее время, следует отметить успешную разработку и внедрение методов восстановления на ЭВМ характеристик излучения крупногабаритных антенн по замерам амплитуд и фаз ближнего электромагнитного поля. Основоположниками этого перспективного направления исследования характеристик антенн явились чл.-кор. АН Армянской ССР. П. М. Геруни и чл.-кор. АН СССР Л. Д. Бахрах.

Заканчивая краткий обзор развития техники антенн и устройств СВЧ, можно с удовлетворением отметить, что в быстром историческом развитии антенны из простого средства увеличения дальности радиосвязи в первых приборах А. С. Попова превратились в определяющее звено радиосистем. Предельные возможности современных радиолокационных станций по дальности и точности пеленгации целей, предельные чувствительность и разрешающая способность радиотелескопов, предельные дальности радиосвязи в космосе с удаленными объектами и многие другие характеристики разнообразных радиосистем определяются технически достижимыми параметрами антенных устройств, в первую очередь — шириной луча, т. е. направленностью действия. Наиболее сложные современные антенные системы в сочетании с многоканальными трактами по своему функциональному назначению превратились в своеобразный технический аналог глаза, обеспечивающий «радиовидение».

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

УСТРОЙСТВА СВЧ



Глава 1

ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ В РАДИОСИСТЕМАХ И УСТРОЙСТВАХ

§ 1.1. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

Линией передачи называют устройство, ограничивающее область распространения электромагнитных колебаний и направляющее поток электромагнитной энергии к нагрузке. Линии передачи используют для передачи мощности от генераторов к потребителям, для образования резонансных систем — объемных резонаторов и колебательных контуров с распределенными параметрами, для трансформации (преобразования) полных сопротивлений нагрузок. Отрезки линий передачи применяют и для объединения отдельных устройств СВЧ в единый тракт.

Линия передачи называется *регулярной*, если в продольном направлении неизменны поперечное сечение и электромагнитные свойства заполняющих ее сред. Линия передачи называется *однородной*, если поперечное сечение заполнено однородной средой. Различают открытые линии передачи и волноводы. В *открытых линиях передачи* (многопроводные и полосковые линии, линии с поверхностью волной и др.) поперечное сечение не имеет замкнутого проводящего контура, охватывающего область распространения электромагнитной энергии. Напротив, в *волноводах* обязательно имеется одна или несколько проводящих поверхностей, полностью охватывающих область распространения электромагнитных колебаний.

При выборе того или иного типа линии передачи для построения конкретного тракта СВЧ решающее значение имеют следующие электрические характеристики и параметры.

Тип волны, структура электромагнитного поля и критическая частота. Эти характеристики определяются исходя из указанных размеров поперечного сечения путем решения граничных задач электродинамики. Как правило, линии передачи используются в режиме *волны основного типа* (основной волны), имеющей наименьшую критическую частоту ω_{cr} . Однако в некоторых применениях преимущество отдается *волнам высших типов* с критической частотой, превышающей частоту основной волны.

Различают следующие типы волн:

а) *поперечные электромагнитные волны — Т-волны*, не содержащие продольных составляющих электромагнитного поля. Они существуют только в линиях передачи, имеющих не менее двух изолированных проводников, причем критическая частота для Т-волн равна нулю;

б) *электрические волны — Е-волны*, не имеющие продольной составляющей магнитного поля;

в) *магнитные волны — Н-волны*, не имеющие продольной составляющей электрического поля;

г) *гибридные волны* типа НЕ или ЕН.

Как Н-, так и Е-волны характерны для волноводов с однородным диэлектрическим заполнением. Критические частоты Н- и Е-волн отличны от нуля и зависят от формы и размеров поперечного сечения, а также от параметров заполняющего диэлектрика. Для волноводов с правильной формой поперечного сечения (прямоугольник, круг и др.) существуют точные формулы расчета критической частоты или критической длины волны.

Для гибридных волн характерно наличие продольных составляющих как магнитного, так и электрического полей. Гибридные волны, как правило, существуют в линиях передачи с неоднородным диэлектрическим заполнением. Критические частоты гибридных волн сложным образом зависят от формы и размеров поперечного сечения, от параметров заполняющих диэлектрических сред. Соответствующие алгоритмы расчета оказываются громоздкими, и поэтому характеристики гибридных волн обычно определяют с помощью ЭВМ. Для некоторых типов гибридных волн критические частоты могут асимптотически стремиться к нулю.

Дисперсионная характеристика. Дисперсией называется зависимость фазовой скорости волны в линии передачи от частоты, а дисперсионная характеристика представляет собой конкретный вид этой зависимости, задаваемый формулой или графиком.

Линии передачи с Т-волнами не имеют дисперсии, и фазовая скорость в них на любой частоте равна скорости распространения плоской электромагнитной волны в среде, заполняющей линию передачи: $v_f = c(\epsilon_r \mu_r)^{-1/2}$, где c — скорость света в вакууме; ϵ_r и μ_r — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости диэлектрика, заполняющего линию передачи.

Фазовые скорости Н- и Е-волн в полых волноводах зависят от частоты и превышают скорость света для среды, заполняющей волновод. Дисперсионная зависимость в любом однородном волноводе определяется формулой

$$v_{\phi} = c(\epsilon_r \mu_r)^{-1/2} [1 - (\lambda_0 / \lambda_{kp})^2]^{-1/2},$$

где λ_{kp} — критическая длина волны с учетом диэлектрического заполнения; λ_0 — длина волны колебаний в вакууме. Соответственно длина волны в полом волноводе с Н- и Е-волнами

$$\lambda_v = \lambda_0 (\epsilon_r \mu_r)^{-1/2} [1 - (\lambda_0 / \lambda_{kp})^2]^{-1/2}.$$

Для гибридных волн фазовая скорость зависит от частоты более сложным образом и расчет соответствующих дисперсионных характеристик производится на ЭВМ по специальным программам. Дисперсия заметно влияет на частотные характеристики устройств, построенных на отрезках линий передачи, и должна приниматься во внимание при проектировании таких устройств.

Коэффициент затухания. Распространение электромагнитной волны вдоль любой реальной линии передачи сопровождается ослаблением мощности бегущей волны по закону $P(\xi) = P(0) e^{-2ax}$, где $P(0)$ — мощность, переносимая бегущей волной через начальное сечение линии передачи; a — коэффициент затухания; ξ — расстояние вдоль линии передачи в сторону движения волны. Затухание обусловлено неизбежным расходом части распространяющейся мощности на нагрев проводников и диэлектриков, а также на образование паразитного излучения. Коэффициент затухания принято выражать в логарифмических единицах — неперах на метр: $a = -0,5 \ln [P(0)/P(1)]$ или децибелах на метр: $a = 10 \lg [P(0)/P(1)]$. Между этими единицами существует очевидное соотношение: $1 \text{ дБ/м} \approx 0,115 \text{ Нп/м}$ или $1 \text{ Нп/м} \approx 8,68 \text{ дБ/м}$.

Способы расчета коэффициента затухания в линиях передачи изучаются в электродинамике. Напомним, что наиболее употребительная формула для расчета коэффициента затухания (Нп/м) имеет следующий вид: $a = P_1 / 2P(0)$, где P_1 — удельная мощность потерь на единицу длины линии передачи.

При расчете удельной мощности потерь обычно полагают, что структура полей и распределение токов по поверхности проводников линии передачи сохраняются такими же, как и при отсутствии потерь. На основании теории скин-эффекта глубина проникновения поля в проводник δ (см) и удельное сопротивление квадрата поверхности проводника R_s (Ом) определяются формулами

$$\delta = 3,8 \cdot 10^{-5} \sqrt{\lambda_0 / \mu_m}, \quad R_s = 0,045 A \sqrt{\mu_m / \lambda_0}, \quad (1.1)$$

где μ_m — относительная магнитная проницаемость металла; λ_0 — длина волны генератора, см; $A = \sqrt{\sigma_{Cu}/\sigma_m}$ — коэффициент, учитывающий отличие проводимости металла проводника от проводимости меди ($A=1$ для меди; 0,98 для серебра; 1,35 для алюминия; 2,1 для латуни; 1,2 для золота).

Удельную мощность потерь в проводниках линии передачи можно найти интегрированием элементарных потерь $0,5|J_m|^2R_s$ по периметру поперечного сечения проводников линии передачи, где J_m — поверхностная плотность электрического тока.

Удельную мощность потерь в заполняющем диэлектрике рассчитывают обычно с использованием выражения для неискаженной структуры электрического поля E_m в линии передачи путем интегрирования элементарных потерь $0,5|E_m|^2\omega\epsilon_r \operatorname{tg} \delta_d$ по площади поперечного сечения диэлектрика (здесь ϵ_r и $\operatorname{tg} \delta_d$ — параметры диэлектрика, заполняющего данную часть линии передачи).

Возрастание частоты почти всегда приводит к увеличению коэффициента затухания. Существуют лишь редкие исключения из этого правила, например для волны типа H_{01} в круглом волноводе. Коэффициент затухания из-за потерь в диэлектрике растет прямо пропорционально частоте ω (при постоянном $\operatorname{tg} \delta_d$), а коэффициент затухания из-за потерь в проводниках увеличивается с ростом частоты более медленно — прямо пропорционально квадратному корню из частоты. В полых волноводах коэффициент затухания, кроме того, зависит от соотношения между рабочей и критической частотами: при приближении рабочей частоты к критической наблюдается быстрое увеличение затухания и на критической частоте коэффициент затухания стремится к бесконечности.

Максимальная пропускаемая мощность ограничивается электрическим пробоем или перегревом проводников и изоляторов линии передачи. При работе в импульсном режиме с высокой скважностью более опасен электрический пробой, а при передаче больших мощностей в непрерывном режиме возникает опасность и теплового разрушения линий передачи. Допустимую мощность в линии обычно принимают равной 25—30% от критической мощности, вызывающей пробой или перегрев в режиме чисто бегущей волны. Примерно трехкратный коэффициент запаса учитывает возможное снижение электропрочности из-за влияния различных нерегулярностей и рас согласования тракта.

При укорочении рабочей длины волны размеры поперечного сечения линии передачи приходится уменьшать, чтобы не допустить распространения волн высших типов. Уменьшение поперечного сечения увеличивает концентрацию поля в линии передачи и вызывает соответствующее снижение пропускаемой мощности. При укорочении длины волны, как уже отмечалось, возрастает коэффициент затухания, и в сочетании с затрудненным теплоотводом при меньшем поперечном сечении это также уменьшает максимальную пропускаемую мощность из-за возможности перегрева.

§ 1.2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

В радиосистемах используются различные линии передачи. Выбор конкретного типа линии определяется назначением и параметрами радиосистемы, условиями ее работы и решающим образом зависит от используемого диапазона длин волн и передаваемой мощности. Наиболее распространенные типы линий передачи для различных диапазонов длин волн представлены на рис. 1.1. Рассмотрим свойства некоторых линий передачи.

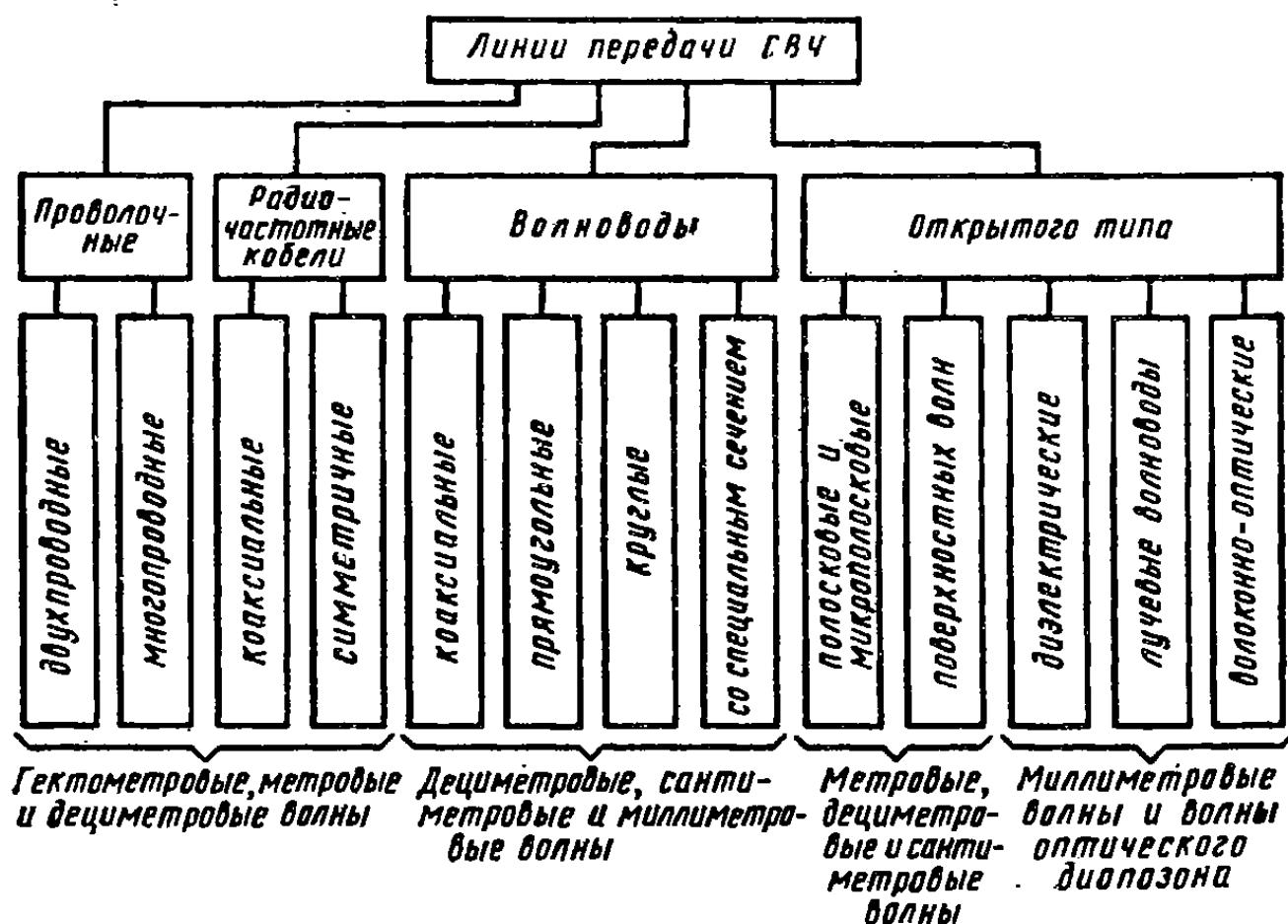


Рис. 1.1. Типы линий передачи для различных диапазонов волн

Проволочные линии передачи. Открытая линия передачи из двух одинаковых параллельных проводников (рис. 1.2, а) с Т-вольной применяется на гектометровых и метровых волнах для подключения антенн к приемным и передающим устройствам. На более коротких волнах применению двухпроводных линий препятствует заметное излучение, создающее помехи и увеличивающее затухание. Волновое сопротивление воздушной двухпроводной линии (Ω) зависит от диаметра ее проводников d и расстояния между проводниками D согласно формуле

$$Z_b = 276 \lg [D/d + \sqrt{1 + (D/d)^2}] .$$

При конструктивно удобных соотношениях D/d волновое сопротивление двухпроводной линии составляет 200—600 Ω .

Воздушные двухпроводные линии выполняют из неизолированных медных или биметаллических проводов, подвешенных на опор-

рах с помощью специальных керамических изоляторов на высоте не менее 3 м от поверхности земли.

Четырехпроводные линии передачи, образованные из попарно соединенных проводников (рис. 1.2, б), имеют такое же применение, как и двухпроводные линии, но отличаются меньшим паразитным излучением, более низким волновым сопротивлением и лучшей электрической прочностью. Возможны два способа образования синфазных пар проводников четырехпроводной линии передачи: параллельно-вертикальный и «крест-накрест». При синфазном возбуждении проводов, лежащих по одну сторону от вертикальной

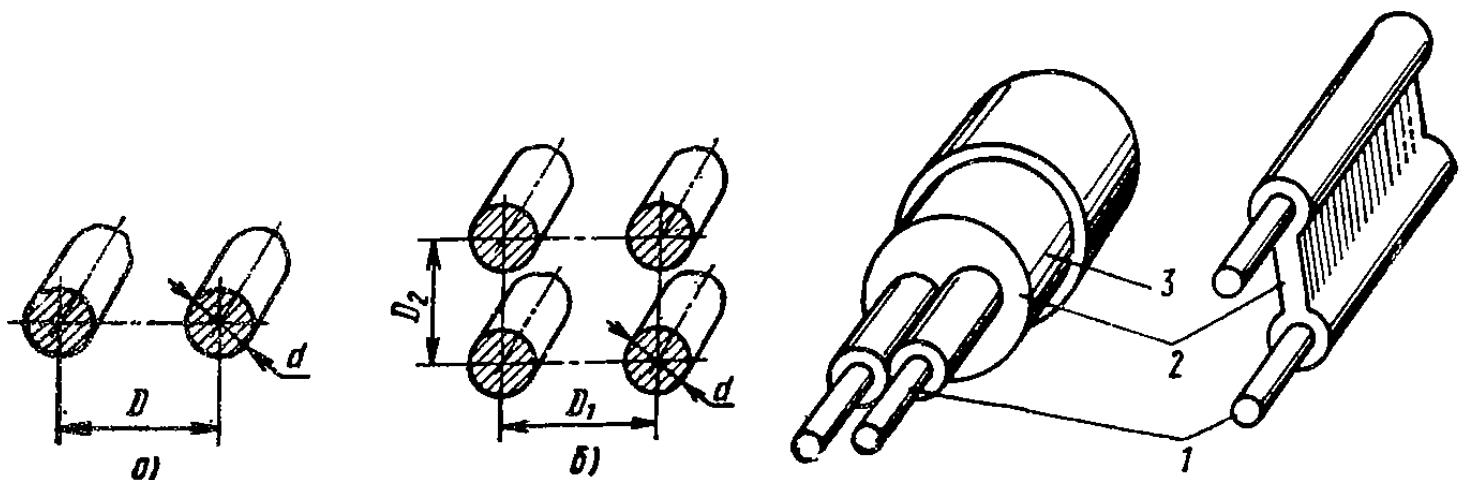


Рис. 1.2. Проволочные линии передачи с Т-волной

Рис. 1.3. Неэкранированные двухпроводные кабели:

1 — проводники линий; 2 — диэлектрик; 3 — защитная диэлектрическая оболочка

плоскости симметрии, волновое сопротивление (Ω) определяется по формуле

$$Z_{\text{в1}} = 138 \lg [K^2 D_1/d] \sqrt{1 + (D_1/D_2)^2}.$$

Если же синфазными являются накрест лежащие провода, то волновое сопротивление более низкое и определяется по формуле

$$Z_{\text{в2}} = 138 \lg \frac{2D_1}{d \sqrt{1 + (D_1/D_2)^2}}.$$

Четырехпроводная перекрещенная линия передачи, применяемая для питания передающих антенн, имеет типовые размеры: $D_1=D_2 \approx 40$ см, $d \approx 5$ мм и волновое сопротивление 300 Ом. Для подключения антенн к приемникам используется более компактная линия с размерами $D_1=D_2 \approx 3$ см, $d=1,5$ мм и волновым сопротивлением 200 Ом.

Коэффициент затухания ($\text{Нп}/\text{м}$), обусловленный потерями в проводниках линии, определяется по общей формуле $\alpha_m = R_1/(2Z_b)$, где R_1 — погонное сопротивление, равное сумме погонных сопротивлений отдельных проводников. Коэффициент затухания двухпроводной линии имеет довольно низкое значение. Для линии с медными проводниками при $D=70$ мм, $d=1$ мм имеем $Z_b =$

=600 Ом и на длине волны 30 м расчетный коэффициент затухания 0,005 дБ/м. Отметим, что двухпроводные линии передачи изготавливают также в виде гибких кабелей (рис. 1.3).

Коаксиальные линии передачи. Область применения таких линий охватывает волны длиной от 3—5 см до 10 м. Коаксиальные волноводы представляют собой жесткие конструкции из металлических трубок, закрепленных одна в другой с помощью диэлектрических шайб или металлических изоляторов, либо имеют вид гибких коаксиальных кабелей. Волновое сопротивление для Т-волны в коаксиальной линии передачи (Ом) определяется по формуле

$$Z_b = 138 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r} \lg(D/d).$$

Коэффициент затухания в коаксиальной линии (дБ/м) в общем случае обусловлен потерями в проводниках и в диэлектрике: $\alpha = \alpha_m + \alpha_d$. Для каждого слагаемого имеют место несложные формулы

$$\alpha_m = \frac{2,3R_s(1+D/d)}{D \ln(D/d)} \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\mu_r}}, \quad \alpha_d = \frac{2730 \sqrt{\epsilon_r} \operatorname{tg} \delta_k}{\lambda_0}, \quad (1.2)$$

где R_s — удельное сопротивление квадрата поверхности проводника (Ом), определяемое формулой (1.1); диаметр D и длину волны λ_0 следует брать в сантиметрах.

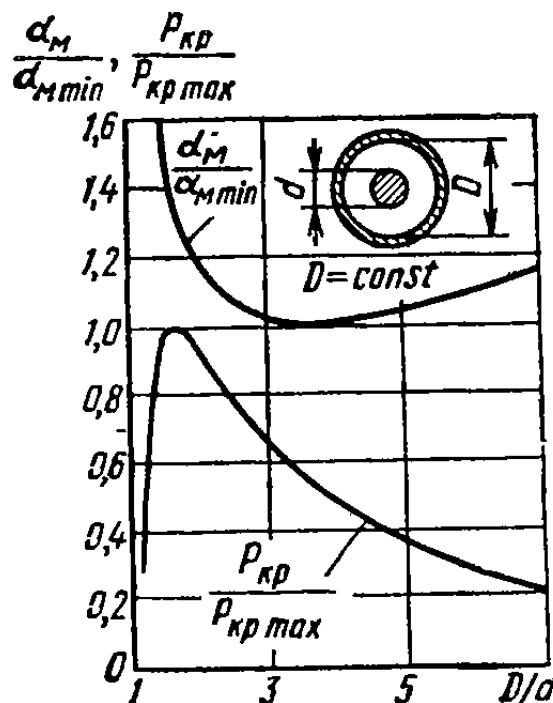


Рис. 1.4. Характеристики коаксиального волновода с Т-волной

Отметим, что коэффициент затухания α_d не зависит от размеров и формы поперечного сечения линии, а определяется только параметрами диэлектрика и рабочей длиной волны, что справедливо для любых линий передачи с Т-вольной. Коэффициент затухания α_m , напротив, зависит от размеров проводников, и поэтому следует выяснить, при каком соотношении D/d потери в проводниках минимальны. Анализ показывает, что α_m минимален при $D/d = 3,6$, что соответствует волновому сопротивлению 77 Ом при воздушном заполнении линии. Однако зависимость относительного коэффициента затухания $\alpha_m/\alpha_{m\min}$ от отношения D/d имеет довольно плавный характер (рис. 1.4).

Критическая мощность коаксиального волновода, соответствующая началу пробоя при чисто бегущей Т-волне, определяется выражением

$$P_{kp} = \frac{E_{kp}^2}{240\pi} \frac{\pi D^2}{4} \frac{2 \ln(D/d)}{(D/d)^2}, \quad (1.3)$$

где $E^2_{\text{кр}} / (240\pi) = 1,2 \text{ МВт/см}^2$ — модуль вектора Пойнтига при начале пробоя воздуха однородной плоской волной; $\pi D^2/4$ — площадь поперечного сечения коаксиального волновода. Множитель формы $2 \ln(D/d)$ в формуле (1.3) учитывает неравномерность распределения электрического поля в поперечном сечении. Максимальное его значение достигается при отношении $D/d = 1,65$ и составляет 0,368; волновое сопротивление при этом равно 30 Ом. При отклонении отношения D/d от оптимального значения удельная электропрочность $P_{\text{кр}}/P_{\text{кр max}}$ коаксиального волновода быстро уменьшается (рис. 1.4).

Из формул (1.2) и (1.3), определяющих коэффициент затухания и критическую мощность при электрическом пробое, следует, что для снижения коэффициента затухания a_m и увеличения электропрочности необходимо увеличивать диаметр волновода D (точнее, площадь поперечного сечения). Однако это сопряжено с опасностью появления волны высшего типа H_{11} , для которой критическая длина волны $\lambda_{\text{кр}} \approx \pi(D+d)/2,02$.

Если вместо условия $D = \text{const}$ потребовать $\lambda \geq \lambda_{\text{кр}}$ (что для волны H_{11} означает постоянство суммы диаметров внешнего и внутреннего проводников линии), то поведение кривых относительного затухания и относительной электропрочности в функции параметра D/d остается подобным показанному на рис. 1.4, но положения экстремумов изменяются. Минимум затухания получается при $D/d \approx 4,67$, а максимум электропрочности — при $D/d \approx 2,1$. Стандартные волновые сопротивления 50 и 75 Ом выбраны в области, где параметры коаксиальной линии близки оптимальным.

Кроме жестких коаксиальных волноводов широкое применение находят гибкие *коаксиальные кабели*. Они состоят из одножильного или многожильного внутреннего проводника, окруженного слоем эластичного диэлектрика (полиэтилен, фторопласт и др.), поверх которого располагается внешний проводник в виде металлической оплетки. Для защиты от внешних воздействий поверх оплетки располагается еще одна диэлектрическая оболочка. Параметры коаксиальных кабелей приводятся в справочниках.

Полосковые и микрополосковые линии передачи широко применяются на дециметровых и сантиметровых волнах в основном для образования сложных разветвленных трактов, объединяющих в единое устройство СВЧ многие элементы. Полосковые линии образуются из параллельных металлических проводников и диэлектрических пластин. Различают симметричные и несимметричные полосковые линии передачи. Симметричные линии имеют в поперечном сечении две перпендикулярные плоскости симметрии, несимметричные линии — одну. На рис. 1.5 показаны некоторые разновидности полосковых линий и соответствующие структуры электрического поля в поперечном сечении. Широкие металлические пластины полосковых линий являются экранами и могут рассматриваться как бесконечные плоскости с нулевым потенциалом.

Существует три разновидности полосковых линий: жесткие воздушные полосковые линии; линии на основе фольгированных диэлектрических пластин (армированные стеклом фторопласти, полимеры и др.); линии на основе диэлектрических пластин из керамики или кристаллических материалов с высоким значением диэлектрической проницаемости (поликор, ситалл, кварц, сапфир, кремний, арсенид галлия и др.).

Жесткие воздушные полосковые линии применяют при повышенных мощностях и выполняют чаще всего симметричными (рис. 1.5, б). Для обеспечения жесткости проводники этих линий имеют

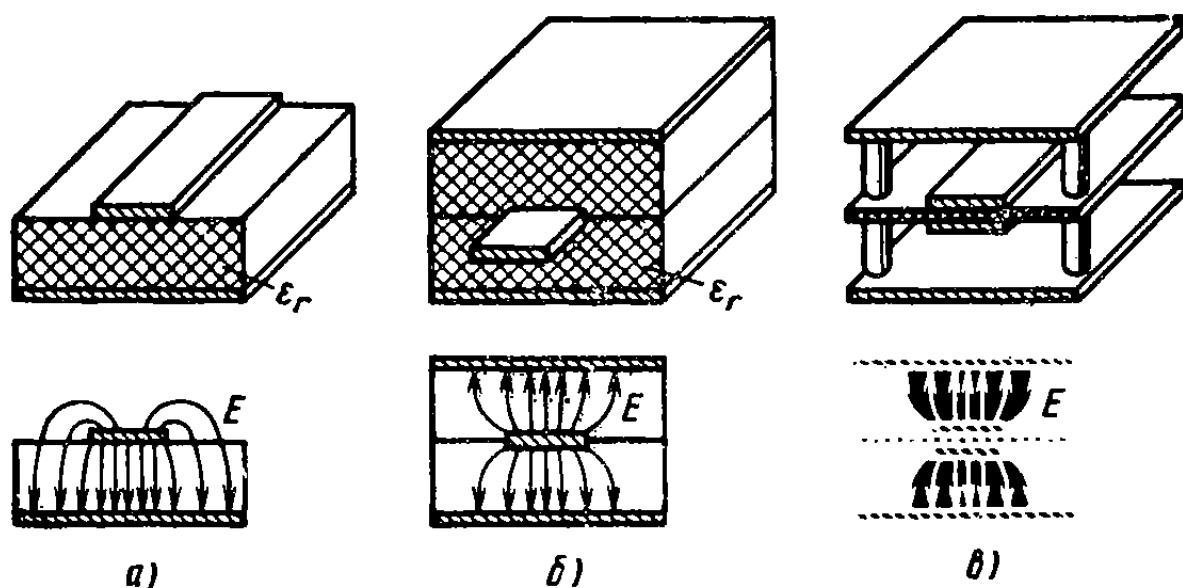


Рис. 1.5. Полосковые линии передачи:

a — несимметричная линия; *б* — симметричия линия; *в* — высокодобротная линия

значительную толщину. Крепление внутренних проводников осуществляется с помощью металлических (четвертьвольновых) или диэлектрических изоляторов. Полосковые линии второго типа изготавливают методами фотолитографии из заготовок в виде диэлектрических пластин ($\epsilon_r=2-7$; $\operatorname{tg} \delta=10^{-4}-10^{-3}$; толщина пластин 1,0—4 мм), покрытых с двух сторон металлической фольгой. Толщина фольги в несколько раз превышает глубину проникновения поля и составляет 15—100 мкм. В несимметричных полосковых линиях один слой фольги является экраном, а второй слой используют для образования *рисунка полосковой платы*. В симметричных полосковых линиях рисунок полосковой платы накрывают *ответной полосковой платой*, с внутренней поверхности которой фольга полностью удалена. Внешние экраны симметричных полосковых линий надежно соединяют между собой.

Для исключения диэлектрических потерь применяют так называемую *высокодобротную симметричную полосковую линию* (рис. 1.5, в). Внутренний проводник такой линии образуется из соединенных между собой на входах и выходах параллельных полосок фольги на двух сторонах тонкого диэлектрического листа. Лист

закрепляют на опорах посередине между металлическими обкладками. Электрическое поле внутри диэлектрического листа почти отсутствует, и диэлектрик практически не влияет на параметры линии.

Полосковые линии передачи третьего типа на подложках с высокой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon_r = 10 - 15$, $\operatorname{tg} \delta = (1 - 5) \times 10^{-4}$, толщина пластины 0,5—1,0 мм) отличаются уменьшенными примерно в $\sqrt{\epsilon_r}$ раз размерами конструкций по сравнению с воздушными линиями, и поэтому их часто называют *микрополосковыми*.

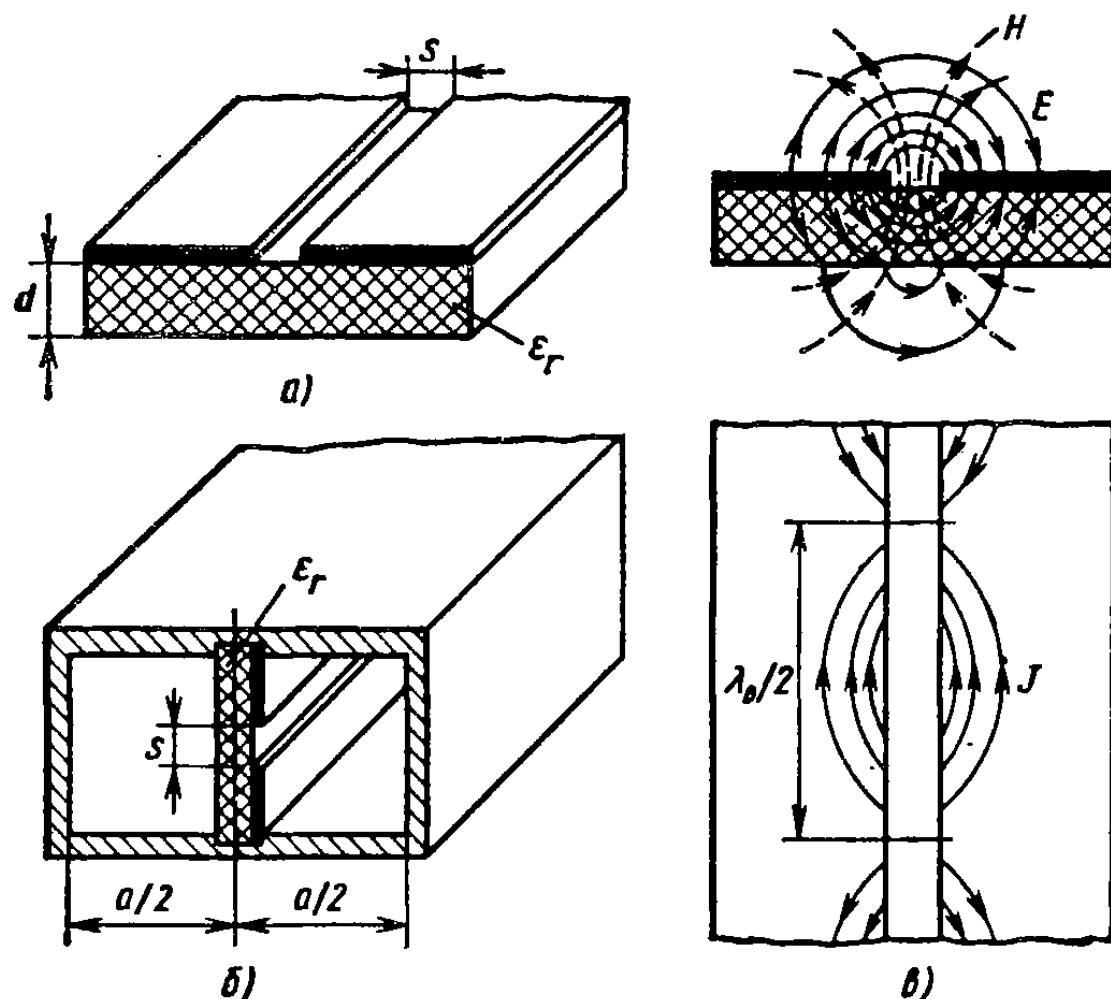


Рис. 1.6. Щелевая линия передачи

ми. Основания микрополосковых линий имеют стандартные размеры, их изготавливают по высокому классу точности и полируют. Нанесение рисунков микрополосковых плат осуществляют методом электровакуумного напыления через маски с последующим гальваническим наращиванием толщины проводников. Наиболее распространены несимметричные микрополосковые линии (рис. 1.5, а).

В несимметричных полосковых линиях с диэлектриком низший тип волны имеет квази-Т-структуру. Фазовая скорость этой волны принимает среднее значение между скоростями света в диэлектрике и в воздухе. Волновые сопротивления полосковых линий составляют 20—100 Ом и легко регулируются подбором ширины проводников. Расчеты параметров полосковых линий являются трудоем-

кими и поэтому производятся на ЭВМ по специальным программам. Параметры некоторых полосковых линий приводятся в справочниках [9].

Отрезки полосковых линий передачи на общем основании оказывают взаимное влияние друг на друга. Установлено, что взаимодействие параллельных линий пренебрежимо мало при расстоянии между проводниками, в 2—3 раза превышающем их ширину. При более близком расположении проводников возникает распределенная электромагнитная связь, которая используется для образования направленных ответвителей (см. § 4.4).

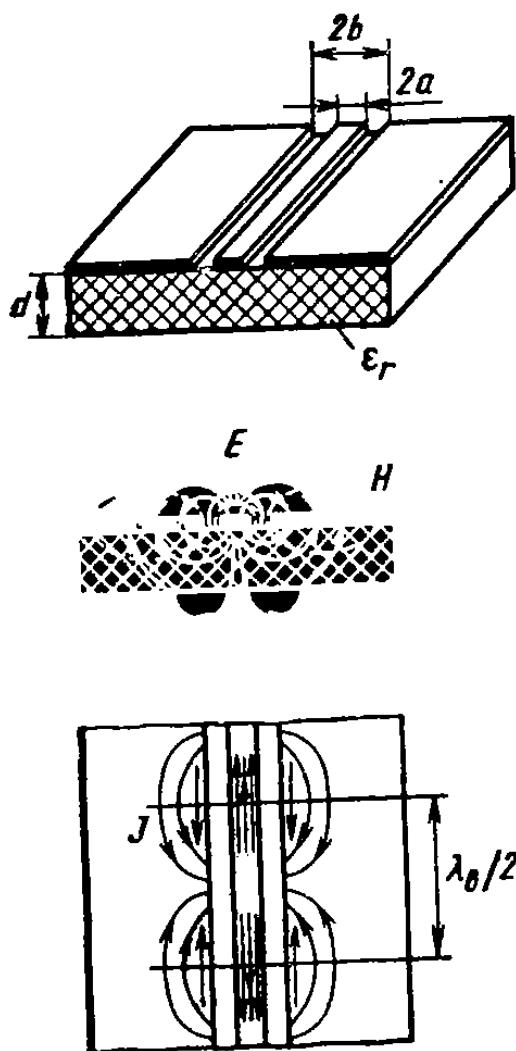
К полосковым относятся также щелевые и копланарные линии передачи, обладающие рядом полезных свойств: возможностью параллельного и последовательного подключения сосредоточенных элементов, удобством соединения с другими типами линий и возможностью создания невзаимных ферритовых устройств.

Щелевая линия передачи представляет собой узкую щель в проводящем слое, расположенном на одной стороне диэлектрического листа с высокой проницаемостью (рис. 1.6, а). В щелевой линии распространяется замедленная Н-волна, электромагнитное поле которой концентрируется вблизи щели. Критическая частота этой основной волны равна нулю, однако имеет место значительная дисперсия. Щелевые линии передачи могут помещаться в прямоугольные экраны. Такие волноводно-щелевые линии (рис. 1.6, б) удобно сочетаются с трактами на прямо-

Рис. 1.7. Копланарная линия передачи

угольных волноводах и, кроме того, часто применяются в конструкциях волноводно-полосковых излучателей.

Копланарная линия передачи (рис. 1.7) представляет собой трехпроводную полосковую линию передачи, образованную двумя параллельными, близко расположеными узкими щелями в металлическом слое на одной стороне диэлектрической пластины. Как и в щелевой линии, используются пластины с высокой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon_r \geq 10$), что приводит к существенному укорочению длины волны в линии и к концентрации полей вблизи центральной полоски. Основным типом волны в копланарной линии является замедленная Н-волна. Эта волна обладает дисперсией, однако ее критическая частота равна нулю. Электрические па-



метры щелевых и копланарных линий передачи рассчитывают на ЭВМ.

Прямоугольные и круглые волноводы. Прямоугольные металлические волноводы применяются в дециметровом, сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн для передачи мощности СВЧ на основной волне типа H_{10} . Размеры поперечного сечения волноводов $a \times b$ выбирают исходя из необходимости удовлетворить противоречивым требованиям максимальной передаваемой мощности, минимального затухания и максимальной рабочей полосы частот. При приближении рабочей длины волны λ_0 к критической длине волны $\lambda_{kp} = 2a$ происходит быстрое снижение электропрочности волновода, прямо пропорциональное множителю $[1 - (\lambda_0/2a)^2]^{1/2}$, и наблюдается довольно резкое возрастание затухания, обратно пропорциональное этому же множителю. Поэтому принимают, что длиноволновая граница использования прямоугольного волновода λ_{max} должна быть на 10% ниже критической длины основной волны типа H_{10} .

Коротковолновая граница для прямоугольного волновода обусловлена требованием отсутствия распространяющихся волн высших типов. Наиболее низкими критическими частотами обладают волны H_{20} , E_{11} и H_{11} : $\lambda_{kp} = a$ для волны H_{20} , $\lambda_{kp} = 2ab/\sqrt{a^2+b^2}$ для волн E_{11} и H_{11} . Для полной уверенности в отсутствии распространяющихся волн высших типов минимальная рабочая длина волны λ_{min} хотя бы на 1% должна превышать критическую длину волны первого высшего типа колебаний.

Таблица 1.1

$a \times b$, мм	λ_{kp} , см	λ_{cr} , см	$\frac{\lambda_{min}-\lambda_{max}}{\text{см}}$	α_M , дБ/м	$P_{\text{доп}}$, кВт
72×34	14,4	10	7,7—13	0,02	3000
28,5×12,5	5,7	3,2	2,9—5,1	0,07	500
23×10	4,6	3,2	2,3—4,1	0,12	300
10,6×4,3	2,12	1,25	1,07—1,9	0,35	70
7,2×3,4	1,44	0,8	0,75—1,2	0,51	40

Размеры сечения прямоугольных волноводов стандартизованы. Параметры некоторых стандартных медных волноводов приведены в табл. 1.1. Указанные в табл. 1.1 значения допустимой передаваемой мощности $P_{\text{доп}}$ относятся к воздушному заполнению при нормальных атмосферных условиях. Уровень мощности может быть повышен в несколько раз при заполнении волноводного тракта элегазом SF_6 и создании повышенного давления до $(3 \div 5) \cdot 10^5$ Па.

Поперечные размеры прямоугольных волноводов могут быть уменьшены, если придать сечению Н- или П-образную форму

(рис. 1.8). Критические длины волн для основных Н-типов колебаний в Н- и П-образных волноводах могут неограниченно увеличиваться при уменьшении зазоров g , в которых сосредоточено поперечное электрическое поле. Заметим, что упоминавшуюся волноводно-щелевую линию передачи можно трактовать как Н-волновод с неоднородным диэлектрическим заполнением. Критические длины волн высших типов колебаний в Н- и П-волноводах увеличиваются незначительно, и поэтому такие волноводы имеют расширенную полосу пропускания, доходящую до нескольких октав. Однако уве-

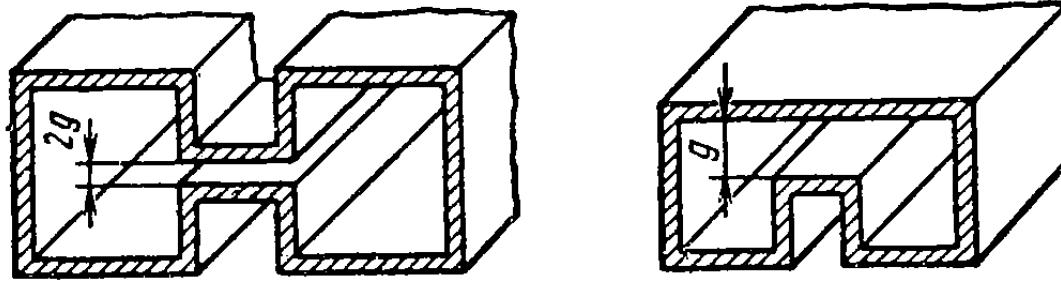


Рис. 1.8. Н- и П-образный волноводы

личение полосы частот в этих волноводах сопровождается снижением электропрочности и заметным возрастанием коэффициента затухания.

Круглые металлические волноводы используют главным образом для создания различных элементов тракта и реже — для передачи мощности на значительные расстояния. В табл. 1.2 перечислены в порядке уменьшения критической длины волны первые шесть типов колебаний круглого волновода радиуса a .

Таблица 1.2

Тип волны	H_{11}	E_{01}	H_{21}	E_{11}	H_{01}	H_{31}
$\lambda_{\text{кр}}/a$	3,42	2,61	2,06	1,64	1,64	1,46

Наиболее широко используются три типа волн: магнитные волны H_{11} и H_{01} и электрическая волна E_{01} . Структуры полей E и H в поперечном сечении волновода для волн этих типов показаны на рис. 1.9.

Основная волна H_{11} по своей структуре и свойствам является аналогом волны H_{10} в прямоугольном волноводе. Однако в круглом волноводе могут существовать две вырожденные, т. е. имеющие одинаковые критические частоты, волны H_{11} с ортогональной поляризацией поля, например горизонтальной и вертикальной. В идеальном круглом волноводе эти волны теоретически независимы, однако любые нерегулярности реального волновода приводят к пере-

ходу энергии от волны одной поляризации к волне ортогональной поляризации, т. е. к изменению поляризации при движении волны вдоль волновода. Для повышения устойчивости линейной поляризации волны H_{11} можно использовать волноводы овального или эллиптического сечения. Чтобы такие волноводы можно было изгибать при прокладке протяженных трактов, металлические стенки труб выполняются в виде гофра из металлической фольги, защищенной снаружи диэлектрической оболочкой. Существуют автоматизированные линии для изготовления таких полужестких волноводов с овальным сечением.

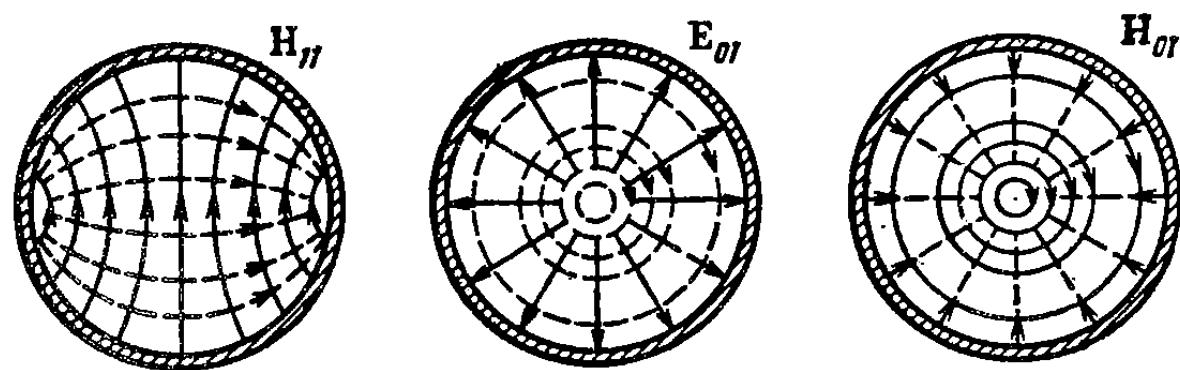


Рис. 1.9. Структуры полей в поперечном сечении круглого волновода

Осесимметричная волна E_{01} круглого волновода применяется во вращающихся сочленениях, однако при этом для предупреждения возникновения волны H_{11} , имеющей большую длину λ_{kr} , следует принимать специальные меры.

Осесимметричная волна H_{01} в круглом волноводе имеет относительно малую критическую длину волны, и, как следует из табл. 1.2, одновременно с этой волной могут распространяться по крайней мере еще четыре типа волн. Примечательной особенностью волны H_{01} в круглом волноводе является полное отсутствие продольных составляющих электрических токов на его стенках и быстрое уменьшение амплитуд поперечных составляющих тока на стенках при увеличении диаметра волновода или укорочении рабочей длины волны. Поэтому коэффициент затухания волны H_{01} в круглом волноводе асимптотически стремится к нулю при увеличении отношения радиуса волновода к длине волны и круглый волновод с волной H_{01} может применяться для образования высокодобротных объемных резонаторов, а также для канализации миллиметровых волн на значительные расстояния.

Диэлектрические линии передачи. Одним из путей снижения потерь в линиях передачи является использование замедленных поверхностных волн. Значительная часть мощности поверхностной волны движется в свободном пространстве над замедляющей структурой, и это способствует уменьшению коэффициента затухания. Общим свойством замедленных поверхностных волн является

быстрое убывание амплитуд полей при удалении от замедляющих структур (практически по экспоненциальному закону). Степень концентрации поверхностной волны около замедляющей структуры принято оценивать *радиусом поля*, характеризующим круговое сечение, в котором сосредоточено 99 % мощности волны. Чем больше радиус поля, тем слабее поверхностная волна связана с замедляющей структурой и тем меньше коэффициент затухания. Однако при большом радиусе поля поверхностная волна оказывается неустойчивой и легко излучается на нерегулярностях, особенно в местах изгибов линий. Практически радиус поля не должен превышать нескольких длин волн.

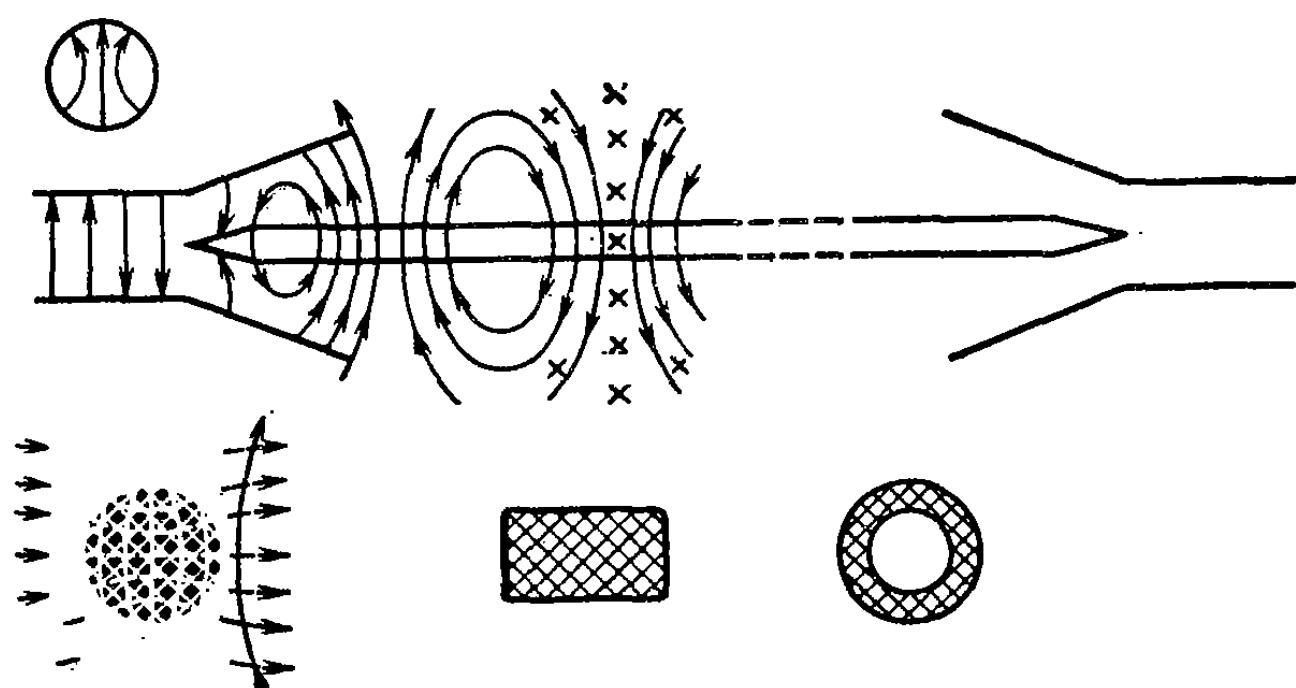


Рис. 1.10. Диэлектрическая линия передачи

Наиболее распространенная *диэлектрическая линия передачи* представляет собой сплошной или полый диэлектрический стержень, вдоль которого распространяется аксиально-несимметричная гибридная волна, возбуждаемая путем постепенной деформации волны H_{11} круглого волновода, проходящей через рупорный переход (рис. 1.10). В диэлектрических линиях передачи возможно существование двух таких типов волн, различающихся ориентацией вектора напряженности электрического поля. Диэлектрические стержни круглого сечения используются редко, так как волны ортогональных поляризаций имеют в них одинаковые фазовые скорости и поэтому сильно взаимодействуют на нерегулярностях (переходят одна в другую). Предпочтительными являются стержни прямоугольного или эллиптического сечения.

Критическая частота гибридной волны основного типа в диэлектрической линии в строгом смысле равна нулю. Однако при уменьшении частоты ниже некоторого значения, называемого *реальной критической частотой*, коэффициент замедления волны на-

столько уменьшается, а радиус поля настолько увеличивается, что волна становится неустойчивой и затухающей из-за сильного излучения. Реальной критической частоте условно соотносят *приведенный коэффициент замедления* $n_{\text{пр}} = c/v_{\phi} - 1 \approx 10^{-3}$ и радиус поля, примерно равный $10\lambda_0$.

При приведенных коэффициентах замедления $n_{\text{пр}} = 10^{-3} \div 10^{-2}$ коэффициент затухания поверхностной волны в $100 \div 10$ раз меньше, чем для безграничной диэлектрической среды. На миллиметровых волнах достижимы коэффициенты затухания $0,03 \div 0,1 \text{ дБ/м}$, что на порядок меньше, чем в медном прямоугольном волноводе. В области значений приведенного коэффициента замедления $n_{\text{пр}} =$

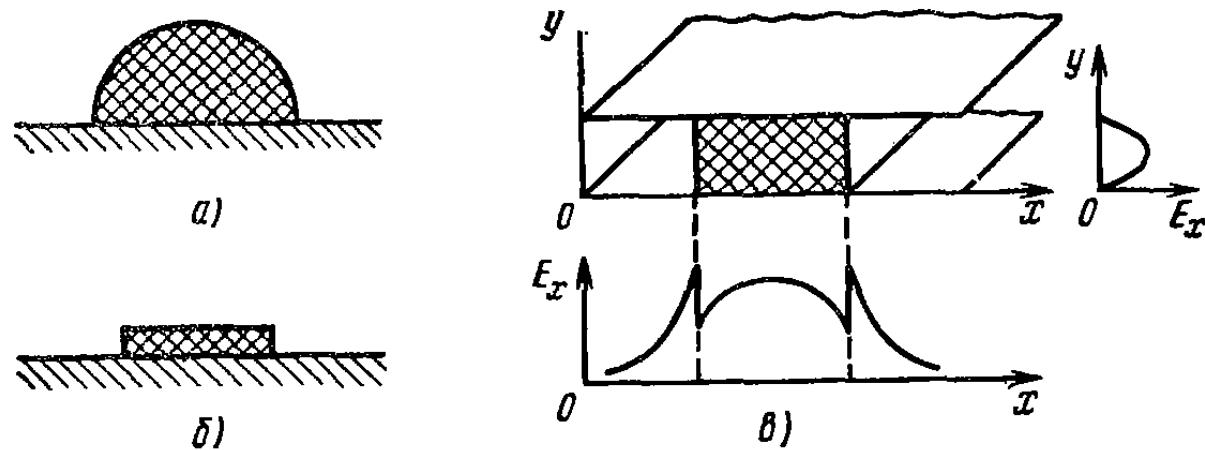


Рис. 1.11. Диэлектрические волноводы для миллиметровых волн

$= 0,1 \div 0,3$ коэффициент затухания в диэлектрической линии передачи практически соответствует коэффициенту затухания плоской волны в безграничной диэлектрической среде. Радиус поля примерно вдвое превышает радиус стержня, и линия передачи может быть изогнута с радиусом более $10\lambda_0$.

Диэлектрические линии часто располагают на поверхности металлических экранов (рис. 1.11, а, б). Это так называемые *зеркальные диэлектрические волноводы*. Структура полей в этих линиях с учетом зеркального изображения в экране соответствует обычным диэлектрическим линиям, однако экран обеспечивает устойчивую поляризацию поля. На частотах около 70 ГГц зеркальные диэлектрические линии обладают коэффициентами затухания $0,02 \div 0,2 \text{ дБ/м}$.

На рис. 1.11, в изображена диэлектрическая линия передачи, в которой диэлектрический стержень располагается между двумя параллельными металлическими пластинами. Образующаяся замедленная гибридная волна не создает продольных составляющих электрического тока в металлических пластинах, и поэтому наблюдается уменьшение потерь в пластинах с ростом частоты. Амплитуда поля такой волны резко спадает по экспоненциальному закону при удалении от диэлектрика. Это позволяет ограничить поперечный размер металлических пластин и сделать линию компактной.

Волоконно-оптические линии передачи. При переходе в субмиллиметровый и оптический диапазоны длин волн традиционные линии передачи становятся непригодными из-за возрастания потерь и трудностей изготовления. Наибольшее распространение в этих диапазонах получили *волоконно-оптические линии передачи*, представляющие собой многомодовые диэлектрические волноводы в форме нитей толщиной около 150 мкм (это сотни длин волн этого диапазона!) из особо чистого кварца, обладающего ничтожными потерями в диапазоне оптических волн. Действие волоконно-оптических линий основано на распространении световой энергии в кварцевом волокне в результате полного внутреннего отражения.

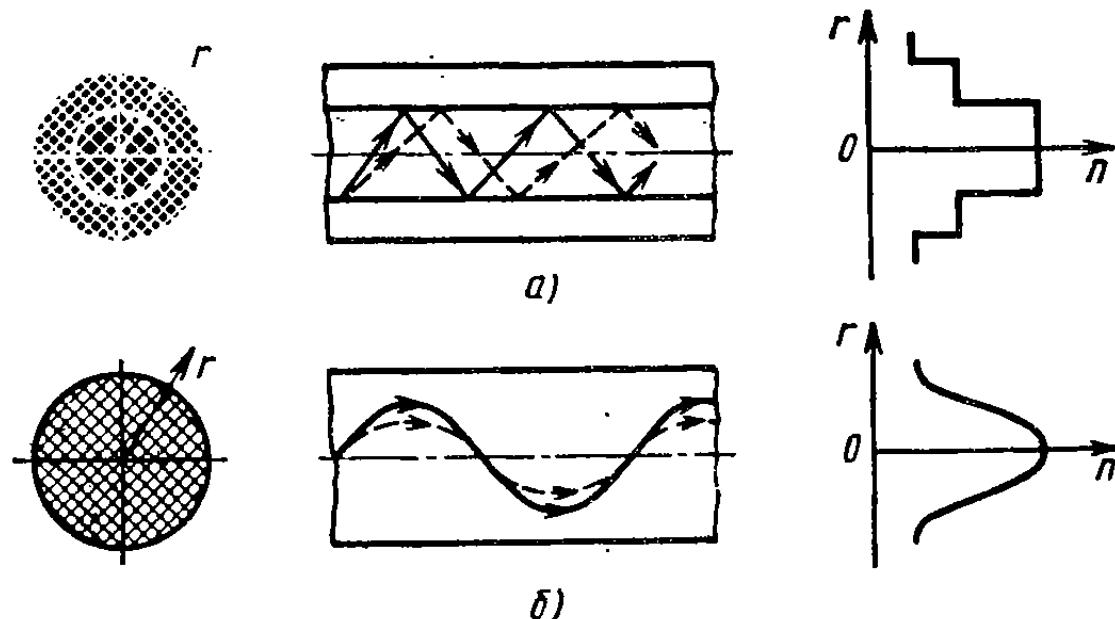


Рис. 1.12. Волоконные световоды со ступенчатым (а) и плавным (б) изменением коэффициента преломления

Для устранения потерь света на нерегулярностях поверхности волокна граница полного внутреннего отражения должна быть смещена внутрь волокна. Это достигается созданием ступенчатой или плавной радиальной неоднородности оптического коэффициента преломления. Необходимое изменение коэффициента преломления n кварцевой нити вдоль радиуса (рис. 1.12) обеспечивается внесением легирующих примесей, в качестве которых используют оксиды бора, фосфора и других элементов. При изменении частоты трассы распространения лучей внутри волокна изменяются так, как показано на рис. 1.12. Это приводит к дисперсии, вызывающей искажения при передаче широкополосных сигналов. Дисперсия проявляется слабее в оптических волокнах с плавным изменением коэффициента преломления по радиусу и может быть уменьшена выбором закона этого изменения.

Оптические волокна покрывают лаком, обеспечивающим прочность и защиту от внешних воздействий, и укладывают в общий жгут, образующий многожильный волоконно-оптический кабель. Затухание в регулярных волоконно-оптических линиях определяется только диэлектрическими потерями. Современная технология по-

зволяет получить кварцевое волокно с исключительно высокой прозрачностью и осуществлять точно контролируемое внесение легирующих примесей. Достигнутые значения коэффициентов затухания волоконно-оптических линий составляют 3—5 дБ/км.

В качестве возбудителей волоконно-оптических линий используют светодиоды или полупроводниковые лазеры. На приемных концах волоконно-оптических линий применяют светоприемные *p-i-n*-диоды с хорошим быстродействием и высокой чувствительностью или светоприемные лавинно-пролетные диоды, обеспечивающие усиление принятых сигналов.

Волоконно-оптические линии передачи обеспечивают очень широкие полосы рабочих частот, идеальную помехозащищенность, практически полную развязку между каналами. Успешно происходит разработка элементов тракта на волоконных линиях: многоканальных разъемных соединителей, направленных ответвителей, коммутаторов, фильтров и др. Все шире начинают внедряться так называемые *одномодовые волоконно-оптические линии передачи*, работающие в режиме одного типа волны. Это оптические волокна диаметром 3—5 мкм, практически свободные от дисперсии.

§ 1.3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕГУЛЯРНОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

На регулярном участке любой линии передачи электромагнитное поле распространяющейся волны выбранного типа представляет собой суперпозицию (наложение) падающей и отраженной волн. *Падающей* волной называют бегущую волну, создаваемую генератором и движущуюся в сторону возрастания продольной координаты ξ . При временной зависимости монохроматических колебаний $e^{j\omega t}$ любой компонент электромагнитного поля падающей волны зависит от продольной координаты по закону e^{-jkt} , где $\dot{\gamma} = \beta - ja$ — комплексный коэффициент распространения; a — коэффициент затухания, Нп/м; β — коэффициент фазы, м⁻¹. Коэффициент фазы, в свою очередь, связан с длиной волны в линии передачи λ_v и фазовой скоростью v_f известным соотношением $\beta = 2\pi/\lambda_v = \omega/v_f$. Напомним, что длину волны в линии передачи определяют как расстояние, на котором фаза бегущей волны изменяется на 2π .

Отраженной называют бегущую волну, порожденную нагрузкой или нерегулярностью и движущуюся в направлении, обратном направлению падающей волны. Любой компонент поля отраженной монохроматической волны в линии передачи характеризуется продольной зависимостью e^{jkt} .

Как падающая, так и отраженная волны переносят вдоль линии передачи электромагнитную мощность. В электродинамике установлено, что распространяющиеся падающая и отраженная волны являются ортогональными. Это означает, что активная мощность, переносимая каждой волной, не зависит от присутствия другой

волны, движущейся навстречу первой. Активная мощность, переносимая падающей волной, определяется интегралом от вектора Пойнгтина этой волны по поперечному сечению линии передачи [см. формулу (П.7) приложения]:

$$P_n = \operatorname{Re} \left\{ \int_S [\dot{\mathbf{E}}_n, \dot{\mathbf{H}}_n^*] dS \right\}, \quad (1.4)$$

где $\dot{\mathbf{E}}_n$ и $\dot{\mathbf{H}}_n$ — векторные функции распределения действующих значений напряженностей электрического и магнитного полей падающей волны в рассматриваемом сечении линии передачи; $dS = ndS$ — векторный элемент площади поперечного сечения S .

Открытые линии передачи имеют бесконечное сечение, и поэтому для них интеграл в (1.4) становится несобственным. Однако напряженности полей в открытых линиях передачи быстро уменьшаются при удалении от направляющей системы проводников и диэлектриков, поэтому интеграл сходится и имеет конечное значение.

Мощность отраженной волны P_o определяется формулой аналогичной (1.4), с заменой функций $\dot{\mathbf{E}}_n$ и $\dot{\mathbf{H}}_n$ на функции $\dot{\mathbf{E}}_o$ и $\dot{\mathbf{H}}_o$, отличающиеся от $\dot{\mathbf{E}}_n$ и $\dot{\mathbf{H}}_n$ только коэффициентом пропорциональности.

Описание электромагнитного поля в линии передачи с помощью векторных функций $\dot{\mathbf{E}}(v_1, v_2, \xi)$ и $\dot{\mathbf{H}}(v_1, v_2, \xi)$ (v_1 и v_2 — координаты в плоскости поперечного сечения) содержит в себе гораздо больше информации, чем может потребоваться при расчете и проектировании тракта. В самом деле, при создании трактов интересуются главным образом передаваемой мощностью, соотношением между отраженной и падающей мощностями, а также фазовыми задержками и ослаблением мощности на участках линий передачи определенной длины. Именно эти параметры (мощность, коэффициенты передачи и коэффициенты отражения) легко определить экспериментальным путем, тогда как измерение компонентов электромагнитного поля и функций их распределения сопряжено со значительными трудностями. Подробности структуры полей, распределения и направления векторов поля после того, как выбран конкретный тип линии передачи, имеют уже второстепенное значение, и при проектировании тракта эти факторы желательно исключить.

Достигается это построением универсальной математической модели в виде эквивалентной длинной линии. В эквивалентной длинной линии векторные функции распределения полей в поперечных сечениях заменяются интегральными (усредненными) мерами электромагнитного поля — эквивалентными нормированными напряжениями падающей и отраженной волн. *Нормированные на-*

напряжения падающей и отраженной волн вводятся с помощью формул

$$\begin{aligned}\dot{u}_n(\xi) &= \sqrt{P_n} e^{j\varphi_n^E} e^{-j\xi} = \dot{u}_n(0) e^{-j\xi}, \\ \dot{u}_o(\xi) &= \sqrt{P_o} e^{j\varphi_o^E} e^{j\xi} = \dot{u}_o(0) e^{j\xi}.\end{aligned}\quad (1.5)$$

Согласно (1.5), модули нормированных напряжений падающей и отраженной волн представляют собой квадратные корни из соответствующих мощностей и поэтому имеют размерность $\sqrt{\text{Вт}}$. Фазы нормированных напряжений падающей и отраженной волн принимают равными фазам поперечных компонентов электрического поля для соответствующих волн. Для уяснения понятий нормированных напряжений бегущих волн обратимся к примерам.

Пример 1. Коаксиальный волновод с Т-волной (рис. 1.13). Волна этого типа характеризуется критической частотой $\omega_{kp}=0$. В поперечном сечении существуют только составляющие полей \dot{E}_r и \dot{H}_φ , характеризующиеся одинаковым радиальным распределением: $1/r$. Отношение поперечных составляющих \dot{E}_r и \dot{H}_φ образует *характеристическое сопротивление* $Z_c^T = \dot{E}_r/\dot{H}_\varphi$. Для Т-волны независимо от конфигурации проводников в поперечном сечении линии передачи характеристическое сопротивление определяется только параметрами одиородного магнитодиэлектрического заполнения линии: $Z_c^T = \sqrt{\mu_a/\epsilon_a}$. Модуль вектора Пойнтинга для бегущей Т-волны в коаксиальном волноводе

$$\Pi_n(r) = \frac{E_{\max}^2}{Z_c^T} \frac{d^2}{4r^2},$$

где E_{\max} — действующее значение радиальной составляющей напряженности электрического поля около поверхности внутреннего проводника при $r=d/2$ (индекс \max указывает, что это наибольшая величина внутри площади поперечного сечения). Используя формулу (1.4), получаем

$$\dot{u}_n(0) = \frac{\dot{E}_{\max}}{\sqrt{Z_c^T}} \frac{d}{2} \left[\int_0^{2\pi} \int_{d/2}^{D/2} \frac{dr d\varphi}{r} \right]^{1/2} = \dot{E}_{\max} d \sqrt{\frac{\pi \ln(D/d)}{2Z_c^T}}. \quad (1.6)$$

Пример 2. Прямоугольный волновод с волной типа H_{10} (рис. 1.14). Электромагнитное поле волны этого типа характеризуется наличием трех компонентов: \dot{E}_y , \dot{H}_x и \dot{H}_z . Поперечные компоненты \dot{E}_y и \dot{H}_x имеют одинаковую функцию распределения $\sin(\pi x/a)$ в поперечном сечении, причем в падающей Н-волне в любом полом волноводе отношение поперечных компонентов \dot{E}_t и \dot{H}_t одиаково в каждой точке поперечного сечения и равно *характеристическому сопротивлению* волны:

$$Z_c^H = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \frac{\lambda_b}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{kp}} \right)^2 \right]^{-1/2},$$

где ϵ_a и μ_a — диэлектрическая и магнитная проницаемость заполняющего волновод диэлектрика; λ_0 — длина волны генератора; λ_{kp} — критическая длина волн с учетом диэлектрического заполнения.

Модуль вектора Пойнтинга для бегущей волны H_{10} найдем по формуле

$$\Pi_n = \left(E_{max}^2 / Z_c^H \right) \sin^2(\pi x/a),$$

где E_{max} — действующее значение напряженности электрического поля на оси волновода, т. е. в пучности поперечного распределения. Используя формулу (1.4), получаем

$$\dot{u}_n(0) = \frac{\dot{E}_{max}}{\sqrt{Z_c^H}} \left[\int_0^b \int_0^a \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) dx dy \right]^{1/2} = \dot{E}_{max} \sqrt{\frac{ab}{2Z_c^H}}.$$

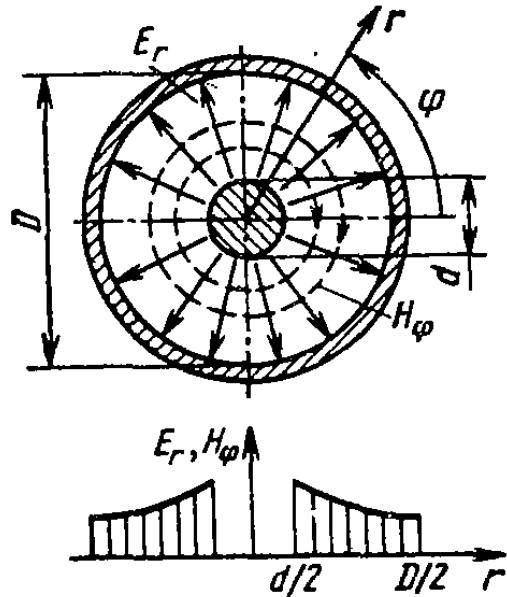


Рис. 1.13. Коаксиальный волновод с Т-волной

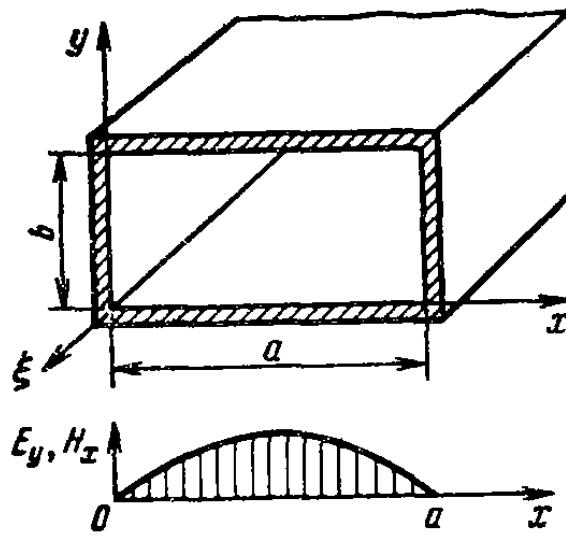


Рис. 1.14. Прямоугольный волновод с волной типа H_{10}

Коэффициент отражения. Отношение поперечных компонентов электрического поля для падающей и отраженной волн в одной и той же точке поперечного сечения линии передачи называется коэффициентом отражения по электрическому полю: $\rho_E = \dot{E}_{t0}/\dot{E}_{t\pi}$. Так как нормированные напряжения падающей и отраженной волн в соответствии с формулой (1.5) фактически пропорциональны поперечным компонентам соответствующих электрических полей и имеют одинаковые с ним фазы, то коэффициент отражения для нормированных напряжений $\rho = \dot{u}_0/\dot{u}_\pi$ всегда совпадает с коэффициентом отражения по электрическому полю ρ_E . Используя продольные зависимости напряжений падающей и отраженной волн, легко установить закон изменения коэффициента отражения от одного сечения линии передачи к другому:

$$\dot{\rho}(\xi) = \frac{\dot{u}_0(\xi)}{\dot{u}_\pi(\xi)} = \frac{\dot{u}_0(0) e^{j\gamma\xi}}{\dot{u}_\pi(0) e^{-j\gamma\xi}} = \dot{\rho}(0) e^{2j\gamma\xi}. \quad (1.7)$$

Здесь $\dot{\rho}(0)$ — коэффициент отражения в сечении $\xi=0$; $\gamma=\beta-j\alpha$ — коэффициент распространения для рассматриваемого типа волны.

Заметим, что наряду с продольной координатой ξ , направленной от генератора к нагрузке, часто используют продольную координату l , направленную в противоположную сторону (рис. 1.15). В этом случае продольная зависимость коэффициента отражения имеет вид $\dot{\rho}(l) = \rho(0)e^{-2il}$. Независимо от применяемой формулы для $\dot{\rho}$ при перемещении наблюдаемого сечения в сторону генератора коэффициент отражения приобретает фазовое запаздывание и уменьшает свой модуль из-за затухания волны в линии передачи.

Полные нормированные напряжения и токи в линии передачи. При одновременном существовании падающей и отраженной волн в линии передачи проходящая через какое-либо сечение активная мощность определяется разностью мощностей, переносимых падающей и отраженной волнами:

$$P = P_n - P_o = |\dot{u}_n|^2 - |\dot{u}_o|^2 = |\dot{u}_n|^2(1 - |\dot{\rho}|^2). \quad (1.8)$$

Проходящую активную мощность можно представить в несколько ином виде:

$$P = \operatorname{Re} \{[\dot{u}_n(1 + \dot{\rho})][\dot{u}_n^*(1 - \dot{\rho}^*)]\} = |\dot{u}_n|^2 \operatorname{Re} \{(1 - |\dot{\rho}|^2 + (\dot{\rho} - \dot{\rho}^*)\},$$

что справедливо, поскольку разность $(\dot{\rho} - \dot{\rho}^*)$ является чисто мнимой величиной ($*$ — знак комплексного сопряжения). Это позволяет для распространяющейся волны любого типа в линии передачи формально ввести следующие характеристики:

1) *полное нормированное напряжение* (размерность $\sqrt{\text{Вт}}$) в виде суммы нормированных напряжений падающей и отраженной волн:

$$\dot{u} = \dot{u}_n + \dot{u}_o = \dot{u}_n(1 + \dot{\rho}); \quad (1.9)$$

2) *полный нормированный ток* (размерность $\sqrt{\text{Вт}}$) в виде разности нормированных напряжений падающей и отраженной волн:

$$\dot{i} = \dot{u}_n - \dot{u}_o = \dot{u}_n(1 - \dot{\rho}). \quad (1.10)$$

В соответствии с (1.9) нормированное напряжение в линии передачи оказывается пропорциональным напряженности полного электрического поля в линии передачи для суперпозиции падающей и отраженной волн. Чтобы установить смысл нормированного тока (1.10), предварительно заметим, что отрицательный коэффициент отражения есть не что иное, как коэффициент отражения по магнитному полю $\dot{\rho}_H = \dot{H}_{t,o}/\dot{H}_{t,n} = -\dot{\rho}$ (отличие по фазе на 180° коэффициентов отражения ρ_E и ρ_H обеспечивает противоположную ори-

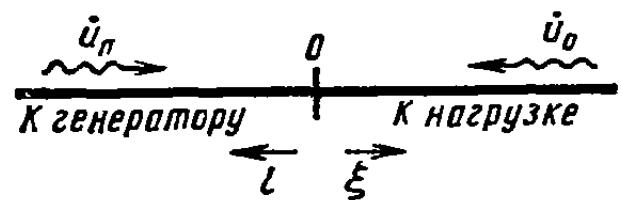


Рис. 1.15. Волны в эквивалентной длиной линии

ентацию векторов Пойнтига для падающей и отраженной волн). Поэтому нормированный ток (1.10) может быть представлен в виде $\dot{i} = \dot{u}_n(1 + \rho_n)$ и оказывается соответствующим полному магнитному полю для суперпозиции падающей и отраженной волн. Именно это обстоятельство и дает основание употребить термин «ток». С учетом введенных определений полных нормированных напряжений и токов формула для активной мощности, проходящей через выбранное сечение линии передачи, приобретает такой же вид, как и в теории низкочастотных электрических цепей:

$$P = \operatorname{Re}(i\dot{u}^*). \quad (1.11)$$

Нормированные сопротивления и проводимости. Отношение полного нормированного напряжения \dot{u} в эквивалентной длинной линии к полному нормированному току \dot{i} представляет полное нормированное сопротивление (безразмерное):

$$\dot{z} = r + jx = \dot{u}/\dot{i} = (1 + \rho)/(1 - \rho), \quad (1.12)$$

а обратная величина является полной нормированной проводимостью (тоже безразмерной):

$$\dot{y} = g + jb = (1 - \rho)/(1 + \rho) = 1/\dot{z}.$$

С помощью нормированных сопротивлений и проводимостей передаваемая по линии мощность может быть представлена еще в двух формах, свойственных теории низкочастотных цепей:

$$P = |\dot{u}|^2 g = |\dot{i}|^2 r.$$

Из формулы (1.12) следует, что при $\rho = 0$, т. е. для единственной падающей волны, отношение нормированного напряжения к нормированному току равно единице. Это означает, что в эквивалентной длинной линии автоматически установлено единичное безразмерное волновое сопротивление. Подчеркнем еще раз, что полное нормированное напряжение в эквивалентной длинной линии определяется суммой напряжений падающей и отраженной волн, а ток — разностью напряжений падающей и отраженной волн. Никакого иного смысла понятия нормированных напряжения и тока не содержат. В общем случае невозможно даже указать, между какими точками поперечного сечения линии передачи существует нормированное напряжение и по какому проводнику течет нормированный ток.

Соотношения нормировки. В линиях передачи с Т-волнами (и только в них!) существует возможность введения строгих понятий напряжения падающей волны \dot{U}_n , выражаемого в вольтах, тока падающей волны \dot{I}_n , выражаемого в амперах, и волнового сопротивления $Z_b = \dot{U}_n/\dot{I}_n$, выражаемого в омах. С помощью этих иенормированных величин режим регуляриого отрезка линии передачи с Т-волной описывается известными соотношениями так называемой обычной теории длинных линий.

$$\dot{U} = \dot{U}_n + \dot{U}_o = \dot{U}_n(1 + \dot{\rho}), \quad \dot{i} = \dot{i}_n + \dot{i}_o = \frac{\dot{U}_n}{Z_b}(1 - \dot{\rho}),$$

$$\dot{Z} = R + jX = \frac{\dot{U}}{\dot{i}} = Z_b \left(\frac{1 + \dot{\rho}}{1 - \dot{\rho}} \right) = \frac{1}{G + jB}, \quad (1.13)$$

причем переносимая по длиной линии активная мощность определяется выражением

$$P = \frac{|\dot{U}_n|^2}{Z_b} (1 - |\dot{\rho}|^2) = \operatorname{Re}(\dot{U}\dot{i}^*) = |\dot{U}|^2 G = |\dot{i}|^2 R. \quad (1.14)$$

В этих формулах коэффициент отражения $\dot{\rho}$ имеет тот же вид, что и в соотношениях (1.9) и (1.10) для эквивалентной длинной линии.

Сопоставляя формулы (1.13) и (1.14) с формулой (1.8) и (1.11), получаем соотношения нормировки напряжений и токов в линии передачи с Т-волной:

$$\dot{u}_n = \dot{U}/V\bar{Z}_b = \dot{i}_n V\bar{Z}_b, \quad \dot{u} = \dot{U}/V\bar{Z}_b, \quad \dot{i} = \dot{i} V\bar{Z}_b. \quad (1.15)$$

В свою очередь, из соотношений (1.15) следует правило для нормировки полных сопротивлений:

$$\dot{z} = \frac{\dot{u}}{\dot{i}} = \frac{\dot{U}}{V\bar{Z}_b \dot{i} V\bar{Z}_b} = \frac{\dot{Z}}{\bar{Z}_b} = \frac{1 + \dot{\rho}}{1 - \dot{\rho}}. \quad (1.16)$$

Пример 3. Нормировка напряжений и токов падающей волны в коаксиальном волноводе. В падающей Т-волне в коаксиальном волноводе (см. рис. 1.13) напряжение \dot{U}_n между внутренним и наружным проводниками вычисляем интегрированием радиальной напряженности электрического поля:

$$\dot{U}_n = \int_{d/2}^{D/2} \dot{E}_r dr = \int_{d/2}^{D/2} \frac{\dot{E}_{\max} d}{2r} dr = \frac{\dot{E}_{\max} d}{2} \ln \frac{D}{d},$$

где \dot{E}_{\max} — радиальная напряженность электрического поля, В/м, на поверхности внутреннего проводника при $r=d/2$. Продольный электрический ток I_n , текущий по внутреннему проводнику, согласно закону полного тока определяется интегралом от касательной составляющей напряженности магнитного поля:

$$\dot{I}_n = \int_0^{2\pi} \dot{H}_\varphi r d\varphi \Big|_{r=d/2} = 0,5d \int_0^{2\pi} \dot{H}_{\max} d\varphi,$$

где $\dot{H}_{\max} = \dot{E}_{\max}/Z_c^T$ — азимутальная напряженность магнитного поля, А/м, при $r=d/2$. Вычисление интеграла дает $\dot{I}_n = \dot{E}_{\max} \pi d / Z_c^T$.

Отношение напряжения к току в бегущей волне определяет волновое сопротивление коаксиального волновода (Ом)

$$Z_b = \frac{\dot{U}_n}{\dot{I}_n} = \frac{Z_c^T}{2\pi} \ln \frac{D}{d} = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} 60 \ln \frac{D}{d}.$$

Используя найденные значения \dot{U}_n , \dot{I}_n и Z_b в формуле (1.15), находим нормированное напряжение падающей волны

$$\dot{u}_n = \frac{\dot{U}_n}{V\bar{Z}_b} = \dot{i}_n V\bar{Z}_b = \dot{E}_{\max} d \sqrt{\frac{\pi \ln(D/d)}{2Z_c^T}},$$

что совпадает с ранее полученным результатом (1.6).

Соотношения нормировки (1.15) и (1.16) могут быть использованы двояким образом. С одной стороны, с их помощью можно легко находить нормированные напряжения, токи и сопротивления в линиях с Т-волной, не прибегая к формулам (1.5). С другой стороны, что менее очевидно, соотношения (1.15) и (1.16) допускают переход от математической модели линии передачи в виде эквивалентной длинной линии с единичным безразмерным волновым сопротивлением к другим математическим моделям эквивалентных длинных линий с произвольно установленными волновыми сопротивлениями (обычно тоже безразмерными). Введение неединичных волновых сопротивлений оправдано, например, при описании стыков двух линий передачи разного поперечного сечения. Порождаемые каждым стыком отражения могут приписываться на схемах замещения скачкам безразмерного волнового сопротивления эквивалентных длинных линий. Величина скачка (т. е. отношение волновых сопротивлений по обе стороны стыка) устанавливается из условия равенства коэффициента отражения реального стыка и его представления в схеме замещения.

§ 1.4. ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ НА КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ И ПРОПУСКАЕМУЮ МОЩНОСТЬ

Произвольная нагрузка в общем случае порождает в линии передачи отраженную волну. Накладываясь на падающую, отраженная волна приводит к образованию повторяющихся максимумов и минимумов в продольных распределениях нормированных напряжений и токов (рис. 1.16), формируя картину *смешанных волн*.

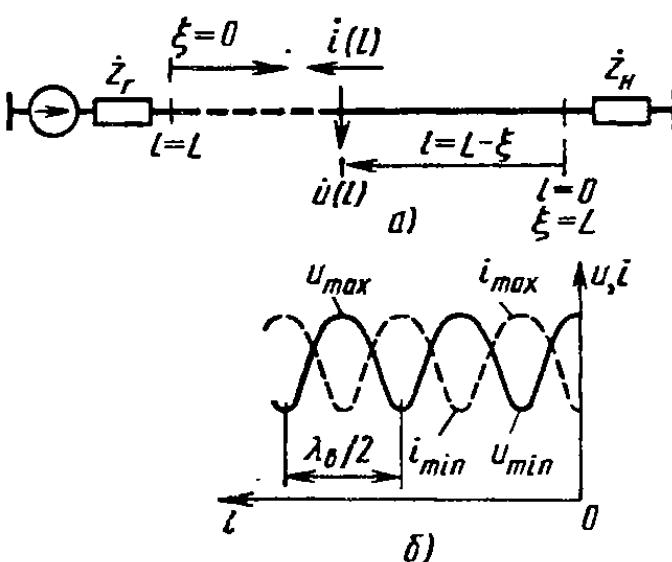


Рис. 1.16. Линия передачи мощности от генератора к нагрузке:

a — схема линии; *б* — распределения тока и напряжения

Режим смешанных волн в инженерной практике принято характеризовать коэффициентом бегущей волны (КБВ), представляющим собой отношение минимального значения нормированного полного напряжения (или тока, или напряженности поля) в линии к максимальному значению полного напряжения (или тока, или напряженности поля) в линии:

$$K = \frac{u_{\min}}{u_{\max}} = \frac{i_{\min}}{i_{\max}} = \frac{1 - |\dot{\rho}|}{1 + |\dot{\rho}|},$$

где $|\dot{\rho}|$ — модуль коэффициента отражения. Часто вместо КБВ пользуются обратной ему величиной, называемой *коэффициентом*

стоячей волны (КСВ). Для измерения КБВ или КСВ применяют специальные *измерительные линии*, позволяющие исследовать картину продольного распределения поля в линии передачи с помощью передвижного зонда.

При отсутствии омических потерь модуль коэффициента отражения не зависит от продольной координаты, поэтому все минимумы и все максимумы продольного распределения поля в линии соответственно одинаковы и КБВ постоянен по длине линии. В линии передачи с потерями модуль коэффициента отражения при удалении от нагрузки на расстояние l по направлению к генератору убывает по закону

$$|\dot{\rho}(l)| = |\dot{\rho}_n| e^{-2al},$$

где $\dot{\rho}_n$ — коэффициент отражения нагрузки в сечении $l=0$. Вследствие изменения модуля коэффициента отражения КБВ в линии передачи с потерями имеет условный смысл и должен определяться как отношение обязательно соседних минимума и максимума продольного распределения напряжения. По мере удаления от нагрузки КБВ в регулярной линии передачи с потерями возрастает. Поэтому режим линии передачи с потерями можно характеризовать двумя значениями КБВ: около нагрузки K_n и около генератора K_g . Для регулярной линии передачи эти значения связаны соотношением

$$K_g = \frac{(1 + K_n) - (1 - K_n) e^{-2al}}{(1 + K_n) + (1 - K_n) e^{-2al}},$$

которое проиллюстрировано графиками на рис. 1.17. Пользуясь графиками, легко определить K_g по заданным значениям K_n и aL . Заметим, что соотношение для K_g справедливо лишь для регулярной линии. Накопление отражений от ряда нерегулярностей может приводить к ухудшению КБВ при удалении от слабо отражающей нагрузки.

Эффективность передачи мощности в нагрузку принято характеризовать *коэффициентом полезного действия* (КПД), равным отношению мощности P_n , выделяемой в нагрузке, к мощности падающей волны P_p , отдаваемой генератором в линию передачи. При пробеге полной длины линии L часть мощности падающей волны теряется из-за затухания, поэтому мощность падающей волны у нагрузки оказывается равной $P_p e^{-2al}$, где величину $e^{-2al} = \eta_a$ называют коэффициентом ослабления мощности падающей волны. Отражение падающей волны от нагрузки приводит к дополнительному уменьшению передаваемой в нагрузку мощности в $\eta_0 = 1 - |\dot{\rho}_n|^2$ раз, и поэтому КПД линии

$$\eta = \frac{P_n}{P_p} = \eta_a \eta_0 = e^{-2al} (1 - |\dot{\rho}_n|^2) = \frac{4K_n e^{-2al}}{(1 + K_n)^2}.$$

При выводе этой формулы использовано соотношение $|\rho_n| = |(1 - K_n)/(1 + K_n)|$, где K_n — КБВ нагрузки. Графики зависимости КПД линии от КБВ нагрузки и от полного затухания линии αL (дБ) представлены на рис. 1.18. Из графиков следует, что наиболее благоприятные условия для передачи мощности имеют место при согласовании нагрузки, т. е. при $K_n = 1$.

Согласованный режим линии передачи наиболее благоприятен и с точки зрения достижения максимальной электрической прочности. Пробой в рассогласованной линии передачи может возникнуть

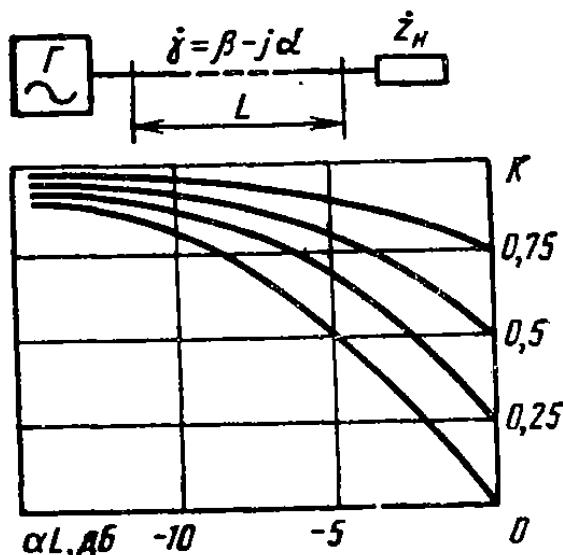


Рис. 1.17. Изменение КБВ вдоль линии передачи с потерями

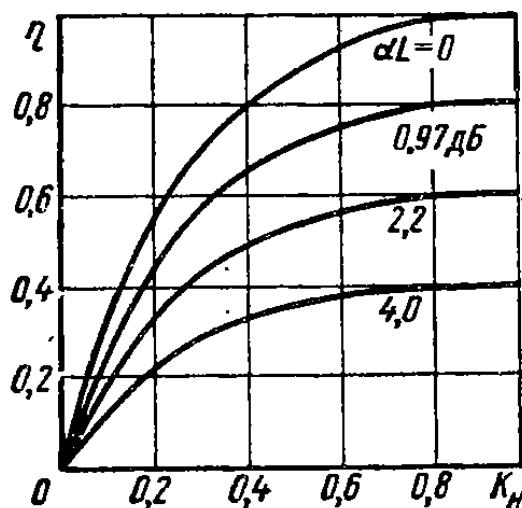


Рис. 1.18. Зависимость КПД линии передачи от КБВ нагрузки

при условии, что нормированное напряжение в пучности продольного распределения $u_{\max} = |\dot{u}_n| (1 + |\rho|)$ достигнет некоторого критического значения u_{kp} , равного квадратному корню из критической мощности, приводящей к пробою в чисто бегущей волне. Приравнивая u_{\max} и u_{kp} , получаем условие пробоя:

$$|\dot{u}_{nkp}| (1 + |\rho|) = u_{kp}.$$

Возводя обе части равенства в квадрат и замечая, что $u_{kp}^2 = P_{bkp}$ — это мощность пробоя в бегущей волне, находим мощность падающей волны, вызывающую пробой рассогласованного волновода:

$$P_{npk} = |\dot{u}_{nkp}|^2 = \frac{P_{bkp}}{(1 + |\rho|)^2}.$$

Данная формула показывает, что рассогласование заметно увеличивает опасность пробоя. Полностью рассогласованный волновод может быть пробит при мощности падающей волны, составляющей лишь 25% от мощности, вызывающей пробой в бегущей волне.

Иногда оценку электрической прочности рассогласованного волновода производят по мощности $P_{\text{вых}}$, передаваемой в нагрузку. Эта мощность может быть выражена через нормированное напряжение $u_{\text{max}} = |\dot{u}_{\text{п}}| (1 + |\dot{\rho}|)$ в пучности продольного распределения:

$$P_{\text{вых}} = |\dot{u}_{\text{п}}|^2 (1 - |\dot{\rho}|^2) = |\dot{u}_{\text{п}}|^2 (1 + |\dot{\rho}|)(1 - |\dot{\rho}|) = \\ = |\dot{u}_{\text{п}}|^2 (1 + |\dot{\rho}|)^2 \frac{1 - |\dot{\rho}|}{1 + |\dot{\rho}|} = u_{\text{max}}^2 K,$$

где K — КБВ в линии передачи. Заменяя u_{max}^2 значением критической мощности пробоя в бегущей волне $P_{\text{б кр}}$, находим передаваемую в нагрузку критическую мощность для рассогласованного режима: $P_{\text{вых кр}} = P_{\text{б кр}} K$.

Таким образом, на грани пробоя в нагрузку может быть передана лишь часть критической мощности бегущей волны, пропорциональная КБВ нагрузки.

Оценки КПД и электропрочности линии передачи показывают, что наиболее выгоден согласованный режим $K=1$. В реальных трактах СВЧ по ряду причин (частотная зависимость сопротивления нагрузки, добавочные отражения от нерегулярностей) режим идеального согласования линий передачи оказывается недостижимым. Поэтому в технических условиях оговаривается наименьшее допустимое значение КБВ как для нагрузок, так и для тракта в целом. Обычно ориентируются на допустимое значение КБВ не ниже 0,7—0,8, хотя встречаются случаи (например, в линиях питания приемных антенн КВ), когда допустимый КБВ снижается до 0,3—0,4.

§ 1.5. ТРАНСФОРМАЦИЯ СОПРОТИВЛЕНИЙ В ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

Короткие отрезки линий передачи широко применяются для трансформации (преобразования) сопротивлений нагрузок. В основу положена зависимость нормированного сопротивления в произвольном сечении линии передачи от расстояния до нагрузки. Чтобы получить эту зависимость, используем формулу (1.12), которую представим в виде $\dot{z}(l) = [1 + \dot{\rho}(l)] / [1 - \dot{\rho}(l)]$. В трансформирующих отрезках обычно применяют линии с малыми потерями. Это позволяет пренебречь затуханием и использовать для коэффициента отражения идеализированную продольную зависимость

$$\dot{\rho}(l) = \dot{\rho}(0) e^{-j2\beta l}, \quad (1.17)$$

где $\beta l = 2\pi l / \lambda_{\text{в}}$ — величина, называемая *электрической длиной* отрезка линии передач.

Комплексный коэффициент отражения в сечении расположения нагрузки ($l=0$) связан с сопротивлением нагрузки формулами

$$\dot{z}_n = \frac{1 + \dot{\rho}(0)}{1 - \dot{\rho}(0)}, \quad \dot{\rho}(0) = -\frac{\dot{z}_n - 1}{\dot{z}_n + 1}.$$

Подставляя (1.17) в формулу для $\dot{z}(l)$ и производя несложные преобразования с учетом формулы Эйлера ($e^{\pm ja} = \cos a \pm j \sin a$), получаем формулу трансформации сопротивлений вдоль линии передачи:

$$\begin{aligned} \dot{z}(l) &= \frac{1 + \dot{\rho}(0) e^{-j2\beta l}}{1 - \dot{\rho}(0) e^{-j2\beta l}} = \frac{e^{j\beta l} + \dot{\rho}(0) e^{-j\beta l}}{e^{j\beta l} - \dot{\rho}(0) e^{-j\beta l}} = \\ &= \frac{[1 + \dot{\rho}(0)] \cos \beta l + j [1 - \dot{\rho}(0)] \sin \beta l}{[1 - \dot{\rho}(0)] \cos \beta l + j [1 + \dot{\rho}(0)] \sin \beta l} = \frac{\dot{z}_n + j \operatorname{tg} \beta l}{1 + j \dot{z}_n \operatorname{tg} \beta l}. \end{aligned} \quad (1.18)$$

В ряде случаев, например при необходимости объединения нескольких параллельно подключаемых нагрузок, более удобно использовать проводимости, а не сопротивления. Производя в (1.18) замену величин: $\dot{z}(l)$ на $1/\dot{y}(l)$ и \dot{z}_n на $1/\dot{y}_n$, — приходим к формуле трансформации проводимостей

$$\dot{y}(l) = (\dot{y}_n + j \operatorname{tg} \beta l) / (1 + j \dot{y}_n \operatorname{tg} \beta l), \quad (1.19)$$

которая имеет такой же вид, как и формула трансформации сопротивлений.

Трансформирующие отрезки линий передачи могут отличаться по размерам поперечного сечения, по конструктивному выполнению и даже по применяемому типу колебаний от основной линии тракта. На схемах замещения это учитывается введением неединичных безразмерных волновых сопротивлений z_B . Формулы преобразования сопротивлений и проводимостей при неединичном волновом сопротивлении отрезка получаются из (1.18) и (1.19) с помощью ренормировки ($\dot{z} \rightarrow \dot{z}/z_B$ и $\dot{y} \rightarrow \dot{y}z_B$):

$$\dot{z}(l) = z_B \frac{\dot{z}_n + j z_B \operatorname{tg} \beta l}{z_B + j \dot{z}_n \operatorname{tg} \beta l}; \quad \dot{y}(l) = \frac{1}{z_B} \frac{\dot{y}_n z_B + j \operatorname{tg} \beta l}{1 + j \dot{y}_n z_B \operatorname{tg} \beta l}. \quad (1.20)$$

Отметим, что сопротивления и проводимости в (1.20) являются безразмерными и нормированными для линии передачи основного тракта. Значение же безразмерного волнового сопротивления z_B в (1.20) определяется отличием формы и размеров поперечного сечения (а также параметров диэлектрика) трансформирующего отрезка от соответствующих параметров основной линии передачи тракта. Числовые значения z_B для каждого конкретного случая определяют электродинамическим расчетом или берут из справочников. Рассмотрим некоторые примеры.

Пример 1. Реактивные шлейфы. Такой термин употребляется для отрезков линии передачи с режимом короткого замыкания или холостого хода в сечении нагрузки. Из формул трансформации (1.20) следуют формулы для реактивных входных сопротивлений и проводимостей шлейфов:

$$\dot{z}_k = j z_b \operatorname{tg} \beta l, \quad \dot{y}_k = -\frac{j}{z_b} \operatorname{ctg} \beta l;$$

$$\dot{z}_x = -j z_b \operatorname{ctg} \beta l, \quad \dot{y}_x = -\frac{j}{z_b} \operatorname{tg} \beta l.$$

Отрезки короткозамкнутых линий с длиной менее полуволны часто используют в качестве согласующих элементов, а также в качестве элементов колебательных контуров с распределенными параметрами. Разомкнутые отрезки применяют реже, причем в полых волноводах и некоторых других линиях режим холостого хода нежелателен из-за паразитного излучения выходного отверстия.

Пример 2. Четвертьволнистый трансформатор. Этот термин употребляется для отрезков линий с электрической длиной $\beta l = \pi/2$. При такой длине трансформатора из формул (1.18) и (1.19) следует, что

$$\dot{z}(\lambda_b/4) \dot{z}(0) = 1, \quad \dot{y}(\lambda_b/4) \dot{y}(0) = 1.$$

Это означает, что четвертьволнистый отрезок линии передачи преобразует нагрузку \dot{z}_b в сопротивление $1/\dot{z}_b$, т. е. в сопротивление, численно равное проводимости нагрузки. Это положение справедливо и для проводимостей.

При неединичном волновом сопротивлении соотношение трансформации принимает вид

$$\dot{z}(\lambda_b/4) \dot{z}(0) = z_{tp}^2. \quad (1.21)$$

Отсюда следует, что четвертьволнистый трансформатор с волновым сопротивлением $z_{tp} = \sqrt{r_1 r_2}$ можно использовать для согласования генератора с внутренним активным сопротивлением r_1 с произвольной чисто активной нагрузкой r_2 . Точное согласование обеспечивается только на расчетной частоте $\omega_0 = 2\pi v_f / \lambda_b$, где v_f — фазовая скорость в отрезке линии, а также на кратных частотах, когда длина трансформатора составляет четверть длины волны в линии плюс целое число полуволни. В окрестности расчетной частоты четвертьволнистый трансформатор осуществляет приближенное согласование, ухудшающееся с ростом отклонения от расчетной частоты.

Пример 3. Полуволновой трансформатор. Этот термин употребляется для отрезков линий электрической длины $\beta l = \pi$. При такой длине трансформатора из формул (1.20) следует, что

$$\dot{z}(\lambda_b/2) = \dot{z}(0), \quad \dot{y}(\lambda_b/2) = \dot{y}(0),$$

т. е. полуволновый отрезок линии передачи при любых z_{tp} на расчетной частоте не трансформирует сопротивления нагрузки, а преобразует его в самого себя. Однако на других частотах происходит изменение входного сопротивления, увеличивающееся с ростом отклонения частоты. Это обстоятельство может быть использовано, например, для коррекции частотной характеристики сопротивления нагрузки.

Ряд применений полуволнового трансформатора связан с тем, что *нормированные напряжения на его входе и выходе равны по модулю и противоположны по фазе*: Это «опрокидывание» фазы следует, например, из формулы (1.9) с учетом соотношения (1.17) при $\beta l = \pi$. Свойство опрокидывания фазы используется в симметрирующем устройстве типа «U-колено» (рис. 1.19), применяемом для строгого противофазного питания симметричной нагрузки $2R$ от коаксиального кабеля. Сопротивление нагрузки коаксиального кабеля в точке A вследствие действия полуволнового трансформатора состоит из двух параллельно включенных

сопротивлений R , т. е. оказывается точно равным волновому сопротивлению кабеля $Z_b = R/2$, и обеспечивает в нем согласованный режим.

Пример 4. Метод Татаринова для измерения параметров комплексных нагрузок. Как подметил проф. В. В. Татаринов, безразмерное полное сопротивление в любом узле продольного распределения напряжения в линии точно равно КБВ: $\hat{z}_y = K$. Используя это значение в качестве сопротивления нагрузки в формуле (1.18), получаем

$$z_{bx} = \frac{1}{y_{bx}} = \frac{K + j \operatorname{tg} \beta l_y}{1 + jK \operatorname{tg} \beta l_y}, \quad (1.22)$$

где расстояние до сечения, в котором существует \hat{z}_{bx} , отсчитывается в сторону генератора от любого узла распределения напряжения на линии.

Формула (1.22) положена в основу метода экспериментального определения входного сопротивления неизвестной нагрузки с помощью так называемой измерительной линии.

На измерительной линии при перемещении подвижного зонда связи снимают картину продольного распределения поля (см. рис. 1.16) и по отношению минимального и максимального значений напряжения находят коэффициент бегущей волны: $K = u_{\min}/u^*_{\max}$. Кроме того, находят расстояние l_y от узла

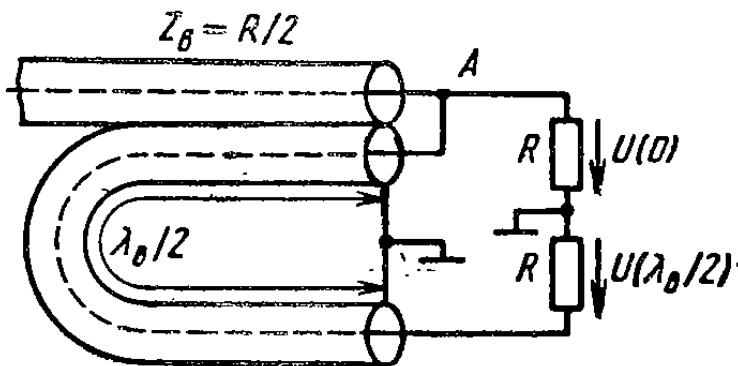


Рис. 1.19. Симметрирующее устройство типа «U-колено»

распределения напряжения до входа нагрузки. Затем по формуле (1.22) или по круговой номограмме (см. § 1.6) определяют сопротивление нагрузки. При использовании формулой (1.22) расстояние l_y нужно подставлять со знаком минус, так как нагрузка расположена дальше от генератора, чем узел распределения напряжения.

§ 1.6. КРУГОВАЯ НОМОГРАММА ДЛЯ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ (НОМОГРАММА ВОЛЬПЕРТА)

В инженерной практике при пересчетах сопротивлений и проводимостей в отрезках линий передачи удобно использовать круговую номограмму, предложенную в 1939 г. советским ученым А. Р. Вольпертом **. Основу для построения круговой номограммы составляют формулы (1.17) для коэффициента отражения и (1.18) для трансформации сопротивлений. Коэффициент отражения на круговой

* При квадратичном детекторе значение КБВ получается извлечением квадратного корня из отношения минимального и максимального показаний зонда: $K = \sqrt{a_{\min}/a_{\max}}$. При более точных измерениях предварительно определяется индивидуальная характеристика детектирования.

** В 1939 г. независимо от А. Р. Вольпера номограмма была предложена в США Ф. Смитом и получила там название диаграммы Смита.

номограмме (рис. 1.20) изображается в полярной системе координат, причем радиусу соответствует модуль коэффициента отражения, а полярному углу φ — удвоенное электрическое расстояние вдоль линии передачи, т. е. фазовый угол коэффициента отражения $\varphi = 2\beta l$. Для пассивных устройств модуль коэффициента отражения не превышает единицы, поэтому номограмма ограничена внешней окружностью единичного радиуса $|r| = 1$. Центр номограммы соответствует нулевому коэффициенту отражения. Электрическая длина отсчитывается на номограмме в виде углов поворота радиуса-вектора, вращающегося вокруг центра номограммы. Повороту по часовой стрелке соответствует перемещение наблюдаемого сечения в линии передачи в сторону генератора. Полный оборот соответствует полуволновому расстоянию вдоль линии. Четвертьволновое расстояние определяется половиной оборота. Линии постоянных фаз коэффициента отражения, т. е. радиусы, на номограмме обычно не изображают, а вместо линий постоянных модулей коэффициента отражения наносят штриховые концентрические окружности постоянных КБВ. Часто круговая номограмма дополняется поворотной радиальной шкалой, на которую наряду с делениями КБВ (или КСВ) наносят также деления модуля коэффициента отражения. Такая шкала изображена отдельно на рис. 1.20.

Кроме полярных координат для коэффициента отражения и КБВ при построении круговой номограммы используется вторая координатная сетка, образуемая пересечением системы линий постоянных нормированных активных сопротивлений r (или активных проводимостей g) и системы линий постоянных нормированных реактивных сопротивлений x (или проводимостей b). Линии постоянных r являются окружностями радиусами $1/(1+r)$ с центрами, расположенными на горизонтальной оси симметрии. Все окружности постоянных r соприкасаются между собой в точке B номограммы (рис. 1.20). Характерной является окружность $r=1$, проходящая через центр номограммы. Линии постоянных x являются также окружностями, их радиусы равны $1/x$, а центры располагаются на вертикальной прямой, проходящей через точку B . Линии

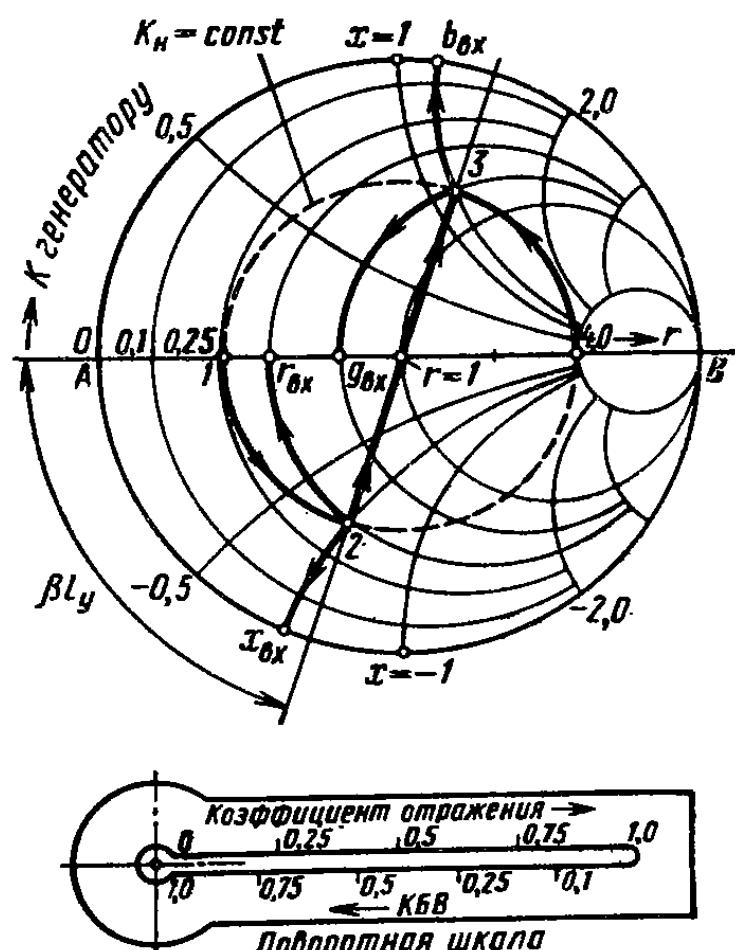


Рис. 1.20. Круговая номограмма

отрицательных значений x лежат в нижней половине номограммы, а линии положительных значений x — в верхней. На горизонтальной оси симметрии номограммы реактивные сопротивления равны нулю.

Пример. Использование круговой номограммы при измерениях параметров нагрузки методом Татаринова. Пусть КБВ на нагрузки равен 0,25, а $I_y = 0,11\lambda_B$, т. е. $\beta I_y \approx 40^\circ$. Определение сопротивления $\dot{z}_{\text{вх}}$ или проводимости нагрузки $\dot{y}_{\text{вх}}$ по круговой номограмме состоит из таких последовательных действий.

1. На номограмме сопротивлений на участке горизонтальной оси от точки короткого замыкания A до центра (это область расположения узлов напряжения на линии) находят точку сопротивления, соответствующую узлу при измеренном значении КБВ (точка 1). В этой точке $r_y = 0,25$.

2. По окружности постоянного $K_y = 0,25$ осуществляют перемещение по номограмме из точки узла 1 в точку на нагрузки 2 (жирные линии на рис. 1.20), находящуюся на электрическом расстоянии $\beta I_y = 40^\circ$. Перемещение происходит против часовой стрелки (к нагрузке), так как нагрузка находится дальше от генератора, чем узел напряжения.

3. По линиям постоянных r и x , проходящим через точку нагрузки 2, отсчитывают на соответствующих шкалах значения вещественной и мнимой составляющих сопротивления. В рассматриваемом примере это дает $\dot{z}_{\text{вх}} \approx 0,40 - j \cdot 0,74$.

4. Чтобы найти полную нормированную проводимость этой же нагрузки, следует использовать свойство четвертьволнового трансформатора преобразовывать сопротивление нагрузки $\dot{z}_{\text{вх}}$ в величину $1/\dot{z}_{\text{вх}}$, численно равную проводимости. Производя перемещение от точки сопротивления на нагрузки 2 по окружности постоянного $K_y = 0,25$ на четвертьволновое расстояние, попадаем в диаметрально противоположную точку 3, координаты которой дают проводимость $0,56 + j \cdot 1,04$.

5. Проводимость на нагрузки можно найти и иначе, если сразу прибегнуть к *номограмме проводимостей*. Единственное отличие этой номограммы от номограммы сопротивлений состоит в том, что узлам распределения напряжения на линии соответствует правая половина горизонтальной оси номограммы от центра до точки B короткого замыкания (где $g \rightarrow \infty$). Узлу напряжения на измерительной линии при $K_y = 0,25$ соответствует проводимость $\dot{y}_y = 1/K_y = 4,0$, находящаяся, естественно, на окружности $K_y = 0,25$. Производя перемещение по этой окружности от точки узла на электрическое расстояние $\beta I_y = 40^\circ$ к генератору, находим ту же точку 3, дающую проводимость на нагрузки.

§ 1.7. УЗКОПОЛОСНОЕ СОГЛАСОВАНИЕ В ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

В § 1.4 было установлено, что оптимальным является согласованный режим линии ($K = 1$). Этот режим обеспечивают, применяя согласующие устройства, которые из соображений получения высокого КПД тракта выполняют из реактивных элементов (без омических потерь).

Рассмотрим так называемое *узкополосное согласование*, при котором режим бегущей волны достигается на единственной расчетной частоте. При отклонении частоты от расчетной возникает рассогласование и наблюдается снижение КБВ. Характерная частотная зависимость КБВ при узкополосном согласовании показана на рис. 1.21. Полоса частот, для которых КБВ превышает установленное допустимое значение K_{\min} (например, 0,8), называется *полосой частот согласования* Δf_c . При узкополосном согласовании полоса частот не контролируется при расчете номиналов элементов согласующего устройства и определяется путем поверочного расче-

та или экспериментально лишь после нахождения номиналов согласующих элементов.

Следует подчеркнуть, что именно это и дает основание употреблять термин *узкополосное согласование*. Альтернативой узкополосному согласованию является так называемое *широкополосное согласование*, при котором номиналы согласующих элементов определяются из условия достижения максимальной полосы частот согласования. При широкополосном согласовании требование достижения единичного значения КБВ на расчетной частоте не предъявляется и не может служить основанием к расчету номиналов со-

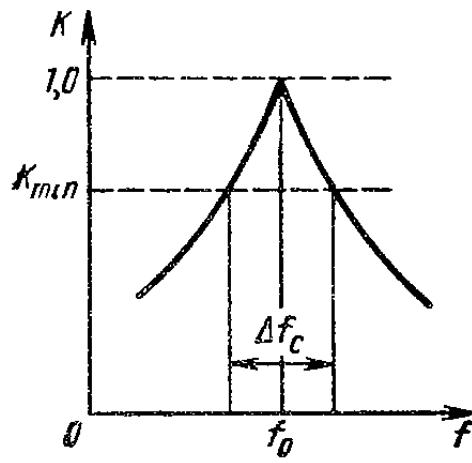


Рис. 1.21. Зависимость КБВ от частоты при узкополосном согласовании

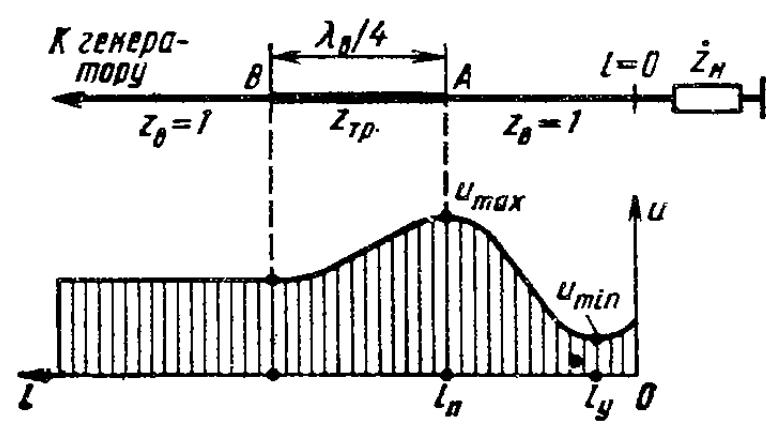


Рис. 1.22. Согласование нагрузки четвертьволновым трансформатором

гласующих элементов. Относительное значение достигаемой полосы согласования $\Delta f_c/f_0$, где f_0 — расчетная частота, зависит от частотных свойств нагрузки и согласующих элементов, а также от допустимого значения КБВ K_{min} . Значение $\Delta f_c/f_0$ может находиться в очень широких пределах (от сотых долей процента до нескольких октав) и не имеет прямого отношения к термину «узкополосное согласование».

При узкополосном согласовании достаточно компенсировать отражение от нагрузки на выбранной частоте, внося в линию добавочное отражение. При этом для расширения полосы согласования надо стремиться уменьшить длину согласующего устройства и расположить его как можно ближе к нагрузке. Тогда при отклонении частоты от расчетной изменение электрических длин в согласующем устройстве будет наименьшим и рассогласование с изменением частоты будет нарастать медленнее. При узкополосном согласовании обычно используют трансформаторы в виде отрезков линий передачи с измененным волновым сопротивлением, а также сосредоточенные реактивности (например, шлейфы, диафрагмы), располагаемые в нужном сечении линии передачи.

Пример 1. Согласование с помощью четвертьволнового трансформатора. Схема такого согласования показана на рис. 1.22. Трансформатор длиной $\lambda_0/4$ с волновым сопротивлением $Z_{tp} \neq 1$ занимает участок тракта AB . На выходе

трансформатора в точке B полное сопротивление на расчетной частоте должно быть равно единице (это условие согласования). Тогда, согласно формуле (1.21), нормированное сопротивление на входе трансформатора в точке A также должно быть чисто активным и равным $r_A = z_{tr}^2$. Поэтому точка A должна обязательно располагаться либо в узле, либо в пучности продольного распределения напряжения. Именно второй случай и показан на рис. 1.22.

Активное сопротивление в узле распределения напряжения на линии равно КБВ нагрузки K_h . Полагая $r_A = K_h$, получаем требуемое волновое сопротивление трансформатора $z_{tr} = \sqrt{K_h}$. В альтернативном случае расположения точки A трансформатора в пучности распределения напряжения (где сопротивление активно и равно $1/K_h$) требуемое волновое сопротивление трансформатора составит $z_{tr} = 1/\sqrt{K_h}$.

Таким образом, при согласовании в узле требуется пониженное волновое сопротивление трансформатора, а при согласовании в пучности — повышенное. Выбор одного из этих вариантов осуществляют исходя из конструктивных возможностей получения того или иного значения волнового сопротивления при деформации поперечного сечения линии передачи. При согласовании четвертьволновым трансформатором КБВ в линии изменяется следующим образом: от нагрузки до точки включения трансформатора он сохраняется равным K_h , вдоль трансформатора увеличивается и становится равным $\sqrt{K_h}$ и от выхода трансформатора до генератора $K=1$. Некоторым недостатком согласующего трансформатора является трудность осуществления подстройки после изготовления.

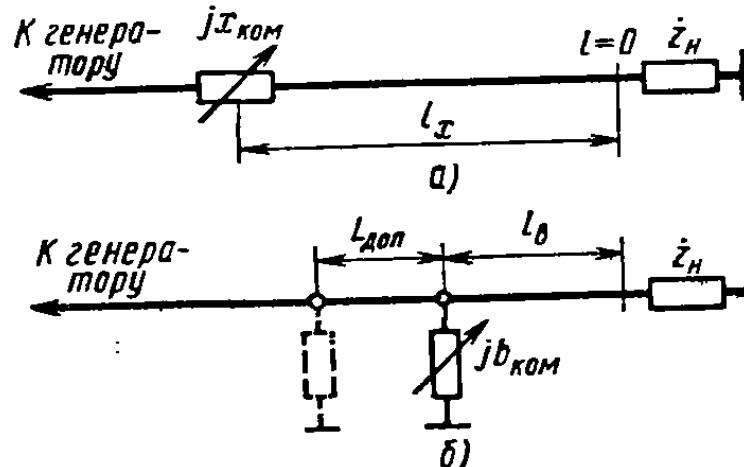


Рис. 1.23. Согласование нагрузки сосредоточенными последовательной (а) и параллельной (б) реактивностями

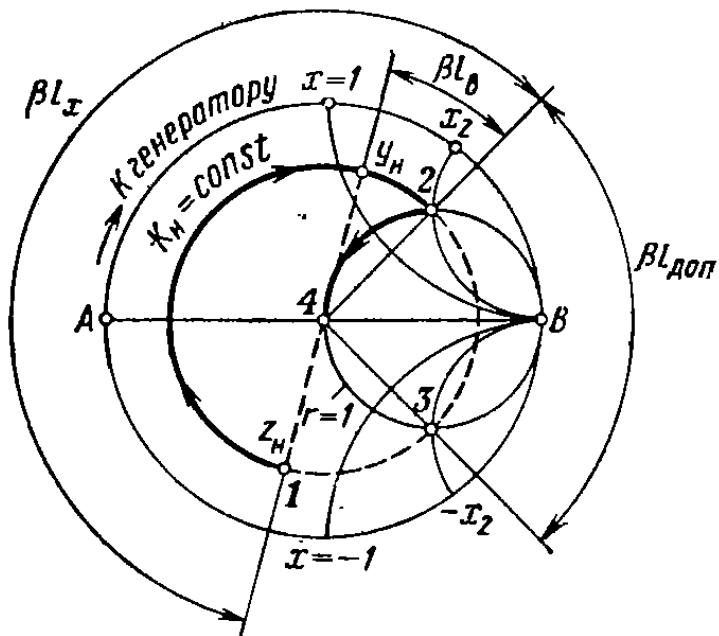


Рис. 1.24. К расчету согласующих схем с подвижными сосредоточенными реактивностями

Пример 2. Согласование с помощью сосредоточенных реактивностей. Этот способ был разработан в 1931 г. В. В. Татариновым и широко применяется во всех диапазонах длин волн — от средних до миллиметровых. Схемы замещения для последовательной и параллельной реактивностей показаны на рис. 1.23. Для настройки на режим бегущей волны в каждой схеме следует выбрать место включения и ее номинал. Проще всего это сделать с помощью круговой номограммы Вольперта.

Последовательная компенсирующая реактивность jx_{kom} (рис. 1.23, а) должна быть включена в такое сечение линии l_x , где вещественная часть полного сопротивления точно равна единице. Минимальная часть сопротивления в этой точке в сумме с x_{kom} может быть сделана равной нулю, что и обеспечивает идеальное согласование на расчетной частоте. Следовательно, надо нанести на круговую номограм-

му полное сопротивление нагрузки \dot{z}_n (пусть это будет точка 1 на рис. 1.24) и, осуществляя перемещение по соответствующей окружности постоянного КБВ (жирная линия на рис. 1.24), найти на этой окружности точку пересечения с линией постоянного активного сопротивления $r=1$, т. е. точку 2. Угловое расстояние βl_x между точками 1 и 2 на рис. 1.24 определяет нужное место включения последовательной реактивности.

Реактивное сопротивление в точке 2 с противоположным знаком определит требуемую компенсирующую реактивность $x_{\text{ком}} = -x_2$. После добавления такой реактивности полное сопротивление в точке 2 изменяется и становится равным единице, что соответствует перемещению на круговой номограмме по окружности $r=1$ в точку идеального согласования 4.

Кроме точки 2 существует еще одна точка пересечения окружности постоянного КБВ нагрузки с линией единичного активного сопротивления — это точка 3. Но точка 3 находится дальше от нагрузки и дополнительное расстояние $\beta l_{\text{доп}}$, и поэтому при компенсации реактивности в точке 3 следует ожидать сужения полосы согласования. Однако в точке 3 для компенсации требуется реактивность другого знака, а это может оказаться предпочтительным по конструктивным соображениям.

Случай *параллельной компенсирующей реактивности* (рис. 1.23, б) может быть рассмотрен аналогичным образом. Однако вместо круговой номограммы сопротивлений нужно использовать круговую номограмму проводимостей.

Из рассмотренных примеров следует, что в *узкополосных согласующих устройствах в принципе достаточны две регулируемые степени свободы* (место включения четвертьволнового трансформатора и его волновое сопротивление; место включения реактивности и ее номинал и т. д.). Для одной и той же нагрузки могут быть использованы различные схемы узкополосных согласующих устройств. Выбор наилучшей схемы осуществляется с учетом обеспечиваемой в каждом варианте полосы частот согласования, а также конструктивных ограничений на номиналы согласующих элементов.

Глава 2

ЭЛЕМЕНТЫ ТРАКТОВ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ДИАПАЗОНОВ ДЛИН ВОЛН

§ 2.1. СОГЛАСОВАННЫЕ НАГРУЗКИ

К числу наиболее распространенных элементов трактов относятся согласованные нагрузки, предназначенные для поглощения мощности, передаваемой по линии передачи. Согласованные нагрузки применяют также в качестве эквивалентов антенн при настройке передающей аппаратуры и в виде меры сопротивления в измерительных устройствах СВЧ.

Основной характеристикой согласованной нагрузки является модуль ее коэффициента отражения $|\rho|$ (или соответствующие значения КБВ или КСВ) в заданной полосе частот. Технически возможно создание нагрузок с $|\rho| \leq 0,01$ в относительной полосе частот 20—30 % и более. Ввиду малости $|\rho|$ требования к фазе ко-

эффективности отражения от нагрузки не предъявляются и эта фаза может иметь любое значение в интервале $0—2\pi$.

Важной характеристикой нагрузки является допустимая поглощаемая мощность. Существуют нагрузки для низкого уровня мощности (не более 1 Вт) и для высокого уровня мощности.

Способы выполнения нагрузок зависят от типа линии передачи, диапазона частот и уровня мощности. Различают сосредоточенные и распределенные нагрузки, причем последние путем увеличения размеров могут быть выполнены на большую мощность.

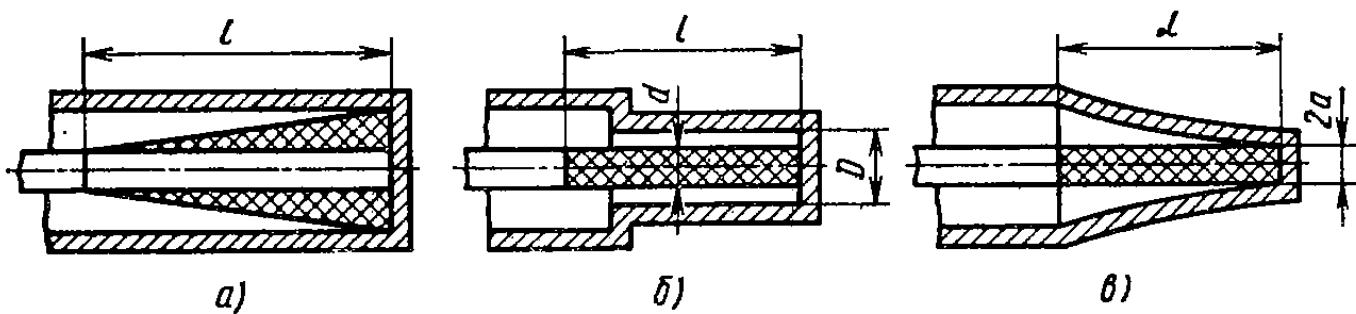


Рис. 2.1. Коаксиальные согласованные нагрузки

В коаксиальном тракте простейшей нагрузкой является сосредоточенный резистор с сопротивлением, равным волновому сопротивлению линии. Однако на сантиметровых волнах размеры резистора становятся соизмеримыми с длиной волны, входное сопротивление оказывается частотно-зависимым и качество согласования ухудшается. Для снижения коэффициента отражения и расширения рабочей полосы частот коаксиальные нагрузки сантиметрового диапазона длин волн часто выполняют в виде отрезков нерегулярных линий передачи с потерями. Поглощающие элементы в таких нагрузках могут быть объемными или в виде тонких поглощающих пленок. Коаксиальная нагрузка с объемным поглощающим элементом в виде конуса показана на рис. 2.1, а. Хорошее качество согласования в этой конструкции достигается при длине поглощающего элемента $l \geq \lambda$.

Более распространены коаксиальные нагрузки с поглощающими элементами в виде керамических цилиндров, покрытых металлооксидными или углеродистыми проводящими пленками. Толщину пленки выбирают малой по сравнению с глубиной проникновения поля, поэтому поверхностное сопротивление пленки почти не зависит от частоты. Чтобы входные сопротивления коаксиальных нагрузок с цилиндрическими поглощающими элементами были чисто активными и почти не менялись в нужной полосе частот, такие нагрузки снабжают нерегулярными металлическими экранами со специально подобранными профилями и размерами.

На рис. 2.1, б показана коаксиальная нагрузка с экраном ступенчатой формы. Установлено, что оптимальное качество согласования при $\lambda \geq 6l$ получается при выборе уменьшенного диаметра

экрана в соответствии с соотношением $138 \lg (D/d) = Z_b / \sqrt{5}$, где Z_b — волновое сопротивление тракта. Длина уступа внешнего проводника должна быть несколько меньше длины пленочного поглотителя. Наиболее широкополосные коаксиальные нагрузки имеют внешний экран воронкообразной формы (рис. 2.1, в).

Согласованные нагрузки для полосковых линий передачи представляют собой тонкопленочные полоски из резистивных материалов, нанесенные на плату и закороченные с одного конца на экран полосковой линии. Толщину полоски подбирают в несколько раз меньше глубины проникновения поля, а длина ее может быть ма-

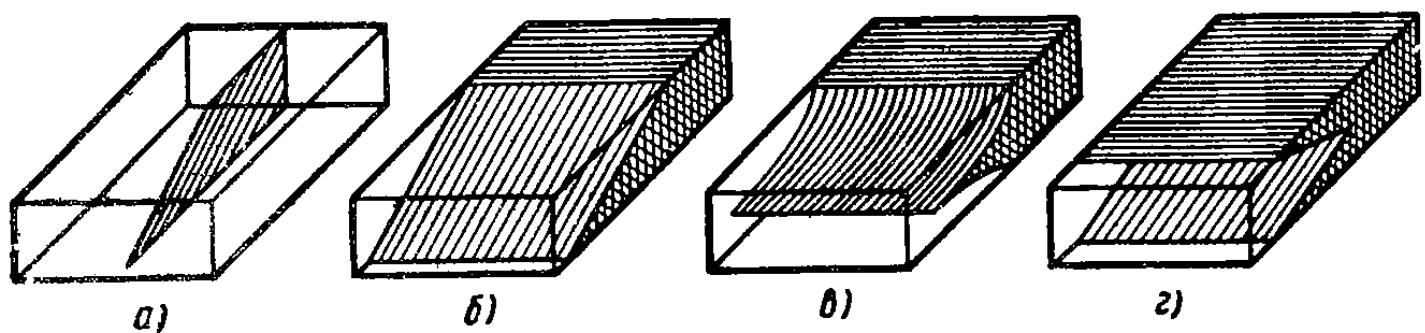


Рис. 2.2. Волноводные согласованные нагрузки

лой по сравнению с длиной волны. Однако из-за небольшой площади теплоотвода сосредоточенные нагрузки выдерживают лишь небольшую мощность. Для увеличения рассеиваемой мощности нагрузки выполняют в виде протяженных ($l \approx \lambda$) отрезков регулярных или нерегулярных линий передачи с потерями. При этом необходим специальный подбор формы поглощающей поверхности. В узлах СВЧ на полосковых линиях применяют также навесные нагрузки в виде керамических пластинок или стержней с нанесенным пленочным поглощающим покрытием. На полосковых платах при выполнении нагрузок и в других случаях часто возникают технологические трудности с осуществлением короткого замыкания полосковых проводников на экраны. При узкой полосе частот (5—8 %) эти трудности преодолеваются, применяя четвертьволновые разомкнутые шлейфы, обладающие близким нулю входным сопротивлением.

Волноводные согласованные нагрузки выполняют в виде поглощающих вставок переменного профиля в отрезке короткозамкнутого волновода. В маломощных нагрузках вставки имеют вид тонких диэлектрических пластин, покрытых графитовыми или металлическими пленками (рис. 2.2, а). Объемные поглощающие вставки (рис. 2.2, б — г) с большой мощностью рассеяния выполняют из композитных материалов на основе порошков графита, карбонильного железа или карбида кремния. Для уменьшения отражений поглощающим вставкам придают вид клиньев или пирамид. Если вносимое вставкой ослабление превышает 20—25 дБ, отражения

от оконечного короткозамыкателя пренебрежимо малы. Для улучшения теплоотвода площадь соприкосновения вставки со стенками волновода делают максимальной, а внешнюю поверхность волновода снабжают радиатором.

§ 2.2. РЕАКТИВНЫЕ НАГРУЗКИ

Реактивные нагрузки, применяемые в качестве мер при измерениях на СВЧ, а также в согласующих и управляющих устройствах, должны обладать стабильным нормированным входным сопротивлением, номинал которого может быть строго рассчитан по геометрическим размерам.

Наибольшее распространение получили короткозамкнутые отрезки закрытых линий передачи, иначе говоря, короткозамкнутые шлейфы. Основным параметром реального шлейфа является значение входного КСВ, которое должно быть как можно более высоким. В нерегулируемых коаксиальных или волноводных шлейфах с неподвижным запаянным поршнем КСВ может достигать 500 и более. В регулируемых шлейфах с подвижными поршнями значения КСВ из-за дополнительных потерь в контактах оказываются ниже, однако, как правило, они превышают 100. Холостой ход в шлейфах, т. е. размыкание выхода, может быть реализован только в закрытых многопроводных линиях, когда устранено излучение.

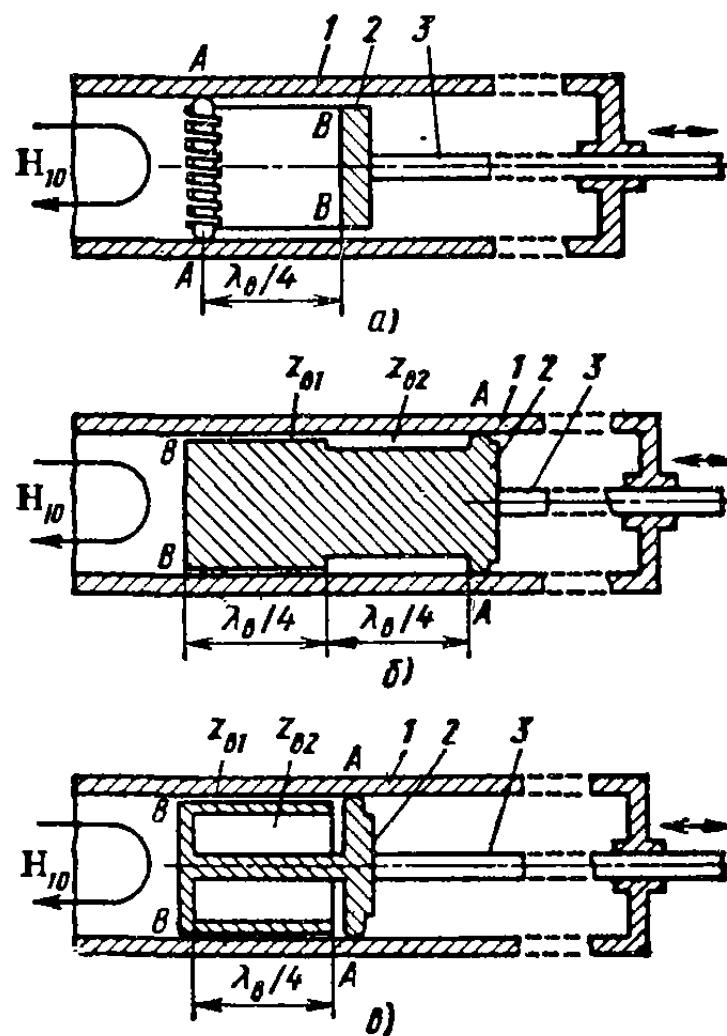


Рис. 2.3. Волноводные короткозамыкающие поршни:

1 — волновод; 2 — поршень; 3 — тяга

Возможные конструктивные решения *подвижных короткозамыкающих поршней* для прямоугольных волноводов показаны на рис. 2.3 для продольных сечений, параллельных узкой стенке волновода. В первой конструкции (рис. 2.3, а) разрезные пружинные контакты *A* вынесены от закорачивающей стенки *B* внутрь волновода на расстояние $\lambda_0/4$. Поэтому контакты оказываются в сечении волновода с нулевыми значениями продольного тока на стенках и неидеальность контактов не приводит к потерям мощности.

Во второй конструкции поршня (рис. 2.3, б) контакты *A* включены в волновод через два трансформирующих отрезка линии пере-

дачи с низкими нормированными волновыми сопротивлениями z_{v1} и z_{v2} . Предполагая, что активное сопротивление контактов в точке A равно r_A , и применяя дважды формулу пересчета сопротивления через четвертьволновый трансформатор, находим входное сопротивление в точках B : $r_B = r_A (z_{v1}/z_{v2})^2$. При $z_{v1} \ll z_{v2}$ удается существенно уменьшить эквивалентное сопротивление контакта r_B и увеличить КСВ поршня.

В третьей конструкции поршня (рис. 2.3, в) точки контакта помещены в середину свернутого короткозамкнутого полуволнового отрезка линии передачи, состоящего из двух каскадно включенных четвертьволновых отрезков с волновыми сопротивлениями z_{v1} и z_{v2} . К активному сопротивлению контакта r_A добавляется бесконечное реактивное сопротивление короткозамкнутого четвертьволнового шлейфа с волновым сопротивлением z_{v2} , и сумма сопротивлений контакта и шлейфа трансформируется четвертьволновым отрезком с волновым сопротивлением z_{v1} в практически нулевое сопротивление в точке B (т. е. в точке B создается виртуальное короткое замыкание для токов СВЧ).

Рассмотренные принципы выполнения волноводных поршней непосредственно применимы и для коаксиальных поршней в диапазоне сантиметровых волн.

§ 2.3. ИЗОЛЯТОРЫ ДЛЯ КОАКСИАЛЬНОГО ТРАКТА

В жестких коаксиальных трактах существует проблема крепления внутреннего проводника коаксиальной линии: К устройствам крепления предъявляются противоречивые требования: не порож-

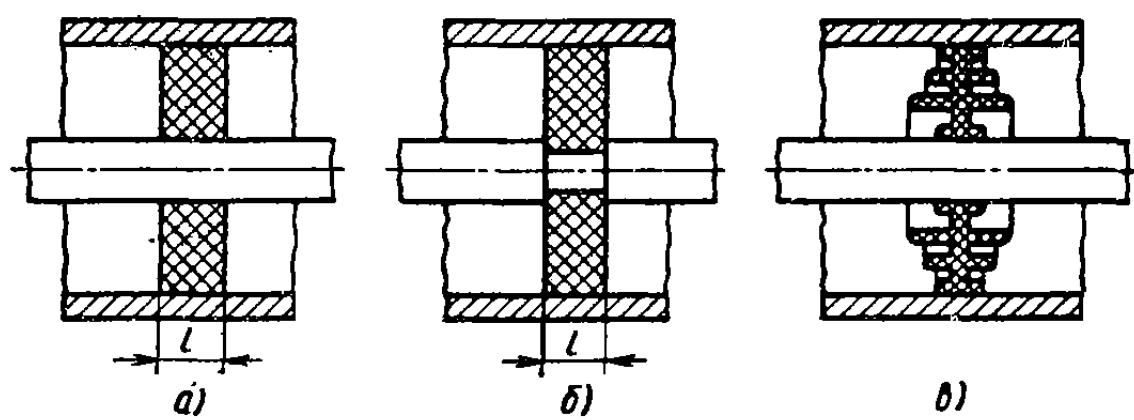


Рис. 2.4. Диэлектрические шайбы для коаксиальной линии

дать отражения, не снижать электрическую прочность, не увеличивать коэффициент затухания, не сужать рабочую полосу частот, допускать возможность разборки и сборки тракта и т. д.

Наиболее распространены два способа крепления внутреннего проводника: с помощью диэлектрических шайб и с помощью металлических изоляторов. Простая диэлектрическая шайба (рис. 2.4, а), включенная в коаксиальную линию, имеет схему за-

мещения в виде отрезка линии передачи с эквивалентной длиной $l_{\text{эк}} = \sqrt{\epsilon_r}$ и пониженным волновым сопротивлением. На низких частотах ($l_{\text{эк}}/\lambda \ll 1$) простые шайбы слабо влияют на параметры тракта, однако при возрастании частоты электрическая длина шайбы увеличивается, возникают заметные отражения и растет коэффициент затухания. Для уменьшения отражений можно уменьшить диаметр внутреннего проводника коаксиальной линии на участке, занятом шайбой, и тем самым сохранить постоянным волновое сопротивление. Это осуществлено в так называемой *утопленной шайбе* (рис. 2.4, б), которая с целью облегчения процесса сборки тракта может быть разрезана по диаметру.

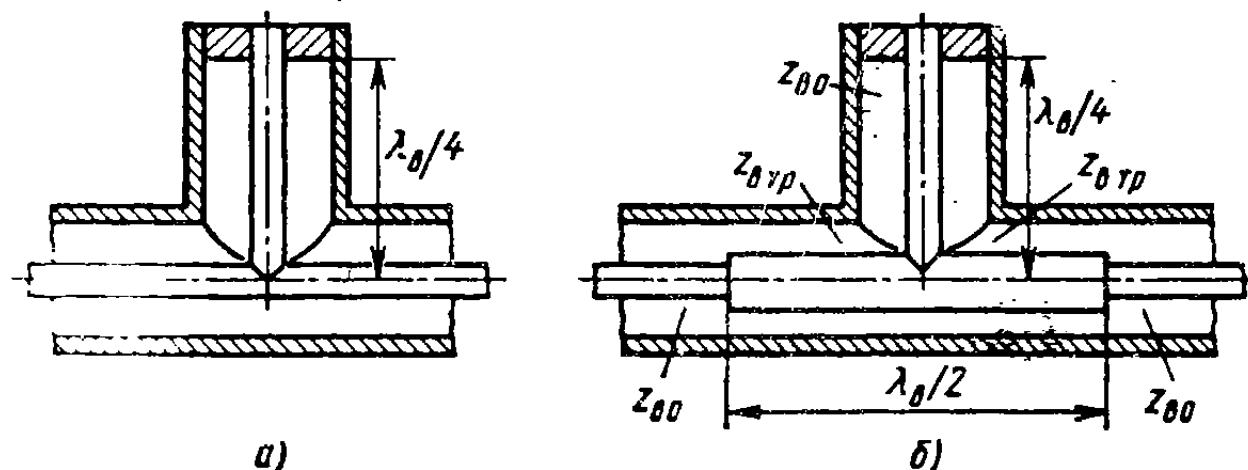


Рис. 2.5. Металлические изоляторы для коаксиальной линии

Диэлектрические шайбы снижают электрическую прочность тракта из-за облегчения условий пробоя по поверхности шайбы и в результате роста напряженности поля в малом, но неизбежном зазоре между шайбой и центральным проводником линии. Для увеличения электрической прочности на поверхности шайбы выполняют концентрические канавки и выступы (рис. 2.4, в).

На сантиметровых волнах широко применяют так называемые *металлические изоляторы* — жесткие параллельные короткозамкнутые шлейфы длиной $\lambda_b/4$, поддерживающие внутренний проводник (рис. 2.5, а). Металлический изолятор не нарушает согласования тракта на рабочей длине волны, почти не снижает электрической прочности и вносит незначительные дополнительные потери. Однако такой изолятор является узкополосным, так как с изменением частоты изменяется электрическая длина шлейфа и в тракт вносятся рассогласование.

Широкополосный металлический изолятор (рис. 2.5, б) кроме металлического изолятора $\lambda_b/4$ содержит полуволновый трансформатор пониженного волнового сопротивления $Z_{b \text{ tr}}$. Значение $Z_{b \text{ tr}}$ может быть выбрано таким образом, что изолятор оказывается идеально согласованным не только на центральной частоте, но и еще на двух частотах: выше и ниже основной частоты. Соответствующая осциллирующая зависимость КСВ в согласованном тракте

с широкополосным изолятором при $Z_{втр}=0,8$ показана на рис. 2.6, а. При изменении волнового сопротивления $Z_{втр}$ параметры частотной характеристики (уровень горбов и полоса согласования по этому уровню $\Delta f_c/f_0$) изменяются, как показано на рис. 2.6, б. Рабочая полоса частот широкополосного металлического изолятора по уровню допустимого КСВ 1,1 достигает 80 % от центральной частоты.

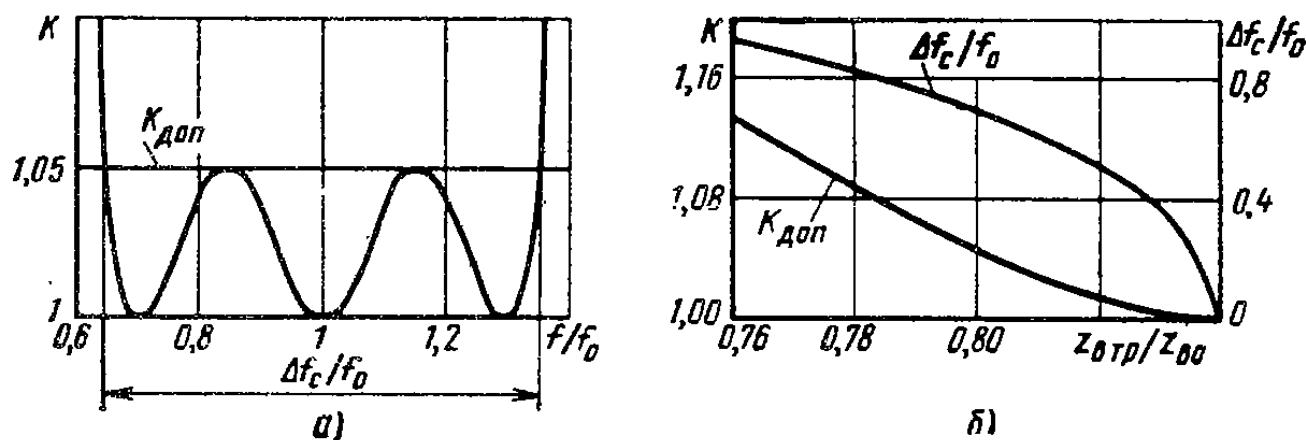


Рис. 2.6. Частотная характеристика КСВ широкополосного металлического изолятора и ее параметры

§ 2.4. РАЗЪЕМЫ И СОЧЛЕНЕНИЯ В ТРАКТАХ СВЧ

Отдельные узлы разборных трактов оснащают специальными разъемами, которые должны обеспечивать надежный электрический контакт в местах соединения проводников. Основные требования к разъемам состоят в сохранении согласования и электрической прочности тракта при минимальном вносимом ослаблении мощности и отсутствии паразитного излучения.

В высокочастотных соединителях для гибких коаксиальных кабелей контакты обеспечивают с помощью пружинных цанг и штекеров (рис. 2.7, а), удерживаемых в соединении с помощью внешних резьбовых соединений или иных фиксирующих приспособлений. Соотношение диаметров проводников на любом участке внутри коаксиальных соединителей подбирают таким образом, чтобы с учетом параметров диэлектрика обеспечивалось постоянство волнового сопротивления линии. Согласование в разъемах сильно зависит от заделки кабеля, и при аккуратном выполнении КСВ характеризуется среднеквадратическим значением 1,05—1,15.

Высокочастотные соединители для жестких коаксиальных линий на повышенный уровень мощности выполняют без опорных диэлектрических шайб (рис. 2.7, б). Соединение отрезков прямоугольных волноводов осуществляют с помощью фланцев двух типов: контактных и дроссельных.

Контактные притертые фланцы требуют тщательной обработки и строгой параллельности соприкасающихся поверхностей и могут обеспечивать высокое качество соединения, которое, однако, ухуд-

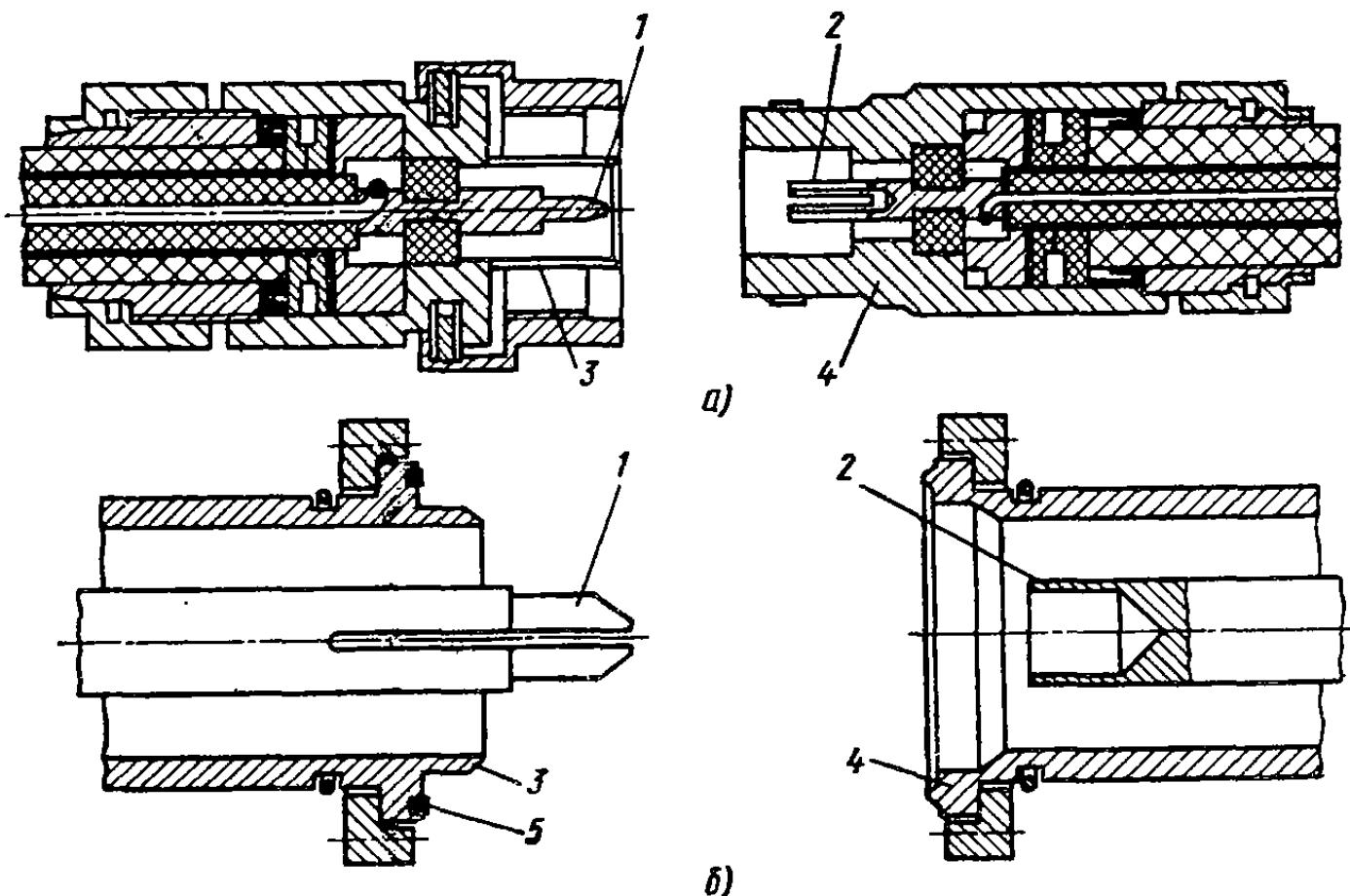


Рис. 2.7. Высокочастотные коаксиальные соединители:

1 — штыревой контакт; 2 — гнездовой контакт; 3 — штыревая втулка; 4 — гнездовая втулка; 5 — прокладка герметизации

шается при многократных переборках тракта. Для улучшения качества контакта между фланцами на штифтах помещают бронзовую прокладку, имеющую ряд разведенных пружинящих лепестков, прилегающих к внутреннему периметру поперечного сечения соединяемых волноводов (рис. 2.8). Защита соединения от пыли и влаги осуществляется резиновыми уплотнительными кольцами, установленными в канавках на фланцах.

В дроссельном фланце (рис. 2.9)

контакт между волноводами осуществляется через последовательный короткозамкнутый шлейф длиной $\lambda_b/2$, выполненный в форме канавок и углубления внутри фланца. Четвертьвольновый участок между точкой короткого замыкания *A* и точкой контакта *B* является коаксиальным волноводом с волной типа H_{11} , а второй четвертьвольновый участок между точкой контакта *B* и точкой включения шлейфа в волновод *C* является отрезком радиальной линии передачи. Точка кон-

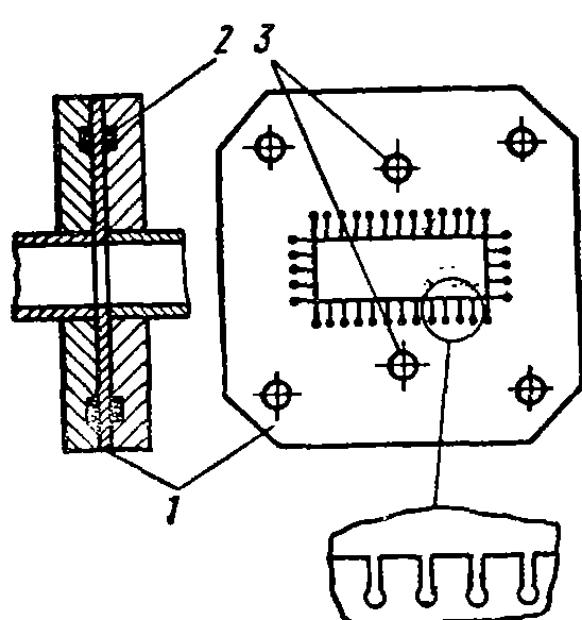


Рис. 2.8. Контактный волноводный фланец:

1 — контактная прокладка; 2 — канавка с уплотнителем; 3 — отверстия для фиксирующих штифтов

такта попадает в узел распределения поверхностного тока J , и поэтому на сопротивлении контакта r не происходит заметного выделения мощности. Виртуальное короткое замыкание между соединяемыми волноводами в точке C обеспечивается тем, что суммарная длина дроссельных канавок от точки A до точки C составляет $\lambda_0/2$. Для защиты полости тракта от внешних воздействий применяют уплотнительную прокладку. Дроссельные фланцы не критичны к качеству контакта и небольшим перекосом, не снижают электрической прочности тракта. Их недостатками являются заметная частотная зависимость КСВ и сложность конструкции.

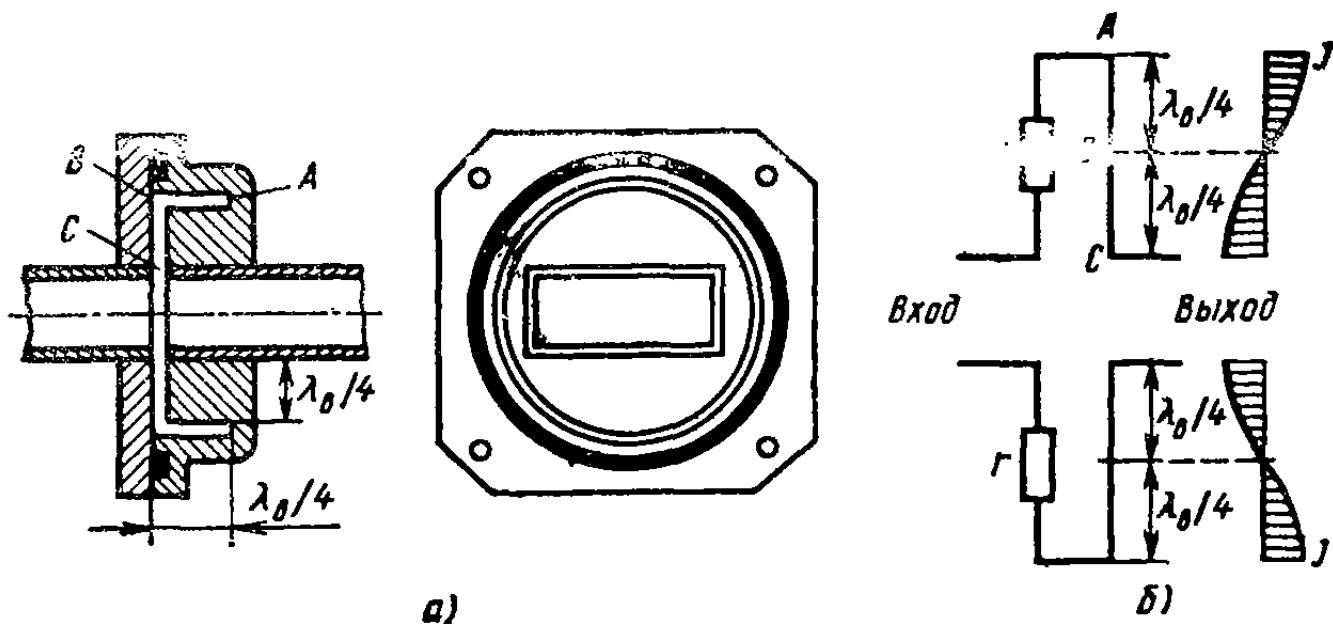


Рис. 2.9. Дросельный волноводный фланец:
а — эскиз; б — схема замещения

Вращающиеся сочленения обеспечивают поворот одной части тракта относительно другой без нарушения электрического контакта и качества согласования. При выполнении вращающихся сочленений обычно используют короткие отрезки коаксиального волновода с Т-волной или круглого волновода с осесимметричной волной E_{01} . В круглом волноводе возможно использование во вращающихся сочленениях также волны типа H_{11} с круговой поляризацией поля. Существуют вращающиеся сочленения с *трущимися контактами*, которые, однако, ненадежны при непрерывном вращении и высоком уровне мощности. Вращающиеся сочленения с *дросельными канавками* обеспечивают более надежный электрический контакт, однако параметры таких сочленений зависят от частоты.

В коаксиальном *вращающемся сочленении* (рис. 2.10, а) дросельные канавки устанавливаются как во внешнем, так и во внутреннем проводниках. Каждый дросель представляет собой последовательный двухступенчатый короткозамкнутый шлейф длиной $\lambda_0/2$, где λ_0 — рабочая длина волны. Схемы замещения дросселей во внешнем и внутреннем проводниках волновода одинаковы и показаны отдельно на рис. 2.10, б. (Заметим, что аналогичные схемы

замещения имеют дроссельные канавки в волноводном поршне на рис. 2.3, *в* и в волноводном фланце на рис. 2.9, *а*.) Внутри дросселя образуется стоячая электромагнитная волна с узлом распределения тока в точке расположения трущихся контактов, отнесенных на расстояние $\lambda_0/4$ от короткозамкнутых концов шлейфов. Поэтому падение напряжения на сопротивлениях контактов равно нулю, потери мощности СВЧ отсутствуют и электрические характеристики вращающегося сочленения на рабочей частоте не зависят от качества трущихся контактов.

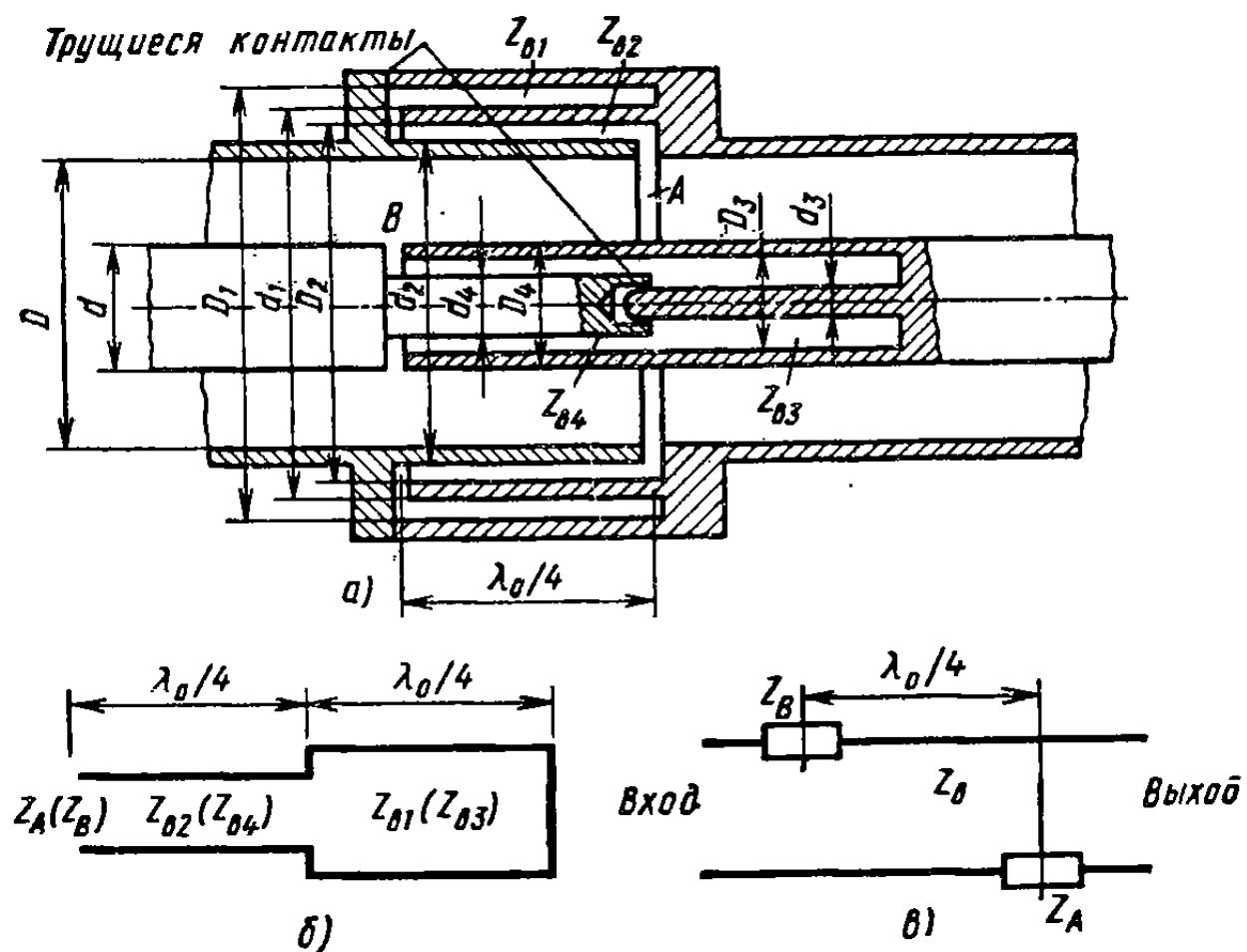


Рис. 2.10. Коаксиальное дроссельное вращающееся сочленение:
а — эскиз; *б* — схема замещения дроссельной канавки; *в* — схема замещения сочленения

При отклонении частоты от рабочей входные сопротивления дросселей Z_A и Z_B отличны от нуля и вращающееся сочленение вносит отражения в тракт. При небольших расстройках Δf относительно рабочей частоты f_0 входное сопротивление отдельного дросселя можно вычислить, рассматривая его как отрезок линии передачи с электрической длиной $\beta l = (1 + \Delta f/f_0)\pi/2$, нагруженный на второй короткозамкнутый отрезок линии передачи с входным сопротивлением $Z_h = jZ_{B1} \operatorname{tg} \beta l$. Полагая $\operatorname{tg} \beta l = \operatorname{tg}[(1 + \Delta f/f_0)\pi/2] \approx 2f_0/(\pi\Delta f)$, после несложных преобразований получим

$$X_A \approx \frac{Z_{B2}}{Z_{B1}} (Z_{B2} + Z_{B1}) \frac{\pi}{2} \frac{\Delta f}{f_0}, \quad X_B \approx \frac{Z_{B4}}{Z_{B3}} (Z_{B4} + Z_{B3}) \frac{\pi}{2} \frac{\Delta f}{f_0}.$$

Из выражений для X_A и X_B следует, что для уменьшения отражений в сочленении надо снижать волновые сопротивления проходных канавок дросселей Z_{B2} и Z_{B4} и увеличивать волновые сопротивления короткозамкнутых канавок дросселей Z_{B1} и Z_{B3} .

Пользуясь схемой замещения сочленения, показанной на рис. 2.10, в, можно вычислить входной КБВ сочленения при идеальном согласовании на его выходе:

$$K \approx 1 - \frac{\pi}{2Z_{B0}} \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right) \left[Z_{B2} \left(1 + \frac{Z_{B2}}{Z_{B1}} \right) - Z_{B4} \left(1 + \frac{Z_{B4}}{Z_{B3}} \right) \right],$$

где Z_{B0} — волновое сопротивление основного тракта; Δf — частотная расстройка относительно f_0 . Вычитание в квадратных скобках связано с разносом зазоров во внутреннем и внешнем проводниках сочленения на $\lambda_0/4$ вдоль линии передачи и свидетельствует о взаимной компенсации соответствующих отражений. При реализуемых значениях волновых сопротивлений канавок КБВ сочленения в соответствии с формулой для КБВ превышает 0,9 в полосе частот 50—70 % рабочей частоты.

Электрическая прочность коаксиального дроссельного вращающегося сочленения несколько снижается по сравнению с электрической прочностью тракта, так как максимальная напряженность электрического поля в средней части дроссельной канавки внутреннего проводника повышается по сравнению с напряженностью поля у поверхности центрального проводника тракта.

Анализ дроссельных вращающихся сочленений на основе круглого волновода выполняют аналогичным образом. Однако в этом случае имеют дело только с одним дросселем и поэтому в формуле для КБВ можно положить $Z_{B4}=0$.

§ 2.5. ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ ЛИНИЯМИ ПЕРЕДАЧИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

Очень распространеными узлами трактов СВЧ являются переходы с одной линии передачи на другую, которые называют также возбудителями волны заданного типа. При проектировании переходов основное внимание уделяется достижению хорошего качества согласования в полосе частот при обеспечении необходимой электрической прочности.

Рассмотрим характерные конструкции переходов.

Возбуждение прямоугольного волновода с волной типа H_{10} от коаксиального волновода с Т-волной производится с помощью *коаксиально-волноводных переходов* (рис. 2.11). Основным элементом таких переходов являются обтекаемые электрическим током штыри, размещаемые в короткозамкнутом с одной стороны волноводе параллельно силовым линиям электрического поля E .

В зондовом переходе (рис. 2.11, а) согласование входов обеспечивается изменением длины зонда l_3 , а также подбором расстоя-

ний l и x , определяющих положение зонда. Для расширения полосы частот согласования желательно увеличивать диаметр зонда d . При тщательном выполнении зондовый переход обеспечивает полосу частот согласования 15—20 % относительно расчетной частоты при КБВ не менее 0,95. Недостатком зондового перехода яв-

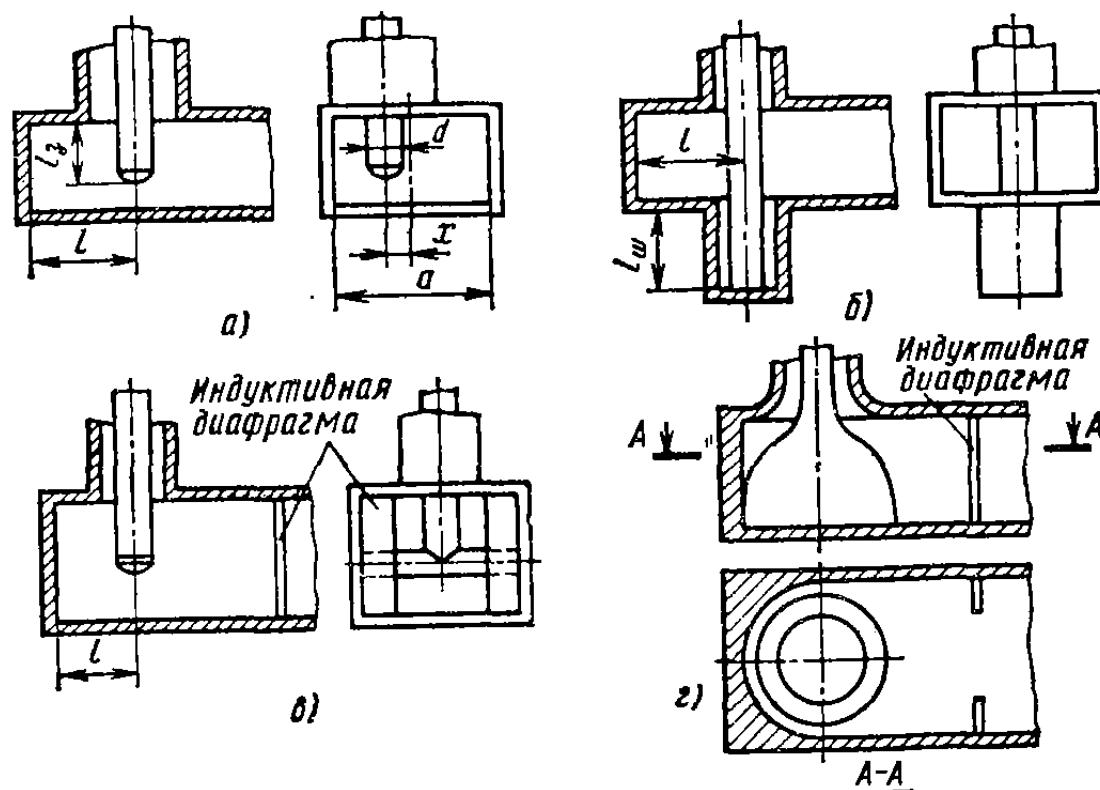


Рис. 2.11. Коаксиально-волноводные переходы:
а — зондовый; б — с коаксиальным шлейфом; в — с поперечным стержнем; г — «пуговничный»

ляется снижение электропрочности из-за концентрации силовых линий электрического поля E на конце зонда. В определенной мере этот недостаток преодолевается в коаксиально-волноводном *переходе с последовательным шлейфом* (рис. 2.11, б), однако даже при самом тщательном подборе расстояний l и $l_{ш}$ рабочая полоса частот составляет около 7 %.

Лучшие результаты по согласованию и электропрочности имеет *переход с поперечным стержнем* (рис. 2.11, в), дополненный согласующей индуктивной диафрагмой. В таком переходе достигима относительная полоса частот согласования около 15 %. Максимальные широкополосность (около 20 % при КБВ не менее 0,95) и электропрочность достигаются в коаксиально-волноводных переходах так называ-

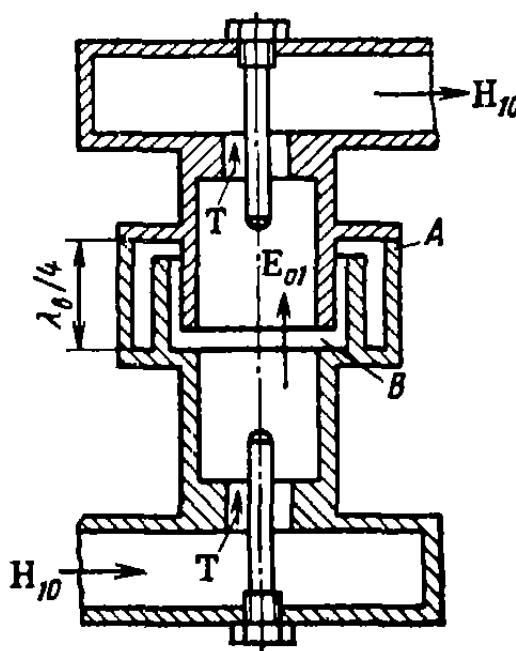


Рис. 2.12. Волноводное вращающееся сочленение с волной типа E_{01}

емого пуговичного типа (рис. 2.11, г), требующих, однако, тщательного подбора формы проводников в сочетании с дополнительной подстройкой согласования с помощью индуктивной диафрагмы.

Применение коаксиально-волноводных переходов для возбуждения волны E_{01} в круглом волноводе показано на рис. 2.12 на примере вращающегося сочленения. Короткие отрезки коаксиального волновода с Т-волной обеспечивают фильтрацию воли высших типов и исключают возможность возбуждения в круглом волноводе паразитной волны H_{11} (эта волна более низкого типа, чем волна E_{01}). Соединение вращающихся частей круглого волновода осуществляют с помощью коаксиального дросселя длиной $\lambda_b/2$, аналогичного дросселям коаксиального сочленения на рис. 2.10.

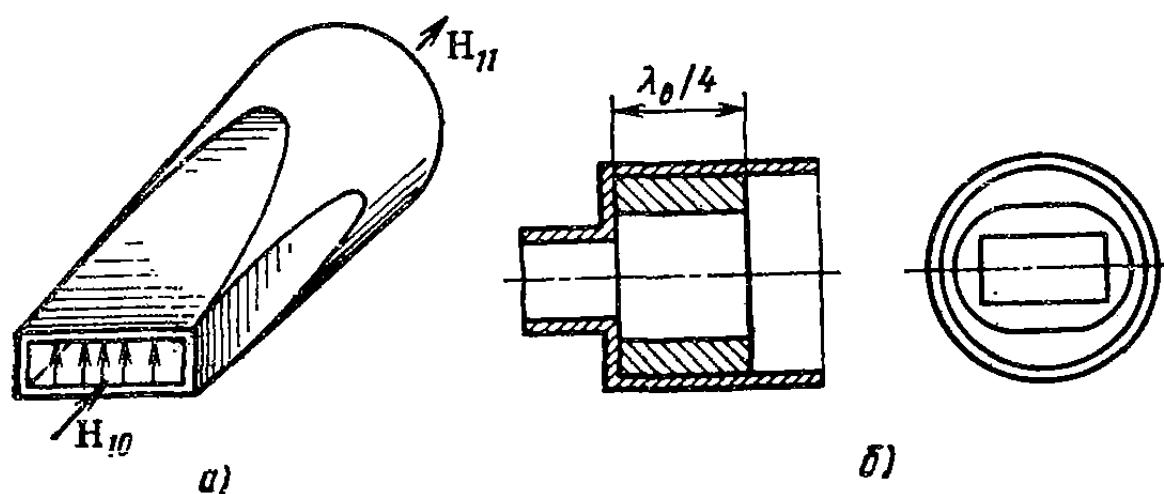


Рис. 2.13. Соосные переходы от прямоугольного волновода с волной H_{10} к круглому волноводу с волной H_{11}

Возбуждение волны низшего типа H_{11} в круглом волноводе возможно с помощью плавного перехода с постепенной деформацией поперечного сечения от прямоугольного волновода к круглому (рис. 2.13, а). Если длина такого перехода превышает λ_b , то отражения в широкой полосе частот оказываются незначительными. В более компактном узкополосном переходе, показанном на рис. 2.13, б, сочленение соосных прямоугольного и круглого волноводов осуществляется через согласующую четвертьвольновую вставку с овальной формой поперечного сечения.

Возбуждение волны H_{11} в круглом волноводе может производиться от прямоугольного волновода через отверстие в боковой стенке. Если широкие стенки прямоугольного волновода ориентированы параллельно осям круглого волновода (рис. 2.14, а), то в круглом волноводе возбуждаются волны H_{11} , распространяющиеся в обе стороны от ответвления с одинаковыми фазами. При поперечном расположении возбуждающей щели в круглом волноводе (рис. 2.14, б) волны H_{11} , возбуждающиеся справа и слева от нее, противофазны. Если требуется обеспечить передачу волны H_{11} в одном направлении, то один из концов круглого волновода закорачивают, причем для разветвления на рис. 2.14, а расстояние между

центром щели и короткозамыкателем должно быть близким $\lambda_b/4$, а в случае, показанном на рис. 2.14, б — близким $\lambda_b/2$.

Рассмотрим теперь способы возбуждения осесимметричной волны E_{01} в круглом волноводе от прямоугольного волновода с волной H_{10} без промежуточных коаксиально-волноводных переходов.

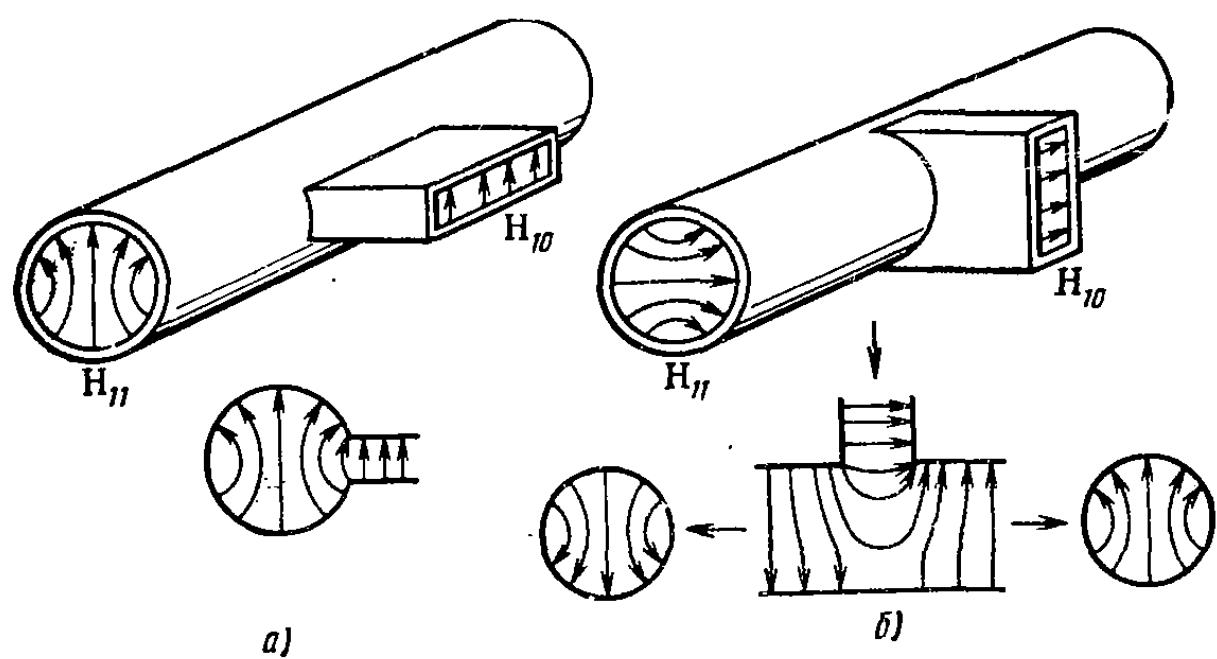


Рис. 2.14. Тройниковые разветвления прямоугольного и круглого волноводов

В устройстве, показанном на рис. 2.15, а, прямоугольный волновод соединяется с круглым через поперечное отверстие. Для лучшего возбуждения волны E_{01} круглый волновод с одной стороны закорачивается на расстоянии $\lambda_{b E_{01}}/2$ от возбуждающего отверстия. Для подавления паразитной волны низшего типа H_{11} , которая также возбуждается отверстием, в короткозамкнутом отрезке круглого волновода располагают тонкое металлическое кольцо. Периметр кольца выбирают близким λ_0 , чтобы волна H_{11} возбуждала в нем резонансные колебания с одной вариацией тока по периметру. Это резонансное кольцо действует на волну H_{11} подобно короткозамыкателю. Располагая кольцо на расстоянии $\lambda_{b H_{11}}/4$ от центра щели, удается эффективно подавить волну H_{11} в круглом волноводе. На волну типа E_{01} , силовые линии электрического поля которой радиальны и лежат в плоскости кольца, резонансное кольцо практически не влияет.

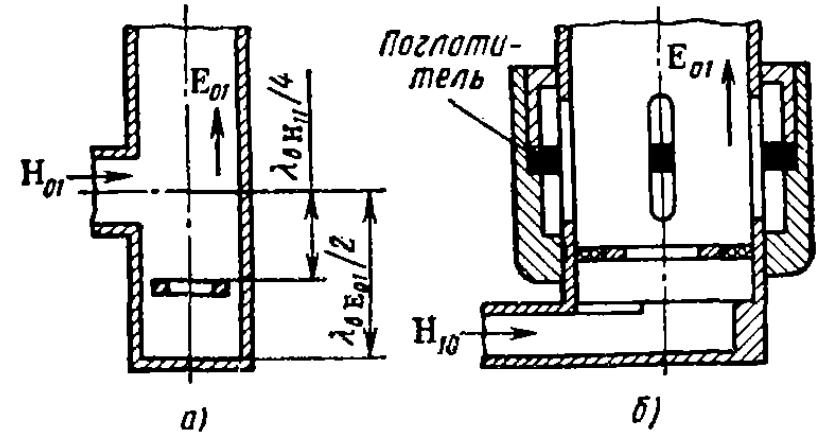


Рис. 2.15. Способы возбуждения волны E_{01} в круглом волноводе

Другой возбудитель волны E_{01} в круглом волноводе с высокой степенью подавления паразитной волны H_{11} показан на рис. 2.15, б. Прямоугольный волновод сочленяется с круглым, так же как в предыдущей конструкции, с коротким замыканием одной половины круглого волновода непосредственно у места сочленения. Кроме того, в круглом волноводе помещено резонансное кольцо, закорачивающее его для волны H_{11} . Волна H_{11} , просочившаяся через резонансное кольцо, испытывает поглощение, возбуждая через про-

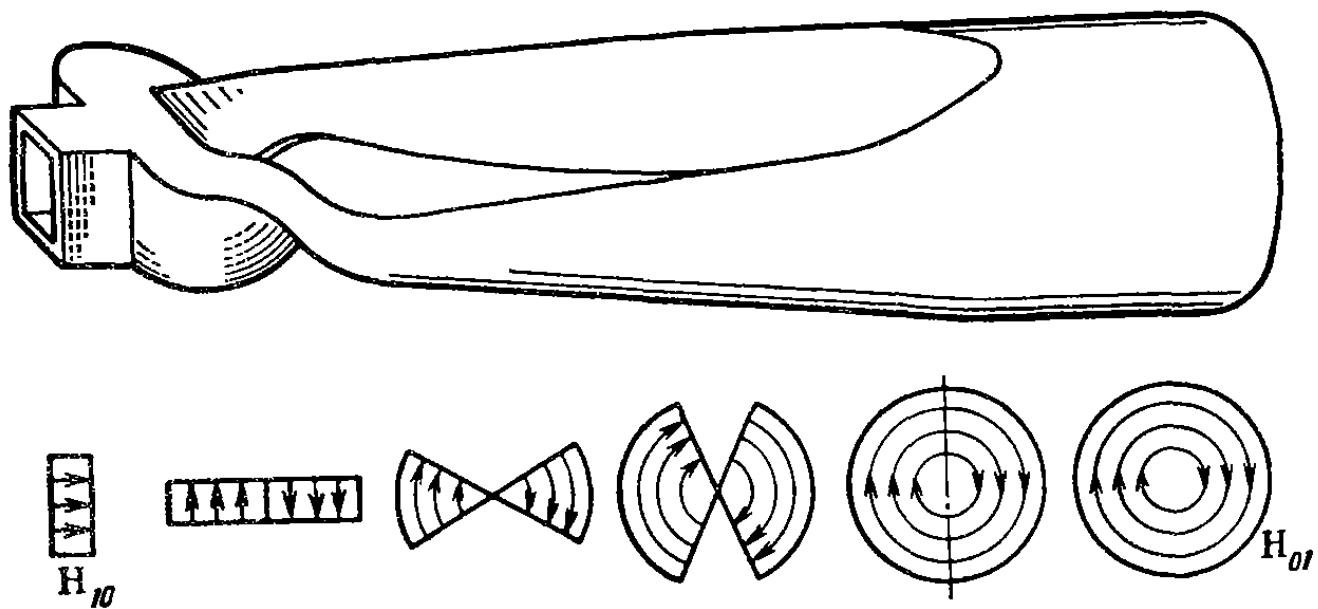


Рис. 2.16. Плавный переход для возбуждения волны H_{01} в круглом волноводе

дольные щели в стенках круглого волновода коаксиальный резонатор с колебаниями типа H_{011} . В пучности электрического поля этого резонатора помещено кольцо из поглотителя, в котором и происходит выделение энергии волны H_{11} . Волна E_{01} не имеет поперечных токов на стенках круглого волновода и поэтому не возбуждает продольные щели и резонатор с поглотителем.

Особенно трудной задачей является конструирование *возбудителей волны H_{01} в круглом волноводе*. Здесь главное требование состоит в обеспечении высокой степени чистоты возбуждения волны H_{01} при глубоком подавлении ряда низших и высших волн, способных к распространению в круглом волноводе большого диаметра. На рис. 2.16 показана одна из возможных конструкций перехода от прямоугольного волновода с волной H_{10} к круглому волноводу с волной H_{01} , основанная на принципе плавной деформации формы поперечного сечения волновода и структуры электрического поля. Волноводный Е-тройник и две продольные скрутки на углы 90° в противоположных направлениях образуют систему двух прямоугольных волноводов, соединенных узкими стенками и содержащих поля равной амплитуды с противоположными фазами. Затем эта система плавно преобразуется к двум секторным волноводам с общим ребром. По мере увеличения угла раскрыва сектор-

ных волноводов образуется круглый волновод с продольной металлической перегородкой. Обрыв этой перегородки не изменяет структуру электромагнитного поля, и на выходе перехода получается круглый волновод с волной H_{01} . Для обеспечения требуемой чистоты возбуждения волны H_{01} этот переход должен иметь длину $l \gg \lambda_0$.

Определенные трудности, связанные с достижением хорошего качества согласования в широкой полосе частот, возникают также

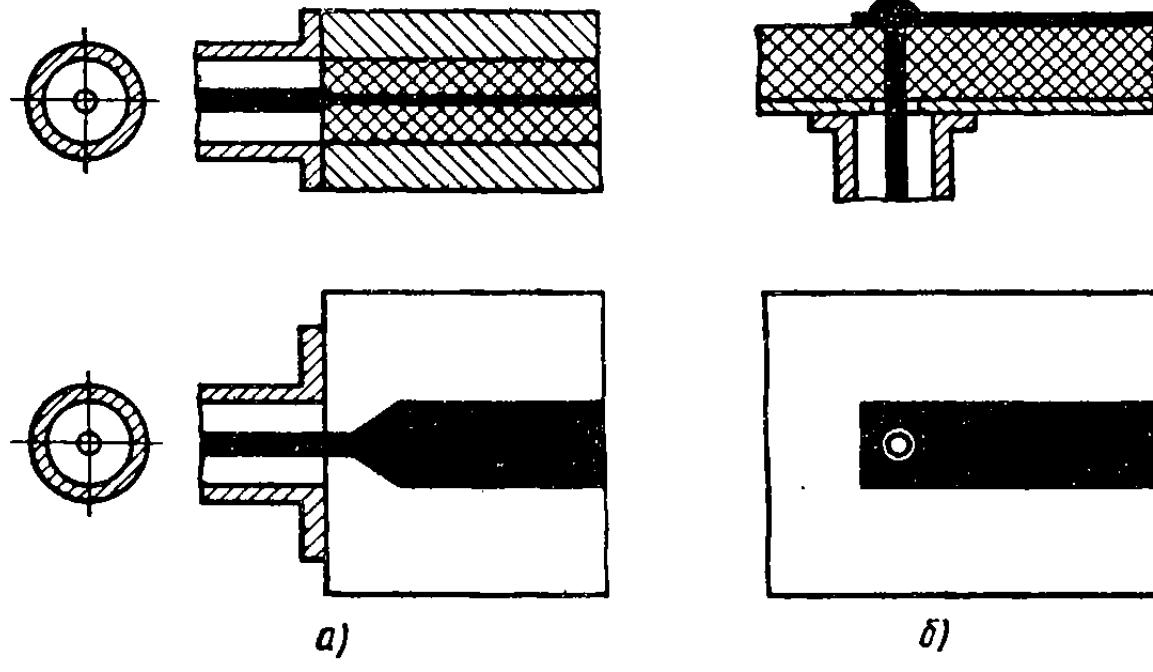


Рис. 2.17. Коаксиально-полосковые переходы

при выполнении переходов от полосковых линий передачи к коаксиальным и прямоугольным волноводам.

Коаксиально-полосковые переходы в зависимости от взаимного расположения соединяемых проводников могут быть *соосными* или *перпендикулярными* (рис. 2.17). Для уменьшения нерегулярности в области сочленения внутренний диаметр внешнего проводника

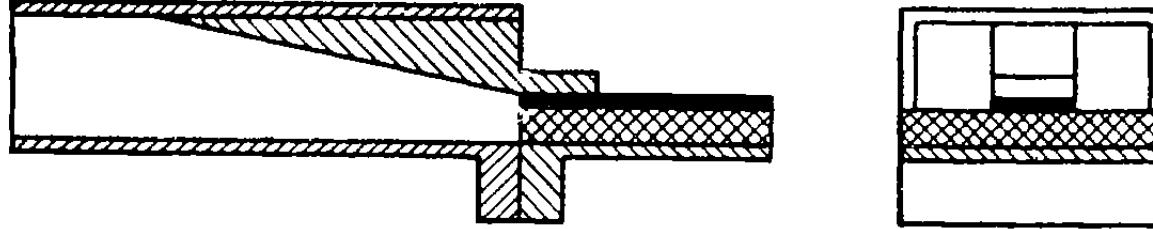


Рис. 2.18. Волноводно-полосковый переход

коаксиальной линии должен быть близким расстоянию между внешними пластинами симметричной полосковой линии или удвоенной толщине основания несимметричной полосковой линии. Для улучшения согласования в соосном переходе делают скосы на конце полоскового проводника (рис. 2.17, а). Согласование перпендикулярного коаксиально-полоскового перехода (рис. 2.17, б) осуществляют подбором диаметра соединительного штыря, проходя-

щего через диэлектрическое основание, а также размеров коаксиальной диафрагмы на выходе из коаксиальной линии и короткого разомкнутого шлейфа из отрезка полоскового проводника. Часто коаксиально-полосковые переходы совмещают с коаксиальными соединителями.

Устройства для возбуждения полосковой линии передачи от прямоугольного волновода с волной H_{10} называются *волноводно-полосковыми* переходами. Соединение полосковой линии с прямоугольным волноводом может быть выполнено через плавный или ступенчатый переход на П-образном волноводе (рис. 2.18). В такой конструкции перехода обеспечивается широкополосное согласование прямоугольного волновода с полосковой линией передачи и устраняется паразитное излучение из открытого конца волновода.

§ 2.6. ПОВОРОТЫ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

Повороты и изгибы линий передачи относятся к числу нерегулярностей, снижающих качество согласования и электропрочность. В уголковых изгибах любых линий передачи в той или иной мере возбуждаются поля нераспространяющихся волн высших типов, в которых происходит накопление электромагнитной энергии. Для минимизации возникающих из-за этого отражений изгибы дополняют различными согласующими элементами. Например, изгиб на 90° коаксиального тракта сочетают с четвертьвольновым изолятором и дополняют небольшой проточкой на внутреннем проводнике линии (рис. 2.19, а). Подбор расположения и размеров проточки, а также правильный выбор длины металлического изолятора позволяют сохранить согласование в тракте в широкой полосе частот.

Повороты в полосковой линии передачи согласовывают с помощью «подрезания» внешних углов примерно на $\frac{1}{3}$ диагонали, соединяющей внутренний и внешний углы поворота (рис. 2.19, б). Однако такие компенсированные повороты вносят небольшое добавочное запаздывание в линию передачи и это должно учитываться при расчете электрических длин резонансных отрезков.

Подрезание углов оказывается эффективным способом при уменьшении отражений в прямоугольных и круглых волноводах. Оптимальный размер скоса (рис. 2.19, в) находят с помощью гра-

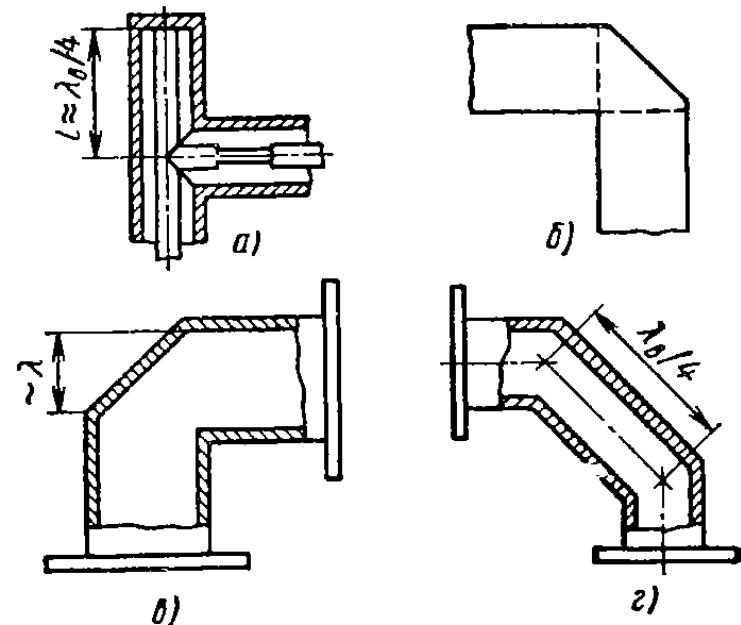


Рис. 2.19. Повороты линий передачи с компенсацией отражений

фиков, приводимых в справочной литературе. Концентрация силовых линий электрического поля в области резких изгибов снижает электрическую прочность тракта. Этот недостаток в значительной мере устраняется в двойных поворотах и в плавных изгибах. В двойных поворотах (рис. 2.19, г) две нерегулярности разносят на расстояние $\lambda_v/4$. Согласование улучшается как из-за уменьшения отражений от каждой нерегулярности, так и вследствие взаимной компенсации отражений от них.

Плавные изгибы тракта могут быть представлены схемой замещения в виде отрезка линии передачи с несколько измененным волновым сопротивлением. Для улучшения согласования следует увеличивать радиус изгиба или выбирать длину изгиба кратной $\lambda_v/2$.

§ 2.7. ОТРАЖАЮЩИЕ ПРЕПЯТСТВИЯ В ВОЛНОВОДНЫХ ТРАКТАХ

Наряду с паразитными нерегулярностями реального тракта (соединения, переходы, повороты и т. д.), ухудшающими его характеристики, в трактах применяют также полезные нерегулярности

как «строительные элементы» для согласующих устройств, резонаторов, фильтров и других узлов СВЧ. Рассмотрим некоторые наиболее употребительные полезные нерегулярности.

Волноводные стыки.

В ступенчатых переходах и фильтрах широко используют соосное соединение двух прямоугольных волноводов различного поперечного сечения (рис. 2.20). Упрощенная схема замещения такого соединения представляет собой

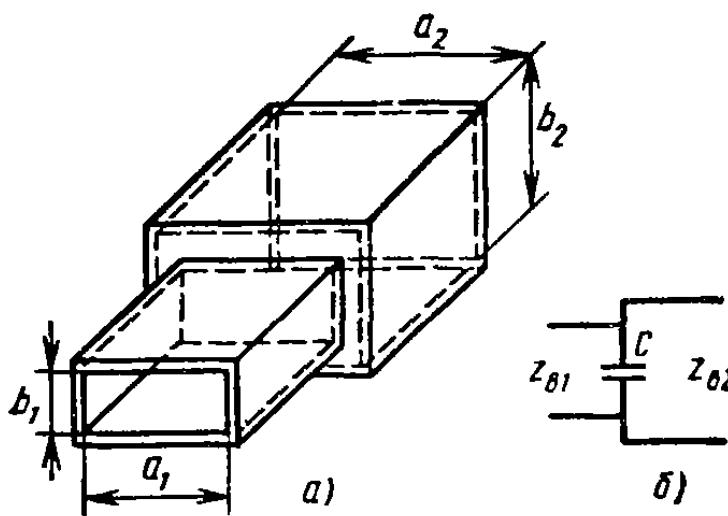


Рис. 2.20. Соосный стык прямоугольных волноводов:

а — эскиз; *б* — схема замещения

Бой стык линий передачи с нормированными волновыми сопротивлениями z_{v1} и z_{v2} , отношение которых определяется формулой

$$\frac{z_{v1}}{z_{v2}} \approx \frac{a_1}{a_2} \frac{b_2}{b_1} \frac{\lambda_{v1}}{\lambda_{v2}}, \quad (2.1)$$

где a и b — ширина и высота волновода; λ_v — длина волны в волноводе; индексы указывают на принадлежность этих величин первому или второму волноводу.

Более точная схема замещения содержит параллельно включенную емкость C , обусловленную наличием вблизи стыка волн нераспространяющихся типов. Эта емкость может быть определена

по графикам, приводимым в справочной литературе. Влияние добавочной емкости на характеристики волноводных трансформаторов может быть скомпенсировано некоторым укорочением отрезков линий.

Волноводные диафрагмы. Диафрагмами называют тонкие металлические перегородки, частично перекрывающие поперечное сечение волновода. В прямоугольном волноводе наиболее употребительны симметричная индуктивная, симметрическая емкостная и резонансная диафрагмы (рис. 2.21).

В *индуктивной диафрагме* (рис. 2.21, а) поперечные токи на широких стенках волновода частично замыкаются через пластины, соединяющие эти стенки. В магнитном поле токов, текущих по пластинам диафрагмы, запасается магнитная энергия. Схема замещения диафрагмы представляет собой индуктивность, включенную параллельно в линию передачи. Нормированную реактивную проводимость индуктивной диафрагмы определяют по приближенной формуле

$$b_L \approx -(\lambda_b/a) \operatorname{ctg}^2 [\pi d_L/(2a)],$$

где d_L — ширина зазора диафрагмы; a — размер широкой стенки; λ_b — длина волны в волноводе.

Емкостная диафрагма (рис. 2.21, б) уменьшает зазор между широкими стенками волновода. Между кромками диафрагмы концентрируется поле E и образуется запас электрической энергии. Поэтому схемой замещения является емкость, включенная параллельно в линию передачи. Нормированная реактивная проводимость емкостной диафрагмы определяется по приближенной формуле

$$b_C \approx (4b/\lambda_b) \ln \operatorname{cosec} [\pi d_C/(2b)],$$

где d_C — ширина зазора диафрагмы; b — размер узкой стенки.

Емкостная диафрагма сильно снижает электрическую прочность волновода.

Резонансная диафрагма (резонансное окно) — металлическая пластина с отверстием прямоугольной или овальной формы (рис. 2.21, в), перекрывающая поперечное сечение волновода и содержащая элементы индуктивной и емкостной диафрагм. Размеры отверстия резонансной диафрагмы могут быть выбраны так, чтобы

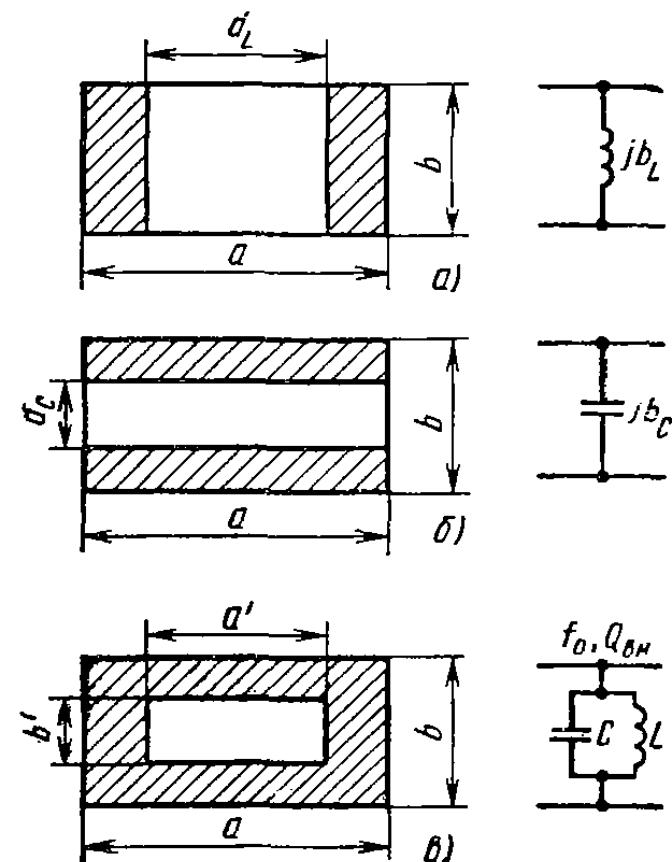


Рис. 2.21. Диафрагмы в прямоугольном волноводе

на заданной резонансной частоте диафрагма не оказывала влияния на распространение волны H_{10} в волноводе, т. е. имела нулевую проводимость. Схема замещения резонансной диафрагмы имеет вид параллельного резонансного контура, шунтирующего линию передачи. Частоту резонанса диафрагмы приближенно определяют из условия равенства волновых сопротивлений линии передачи, экви-

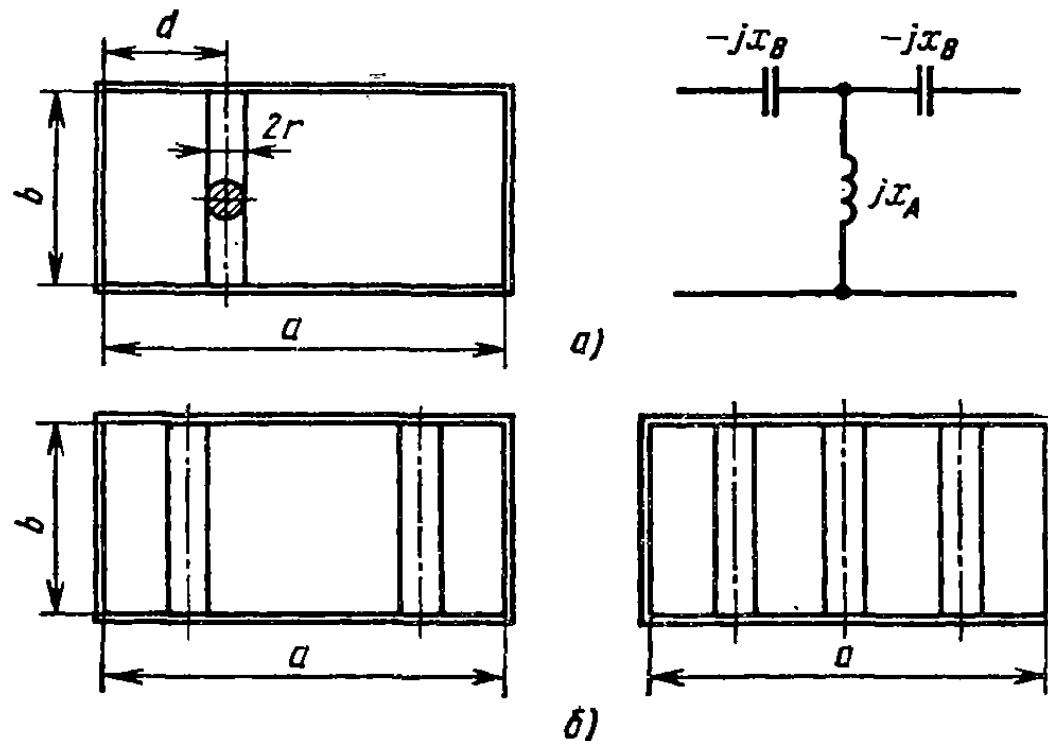


Рис. 2.22. Индуктивный штырь в прямоугольном волноводе

валентной волноводе, и отверстия диафрагмы на основании формулы (2.1):

$$\frac{b}{a \sqrt{1 - [\lambda_0/(2a)]^2}} = \frac{b'}{a' \sqrt{1 - [\lambda_0/(2a')]^2}}.$$

Можно убедиться, что выбранной резонансной длине волны λ_0 соответствует множество диафрагм с отверстиями различных размеров, начиная с узкой щели длиной $\lambda_0/2$ и кончая полным поперечным сечением волновода. Эти резонансные диафрагмы обладают разной *внешней добротностью*, т. е. добротностью эквивалентного колебательного LC -контура $Q_{\text{вн}} = \frac{z_b}{2 \sqrt{L/C}}$ с учетом влияния согласованной с двух концов линии передачи, шунтирующей этот контур.

Индуктивный штырь (рис. 2.22, а) представляет собой проводник круглого сечения, установленный в прямоугольный волновод по направлению силовых линий напряженности электрического поля E и соединенный с двух концов с широкими стенками волновода. Схема замещения индуктивного штыря содержит параллельно включенную индуктивность и два последовательных емкостных сопротивления, учитывающих конечную толщину штыря. Номиналы элементов определяются по формулам и графикам, приведенным в

справочной литературе. Индуктивные штыри не снижают электрической прочности волновода и просты в изготовлении. Когда необходимы низкие значения параллельного сопротивления x_A , применяют решетки из нескольких индуктивных штырей, располагаемых в поперечном сечении волновода (рис. 2.22, б).

Емкостный штырь (рис. 2.23) представляет собой круглый проводник, установленный по направлению силовых линий напряженности электрического поля E и соединенный одним концом с широкой стенкой волновода. Схема замещения емкостного штыря содержит последовательный LC -контур, включенный параллельно в линию передачи. Емкость этого контура связана с концентрацией поля E в области разомкнутого конца штыря, а индуктивность обусловлена прохождением токов по штырю.

При некоторой длине штыря, близкой $\lambda_0/4$, проводимость последовательного контура обращается в бесконечность и волновод закорачивается. Более короткие штыри имеют емкостную проводимость; при длинах штыря, больших резонансной, проводимость носит индуктивный характер. Последовательные емкостные сопротивления в схеме замещения учитывают конечность толщины штыря. При малых диаметрах штыря эти сопротивления малы и их влиянием можно пренебречь.

Емкостные штыри в основном применяют в качестве регулируемых реактивных элементов, вводимых внутрь волновода с помощью резьбовых отверстий на широкой стенке. Однако емкостные штыри заметно снижают электропрочность волноводов и поэтому в мощных трактах не применяются.

§ 2.8. О РАССОГЛАСОВАНИИ ТРАКТА СВЧ С МНОГИМИ НЕРЕГУЛЯРНОСТЯМИ

При конструировании тракта СВЧ заранее не известны ни истинные значения параметров каждой нерегулярности, ни точное место ее расположения в тракте. Поэтому для прогнозирования КБВ на входе тракта используют статистический подход. В идеале элементы тракта не должны вносить рассогласования, однако в пределах рабочей полосы частот каждый элемент с номером $k = 1, 2, 3, \dots$ из-за погрешностей изготовления и неидеальности настройки обладает небольшим коэффициентом отражения $\rho_k = \rho_k e^{j\Phi_k}$, модуль и фаза которого изменяются случайным образом у различных экземпляров однотипных элементов. Модули коэффициентов отражения принято оценивать дисперсией σ_i^2 , получаемой

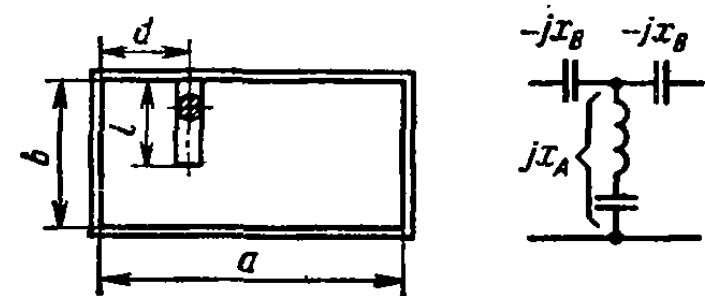


Рис. 2.23. Емкостный штырь в прямоугольном волноводе

в результате обследования большого числа M_{\max} однотипных нерегулярностей:

$$\sigma_i^2 = \frac{1}{M_{\max} - 1} \sum_{m=1}^{M_{\max}} p_{im}^2.$$

Схема замещения тракта со случайными нерегулярностями показана на рис. 2.24. При условии малости парциальных коэффициентов отражения нерегулярностей ($\rho_k \ll 1$) напряжение падающей волны в тракте можно считать примерно постоянным. Многократно

используя формулу (1.17), пересчитаем парциальные коэффициенты отражения в общее сечение на входе тракта:

$$\rho \approx \sum_{k=1}^N \rho_k e^{-j(2\beta l_k - \varphi_k)} = \rho_x + j\rho_y. \quad (2.2)$$

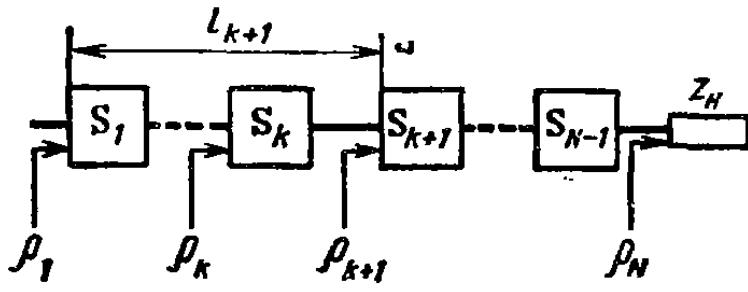


Рис. 2.24. Тракт СВЧ с многими нерегулярностями

случайными величинами с равномерным распределением в интервале $0—2\pi$. Поэтому средние значения декартовых составляющих ρ_x и ρ_y для входного коэффициента отражения равны нулю, а сами эти составляющие характеризуются гауссовскими законами распределения

$$w(\rho_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} e^{-\rho_x^2/(2\sigma_x^2)}, \quad w(\rho_y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} e^{-\rho_y^2/(2\sigma_y^2)},$$

с дисперсиями, равными суммам дисперсий вещественных и мнимых составляющих отдельных слагаемых (2.2):

$$\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N \sigma_k^2 = \sigma^2. \quad (2.3)$$

При оценке согласованности тракта существенное значение имеет только модуль коэффициента отражения, плотность вероятности которого подчиняется закону Рэлея *

$$w(p) = \frac{p}{\sigma^2} e^{-p^2/(2\sigma^2)},$$

проиллюстрированному графиками рис. 2.25. Положение максимума каждой кривой на этом рисунке определяется наивероятнейшим значением $p_m = \sigma$.

* Как известно, это закон распределения плотности вероятности модуля двумерного вектора, проекции которого на координатные оси распределены по гауссовскому закону.

По распределению плотности вероятности можно вычислить вероятность того, что модуль коэффициента отражения на входе тракта окажется меньше наперед заданного значения ρ_{\max} . Интегрируя $w(\rho)$ по ρ в пределах от 0 до ρ_{\max} , получаем

$$\Phi(\rho < \rho_{\max}) = 1 - e^{-\rho_{\max}^2/(2\sigma^2)}.$$

Для вероятности $\Phi = 90\%$, например, соответствующее значение $\rho_{\max} = 2,14\sigma$, что приводит к КБВ

$$K_{0,9} = (1 - 2,14\sigma)/(1 + 2,14\sigma). \quad (2.4)$$

Входящее в эту формулу значение σ определяется из соотношения (2.3).

Рассчитанный по формуле (2.4) КБВ будет превышен в 90% разнообразных трактов, сконструированных и собранных из заданных элементов. При неудачном конструировании, вероятность которого составляет 10%, $K < K_{0,9}$ и следует переделать тракт, варьируя расположение элементов. Пользуясь формулами (2.4) и (2.3), можно также сформулировать требования к качеству согласования отдельных элементов тракта. Заметим, что выполненный прогноз ожидаемого значения КБВ справедлив для одной рабочей частоты. Для оценки согласования тракта в полосе частот Δf следует рассчитать ожидаемый КБВ на нескольких частотах, отличающихся между собой настолько, чтобы прогнозы КБВ на каждой из них были статистически независимы. Вероятность того, что коэффициент отражения на M частотах окажется меньше величины ρ_{\max} , рассчитывается по формуле

$$\Phi_M(\rho < \rho_{\max}) = [1 - e^{-\rho_{\max}^2/(2\sigma^2)}]^M,$$

где вероятность одной попытки возведена в степень M . Число необходимых оценок значения КБВ в полосе частот определяется эмпирической формулой

$$M = \frac{\Delta f}{f_0} \frac{2L_{\text{ср}}}{\lambda_{\text{в}}},$$

где $L_{\text{ср}}$ — среднее расстояние между нерегулярностями; f_0 и $\lambda_{\text{в}}$ — средние частота и длина волны в тракте. Если относительная полоса частот $\Delta f/f_0$ составляет не более 10 %, то при $L_{\text{ср}} = (5-7)\lambda_{\text{в}}$ достаточно сделать оценку КБВ только на центральной частоте.

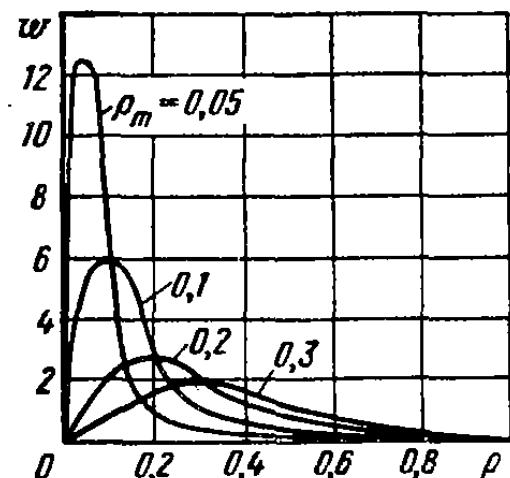


Рис. 2.25. Распределение Рэлея для модуля коэффициента отражения в тракте с нерегулярностями

Глава 3

МНОГОПОЛЮСНИКИ СВЧ

§ 3.1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

При анализе разветвленных трактов СВЧ фундаментальное значение имеет понятие «многополюсник СВЧ». Под *многополюсником СВЧ* понимают любую комбинацию проводников, диэлектриков и других элементов СВЧ, имеющую несколько входов в виде поперечных сечений линий передачи с заданными типами волн в каждой линии. Сечения входов многополюсника называют *плоскостями отсчета фаз*. Положения плоскостей отсчета выбирают таким образом, чтобы нераспространяющиеся волны высших типов, принадлежащие внутреннему электромагнитному полю многополюсника, в сечениях входов были пренебрежимо малы. Это исключает возможность обмена энергией между многополюсником и остальной частью тракта иным путем, кроме переноса электромагнитных мощностей волнами заданного типа в каждой линии передачи.

Каждому входу многополюсника СВЧ приписывают некую фиктивную пару полюсов в подводящей линии передачи, хотя для многих типов линий (например, волноводов или поверхностных волн) эти полюсы не могут быть выделены в явном виде. Поэтому, когда используют термин « $2N$ -полюсник СВЧ», подразумевают устройство с N подводящими линиями передачи или, более строго, с N типами волн во всех входных линиях передачи.

Основное внимание в данной книге уделяется *пассивным линейным* многополюсникам. *Свойство пассивности* означает отсутствие усиления или генерации мощности СВЧ внутри многополюсника и выражается в виде неравенства $P_{\text{пот}} \geq 0$, где $P_{\text{пот}}$ — мощность потерь внутри многополюсника при любых возбуждениях его входов. *Свойство линейности* означает независимость внешних характеристик многополюсника от уровня мощности СВЧ. Однако этот уровень должен оставаться в определенных границах, например не превышать предела электрической прочности диэлектриков. Электрические колебания в линейных многополюсниках описываются линейными дифференциальными уравнениями, а для рассмотрения стационарных режимов достаточно математического аппарата линейной алгебры.

Теория цепей СВЧ рассматривает преимущественно *внешние характеристики* многополюсника, устанавливающие связи между электрическими режимами его входов. Закономерности структуры и поведения внутреннего электромагнитного поля и ее изменения в многополюснике изучаются в теории цепей СВЧ в меньшей степени, так как относятся к области прикладной электродинамики. Для описания и расчета внешних характеристик линейных многополюсников в основном используется матричный аппарат линейной

алгебры, наиболее соответствующий вычислительным возможностям ЭВМ.

Матрицы многополюсника выявляют взаимосвязи между электрическими режимами его входов. Режимы в плоскостях отсчета фаз многополюсника могут быть описаны как в терминах нормированных напряжений падающих и отраженных волн — это так называемый *волновой* подход, так и в терминах полных нормированных напряжений и токов — это так называемый *классический* подход, аналогичный принятому в теории электрических низкочастотных цепей.

При волновом подходе для каждого входа m произвольного $2N$ -полюсника условимся называть *падающими* нормированные волны напряжения \dot{u}_{pm} (размерностью $\sqrt{\text{Вт}}$), распространяющиеся в сторону к *многополюснику*, и соответственно *отраженными* (или *рассеянными*) нормированные волны напряжения \dot{u}_{om} (размерностью $\sqrt{\text{Вт}}$), распространяющиеся в сторону от *многополюсника* (рис. 3.1, а). Нормировка падающих и отраженных волн в любой подводящей линии передачи осуществляется в соответствии с формулой (1.5). В результате нормировки для каждой подводящей линии априорно устанавливается единичное безразмерное волновое сопротивление, хотя линии могут различаться между собой и работать на неодинаковых типах волн.

При классическом подходе режимы каждого входа многополюсника задаются нормированными напряжениями \dot{u}_m и нормированными токами i_m , *втекающими внутрь* многополюсника (рис. 3.1, б). Вследствие нормировки размерности нормированных напряжений и токов оказываются одинаковыми — это $\sqrt{\text{Вт}}$. В соответствии с формулами (1.9), (1.10) и (1.12) между волновым и классическим описанием режима входов многополюсника существует простая связь:

$$\begin{aligned} \dot{u}_m &= \dot{u}_{pm} + \dot{u}_{om}, \text{ при } \dot{u}_{pm}/\dot{i}_{pm} = z_{bm} = 1. \\ i_m &= \dot{u}_{pm} - \dot{u}_{om} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Поэтому в самом общем случае режим на каждом входе многополюсника может быть однозначно охарактеризован любыми двумя комплексными величинами, входящими в выражения (3.1). Например, для m -го входа это могут быть \dot{u}_{pm} и \dot{u}_{om} , или \dot{u}_m и i_m , или \dot{u}_{pm} и i_m и т. д. (всего 12 способов). Выделяя на каждом входе $2N$ -полюсника произвольно одну из величин, входящих в (3.1), в качестве компонента независи-

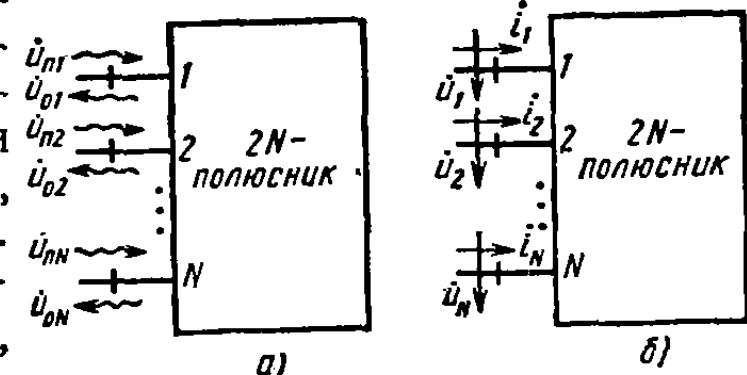


Рис. 3.1. Описания режима входов многополюсника СВЧ:

а — волновой подход; б — классический подход

мого воздействия на многополюсник, а какую-либо другую — в качестве компонента реакции (отклика) на это воздействие, можно сформировать N -мерные (по числу входов) векторы *воздействия* \mathbf{f} и *реакции* \mathbf{r} , например в виде

$$\mathbf{f} = \begin{pmatrix} \dot{f}_1 \\ \dot{f}_2 \\ \dots \\ \dot{f}_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{u}_1 \\ \dot{u}_2 \\ \dots \\ \dot{u}_{n_m} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{r} = \begin{pmatrix} \dot{r}_1 \\ \dot{r}_2 \\ \dots \\ \dot{r}_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{i}_1 \\ \dot{i}_2 \\ \dots \\ \dot{i}_{o_N} \end{pmatrix}.$$

Здесь и в дальнейшем используется предложенное Дираком краткое обозначение a для вектор-столбцов с элементами $\dot{a}_1, \dot{a}_2, \dots, \dot{a}_N$.

В силу линейности многополюсника компоненты любого вектора реакции должны быть связаны с компонентами соответствующего вектора воздействия линейными соотношениями

$$\begin{aligned} \dot{r}_1 &= i_{11}\dot{f}_1 + i_{12}\dot{f}_2 + \dots + i_{1N}\dot{f}_N, \\ \dot{r}_2 &= i_{21}\dot{f}_1 + i_{22}\dot{f}_2 + \dots + i_{2N}\dot{f}_N, \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ \dot{r}_N &= i_{N1}\dot{f}_1 + i_{N2}\dot{f}_2 + \dots + i_{NN}\dot{f}_N, \end{aligned}$$

которые в матричной записи имеют вид

$$\begin{pmatrix} \dot{r}_1 \\ \dot{r}_2 \\ \dots \\ \dot{r}_N \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} i_{11} & i_{12} & \dots & i_{1N} \\ i_{21} & i_{22} & \dots & i_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ i_{N1} & i_{N2} & \dots & i_{NN} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{f}_1 \\ \dot{f}_2 \\ \dots \\ \dot{f}_N \end{pmatrix},$$

причем квадратная матрица T с элементами i_{mn} является полной внешней характеристикой $2N$ -полюсника в том смысле, что позволяет рассчитать реакцию многополюсника в выбранной форме \mathbf{r} на любое выбранное воздействие \mathbf{f} .

Поскольку выбор воздействия и реакции на каждом входе может быть сделан 12 способами, в принципе существует возможность характеризовать один и тот же многополюсник 12^N различными матрицами T . Однако среди столь обширного многообразия матриц лишь немногие имеют четкий физический смысл. Основное применение находят три вида матриц: матрица рассеяния, матрица сопротивлений и матрица проводимостей.

§ 3.2. МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ

Самым распространенным в теории цепей СВЧ является выбор вектора воздействия на $2N$ -полюсник в виде набора N падающих волн и вектора реакции в виде набора N отраженных волн, т. е.

$$f\rangle = u_n\rangle = \begin{pmatrix} \dot{u}_{n1} \\ \dot{u}_{n2} \\ \dots \\ \dot{u}_{nN} \end{pmatrix}, \quad r\rangle = u_0\rangle = \begin{pmatrix} \dot{u}_{01} \\ \dot{u}_{02} \\ \dots \\ \dot{u}_{0N} \end{pmatrix}.$$

Взаимосвязь определенных таким образом векторов воздействия и реакции в $2N$ -полюснике определяется матрицей рассеяния S (от англ. *scatter* — рассеивать). Характеризующая матрицу рассеяния система линейных уравнений имеет вид

$$\begin{pmatrix} \dot{u}_{01} \\ \dot{u}_{02} \\ \dots \\ \dot{u}_{0N} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & \dots & s_{1N} \\ s_{21} & s_{22} & \dots & s_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ s_{N1} & s_{N2} & \dots & s_{NN} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{u}_{n1} \\ \dot{u}_{n2} \\ \dots \\ \dot{u}_{nN} \end{pmatrix}. \quad (3.2)$$

Наряду с развернутой записью (3.2) в дальнейшем будем пользоваться для сокращения записи более компактной формой:

$$u_0\rangle = Su_n\rangle. \quad (3.2a)$$

Квадратная матрица S в соотношениях (3.2) и (3.2a) имеет смысл математического оператора, указывающего правило преобразования вектор-воздействия $u_n\rangle$ в вектор-отклик $u_0\rangle$. Уравнения (3.2) и (3.2a) вполне аналогичны соотношению $\dot{u}_o = \rho \dot{u}_n$ для двухполюсников, где коэффициент отражения ρ играет роль матрицы рассеяния. Это и понятно, так как двухполюсник является, по существу, простейшим представителем многополюсников.

Чтобы определить элементы матрицы рассеяния (или иной матрицы многополюсника), нужно путем расчетов или экспериментов проанализировать поведение многополюсника в ряде испытательных режимов. Общее число таких режимов для $2N$ -полюсника общего вида должно быть не меньше N , где N — порядок матрицы, равный числу входов многополюсника.

Существуют *простейшие испытательные режимы*, которые сразу приводят к определению элементов матрицы. Для матрицы рассеяния подобными режимами являются воздействия на многополюсники падающими волнами поочередно со стороны каждого входа. Во всех входных линиях передачи, кроме возбуждаемой, падающие волны должны отсутствовать. Поэтому вне многополюсника эти линии должны замыкаться на неотражающие поглотители, т. е. согласованные нагрузки. Таким образом, каждый простейший испытательный режим многополюсника обеспечивается подключением источника падающей волны к одному из его входов и согласованных нагрузок ко всем другим входам. Обратившись к системе уравнений (3.2), видим, что если напряжение одной из падающих волн отлично от нуля, то соответствующий столбец матрицы рассеяния может быть легко найден. Номер этого столбца матрицы, очевидно, со-

отвечает номеру возбужденного входа, а элементы равны отношению нормированных напряжений расходящихся от многополюсника отраженных волн к нормированному напряжению единственной падающей волны:

$$\dot{s}_{mn} = \frac{\dot{u}_{om}}{\dot{u}_{pn}} \Bigg|_{\dot{u}_{pq}=0; q=1, 2, \dots, N; q \neq n.} \quad (3.3)$$

Комплексные величины \dot{u}_{om} и \dot{u}_{pn} в (3.3) должны быть жестко «привязаны» к плоскостям отсчета фаз, т. е. эти величины рассчитываются или измеряются в предварительно фиксированных входных сечениях в каждой подводящей линии многополюсника.

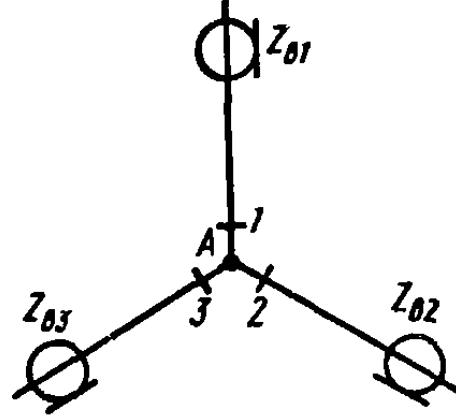


Рис. 3.2. Параллельное разветвление линий передачи

Согласно выражению (3.3), элементы матрицы рассеяния безразмерны и имеют четкий физический смысл. Внедиагональные элементы матрицы S представляют собой *волновые коэффициенты передачи* по нормированным напряжениям между каждыми двумя входами многополюсника при согласованных нагрузках на других входах. Исключение составляют диагональные элементы матрицы S (случай $m=n$), которые являются *коэффициентами отражения* для каждого входа многополюсника при согласованных нагрузках на других входах.

Полезно запомнить, что в обозначении элемента s_{mn} первый индекс m определяет номер строки матрицы и одновременно номер согласованного входа, на который происходит передача мощности, второй индекс n определяет номер столбца и одновременно указывает номер входа, с которого осуществляется возбуждение.

Из определения элементов матрицы рассеяния (3.3) следует, что для пассивных многополюсников, не обладающих свойством усиления мощности, модули коэффициентов передачи и отражения не могут превышать единицы. Это означает, что матрица рассеяния должна существовать для любых пассивных линейных многополюсников.

Матрица рассеяния (как и любая другая матрица) определяет поведение многополюсника лишь на заданной частоте колебаний. При описании поведения многополюсника в полосе частот элементы любых его матриц превращаются в комплекснозначные функции частоты.

Пример. Матрица рассеяния коаксиального разветвления (рис. 3.2). Пусть в точке A соединены параллельно три коаксиальных кабеля с Т-волной и с различными волновыми сопротивлениями Z_{B1}, Z_{B2}, Z_{B3} . Если диаметры кабелей малы по сравнению с длиной волны, можно преигнорировать эффектом возникновения волн высших типов в окрестности точки разветвления A и считать, что в этой точке при любых возбуждениях линий имеет место равенство ненормированных напряжений

в каждой линии: $\dot{U}_1 = \dot{U}_2 = \dot{U}_3 = \dot{U}_A$. Выберем положения плоскостей отсчета в каждой линии на бесконечно малом расстоянии от точки A (это допустимо вследствие предположения об отсутствии волн высших типов около точки A).

Пусть в первом испытательном режиме падающая волна с иенормированным напряжением $\dot{U}_{\text{п1}}$ набегает на разветвление со стороны входа 1. Если на входах 2 и 3 установлены неотражающие поглотители, т. е. резисторы с сопротивлениями $Z_{\text{в2}}$ и $Z_{\text{в3}}$, то эквивалентной нагрузкой первой линии разветвления в точке A будет параллельное соединение сопротивлений $Z_{\text{в2}}$ и $Z_{\text{в3}}$, равное $R_{\text{и}} = Z_{\text{в2}}Z_{\text{в3}}/(Z_{\text{в2}} + Z_{\text{в3}})$. Коэффициент отражения от такой нагрузки, в соответствии с формулой (3.3) равный элементу s_{11} матрицы рассеяния,

$$s_{11} = \frac{R_{\text{и}} - Z_{\text{в1}}}{R_{\text{и}} + Z_{\text{в1}}} = \frac{Z_{\text{в2}}Z_{\text{в3}} - Z_{\text{в1}}Z_{\text{в2}} - Z_{\text{в1}}Z_{\text{в3}}}{Z_{\text{в1}}Z_{\text{в2}} + Z_{\text{в1}}Z_{\text{в3}} + Z_{\text{в2}}Z_{\text{в3}}}.$$

Полное иенормированное напряжение в точке A

$$\dot{U}_A = U_{\text{п1}}(1 + s_{11}) = \dot{U}_{\text{п1}} \frac{2Z_{\text{в2}}Z_{\text{в3}}}{Z_{\text{в1}}Z_{\text{в2}} + Z_{\text{в1}}Z_{\text{в3}} + Z_{\text{в2}}Z_{\text{в3}}} = \dot{U}_{\text{o2}} = \dot{U}_{\text{o3}}.$$

Поскольку, согласно (1.15), нормированное напряжение падающей волны в линии 1 $\dot{u}_{\text{п1}} = \dot{U}_{\text{п1}}/\sqrt{Z_{\text{в1}}}$, а нормированные напряжения расходящихся волн в линиях 2 и 3 соответственно $\dot{u}_{\text{o2}} = \dot{U}_A/\sqrt{Z_{\text{в2}}}$ и $\dot{u}_{\text{o3}} = \dot{U}_A/\sqrt{Z_{\text{в3}}}$, для элементов s_{21} и s_{31} матрицы рассеяния в соответствии с (3.3) получаем следующие выражения:

$$s_{21} = \frac{\dot{u}_{\text{o2}}}{\dot{u}_{\text{п1}}} = \frac{2Z_{\text{в3}}\sqrt{Z_{\text{в1}}Z_{\text{в2}}}}{Z_{\text{в1}}Z_{\text{в2}} + Z_{\text{в1}}Z_{\text{в3}} + Z_{\text{в2}}Z_{\text{в3}}};$$

$$s_{31} = \frac{\dot{u}_{\text{o3}}}{\dot{u}_{\text{п1}}} = \frac{2Z_{\text{в2}}\sqrt{Z_{\text{в1}}Z_{\text{в3}}}}{Z_{\text{в1}}Z_{\text{в2}} + Z_{\text{в1}}Z_{\text{в3}} + Z_{\text{в2}}Z_{\text{в3}}}.$$

Анализ работы разветвления в испытательных режимах возбуждения падающей поочередно на входы 2 и 3 волной при согласованных нагрузках на остальных входах проводится аналогично. Соответствующие результаты могут быть получены путем простых замен индексов: 1→2, 2→3, 3→1 при возбуждении входа 2 и 1→3, 3→2, 2→1 при возбуждении входа 3.

Использование поочередного возбуждения входов многополюсника при согласованных нагрузках на остальных входах не всегда является кратчайшим путем для составления матрицы рассеяния. В ряде случаев успешно применяются и другие испытательные режимы на входах многополюсника. В общем виде M произвольных испытательных воздействий на $2N$ -полюсник падающими волнами можно представить прямоугольной матрицей воздействий

$$U_{\text{п}} = \begin{pmatrix} \dot{u}_{\text{п11}} & \dot{u}_{\text{п12}} & \dots & \dot{u}_{\text{п1M}} \\ \dot{u}_{\text{п21}} & \dot{u}_{\text{п22}} & \dots & \dot{u}_{\text{п2M}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \dot{u}_{\text{пN1}} & \dot{u}_{\text{пN2}} & \dots & \dot{u}_{\text{пNM}} \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

столбцы размерностью N которой содержат напряжения падающих волн в каждом испытательном режиме. Соответствующие реакции $2N$ -полюсника (его «отклики») в виде M наборов N -мерных векторов расходящихся (отраженных) волн образуют прямоугольную матрицу реакций

$$\mathbf{U}_o = \begin{pmatrix} \dot{u}_{o11} & \dot{u}_{o12} & \dots & \dot{u}_{o1M} \\ \dot{u}_{o21} & \dot{u}_{o22} & \dots & \dot{u}_{o2M} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dot{u}_{oN1} & \dot{u}_{oN2} & \dots & \dot{u}_{oNM} \end{pmatrix}. \quad (3.5)$$

Для одного и того же $2N$ -полюсника матрица воздействий и матрица реакций связаны между собой матрицей рассеяния

$$\begin{pmatrix} \dot{u}_{o11} & \dots & \dot{u}_{o1M} \\ \dots & \dots & \dots \\ \dot{u}_{oN1} & \dots & \dot{u}_{oNM} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & \dots & s_{1N} \\ \dots & \dots & \dots \\ s_{N1} & \dots & s_{NM} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{u}_{\pi11} & \dots & \dot{u}_{\pi1M} \\ \dots & \dots & \dots \\ \dot{u}_{\pi N1} & \dots & \dot{u}_{\pi NM} \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Если матрица воздействий \mathbf{U}_π выбрана заранее и соответствующая ей матрица реакций \mathbf{U}_o известна из расчетов или экспериментов, то соотношение (3.6) может быть использовано как матричное уравнение относительно неизвестной матрицы рассеяния S . В простейшем случае для нахождения решения матричного уравнения (3.6) относительно неизвестной матрицы S достаточно отобрать только N линейно независимых испытательных воздействий, т. е. рассмотреть случай $M=N$, когда матрица воздействий \mathbf{U}_π квадратная и неособенная. Тогда для матрицы \mathbf{U}_π существует, и притом единственная, обратная матрица \mathbf{U}_π^{-1} . Умножая (3.6) справа на матрицу \mathbf{U}_π^{-1} и учитывая основное свойство обратной матрицы: $\mathbf{U}_\pi \mathbf{U}_\pi^{-1} = \mathbf{U}_\pi^{-1} \mathbf{U}_\pi = E$ (E — квадратная единичная матрица порядка N с единицами на главной диагонали и нулями на месте всех остальных элементов), получаем

$$S = \mathbf{U}_o \mathbf{U}_\pi^{-1}. \quad (3.7)$$

При поочередном возбуждении входов многополюсника единичными падающими волнами матрица \mathbf{U}_π равна единичной матрице. Тогда из формулы (3.7) сразу следует, что все элементы матрицы рассеяния в этом случае оказываются численно равными нормированным напряжениям расходящихся (отраженных) волн, содержащихся в квадратной матрице реакций \mathbf{U}_o . Этот случай и был рассмотрен при обсуждении простейших испытательных режимов.

Элементы матрицы рассеяния многополюсников могут непосредственно определяться различными экспериментальными методами. В простейший комплект измерительной аппаратуры должны входить: генератор колебаний СВЧ, измеритель сопротивлений или измерительная линия передачи с подвижным зондом связи, измеритель мощности СВЧ и набор согласованных нагрузок и подвижных короткозамкнутых шлейфов. Присоединяя эти приборы и узлы в различных комбинациях к исследуемому $2N$ -полюснику, удается фиксировать его возбуждения и реакции в ряде испытательных режимов, что является достаточным для последующего вычисления матрицы рассеяния. Существуют содержащие микропроцессоры

автоматические и полуавтоматические измерительные установки, осуществляющие быстрое определение модулей и фаз элементов матриц рассеяния многополюсников СВЧ в нужной полосе частот и широком динамическом диапазоне.

В общем случае суть измерений элементов матриц рассеяния сводится к последовательному созданию ряда независимых испытательных режимов и фиксации в запоминающем устройстве ряда соответствующих столбцов падающих и отраженных волн. Затем эти столбцы объединяют в прямоугольные матрицы (3.4) и (3.5) и решают матричное уравнение (3.6) относительно элементов матрицы рассеяния. Поскольку в зафиксированных результатах экспериментов всегда содержатся в той или иной степени случайные ошибки из-за несовершенства измерительной аппаратуры и других факторов, разумно производить избыточные измерения при числе испытательных режимов M , превышающем число входов исследуемого $2N$ -полюсника, с расчетом на последующее усреднение результатов решения матричного уравнения (3.6).

При $M > N$ матрица воздействий \mathbf{U}_n является прямоугольной, для нее не существует понятия обычной обратной матрицы, а поэтому прямое решение уравнения (3.6) неприменимо. Соотношения (3.6) при $M > N$ представляют переопределенную систему линейных уравнений относительно искомых элементов матрицы S . Разумно искать решение относительно s_{mn} по методу наименьших квадратов. В линейной алгебре доказывается, что решение с наименьшей среднеквадратической невязкой по отношению к точным значениям элементов матрицы S дается формулой, аналогичной (3.7): $S = \mathbf{U}_o \mathbf{U}_n^+ \mathbf{U}_n \mathbf{U}_o^* S^{-1}$, где \mathbf{U}_n^+ — так называемая псевдообратная (или обобщенная обратная) матрица. В нашем случае псевдообратная матрица имеет N столбцов по M элементов в каждом и может быть найдена, например, по формуле

$$\mathbf{U}_n^+ = \mathbf{U}_{nt}^* [\mathbf{U}_n \mathbf{U}_{nt}^*]^{-1},$$

где индекс t указывает на транспонирование (замену строк столбцами), а знак $*$ — на операцию комплексного сопряжения. Применение псевдообращения не сильно усложняет вычисление матрицы рассеяния по сравнению с (3.7), однако позволяет повысить точность результата за счет автоматического усреднения случайных ошибок, содержащихся в матрицах \mathbf{U}_o и \mathbf{U}_n при $M > N$.

§ 3.3. МАТРИЦЫ СОПРОТИВЛЕНИЙ И ПРОВОДИМОСТЕЙ

При определении матриц сопротивлений и проводимостей используется классический подход к описанию входных режимов многополюсника через полные нормированные напряжения и токи. Это приводит к матричным описаниям многополюсников СВЧ, почти тождественным принятым в теории низкочастотных цепей. Главное отличие состоит в том, что вместо обычных напряжений и токов используются их нормированные величины (размерностью $\sqrt{\text{Вт}}$).

Обратимся вначале к определению матрицы сопротивлений Z . Пусть воздействие на $2N$ -полюсник выбрано в виде набора N нормированных токов и реакция определена в виде набора N нормированных напряжений:

$$\mathbf{f} \rangle \equiv \mathbf{i} \rangle = \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_N \end{pmatrix}, \quad \mathbf{r} \rangle \equiv \mathbf{u} \rangle = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_N \end{pmatrix}.$$

Связь введенных таким образом векторов воздействия и реакции в $2N$ -полюснике определяется нормированной матрицей сопротивлений Z . Характеризующая матрицу сопротивлений система линейных алгебраических уравнений имеет вид

$$\dot{u} \rangle = Z \dot{i} \rangle, \quad (3.8)$$

или в подробной записи

$$\begin{pmatrix} \dot{u}_1 \\ \dot{u}_2 \\ \dots \\ \dot{u}_N \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{z}_{11} & \dot{z}_{12} & \dots & \dot{z}_{1N} \\ \dot{z}_{21} & \dot{z}_{22} & \dots & \dot{z}_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dot{z}_{N1} & \dot{z}_{N2} & \dots & \dot{z}_{NN} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{i}_1 \\ \dot{i}_2 \\ \dots \\ \dot{i}_N \end{pmatrix}. \quad (3.8a)$$

Соотношение (3.8а) аналогично обычному закону Ома для двухполюсника в виде $\dot{u} = \dot{z}\dot{i}$, где входное сопротивление \dot{z} играет роль матрицы Z . Из уравнений (3.8а), проделывая мысленно опыты холостого хода на всех входах, кроме возбуждаемого, легко установить смысл элементов матрицы Z . При возбуждении n -го входа идеальным источником тока с нормированной величиной \dot{i}_n и при холостом ходе на остальных входах получим все элементы столбца n матрицы Z :

$$\dot{z}_{mn} = \frac{\dot{u}_m}{\dot{i}_n} \quad \left| \begin{array}{l} i_q = 0; q = 1, 2, \dots, N; q \neq n. \end{array} \right. \quad (3.9)$$

Не следует забывать, что комплексные нормированные напряжения и возбуждающие нормированные токи в (3.9) должны быть определены в плоскостях отсчета фаз многополюсника.

Недиагональные элементы матрицы Z представляют собой так называемые *взаимные сопротивления* входов m и n многополюсника. Первый индекс m в обозначении \dot{z}_{mn} указывает номер строки матрицы и одновременно номер входа, на котором определяется реакция в виде нормированного напряжения холостого хода. Второй индекс n означает номер столбца матрицы Z и одновременно номер входа, к которому прикладывается воздействие в виде нормированного тока.

Диагональным элементам матрицы Z соответствует случай $m=n$ в (3.9). Диагональные элементы являются *собственными сопротивлениями* каждого входа многополюсника при размыкании всех других входов. Поскольку нормированные токи и напряжения имеют одинаковую размерность $\sqrt{\text{Вт}}$, все элементы матрицы сопротивлений получаются безразмерными.

Перейдем к определению нормированной матрицы *проводимостей*. Здесь воздействие на входах $2N$ -полюсника выбирается в виде набора N нормированных напряжений, а соответствующая реакция задается набором N нормированных токов. Характеризующая мат-

рицу проводимостей \mathbf{Y} система линейных алгебраических уравнений имеет вид $\dot{\mathbf{i}} = \mathbf{Yu}$, или более подробно

$$\begin{pmatrix} \dot{i}_1 \\ \dot{i}_2 \\ \dots \\ \dot{i}_N \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{y}_{11} & \dot{y}_{12} & \dots & \dot{y}_{1N} \\ \dot{y}_{21} & \dot{y}_{22} & \dots & \dot{y}_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dot{y}_{N1} & \dot{y}_{N2} & \dots & \dot{y}_{NN} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{u}_1 \\ \dot{u}_2 \\ \dots \\ \dot{u}_N \end{pmatrix}.$$

Из этой системы уравнений, проделывая мысленно опыты короткого замыкания входов (кроме возбужденного), получаем определение элементов матрицы проводимостей:

$$\dot{y}_{mn} = \frac{\dot{i}_m}{\dot{u}_n} \quad \left| \begin{array}{l} \dot{u}_q = 0; q = 1, 2, \dots, N; q \neq n. \end{array} \right.$$

Недиагональные элементы матрицы \mathbf{Y} представляют комплексные *взаимные проводимости* в виде отношений выходных нормированных токов короткого замыкания к нормированному напряжению на возбуждаемом входе. Диагональные элементы матрицы \mathbf{Y} являются *собственными проводимостями* каждого входа при условии короткого замыкания всех других входов. Как и в случае матрицы сопротивлений, нормированные токи и напряжения должны определяться в заранее зафиксированных плоскостях отсчета фаз. Так же как в матрице \mathbf{Z} , все элементы матрицы \mathbf{Y} являются безразмерными.

Сравнивая определения матриц сопротивлений и проводимостей одного и того же $2N$ -полюсника, легко установить, что эти матрицы взаимно обратны: $\mathbf{Z} = \mathbf{Y}^{-1}$, $\mathbf{Y} = \mathbf{Z}^{-1}$.

Матрицы сопротивлений и проводимостей наиболее часто применяются в расчетах многоэлементных антенн для учета взаимного влияния отдельных излучателей друг на друга. Отметим, что для некоторых пассивных многополюсников либо матрица сопротивлений, либо матрица проводимостей, либо обе они могут оказаться неопределенными (содержащими бесконечно большие элементы).

§ 3.4. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ МАТРИЦАМИ МНОГОПОЛЮСНИКА

Любая матрица параметров многополюсника является его полной внешней характеристикой. Выбор той или иной матрицы диктуется удобством проведения расчетов элементов матриц или принятой методикой экспериментального определения параметров многополюсника. Все матрицы одного и того же многополюсника однозначно связаны между собой. Поэтому, зная одну из них, можно вычислить и остальные. Наиболее простая связь, как отмечалось, существует между матрицами сопротивлений и проводимостей — эти матрицы обратны одна по отношению к другой.

Чтобы установить взаимосвязь между матрицей рассеяния и матрицей сопротивлений (или проводимостей) и вообще между лю-

быми двумя произвольными матрицами многополюсника, нужно использовать соотношения (3.1) между напряжениями падающих и отраженных волн во входных линиях передачи, с одной стороны, и нормированными напряжениями и токами — с другой. Имея в виду, что соотношения (3.1) справедливы для всех входных линий многополюсника, их можно представить в объединенной матричной форме относительно столбцов напряжений и токов:

$$2u_n\rangle = u\rangle + i\rangle, \quad 2u_o\rangle = u\rangle - i\rangle. \quad (3.10)$$

Подставляя столбцы $u_n\rangle$ и $u_o\rangle$ из (3.10) в систему уравнений (3.2), определяющую матрицу рассеяния, получаем $(u\rangle - i\rangle) = S(u\rangle + i\rangle)$.

Группируя в левой части равенства слагаемые с множителем $u\rangle$, можно записать $(E - S)u\rangle = (E + S)i\rangle$, где E — единичная матрица порядка N . Умножая это уравнение слева на матрицу $(E - S)^{-1}$, приходим к соотношению

$$u\rangle = (E - S)^{-1}(E + S)i\rangle,$$

из сопоставления которого с определяющей системой уравнений (3.8) для матрицы сопротивлений следует искомая формула связи матриц Z и S :

$$Z = (E - S)^{-1}(E + S). \quad (3.11)$$

Из соотношения (3.11) следует, что матрица сопротивлений существует не всегда — она оказывается неопределенной при обращении в нуль определителя матрицы, подлежащей обращению, т. е. при $\det(E - S) = 0$.

Для матрицы проводимостей Y тем же путем, что и для матрицы Z , можно получить выражение, связывающее ее с матрицей рассеяния:

$$Y = (E + S)^{-1}(E - S). \quad (3.12)$$

Из этого соотношения следует, что если определитель $\det(E + S) = 0$, то матрица проводимостей Y для многополюсника отсутствует. Например, непосредственной проверкой можно установить, что обращаются в нуль $\det(E - S)$ и $\det(E + S)$ для шестиполюсника в виде параллельного разветвления трех линий передачи (см. рис. 3.2). Это указывает на одновременное отсутствие матриц Z и Y для такого шестиполюсника.

Матричные соотношения (3.11) и (3.12) напоминают известные соотношения в линии передачи, связывающие нормированное сопротивление \dot{z} (или нормированную проводимость \dot{y}) и коэффициент отражения:

$$\dot{z} = (1 + \dot{p})/(1 - \dot{p}), \quad \dot{y} = (1 - \dot{p})/(1 + \dot{p}),$$

что вполне естественно, поскольку последние соотношения можно рассматривать как частный случай (3.11) и (3.12) для минимального многополюсника с одним входом.

Итак, для получения соотношения между любыми двумя нормированными матрицами многополюсника достаточно использовать системы уравнений, определяющие эти матрицы, и соотношения типа (3.10), связывающие нормированные напряжения и токи и напряжения падающих и отраженных волн. Например, можно установить (читателям рекомендуется сделать это самостоятельно), что матрица рассеяния выражается через матрицы сопротивлений и проводимостей с помощью формул

$$S = (Z - E)(Z + E)^{-1} = (E - Y)(E + Y)^{-1}, \quad (3.13)$$

аналогичных известным соотношениям в линии передачи

$$\dot{r} = (\dot{z} - 1)/(\dot{z} + 1) = (1 - \dot{y})/(1 + \dot{y}).$$

Заметим, что *матричные сомножители в формулах связи матриц* (3.11) — (3.13) перестановочны между собой, что легко проверяется с помощью тождественных преобразований. Такая возможность изменения порядка сомножителей позволяет упрощать многие выкладки при анализе устройств СВЧ.

Зависимость матриц многополюсников от нумерации входов. Любая матрица многополюсника имеет смысл только при установленном порядке нумерации входов. При изменении нумерации получаются другие матрицы: числовые значения элементов, конечно, остаются теми же самыми, но расположение элементов матрицы изменяется. Для получения расчетных соотношений введем специальную квадратную матрицу перенумерации G по следующему правилу. В каждую строку матрицы G запишем $N-1$ нулей и одну единицу в ту позицию, номер которой соответствует новому номеру входа, прежний номер которого равен номеру этой строки. Например, если третий вход стал седьмым, то в третьей строке в седьмом столбце записывается единица, а все остальные элементы этой строки полагаются равными нулю. На конкретных примерах можно убедиться, что матрица перенумерации оказывается ортогональной, т. е. удовлетворяет соотношению $GG_t = E$, где E — единичная матрица порядка N .

Если обозначить через $u_n \rangle$ и $u'_n \rangle$, $u_o \rangle$ и $u'_o \rangle$ распределения напряжений падающих и отраженных волн соответственно при старой и новой нумерациях, то эти распределения будут связаны между собой с помощью матрицы перенумерации следующим образом: $u_n \rangle = Gu_n' \rangle$, $u_o \rangle = Gu_o' \rangle$.

Подставим теперь столбцы $u_n \rangle$ и $u_o \rangle$ в определяющую систему уравнений (3.2) для матрицы рассеяния: $Gu_o' \rangle = SGu_n' \rangle$. Умножая это равенство слева на матрицу G^{-1} (вследствие ортогональности $G^{-1} = G_t$, получим $u_o' \rangle = G_t SGu_n' \rangle$, откуда следует, что новая матрица рассеяния S_G для многополюсника с перенумерованными входами связана с исходной матрицей рассеяния соотношением

$$S_G = G_t SG, \quad (3.14)$$

которое является частным случаем известного в математике преобразования подобия.

Таким же образом можно получить аналогичные (3.14) выражения матриц сопротивлений и проводимостей для перенумерованного многополюсника: $\mathbf{Z}_G = \mathbf{G}_t \mathbf{Z} \mathbf{G}$, $\mathbf{Y}_G = \mathbf{G}_t \mathbf{Y} \mathbf{G}$.

С помощью перенумерации входов удается приводить матрицы устройств к стандартной форме, принятой для многополюсников того или иного вида.

Сдвиг плоскостей отсчета фаз на входах многополюсника. В ряде случаев необходимо преобразовывать матрицы многополюсника к новым (сдвинутым относительно первоначальных) плоскостям отсчета фаз. Наиболее просто эта задача решается для матриц рассеяния. При отодвигании плоскостей отсчета от многополюсника в элементы матрицы рассеяния вносятся дополнительные запаздывающие фазовые сдвиги из-за удлинения путей прохождения сигналов. Кроме того, из-за затухания волн в подводящих линиях происходит уменьшение модулей элементов матриц рассеяния. В результате любой элемент матрицы рассеяния, определяемой по отодвинутым плоскостям отсчета, имеет вид

$$\hat{s}_{mn} = \dot{s}_{mn} \exp(-j\dot{\gamma}_m l_m - j\dot{\gamma}_n l_n), \quad (3.15)$$

где l_m и l_n — удлинения m -й и n -й входных линий; $\dot{\gamma}_m = \beta_m - j\alpha_m$ и $\dot{\gamma}_n = \beta_n - j\alpha_n$ — коэффициенты распространения в этих линиях.

Сдвиг плоскостей отсчета приводит также к изменению элементов матриц сопротивлений и проводимостей. Однако расчет измененных матриц $\hat{\mathbf{Z}}$ и $\hat{\mathbf{Y}}$ по первоначальным матрицам не столь прост, как для матрицы рассеяния, и должен производиться путем перехода от этих матриц к матрице рассеяния и обратно.

Нормированные матрицы многополюсников. Остановимся кратко на взаимосвязи нормированных и ненормированных матриц сопротивлений и проводимостей. Ненормированные матрицы имеют ограниченное распространение при описании устройств СВЧ с подводящими линиями, канализирующими Т-волны. Для таких линий соотношения нормировки напряжений и токов имеют вид $\dot{u} = U_m / \sqrt{Z_{bm}}$, $\dot{i}_m = I_m \sqrt{Z_{bm}}$, где m — номер входа [см. также формулы (1.15)]. Всей совокупности входных линий передачи $2N$ -полюсника соответствуют матричные соотношения нормировки

$$|\mathbf{u}\rangle = \{\mathbf{Z}_B\}^{-1/2} |\mathbf{U}\rangle, \quad |\mathbf{i}\rangle = \{\mathbf{Z}_B\}^{1/2} |\mathbf{I}\rangle,$$

где $\{\mathbf{Z}_B\}^{1/2}$ — диагональная матрица, элементами диагонали которой являются положительные числа $\sqrt{Z_{bm}}$, $m = 1, 2, \dots, N$. Матрица $\{\mathbf{Z}_B\}^{-1/2}$ — также диагональная матрица, элементы диагонали которой равны $1/\sqrt{Z_{bm}}$.

Подставив столбцы \mathbf{u} и \mathbf{i} , определенные соотношениями нормировки, в систему уравнений (3.8) и решив эту систему относительно столбца \mathbf{U} , получим $\mathbf{U} = \{\mathbf{Z}_B\}^{1/2} \mathbf{Z} \{\mathbf{Z}_B\}^{1/2} \mathbf{I}$, или $\mathbf{U} = \tilde{\mathbf{Z}} \mathbf{I}$.

Отсюда следует, что ненормированные столбцы напряжений и токов связаны между собой квадратной матрицей $\tilde{\mathbf{Z}} = \{\mathbf{Z}_B\}^{1/2} \mathbf{Z} \times \{\mathbf{Z}_B\}^{1/2}$, которая может быть названа *ненормированной матрицей сопротивлений*. Элементы этой матрицы имеют размерность Ом и связаны с соответствующими безразмерными элементами \hat{z}_{mn} нормированной матрицы \mathbf{Z} соотношением $\hat{z}_{mn} = z_{mn} / \sqrt{Z_{Bm} Z_{Bn}}$.

Аналогично вводится *ненормированная матрица проводимостей*

$$\mathbf{I} = \tilde{\mathbf{Y}} \mathbf{U},$$

$$\tilde{\mathbf{Y}} = \{\mathbf{Z}_B\}^{-1/2} \mathbf{Y} \{\mathbf{Z}_B\}^{-1/2}.$$

Элементы матрицы $\tilde{\mathbf{Y}}$ (размерность См) связаны с безразмерными элементами нормированной матрицы проводимостей соотношением

$$\hat{Y}_{mn} = y_{mn} / \sqrt{Z_{Bm} Z_{Bn}}.$$

Ненормированные матрицы $\tilde{\mathbf{Z}}$ и $\tilde{\mathbf{Y}}$ применяются в теории многоэлементных вибраторных и щелевых антенн.

§ 3.5. ИДЕАЛЬНЫЕ И РЕАЛЬНЫЕ МАТРИЦЫ МНОГОПОЛЮСНИКА

Матрицы параметров многополюсников по назначению и применению могут быть условно разделены на две группы.

Первую группу составляют так называемые *идеальные матрицы*, с помощью которых формулируются технические требования к конкретным узлам и устройствам исходя из их назначения в тракте СВЧ. Элементы этих матриц определяются не путем анализа внутреннего устройства многополюсника, а просто фиксируют желаемое поведение данного узла, исходя из задач, решаемых с его помощью.

Например, для защиты генераторов СВЧ от вредного влияния отраженных от нагрузки волн необходимо четырехполюсное устройство, пропускающее колебания в одну сторону (с входа 1 на вход 2) и не пропускающее их в обратную сторону. Очевидно, такое устройство, называемое *вентилем*, должно иметь матрицу рассеяния

$$\mathbf{S} = \begin{matrix} & 1 & 2 \\ 1 & 0 & 0 \\ 2 & e^{-j\varphi} & 0 \end{matrix}.$$

При задании этой идеальной матрицы совершенно не важно, как устроен вентиль. При задании идеальных матриц часто игнорируют частотную зависимость элементов и не уточняют положения плоскостей отсчета фаз.

Вторую группу матриц составляют так называемые *реальные матрицы*, которые фиксируют результаты расчета или экспериментального исследования устройства. При записи реальных матриц многополюсников всегда имеется в виду конкретное устройство с предварительно установленными плоскостями отсчета фаз и в большинстве случаев учитывается частотная зависимость элементов.

Например, для конкретного экземпляра вентиля реальная матрица рассеяния на расчетной частоте может иметь вид

$$S_p = \begin{bmatrix} \rho_1 & \dot{\alpha} \\ \dot{\tau} & \rho_2 \end{bmatrix},$$

причем для хорошо спроектированного вентиля модули элементов матрицы ρ_1 , ρ_2 и α близки нулю, а модуль элемента τ несколько меньше единицы из-за неизбежных внутренних потерь. В полосе частот элементы матрицы S_p изменяются и, сравнивая модули элементов с допустимыми значениями, можно установить рабочую полосу частот вентиля.

При получении как идеальных, так и реальных матриц многополюсников большое значение имеет априорная информация о фундаментальных свойствах рассматриваемого устройства. К априорной информации о пассивных многополюсниках, существенной для определения их матриц, относятся сведения о подчинении или неподчинении многополюсника теореме взаимности, об отсутствии потерь мощности внутри многополюсника и о наличии определенной симметрии. Без учета априорной информации для описания $2N$ -полюсника требуется N^2 комплексных параметров, образующих, например, элементы какой-либо матрицы. Однако свойства взаимности, отсутствия потерь и симметрии приводят к взаимосвязи различных элементов одной и той же матрицы многополюсника и число независимых параметров уменьшается.

Учет априорных соотношений взаимосвязи между элементами матрицы многополюсника позволяет избежать ошибок при записи идеальных матриц из-за нарушения физических законов. При анализе реальных матриц априорные соотношения взаимности, отсутствия потерь и симметрии могут быть использованы для проверки правильности расчетов или для оценки уровня случайных ошибок при измерениях.

§ 3.6. ВЗАИМНЫЕ МНОГОПОЛЮСНИКИ

К числу *взаимных* относятся многополюсники, которые удовлетворяют требованиям теоремы взаимности относительно двух любых входов при произвольных режимах на остальных входах. Известная из электродинамики теорема взаимности (или обратимости) [см. формулу (П.9) приложения] имеет следствием следующий принцип: если некоторая ЭДС в цепи одного входа многополюсника вызыва-

ет в цепи другого короткозамкнутого входа электрический ток, то при перемещении источника ЭДС в цепь второго входа в цепи первого короткозамкнутого входа появляется точно такой же электрический ток. Это высказывание формулируют в виде равенства $I_2/\dot{U}_1 = I_1/\dot{U}_2$. Если аналогичные равенства имеют место для входов многополюсника с произвольными номерами m и n при коротком замыкании всех других входов, то оказываются попарно равными все симметрично расположенные относительно главной диагонали элементы ненормированной матрицы проводимостей $\dot{Y}_{mn} = \dot{Y}_{nm}$. Таким образом, ненормированная матрица проводимостей оказывается симметрической: $\dot{\mathbf{Y}} = \dot{\mathbf{Y}}_t$.

Переход к нормированным напряжениям и токам не вносит каких-либо изменений в это высказывание, и аналогичное соотношение взаимности оказывается справедливым и для нормированных матриц проводимостей

$$\mathbf{Y} = \mathbf{Y}_t \text{ или } \dot{y}_{mn} = \dot{y}_{nm}. \quad (3.16)$$

И наконец, поскольку правила нормировки напряжений и токов приводят любые линии передачи к единой математической модели эквивалентной длинной линии с единичным волновым сопротивлением, условие взаимности (3.16) оказывается применимым и к многополюсникам с произвольными входными линиями передачи. Таким образом, *необходимым условием взаимности многополюсника является симметричность его нормированной матрицы проводимостей*.

Также симметрическими для взаимных многополюсников оказываются матрица сопротивлений и матрица рассеяния: $\mathbf{Z} = \mathbf{Z}_t$, $\mathbf{S} = \mathbf{S}_t$. Матрица \mathbf{Z} должна быть симметрической для взаимных многополюсников как обратная матрица симметрической матрицы проводимостей. Симметричность матрицы рассеяния для взаимных многополюсников доказывается с помощью формулы перехода (3.13):

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= (\mathbf{E} - \mathbf{Y})(\mathbf{E} + \mathbf{Y})^{-1} = (\mathbf{E} - \mathbf{Y}_t)(\mathbf{E} + \mathbf{Y}_t)^{-1} = \\ &= (\mathbf{E} - \mathbf{Y}_t)(\mathbf{E} + \mathbf{Y}_t)^{-1} = [(\mathbf{E} + \mathbf{Y})^{-1}(\mathbf{E} - \mathbf{Y})]_t = \mathbf{S}_t. \end{aligned}$$

Здесь использовано известное правило транспонирования для произведения двух матриц $[\mathbf{AB}]_t = \mathbf{B}_t \mathbf{A}_t$.

Симметричность матриц взаимного многополюсника значительно уменьшает число характеризующих его параметров. Для полного описания взаимного $2N$ -полюсника достаточно всего $N(N+1)/2$ комплексных параметров — это элементы, расположенные по одну сторону от главной диагонали матрицы, включая и главную диагональ.

Из электродинамики известно, что свойство взаимности пассивных устройств обеспечивается отсутствием внутри них анизотропных электромагнитных сред, например подмагниченных ферритов

или плазмы. Поэтому установление свойства взаимности в большинстве случаев не требует специального исследования и производится априорно, еще до начала подробных расчетов или измерения характеристик рассматриваемого устройства.

§ 3.7. НЕДИССИПАТИВНЫЕ МНОГОПОЛЮСНИКИ

Недиссипативными называют такие многополюсники, в которых отсутствуют внутренние потери электромагнитной энергии. Строго говоря, не существует абсолютно недиссипативных устройств СВЧ, любое устройство в той или иной степени расходует (например, преобразует в теплоту) часть проходящей через него мощности СВЧ. Однако внутренние потери в большинстве случаев стремятся свести к минимуму и предельным случаем устройств с малыми потерями как раз и являются недиссипативные устройства. Малость потерь следует понимать таким образом, что они исчезающие малы на фоне общей мощности, подаваемой на входы $2N$ -полюсника. Пренебрежение внутренними потерями ведет к упрощению расчетных соотношений и поэтому оказывается полезным при анализе устройств.

Вначале сформулируем свойство недиссипативности многополюсника в терминах матрицы сопротивлений. Мощность, поступающая по каждой входной линии передачи,

$$P_{\text{вх}m} = \operatorname{Re} [\dot{u}_m \dot{i}_m^*] = \frac{1}{2} (\dot{u}_m \dot{i}_m^* + \dot{u}_m^* \dot{i}_m).$$

Суммируя мощности по всем входам $2N$ -полюсника и переходя к матричным обозначениям, получаем

$$P_{\text{вх}} = \sum_{m=1}^N P_{\text{вх}m} = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^N (\dot{u}_m \dot{i}_m^* + \dot{u}_m^* \dot{i}_m) = \frac{1}{2} (\langle \mathbf{i}^* \mathbf{u} \rangle + \langle \mathbf{u}^* \mathbf{i} \rangle). \quad (3.17)$$

Здесь обозначение $\langle \mathbf{a} = (\dot{a}_1, \dot{a}_2, \dots, \dot{a}_N) \rangle$ представляет транспонированный столбец, т. е. строку. Используя в (3.17) определение матрицы сопротивлений (3.8), учитывая правило транспонирования произведения матриц $(\mathbf{AB})_t = \mathbf{B}_t \mathbf{A}_t$ и требуя, чтобы $P_{\text{вх}} = 0$, что должно иметь место в недиссипативном многополюснике, приходим к соотношению

$$P_{\text{вх}} = \frac{1}{2} (\langle \mathbf{i}^* \mathbf{Z} \mathbf{i} \rangle + \langle \mathbf{i}^* \mathbf{Z}^* \mathbf{i} \rangle) = \frac{1}{2} \langle \mathbf{i}^* [\mathbf{Z} + \mathbf{Z}^*] \mathbf{i} \rangle = 0.$$

Равенство нулю входной мощности не должно зависеть от конкретного вида воздействия \mathbf{i} на недиссипативный многополюсник. Это может быть только в том случае, если матрица сопротивлений удовлетворяет условию $\mathbf{Z} + \mathbf{Z}^* = 0$ или $\mathbf{Z} = -\mathbf{Z}^*$, где 0 — нулевая матрица порядка N .

Аналогичное условие недиссипативности многополюсника имеет место и для матрицы проводимостей: $\mathbf{Y} + \mathbf{Y}_t^* = 0$ или $\mathbf{Y} = -\mathbf{Y}_t^*$.

Пример 1. Недиссипативный четырехполюсник. В подробной записи для случая $N=2$ условие недиссипативности выглядит следующим образом:

$$\begin{bmatrix} r_{11} + jx_{11} & r_{12} + jx_{12} \\ r_{21} + jx_{21} & r_{22} + jx_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -r_{11} + jx_{11} & -r_{21} + jx_{21} \\ -r_{12} + jx_{12} & -r_{22} + jx_{22} \end{bmatrix}.$$

Отсюда следует равенства $r_{11} = r_{22} = 0$; $r_{12} = -r_{21}$; $x_{12} = x_{21}$, т. е. матрица сопротивлений недиссипативного четырехполюсника содержит всего четыре независимых параметра и может быть представлена в виде

$$\mathbf{Z} = \mathbf{R} + j\mathbf{X} = \begin{bmatrix} 0 & r_{12} \\ -r_{12} & 0 \end{bmatrix} + j \begin{bmatrix} x_{11} & x_{12} \\ x_{12} & x_{22} \end{bmatrix}.$$

Таким образом, матрица сопротивлений недиссипативного четырехполюсника (а в более общем случае и $2N$ -полюсника) имеет кососимметрическую вещественную часть и симметрическую мнимую часть. Это же свойство относится и к матрице проводимостей недиссипативного четырехполюсника.

Если недиссипативный многополюсник является еще и взаимным, то вследствие условия симметрии его матриц \mathbf{Z} и \mathbf{Y} должны иметь место тождества $\mathbf{R} = 0$ и $\mathbf{G} = 0$, где 0 — нулевая матрица порядка N . Поэтому матрицы сопротивлений и проводимостей взаимного и недиссипативного многополюсника оказываются чисто мнимыми: $\mathbf{Z} = j\mathbf{X}$, $\mathbf{Y} = j\mathbf{B}$. По этой причине взаимный и недиссипативный многополюсник часто называют просто *реактивным*. Реактивный $2N$ -полюсник характеризуется только $N(N+1)/2$ вещественными параметрами — элементами, расположенными по одну сторону от главной диагонали матрицы \mathbf{X} или \mathbf{B} , включая и главную диагональ.

Перейдем теперь к условию недиссипативности многополюсника в терминах его матрицы рассеяния. При волновом подходе мощность, поступающая внутрь многополюсника (или выходящая из него) по какой-либо одной линии передачи, может быть представлена как разность мощностей, переносимых падающей и отраженной волнами. Для входной линии с номером m имеем $P_{\text{вх}m} = P_{\text{п}m} - P_{\text{o}m} = |\dot{u}_{\text{п}m}|^2 - |\dot{u}_{\text{o}m}|^2$. Суммируя мощности на всех входах $2N$ -полюсника и переходя к матричным обозначениям, получаем

$$P_{\text{вх}} = \sum_{m=1}^N P_{\text{вх}m} = \sum_{m=1}^N (|\dot{u}_{\text{п}m}|^2 - |\dot{u}_{\text{o}m}|^2) = \langle \mathbf{u}_n^* \mathbf{u}_n \rangle - \langle \mathbf{u}_o^* \mathbf{u}_o \rangle.$$

Используя определение матрицы рассеяния (3.2а) и требуя, чтобы $P_{\text{вх}} = 0$ (что должно иметь место в недиссипативном многополюснике), приходим к соотношению

$$P_{\text{вх}} = \langle \mathbf{u}_n^* \mathbf{u}_n \rangle - \langle \mathbf{u}_n^* \mathbf{S}^* \mathbf{S} \mathbf{u}_n \rangle = \langle \mathbf{u}_n^* [\mathbf{E} - \mathbf{S}^* \mathbf{S}] \mathbf{u}_n \rangle = 0,$$

где \mathbf{E} — единичная матрица порядка N . Равенство нулю левой час-

ти должно выполняться при любых распределениях напряжений падающих волн. Это происходит, если матрица рассеяния недиссипативного многополюсника удовлетворяет *условию унитарности* $S_t^*S = E$. В частном случае двухполюсника условие унитарности сводится к очевидному утверждению $|\rho| = 1$.

Унитарные матрицы обладают рядом характерных свойств. Норма каждого столбца унитарной матрицы (т. е. корень квадратный из суммы квадратов модулей элементов столбца) равна единице, столбцы ортогональны между собой ($\langle S^{*(m)}S^{(n)} \rangle = 0$ при $m \neq n$), а определитель унитарной матрицы имеет единичный модуль, и его можно представить в виде $\det S = e^{j\Phi}$. Обратимся к примерам.

Пример 2. Недиссипативный четырехполюсник. В развернутом виде условие унитарности матрицы рассеяния второго порядка сводится к равенствам

$$|\dot{s}_{11}|^2 + |\dot{s}_{21}|^2 = 1, \quad |\dot{s}_{22}|^2 + |\dot{s}_{12}|^2 = 1, \quad \dot{s}_{11}^* \dot{s}_{12} + \dot{s}_{21}^* \dot{s}_{22} = 0.$$

Первые два равенства являются очевидными выражениями закона сохранения энергии при возбуждении четырехполюсника со стороны входов 1 и 2 и при согласованной нагрузкe на противоположном входе. Менее очевидным является третье равенство, которое устанавливает дополнительную взаимосвязь между амплитудами и фазами элементов матрицы S . Из совместного решения всех трех равенств вытекает, что для любого недиссипативного четырехполюсника должны выполняться ограничения

$$|\dot{s}_{11}| = |\dot{s}_{22}|, \quad |\dot{s}_{12}| = |\dot{s}_{21}|, \quad \varphi_{11} + \varphi_{22} = \varphi_{12} + \varphi_{21} \pm \pi,$$

где φ_{mn} — фаза элемента матрицы рассеяния с номером mn .

Таким образом, для недиссипативного четырехполюсника (как взаимного, так и невзаимного) модули коэффициентов передачи в обоих направлениях, а также модули собственных коэффициентов отражения на каждом входе попарно равны, а фазы всех элементов матрицы рассеяния не являются независимыми величинами.

Найденные ограничения следует принимать во внимание при записи идеальной матрицы рассеяния недиссипативного четырехполюсника. Принимая в качестве четырех независимых параметров $|\dot{s}_{11}| = \cos \tau$, $\varphi_{11} = \varphi_1$, $\varphi_{12} = \varphi_2$ и $\varphi_{21} = \varphi_3$, приходим к каноническому виду матрицы рассеяния недиссипативного четырехполюсника

$$S = \begin{bmatrix} \cos \tau e^{j\varphi_1} & \sin \tau e^{j\varphi_2} \\ \sin \tau e^{j\varphi_3} & -\cos \tau e^{j(\varphi_2 + \varphi_3 - \varphi_1)} \end{bmatrix}. \quad (3.18)$$

Если недиссипативный четырехполюсник еще и взаимный, то необходимо, чтобы $\varphi_2 = \varphi_3$. Тогда число независимых параметров реактивного (т. е. одновременно взаимного и недиссипативного) четырехполюсника сокращается до трех: $0 \leq \tau \leq \pi/2$, $0 \leq \varphi_1 \leq 2\pi$ и $0 \leq \varphi_2 \leq 2\pi$.

Пример 3. Идеальный циркулятор как согласованный по всем входам недиссипативный шестиполюсник. Предположим, что на входах недиссипативного шестиполюсника согласно схеме рис. 3.3, a установлены регулируемые реактивные согласующие устройства, например подвижные нерегуляристи по схеме Татарина. Можно ли надлежащей настройкой этих согласующих устройств добиться одновременного согласования всех входов шестиполюсника? Другими словами,

реализуема ли матрица рассеяния составного шестиполюсника (вместе с согласующими устройствами) в виде

$$S = \begin{bmatrix} 0 & \dot{s}_{12} & \dot{s}_{13} \\ \dot{s}_{21} & 0 & \dot{s}_{23} \\ \dot{s}_{31} & \dot{s}_{32} & 0 \end{bmatrix},$$

где желаемое свойство согласования отражено наличием нулевой главной диагонали?

Для нахождения ответа запишем следующие из условия унитарности матрицы рассеяния поэлементные равенства:

$$\begin{aligned} |\dot{s}_{21}|^2 + |\dot{s}_{31}|^2 &= 1, \quad |\dot{s}_{12}|^2 + |\dot{s}_{32}|^2 = 1, \quad |\dot{s}_{13}|^2 + |\dot{s}_{23}|^2 = 1, \\ \dot{s}_{31}^* \dot{s}_{32} &= 0, \quad \dot{s}_{21}^* \dot{s}_{23} = 0, \quad \dot{s}_{13}^* \dot{s}_{12} = 0. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Соотношения (3.19) можно рассматривать как систему линейных уравнений относительно элементов матрицы рассеяния. Возможны два решения этой системы:

- I. $\dot{s}_{31} = 0, \quad |\dot{s}_{21}| = 1, \quad \dot{s}_{23} = 0, \quad |\dot{s}_{13}| = 1, \quad \dot{s}_{12} = 0, \quad |\dot{s}_{23}| = 1.$
- II. $\dot{s}_{32} = 0, \quad |\dot{s}_{12}| = 1, \quad \dot{s}_{13} = 0, \quad |\dot{s}_{23}| = 1, \quad \dot{s}_{21} = 0, \quad |\dot{s}_{31}| = 1.$

Этим решениям отвечают идеальные матрицы рассеяния согласованных идиссипативных шестиполюсников:

$$S^I = \begin{bmatrix} 0 & 0 & e^{j\varphi_3} \\ e^{j\varphi_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{j\varphi_2} & 0 \end{bmatrix}; \quad S^{II} = \begin{bmatrix} 0 & e^{j\varphi_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{j\varphi_3} \\ e^{j\varphi_1} & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (3.20)$$

где произвольные фазовые постоянные $\varphi_1 - \varphi_3$ не влияют на выполнение условий унитарности и зависят только от выбора положений плоскостей отсчета фаз на входах.

Как следует из (3.20), мощность СВЧ, подаваемая на каждый вход, проходит лишь на один выход, причем в случае I порядок передачи мощности $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$. В случае II порядок передачи изменяется на противоположный. Устройства с идеальными матрицами рассеяния вида (3.20) называются *шестиполюсными циркуляторами* и имеют условное обозначение на схемах трактов СВЧ согласно рис. 3.3, б. Циркуляторы находят широкое применение для разделения входных и выходных сигналов параметрических усилителей, а также для развязки входов передатчика и приемника при их совместной работе на общую антенну. Циркуляторы СВЧ являются неиззаимыми устройствами и для их реализации требуется наличие внутри шестиполюсника гиротропного материала (обычно подмагниченного феррита).

На основании примера 3 можно сформулировать следующую теорему: любой неиззаимный недиссипативный шестиполюсник может быть превращен в идеальный циркулятор с помощью надлежащей настройки реактивных согласую-

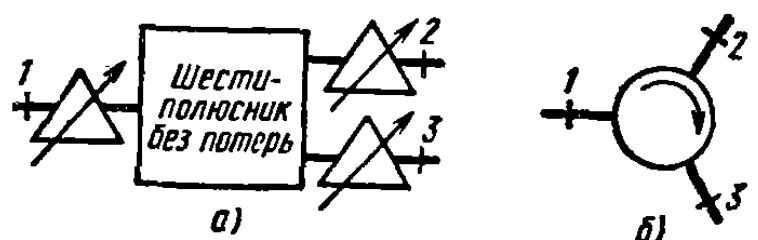


Рис. 3.3. К согласованию шестиполюсника без потерь:

а — общая схема; б — условное графическое обозначение циркулятора

щих устройств на его входах. Некоторые способы выполнения циркуляторов рассматриваются в гл. 6.

Анализ системы уравнений (3.19) показывает также, что в классе взаимных устройств при $\dot{s}_{12} = \dot{s}_{21}$, $\dot{s}_{13} = \dot{s}_{31}$ и $\dot{s}_{23} = \dot{s}_{32}$ решения этой системы вообще не существует, т. е. справедлива лемма: **взаимный недиссипативный шестиполюсник не может быть одновременно согласован по всем входам с помощью реактивных согласующих устройств.**

Пример 4. Идеальный направленный ответвитель как согласованный по всем входам реактивный восьмиполюсник. Пусть на входах реактивного (взаимного и недиссипативного) восьмиполюсника расположены регулируемые реактивные согласующие устройства (рис. 3.4). Исследуем, какой вид приобретает матрица рассеяния образовавшегося составного восьмиполюсника, если надлежащей регулировкой согласующих устройств достигнуто идеальное согласование на всех входах. С учетом свойства взаимности матрица рассеяния после завершения согласования входов примет вид

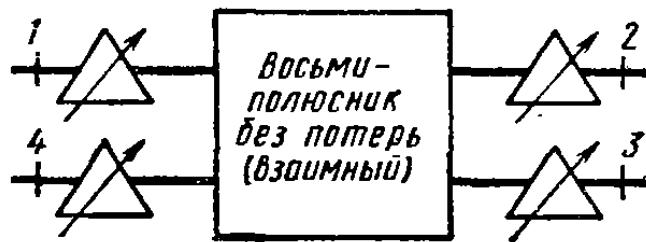


Рис. 3.4. К согласованию восьмиполюсника без потерь

$$S = \begin{bmatrix} 0 & \dot{s}_{21} & \dot{s}_{31} & \dot{s}_{41} \\ \dot{s}_{21} & 0 & \dot{s}_{32} & \dot{s}_{42} \\ \dot{s}_{31} & \dot{s}_{32} & 0 & \dot{s}_{43} \\ \dot{s}_{41} & \dot{s}_{42} & \dot{s}_{43} & 0 \end{bmatrix}.$$

Условие унитарности такой матрицы ведет к уравнениям

$$|\dot{s}_{21}|^2 + |\dot{s}_{31}|^2 + |\dot{s}_{41}|^2 = 1, \quad |\dot{s}_{21}|^2 + |\dot{s}_{32}|^2 + |\dot{s}_{42}|^2 = 1, \quad (3.21)$$

$$|\dot{s}_{31}|^2 + |\dot{s}_{32}|^2 + |\dot{s}_{43}|^2 = 1, \quad |\dot{s}_{41}|^2 + |\dot{s}_{42}|^2 + |\dot{s}_{43}|^2 = 1,$$

$$\dot{s}_{31}^* \dot{s}_{32} + \dot{s}_{41}^* \dot{s}_{42} = 0, \quad (3.22)$$

$$\dot{s}_{21}^* \dot{s}_{32} + \dot{s}_{41}^* \dot{s}_{43} = 0, \quad (3.23)$$

$$\dot{s}_{21}^* \dot{s}_{42} + \dot{s}_{31}^* \dot{s}_{43} = 0. \quad (3.24)$$

В силу (3.21) хотя бы один элемент каждого столбца матрицы рассеяния не равен нулю. Система уравнений (3.23) и (3.24) относительно элементов \dot{s}_{21}^* и \dot{s}_{43}^* имеет единственное тривиальное решение

$$\dot{s}_{21} = 0, \quad \dot{s}_{43} = 0, \quad (3.25)$$

если определитель этой системы $\Delta_1 = \dot{s}_{32}\dot{s}_{31} - \dot{s}_{42}\dot{s}_{41}$ не равен нулю. Если же определитель Δ_1 равен нулю, то для элементов матрицы рассеяния \dot{s}_{21} и \dot{s}_{43} имеется множество решений, отличных от нулевых, но должна обращаться в нули другая пара элементов матрицы рассеяния, так как с учетом (3.22)

$$\dot{s}_{31}^* \dot{s}_{32}^* = \dot{s}_{42}^* \dot{s}_{41}^* = 0. \quad (3.26)$$

В этом случае решениями систем уравнений (3.22) и (3.23) или (3.22) и (3.24) соответственно являются

$$\dot{s}_{32} = 0, \quad \dot{s}_{41} = 0, \quad (3.27)$$

$$\dot{s}_{42} = 0, \quad \dot{s}_{31} = 0 \quad (3.28)$$

при условии, что определители $\Delta_2 = \dot{s}_{31}\dot{s}_{43} - \dot{s}_{42}\dot{s}_{21}$ или $\Delta_3 = \dot{s}_{41}\dot{s}_{43} - \dot{s}_{32}\dot{s}_{21}$ не равны нулю. Заметим, что определители Δ_1 , Δ_2 и Δ_3 с учетом выполнения условий (3.22) — (3.24) могут обращаться в нули только при справедливости (3.27) или (3.28); (3.25) или (3.28); (3.25) или (3.27). Таким образом, предположение об идеальном согласовании входов реактивного восьмиполюсника приводит к тому, что его матрица рассеяния должна иметь одну из трех форм:

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & \dot{s}_{31} & \dot{s}_{41} \\ 0 & 0 & \dot{s}_{32} & \dot{s}_{42} \\ \dot{s}_{31} & \dot{s}_{32} & 0 & 0 \\ \dot{s}_{41} & \dot{s}_{42} & 0 & 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & \dot{s}_{21} & \dot{s}_{31} & 0 \\ \dot{s}_{21} & 0 & 0 & \dot{s}_{42} \\ \dot{s}_{31} & 0 & 0 & \dot{s}_{43} \\ 0 & \dot{s}_{42} & \dot{s}_{43} & 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & \dot{s}_{21} & 0 & \dot{s}_{41} \\ \dot{s}_{21} & 0 & \dot{s}_{32} & 0 \\ 0 & \dot{s}_{32} & 0 & \dot{s}_{43} \\ \dot{s}_{41} & 0 & \dot{s}_{43} & 0 \end{bmatrix}.$$

Для каждой формы характерно наличие двух нулей в каждом столбце матрицы рассеяния. Изменяя порядок нумерации входов [см. (3.14)], все три возможные формы матрицы рассеяния можно свести к общей форме:

$$S = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \dot{s}_{31} & \dot{s}_{41} \\ 0 & 0 & \dot{s}_{32} & \dot{s}_{42} \\ \dot{s}_{31} & \dot{s}_{32} & 0 & 0 \\ \dot{s}_{41} & \dot{s}_{42} & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & T_t \\ T & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.29)$$

Здесь произведена разбивка матрицы S на четыре подматрицы, т. е. осуществлен переход к *блочной матрице рассеяния*.

Восьмиполюсник с матрицей рассеяния (3.29) удобно изобразить в виде проходного устройства (рис. 3.5) с двумя группами входов: левые входы 1 и 2 и правые входы 3 и 4. Каждая группа входов является согласованной и попарно-развязанной между собой. Реактивный восьмиполюсник с матрицей рассеяния вида (3.29), обладающий свойством развязки и согласования двух пар входов, называют *направленным ответителем* (рис. 3.5). Недиагональный блок T в матрице рассеяния направленного ответителя содержит волновые коэффициенты передачи из одной группы входов в другую и поэтому может быть назван *блоком передачи*. Блок передачи должен быть унитарным, что легко установить, применяя условие унитарности к матрице рассеяния (3.29):

$$\begin{bmatrix} 0 & T_t^* \\ T^* & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & T_t \\ T & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E & 0 \\ 0 & E \end{bmatrix},$$

откуда следует $T_t^*T = E$.

Общий вид блока передачи соответствует формуле (3.18). Однако надлежащим сдвигом плоскостей отсчета фаз на входах направленного ответителя [см.

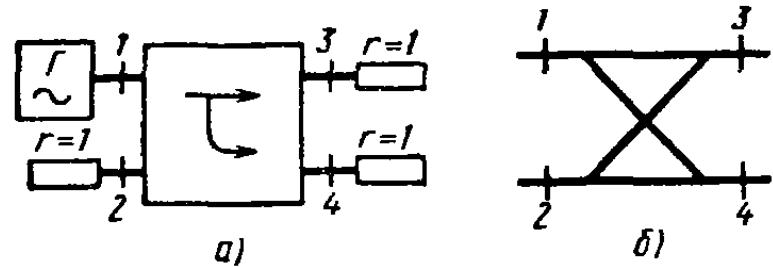


Рис. 3.5. Направленный ответитель в тракте СВЧ:

а — общая схема; *б* — условное графическое обозначение

(3.15)] можно привести блок передачи к одной из двух форм:

$$T^I = \begin{bmatrix} \cos \tau & \sin \tau \\ \sin \tau & -\cos \tau \end{bmatrix}, \quad T^{II} = \begin{bmatrix} \cos \tau & j \sin \tau \\ j \sin \tau & \cos \tau \end{bmatrix},$$

где остается всего один независимый параметр: $0 \leq \tau \leq \pi/2$.

Направленные ответвители широко используются как своеобразные «строительные элементы» для создания разветвленных трактов СВЧ. Выгодной особенностью направленных ответвителей является свойство согласования всех входов, недостижимое в шестиполюсных реактивных разветвителях (см. пример 3). Пример 4 позволяет сформулировать следующую важную теорему: *любой реактивный восьмиполюсник может быть превращен в идеальный направленный ответвитель с матрицей рассеяния вида (3.29) надлежащей настройкой реактивных согласующих устройств на его входах.*

§ 3.8. СИММЕТРИЧНЫЕ МНОГОПОЛЮСНИКИ

Симметричными называют многополюсники, для которых возможна перенумерация входов, не приводящая к изменению матриц параметров многополюсника. Различают геометрическую и электрическую симметрию. Чисто *электрическая симметрия* (не являющаяся следствием геометрической симметрии) достигается специальным подбором номиналов элементов многополюсника и не является априорно устанавливаемой. Напротив, геометрическая симметрия может быть установлена заранее (до электрического расчета) и всегда влечет за собой симметрию электрическую. *Геометрическая симметрия* проявляется в том, что многополюсник остается подобным самому себе при симметрических преобразованиях. К числу элементарных симметрических преобразований относят повороты многополюсника вокруг оси симметрии и «зеркальные» отражения относительно плоскостей симметрии. Более сложные симметрические преобразования получаются как ряд последовательных элементарных симметрических преобразований.

Формально симметрия $2N$ -полюсника характеризуется квадратными матрицами симметрии порядка N . Исходным для введения матриц симметрии является равенство

$$\mathbf{G} u_o \rangle = S \mathbf{G} u_n \rangle, \quad (3.30)$$

которое следует понимать как возможность такого симметрического преобразования столбца падающих волн $u_n \rangle \rightarrow \mathbf{G} u_n \rangle$, при котором точно так же преобразуется и соответствующий столбец отраженных волн $u_o \rangle \rightarrow \mathbf{G} u_o \rangle$. При этом возможна лишь взаимная замена волн на симметричных входах, сопровождаемая иногда сменой первоначально установленного положительного направления напряжения на некоторых входах. Поэтому матрица симметрии \mathbf{G} , аналогично введенной в § 3.4 матрице перенумерации, должна содержать в

каждой строке и в каждом столбце по одному ненулевому элементу, который, однако, наряду со значением +1 может принимать также и значение -1 (при смене положительного направления напряжения на соответствующем входе). Матрица симметрии должна быть ортогональной, т. е. должно выполняться равенство $G_t G = E$. Рассмотрим примеры составления матриц симметрии.

Пример 1. Симметричное Y-разветвление коаксиальных волноводов. Если плоскости отсчета фаз находятся на равных расстояниях от точки разветвления A (рис. 3.6), то Y-разветвление обладает симметрией как вращения, так и отражения. Рассмотрим вначале симметрию вращения. Очевидно, что поворот разветвления относительно точки A на 120° по часовой стрелке приводит к самосовмещению устройства и эквивалентен смене номеров входов: $1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$, $3 \rightarrow 1$. При этом матрица симметрии G_1 совпадает с матрицей перенумерации, составленной по правилам, приведенным в § 3.4:

$$G_1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Вторая матрица симметрии вращения Y-разветвления соответствует повороту вокруг точки A на 120° против часовой стрелки, что эквивалентно переименованию входов: $1 \rightarrow 3$, $2 \rightarrow 1$, $3 \rightarrow 2$. Поэтому получаем

$$G_2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Обратимся теперь к условиям «зеркальной» симметрии Y-разветвления. Зеркальное отображение в плоскости симметрии P_1 , проходящей через вход 1 , приводит к самосовмещению устройства и эквивалентно переименованию входов: $1 \rightarrow 1$, $2 \rightarrow 3$, $3 \rightarrow 2$. Это дает матрицу симметрии

$$G_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Аналогично получаются и другие матрицы симметрии для плоскостей, проходящих через входы 2 и 3 :

$$G_4 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad G_5 = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Несложный анализ показывает, что среди матриц симметрии независимыми являются только две (по одной матрице на каждый вид симметрии), например G_1 и G_3 . Остальные матрицы симметрии могут быть получены как произведения этих матриц: $G_2 = G_1 G_3$, $G_4 = G_1 G_3$, $G_5 = G_3 G_1$.

Совокупность всех матриц симметрии многополюсника (включая и единичную матрицу E) образует так называемую группу. Под *группой* в математике понимают множество объектов вместе с бинарной операцией, определенной на этом множестве. В нашем случае объектами являются квадратные матрицы, бинарной операцией — обычное произведение двух матриц, неподчиняющееся переместительному закону. Каждая группа должна содержать единичный элемент (в рас-

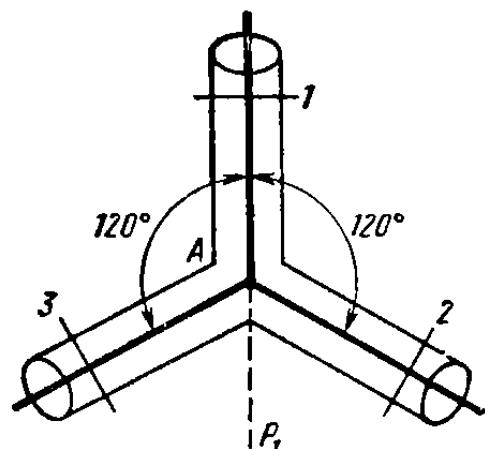


Рис. 3.6. Симметричное Y-разветвление коаксиальных волноводов

сматриваемом случае это единичная матрица), и, кроме того, каждый элемент должен иметь обратный элемент (в нашем случае $G^{-1} = G$, в силу ортогональности матриц симметрии).

Независимые матрицы симметрии, перемножением которых могут быть получены все остальные матрицы симметрии группы, называются *образователями* данной группы. Для полной характеристики свойств симметрии многополюсника достаточно располагать только образователями группы матриц симметрии. Для симметричного Y-разветвления в качестве образователей группы матриц симметрии могут быть выбраны матрицы G_1 и G_3 .

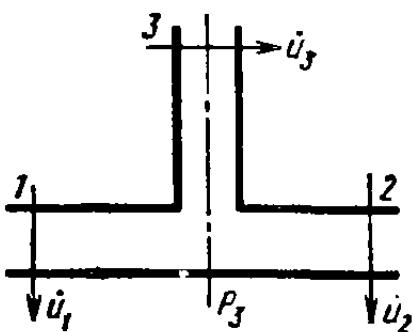


Рис. 3.7. Последовательное разветвление двухпроводных линий передачи

фазы напряжения на входе 3 на противоположную. Режим шестиполюсника и его описание останутся неизменными, если при «зеркальной» замене правой половины шестиполюсника на левую одновременно изменяется положительное направление напряжения на входе 3 на противоположное. Это означает, что вход 3 является симметричным сам себе, но с противоположным направлением напряжения. Поэтому матрица симметрии для последовательного разветвления должна соответствовать перенумерации входов: $1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 1$ и $3 \rightarrow -3$, что дает

$$G = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}.$$

Эта матрица симметрии единственная для последовательного разветвления.

Применение матриц симметрии при анализе различных устройств СВЧ основано на том, что эти матрицы коммутируют с матрицами параметров многополюсника, т. е. имеют место тождества

$$GS \equiv SG, \quad GZ \equiv ZG, \quad GY \equiv YG. \quad (3.31)$$

Чтобы доказать свойство (3.31) для матрицы рассеяния, нужно умножить обе части равенства (3.30) слева на матрицу G^{-1} . Получившееся равенство должно иметь место при любых распределениях возбуждения u_n . Поэтому, принимая во внимание определение матрицы рассеяния (3.2а), можно записать $G^{-1}SG \equiv S$, откуда и следует первое тождество (3.31). Аналогично доказываются тождества (3.31) для матриц сопротивлений и проводимостей.

Тождества (3.31) при априорно известных матрицах симметрии устанавливают взаимные связи между элементами одной и той же матрицы параметров многополюсника и тем самым уменьшают

число независимых параметров, характеризующих симметричный многополюсник.

Пример 3. Двойной волноводный Т-мост (совместное применение свойств взаимности, недиссипативности и симметрии). Показанный на рис. 3.8 взаимный восьмиполюсник представляет своеобразное объединение двух разветвлений на прямоугольных волноводах с волнами типа H_{10} , причем одно разветвление выполнено в H-плоскости (вход 1), а другое — в E-плоскости (вход 2). При изотропном диэлектрическом заполнении устройство имеет одну плоскость симметрии, рассеивающую входы 1 и 2, и характеризуется матрицами симметрии и рассеяния вида

$$G = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad S = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & s_{14} \\ s_{12} & s_{22} & s_{23} & s_{24} \\ s_{13} & s_{23} & s_{33} & s_{34} \\ s_{14} & s_{24} & s_{34} & s_{44} \end{bmatrix}.$$

При записи матрицы симметрии учтено, что входы 3 и 4 взаимно симметричны, а входы 1 и 2 симметричны сами себе, причем со стороны входа 2 рассматриваемый восьмиполюсник аналогичен последовательному разветвлению линий передачи, что учтено элементом -1 во второй строке матрицы G (ср. с примером 2).

Вычисляя произведения матриц в правой и левой частях тождества $GS \equiv SG$ и приравнивая элементы произведений, находящихся в позициях pq (произведение строки p первого сомножителя на столбец q второго сомножителя), получаем соотношения между элементами матрицы рассеяния двойного Т-разветвления:

$$\begin{aligned} s_{12} &\equiv -s_{12} (p=1, q=2), \\ s_{14} &\equiv s_{13} (p=3, q=1), \quad (3.32) \\ s_{24} &\equiv -s_{23} (p=3, q=2), \\ s_{33} &\equiv s_{44} (p=4, q=3). \end{aligned}$$

Наиболее важным является первое соотношение (3.32), из которого вытекает $s_{12}=0$. Таким образом, из взаимности и зеркальной симметрии двойного Т-разветвления следует, что входы 1 и 2 идеально развязаны на любой частоте. «Чистое» двойное Т-разветвление при его возбуждении со стороны входов 1 и 2 ведет себя подобно несвязанным тройниковым разветвлениям и характеризуется значительным рассогласованием входов. Для согласования входа 1 обычно предусматривается настроенный штырь в плоскости симметрии (рис. 3.8), а для согласования входа 2 — индуктивная диафрагма. Вследствие развязки входов 1 и 2 оба настроенных элемента действуют совершенно независимо и подбором их положения и размеров удается идеально согласовать входы 1 и 2 (при замыкании входов 3 и 4 на согласованные нагрузки).

С учетом согласования входов 1 и 2 и условий (3.32) матрица рассеяния двойного Т-разветвления принимает вид

$$S = \begin{bmatrix} 0 & T_t \\ T & R \end{bmatrix}, \quad \text{где } T = \begin{bmatrix} s_{13} & s_{23} \\ s_{13} & -s_{23} \end{bmatrix}, \quad R = \begin{bmatrix} s_{33} & s_{34} \\ s_{34} & s_{33} \end{bmatrix}.$$

При отсутствии потерь эта матрица должна быть унитарной, что приводит к равенствам $T_t^*T = E$, $T_t^*R = 0$. Умножая второе соотношение слева на матрицу T

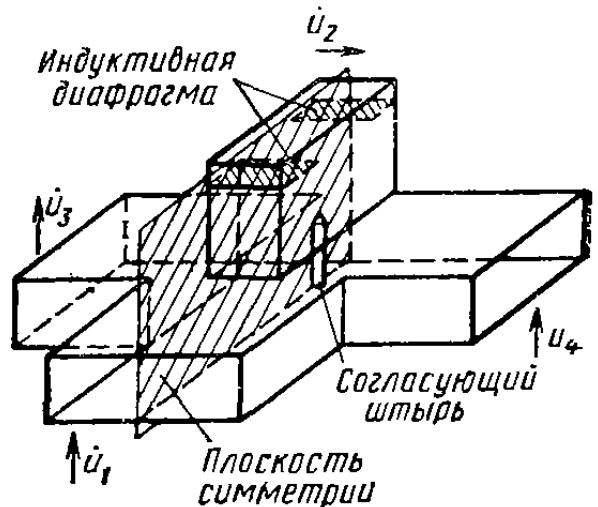


Рис. 3.8. Двойной Т-мост

и учитывая первое соотношение, получаем $R=0$, т. е. $s_{33}=s_{34}=0$. Таким образом, *входы 3 и 4 также получаются развязанными и согласованными*. Этот результат имеет достаточно общий характер и может быть сформулирован в виде теоремы: *если реактивный восьмиполюсник согласован и одновременно развязан по одной паре входов, то он обязательно согласован и развязан и по другой паре входов, т. е. является направленным ответителем.*

При надлежащем выборе положений плоскостей отсчета фаз матрица рассеяния согласованного двойного Т-разветвления принимает вид

$$S = \begin{bmatrix} 0 & T_t \\ T & 0 \end{bmatrix}, \text{ где } T = \frac{e^{j\varphi}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix}.$$

Таким образом, имеет место равное деление мощности между любыми парами выходных линий, причем со стороны одного развязанного входа деление мощности синфазное, а со стороны другого — противофазное. *Направленные ответители с равным делением мощности принято называть мостами*, поэтому рассмотренное устройство часто называют *двойным Т-мостом*. При тщательной настройке согласующих устройств и допустимом КСВ, равном примерно 1,2, двойной Т-мост имеет рабочую полосу частот 10—15% от средней рабочей частоты.

Глава 4

СОСТАВНЫЕ МНОГОПОЛЮСНЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

§ 4.1. ПРИНЦИП ДЕКОМПОЗИЦИИ В АНАЛИЗЕ МНОГОПОЛЮСНЫХ УСТРОЙСТВ СВЧ

Универсальным методом расчета устройств СВЧ является разбиение — декомпозиция сложного устройства на ряд более простых устройств, характеризуемых соответствующими матрицами параметров, что допускает их независимый анализ. Эти простые устройства называют *базовыми элементами*. Если характеристики базовых элементов предварительно изучены и установлены номинальные параметры, определяющие матрицу каждого базового элемента, то анализ электрических характеристик сложной системы СВЧ сводится к проводимому по специальным алгоритмам расчету матриц параметров для объединения двух базовых элементов и более.

Для расчета низкочастотных электрических цепей достаточен набор базовых элементов из резистора (поглотителя мощности), конденсатора (накопителя энергии электрического поля), индуктивной катушки (накопителя энергии магнитного поля). На сверхвысоких частотах свойства накопления и поглощения электромагнитной энергии присущи любому элементу объема анализируемого устройства и выделение базовых элементов становится не столь однозначным.

Традиционный подход к декомпозиции устройств СВЧ предусматривает замену каждого выделенного базового элемента некоторой схемой замещения, состоящей из сосредоточенных элемен-

тов L , C и R из отрезков линии передачи. Электродинамические расчеты базовых элементов проводят заблаговременно, а результаты представляют в виде приближенных формул и таблиц, определяющих связь номиналов в схеме замещения с геометрическими размерами базового элемента, длиной волны и параметрами магнитодиэлектриков. Преимуществами такого подхода являются универсальность, схожесть с теорией низкочастотных цепей, а также наглядность представлений о функционировании сложных устройств СВЧ, достигаемая за счет разумной идеализации схем замещения. Недостатками традиционного подхода являются потеря точности при использовании упрощенных схем замещения и трудности в количественной оценке погрешностей расчета.

Эти недостатки успешно преодолеваются при формальном электродинамическом подходе, ориентированном на применение мощных ЭВМ. Здесь осуществляется декомпозиция устройства СВЧ на ряд базовых элементов в виде геометрических конфигураций, допускающих аналитическое или численное определение матрицы параметров путем решения уравнений Максвелла при заданных граничных условиях. Последующее нахождение матрицы параметров сложного устройства осуществляется по точно таким же алгоритмам объединения многополюсников, как и при традиционном подходе на основе схем замещения. Электродинамический подход в принципе позволяет выполнять расчеты с любой требуемой точностью, однако при этом теряется наглядность анализа и происходит сужение класса устройств, рассчитываемых по конкретной вычислительной программе.

Между традиционным и электродинамическим подходами нет глубоких принципиальных различий, и поэтому в основу последующего изложения методов анализа на основе принципа декомпозиции положен традиционный подход на основе схем замещения базовых элементов. При этом следует различать *два уровня декомпозиции*: 1) представление укрупненных базовых элементов СВЧ в виде схем замещения из отрезков линий передачи и элементов L , C и R ; 2) разбиение тракта СВЧ на укрупненные базовые элементы и использование алгоритмов объединения многополюсников.

§ 4.2. АНАЛИЗ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ И ДВУХПОЛЮСНИКОВ КАСКАДНОЙ СТРУКТУРЫ С ПОМОЩЬЮ МАТРИЦ ПЕРЕДАЧИ

Многие четырехполюсные и двухполюсные устройства СВЧ имеют каскадную структуру, для которой характерно, что выход предшествующего четырехполюсника является входом последующего и т. д. (рис. 4.1). Анализ такого соединения значительно упрощается, если характеризовать четырехполюсники, а также их объединение специальными матрицами — *матрицами передачи*. При определении матриц передачи в качестве воздействия на четырехполюс-

ник выбирается пара электрических величин, определяющих режим одного входа (обычно второго), а в качестве реакции — соответствующая пара величин, определяющая режим другого входа (обычно первого).

Для классической матрицы передачи \mathbf{A} связь воздействия и реакции имеет вид

$$\begin{pmatrix} \dot{u}_1 \\ \dot{i}_1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{a} & \dot{b} \\ \dot{c} & \dot{d} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{u}_2 \\ -\dot{i}_2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A} = \begin{bmatrix} \dot{a} & \dot{b} \\ \dot{c} & \dot{d} \end{bmatrix}. \quad (4.1)$$

При таком определении *матрица передачи любого числа каскадно включенных четырехполюсников оказывается равной произведению матриц передачи отдельных каскадов* — это основное свойство любой матрицы передачи. Перемножать матрицы каскадов надо именно в той последовательности, в какой они включены в тракт.

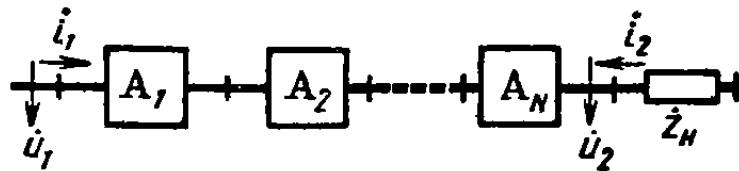


Рис. 4.1. Каскадное соединение четырехполюсников

Иногда предпочитают пользоваться так называемой *волной матрицей передачи*, вводимой соотношениями

$$\begin{pmatrix} \dot{u}_{n1} \\ \dot{u}_{o1} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{t}_{11} & \dot{t}_{12} \\ \dot{t}_{21} & \dot{t}_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{u}_{o2} \\ \dot{u}_{n2} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{T} = \begin{bmatrix} \dot{t}_{11} & \dot{t}_{12} \\ \dot{t}_{21} & \dot{t}_{22} \end{bmatrix}.$$

Каких-либо дополнительных возможностей по сравнению с матрицей \mathbf{A} матрица \mathbf{T} не дает.

Из (4.1) следует, что элементы \dot{a} и \dot{c} матрицы \mathbf{A} представляют собой коэффициенты передачи по нормированному напряжению и нормированную взаимную проводимость при холостом ходе на выходе 2 четырехполюсника. Элементы \dot{d} и \dot{b} — коэффициент передачи по нормированному току и нормированное взаимное сопротивление при коротком замыкании на выходе 2.

Зная элементы матрицы \mathbf{A} , легко анализировать двухполюсники каскадной структуры, образующиеся при нагружении последнего каскада устройством с нормированным сопротивлением $\dot{z}_H = [\dot{u}_2: (-\dot{i}_2)]$. Входное сопротивление такого составного двухполюсника, согласно (4.1), будет

$$\dot{z}_{bx} = \frac{\dot{u}_1}{\dot{i}_1} = \frac{\dot{a}\dot{u}_2 - \dot{b}\dot{i}_2}{\dot{c}\dot{u}_2 - \dot{d}\dot{i}_2} = \frac{\dot{a}\dot{z}_H + \dot{b}}{\dot{c}\dot{z}_H + \dot{d}}, \quad (4.2)$$

где использованы элементы матрицы $\mathbf{A} = \mathbf{A}_1 \mathbf{A}_2 \dots \mathbf{A}_N$.

Если оконечная нагрузка представляет короткое замыкания или разрыв, то формула (4.2) упрощается и принимает одну из следующих форм:

$$\dot{z}_k = \dot{b}/\dot{d} \text{ при } \dot{z}_H = 0; \quad \dot{z}_x = \dot{a}/\dot{c} \text{ при } \dot{z}_H \rightarrow \infty. \quad (4.3)$$

Коэффициент отражения составного двухполюсника можно найти по обычной формуле $\rho_{\text{вх}} = (\dot{z}_{\text{вх}} - 1) / (\dot{z}_{\text{вх}} + 1)$, подставляя в нее значения $\dot{z}_{\text{вх}}$ из (4.2) или (4.3).

Связь матрицы A с матрицей рассеяния четырехполюсника. Для получения формул перехода от матрицы передачи к матрице рассеяния S следует выразить столбцы воздействия и реакции в (4.1) через падающие и отраженные волны: $\dot{u}_{1,2} = \dot{u}_{\text{п}1,2} + \dot{u}_{\text{o}1,2}$ и $i = \dot{u}_{\text{п}1,2} - \dot{u}_{\text{o}1,2}$. После приведения подобных членов получаются соотношения

$$\begin{aligned}\dot{u}_{\text{п}1} + \dot{u}_{\text{o}1} &= (\dot{a} - \dot{b}) \dot{u}_{\text{п}2} + (\dot{a} + \dot{b}) \dot{u}_{\text{o}2}, \\ \dot{u}_{\text{п}1} - \dot{u}_{\text{o}1} &= (\dot{c} - \dot{d}) \dot{u}_{\text{п}2} + (\dot{c} + \dot{d}) \dot{u}_{\text{o}2}.\end{aligned}\quad (4.4)$$

Используя определение элемента матрицы рассеяния (3.3) и комбинируя попарно соотношения (4.4), находим формулы перехода:

$$\begin{aligned}s_{11} &= \frac{(\dot{a} - \dot{d}) + (\dot{b} - \dot{c})}{\dot{a} + \dot{b} + \dot{c} + \dot{d}}, \quad s_{12} = \frac{2(\dot{a}\dot{d} - \dot{b}\dot{c})}{\dot{a} + \dot{b} + \dot{c} + \dot{d}}, \\ s_{21} &= \frac{2}{\dot{a} + \dot{b} + \dot{c} + \dot{d}}, \quad s_{22} = \frac{-(\dot{a} - \dot{d}) + (\dot{b} - \dot{c})}{\dot{a} + \dot{b} + \dot{c} + \dot{d}}.\end{aligned}\quad (4.5)$$

Элементарные взаимные четырехполюсники. Для декомпозиции большинства взаимных четырехполюсников СВЧ каскадной структуры достаточно четырех базовых элементов, которые будем также называть элементарными четырехполюсниками. Схемы замещения элементарных четырехполюсников и соответствующие им классические матрицы передачи показаны на рис. 4.2. Отметим, что каждый элементарный четырехполюсник характеризуется лишь одним номиналом (комплексным или вещественным).

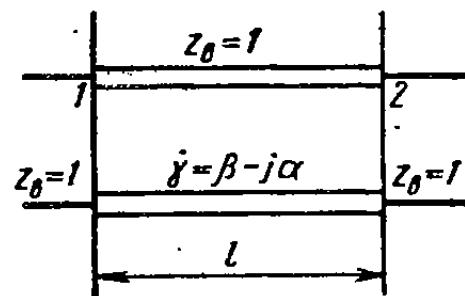
Поясним, как составлены классические матрицы передачи элементарных четырехполюсников. Первый четырехполюсник (рис. 4.2, а) представляет *отрезок регулярной линии передачи длиной l* . Элементы \dot{a} и \dot{d} классической матрицы передачи этого четырехполюсника задают распределение напряжения в разомкнутой линии и распределение тока в короткозамкнутой линии, и поэтому они одинаковы и в случае отсутствия потерь равны $\cos \beta l$. Элементы \dot{b} и \dot{c} матрицы A отрезка передачи без потерь находятся следующим образом:

$$\begin{aligned}\dot{b} &= \left(\frac{\dot{u}_1}{-\dot{i}_2} \right)_{u_2=0} = \left(\frac{\dot{u}_1}{\dot{i}_1} \right) \left(\frac{\dot{i}_1}{-\dot{i}_2} \right)_{u_2=0} = z_k d = j \operatorname{tg} \beta l \cos \beta l = j \sin \beta l, \\ \dot{c} &= \left(\frac{\dot{i}_1}{\dot{u}_2} \right)_{i_2=0} = \left(\frac{\dot{i}_1}{\dot{u}_1} \right) \left(\frac{\dot{u}_1}{\dot{u}_2} \right)_{i_2=0} = y_x a = j \operatorname{tg} \beta l \cos \beta l = j \sin \beta l,\end{aligned}$$

где через $z_k = j \operatorname{tg} \beta l = y_x$ обозначены входное сопротивление и входная проводимость линии передачи при коротком замыкании и хо-

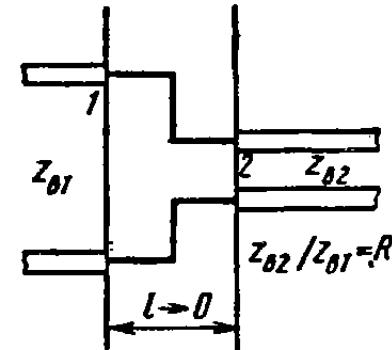
лостом ходе. В случае отрезка линии передачи с потерями ($\alpha \neq 0$) элементы матрицы определяются аналогично.

Для элементарного четырехполюсника *в виде стыка двух линий передачи*, отличающихся волновыми сопротивлениями z_{b1} и z_{b2} (рис. 4.2, б), в плоскости стыка выполняются равенства полных ненормированных напряжений и токов: $\dot{U}_1 = \dot{U}_2$ и $\dot{I}_1 = -\dot{I}_2$. Знак ми-



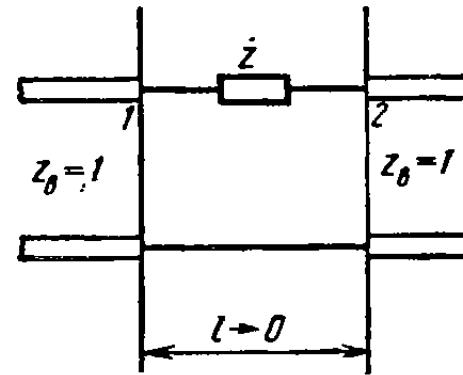
$$A^I = \begin{cases} \begin{bmatrix} \cos\beta l & j\sin\beta l \\ j\sin\beta l & \cos\beta l \end{bmatrix} & \text{при } d=0 \\ \begin{bmatrix} ch\gamma l & sh\gamma l \\ sh\gamma l & ch\gamma l \end{bmatrix} & \text{при } d \neq 0 \end{cases}$$

a)



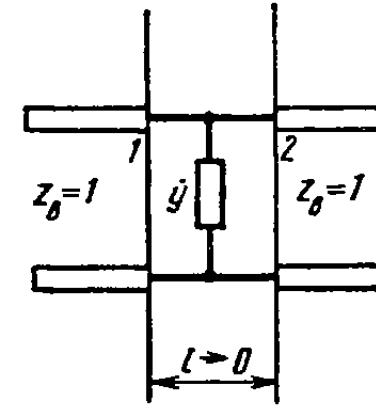
$$A^{II} = \begin{bmatrix} \sqrt{z_{b2}/z_{b1}} & 0 \\ 0 & \sqrt{z_{b1}/z_{b2}} \end{bmatrix}$$

б)



$$A^{III} = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

в)



$$A^{IV} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ y & 1 \end{bmatrix}$$

г)

Рис. 4.2. Элементарные взаимные четырехполюсники

нус учитывает, что токи на каждом входе втекают внутрь четырехполюсника. Переходя с помощью соотношения (1.15) к ненормированным напряжениям и токам, получаем равенства $\dot{u}_1 = \dot{u}_2 \sqrt{z_{b2}/z_{b1}}$, $\dot{i}_1 = -\dot{i}_2 \sqrt{z_{b1}/z_{b2}}$, из которых и следует классическая матрица передачи стыка.

Для элементарного четырехполюсника в виде *сосредоточенного сопротивления z*, включенного последовательно в разрыв между двумя одинаковыми линиями передачи (рис. 4.2, в), согласно закону Ома, нормированное напряжение на входе 1 равно $\dot{u}_1 = \dot{u}_2 - z\dot{i}_2$, и, кроме того, имеет место равенство $\dot{i}_1 = -\dot{i}_2$. Из этих двух условий и следуют значения элементов матрицы A .

Для четырехполюсника, представляющего собой *сосредоточенную проводимость y*, шунтирующую регулярную линию передачи

(рис. 4.2, г), имеют место равенства $\dot{u}_1 = \dot{u}_2$, $i_1 = u\dot{u}_2 - i_2$. Из этих равенств и следуют значения элементов матрицы передачи.

Отметим, что элементарные четырехполюсники, представленные на рис. 4.2, кроме отрезка линий передачи имеют нулевую электрическую длину и, следовательно, являются предельно упрощенными математическими моделями. Неизбежное запаздывание при распространении электромагнитной волны в реальных элементах тракта, для анализа которых применяются такие схемы замещения, легко может быть учтено каскадным присоединением отрезков линий передачи на входе и выходе каждого элемента.

Условия реактивности четырехполюсника. Из формул перехода к матрице рассеяния (4.5) следует, что требование взаимности $s_{12} = s_{21}$ приводит к равенству $\dot{a}\dot{d} - \dot{b}\dot{c} = \det A = 1$. Таким образом, для взаимных четырехполюсников определитель матрицы передачи должен быть равен единице. Далее, из условия отсутствия потерь во взаимном четырехполюснике следует, что в матрице передачи элементы \dot{a} и \dot{d} должны быть чисто вещественными, а элементы \dot{b} и \dot{c} — чисто мнимыми. Это свойство легко проверить на элементарных четырехполюсниках (рис. 4.2) и обобщить на каскадное соединение любого числа таких четырехполюсников.

Для невзаимных четырехполюсников условие недиссипативности более сложное и сводится к представимости матрицы передачи в виде

$$A = e^{j\varphi} \begin{bmatrix} a & j\beta \\ j\gamma & \delta \end{bmatrix},$$

где $a\delta + \beta\gamma = 1$, и a, β, γ, δ — вещественные числа.

Условия симметрии и антиметрии четырехполюсников. Для симметричных четырехполюсников должны выполняться равенства $s_{11} = s_{22}$, $s_{12} = s_{21}$. С помощью формул перехода (4.5) легко установить, что симметрия имеет место при выполнении условий на элементы матрицы передачи: $\dot{a} = \dot{d}$, $\det A = 1$.

Своего рода противоположностью симметричным четырехполюсникам являются так называемые *антиметричные четырехполюсники*, т. е. такие, у которых на любой частоте собственные коэффициенты отражения двух входов равны по значению и противоположны по фазе: $s_{11} = -s_{22}$ и $s_{12} = s_{21}$. Из формул перехода (4.5) следует, что в терминах матрицы передачи условия антиметрии сводятся к равенствам $\dot{b} = \dot{c}$ и $\det A = 1$. Антиметричным на рис. 4.2 является стык двух линий передачи, остальные элементарные четырехполюсники на рис. 4.2 симметричны.

Пример. Одноступенчатый трансформатор (рис. 4.3). В соответствии с принципом декомпозиции для нахождения матрицы передачи трансформатора надо перемножить матрицу A левого скачка волнового сопротивления на матрицу передачи отрезка линии длиной l и еще раз на матрицу A правого скачка волнового сопротивления. В результате получим

$$A = \begin{bmatrix} (\sqrt{z_{B3}/z_{B1}}) \cos \beta l & j(z_{B2}/\sqrt{z_{B1}z_{B3}}) \sin \beta l \\ j(\sqrt{z_{B1}z_{B3}}/z_{B2}) \sin \beta l & (\sqrt{z_{B1}/z_{B3}}) \cos \beta l \end{bmatrix}. \quad (4.6)$$

Применяя формулы перехода к матрице рассеяния (4.5), находим входной коэффициент отражения трансформатора в виде

$$\dot{s}_{11} = \frac{(\sqrt{z_{B3}/z_{B1}} - \sqrt{z_{B1}/z_{B3}}) \cos \beta l + j(z_{B2}/\sqrt{z_{B1}z_{B3}} - \sqrt{z_{B1}z_{B3}}/z_{B2}) \sin \beta l}{(\sqrt{z_{B3}/z_{B1}} + \sqrt{z_{B1}/z_{B3}}) \cos \beta l + j(z_{B2}/\sqrt{z_{B1}z_{B3}} + \sqrt{z_{B1}z_{B3}}/z_{B2}) \sin \beta l}. \quad (4.7)$$

Легко проверить, что трансформатор обеспечивает идеальное согласование $\dot{s}_{11}=0$ в следующих случаях:

1) при $\beta l = \pi/2$, если $z_{B2} = \sqrt{z_{B1}z_{B3}}$. Это обычный *четвертьволновый трансформатор*. Заметим, что он антиметричен, т. е. $b=c$;

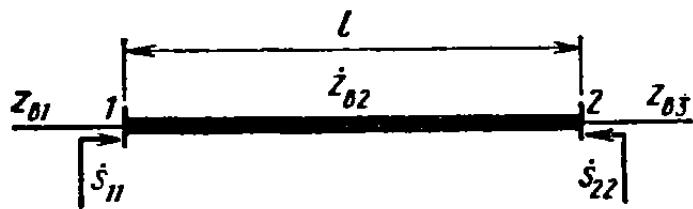


Рис. 4.3. Трансформатор в тракте СВЧ

2) при $\beta l = \pi$ и при любых z_{B2} , если $z_{B1} = z_{B3}$. Это обычный *полуволновый трансформатор* (он симметричен, так как $a=d$);

3) при любых βl , если $z_{B1} = z_{B2} = z_{B3}$, что соответствует тривиальному случаю регулярной линии передачи.

Вводя небольшую расстройку по длине волны $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ и разлагая тригонометрические функции в (4.7) в ряды Тейлора в окрестности номинальной длины волны λ_0 , можно получить удобные приближенные формулы для оценки частотных свойств трансформаторов по вносимому рассогласованию:

четвертьволновый трансформатор

$$l = \lambda_0/4; z_{B2}^2 = z_{B1}z_{B3},$$

$$\beta l = \frac{2\pi l}{\lambda_0} \frac{\lambda_0}{\lambda} \approx \frac{\pi}{2} (1 - \Delta\lambda/\lambda_0),$$

$$\sin \beta l \approx 1, \cos \beta l \approx (\pi/2)(\Delta\lambda/\lambda_0),$$

$$\dot{s}_{11} \approx j \frac{\pi}{4} \left(\sqrt{\frac{z_{B1}}{z_{B3}}} - \sqrt{\frac{z_{B3}}{z_{B1}}} \right) \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0},$$

полуволновый трансформатор

$$l = \lambda_0/2; z_{B1} = z_{B3},$$

$$\beta l \approx \pi (1 - \Delta\lambda/\lambda_0),$$

$$\sin \beta l \approx \pi (\Delta\lambda/\lambda_0), \cos \beta l \approx -1,$$

$$\dot{s}_{11} \approx j \frac{\pi}{2} \left(\frac{z_{B1}}{z_{B2}^2} - \frac{z_{B2}}{z_{B1}} \right) \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}.$$

Использованный при получении этих формул метод линеаризации тригонометрических функций при небольших расстройках удобен и при анализе других устройств, содержащих резонансные отрезки линий передачи.

§ 4.3. МЕТОД ДЕКОМПОЗИЦИИ СИММЕТРИЧНЫХ ВОСЬМИПОЛЮСНИКОВ (МЕТОД СИНФАЗНОГО И ПРОТИВОФАЗНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ)

Этот метод сводит анализ восьмиполюсников, имеющих плоскость симметрии, к анализу более простых четырехполюсников, представляющих собой «половины» восьмиполюсника.

Пусть плоскость симметрии взаимного восьмиполюсника проходит между входами 1, 3 и 2, 4 (рис. 4.4, a). В матрице рассеяния восьмиполюсника вследствие симметрии и взаимности независимыми между собой оказываются только шесть элементов: $\dot{s}_{11} = \dot{s}_{22}$,

$\dot{s}_{21} = \dot{s}_{12}$, $\dot{s}_{31} = \dot{s}_{13} = \dot{s}_{42} = \dot{s}_{24}$, $\dot{s}_{41} = \dot{s}_{14} = \dot{s}_{23} = \dot{s}_{32}$, $\dot{s}_{33} = \dot{s}_{44}$ и $\dot{s}_{43} = \dot{s}_{34}$. Рассмотрим два режима возбуждения восьмиполюсника: синфазный и противофазный.

1. При *синфазном возбуждении* со стороны входов 1 и 2 падающими волнами $\dot{u}_{\text{п1}}^+ = 1/2$, $\dot{u}_{\text{п2}}^+ = 1/2$ через плоскость симметрии не происходит передачи мощности и в ней устанавливается пучность распределения напряженности касательного электрического поля и нуль распределения напряженности касательного магнитного

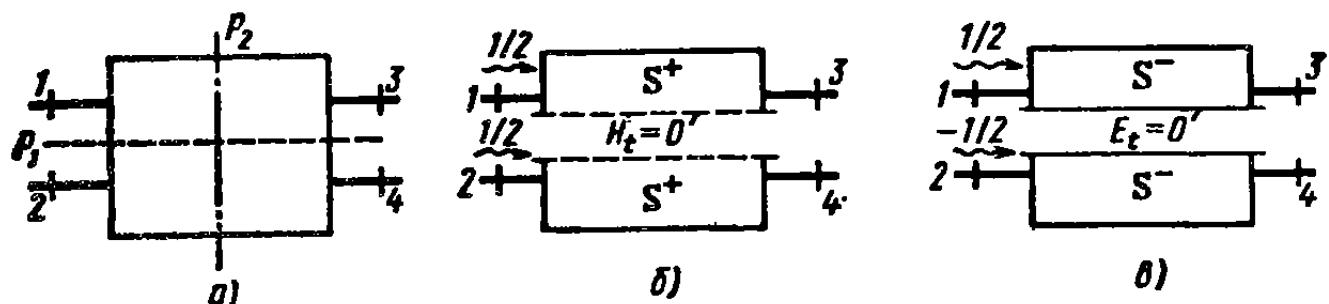


Рис. 4.4. Декомпозиция восьмиполюсника (а) при синфазном (б) и противофазном (в) возбуждениях

го поля, т. е. создается режим холостого хода. Плоскость как бы расчленяет восьмиполюсник на два не связанных между собой парциальных четырехполюсника синфазного возбуждения, каждый из которых характеризуется матрицей рассеяния S^+ (рис. 4.4, б).

2. При *противофазном возбуждении* со стороны входов 1 и 2 падающими волнами $\dot{u}_{\text{п1}}^- = 1/2$, $\dot{u}_{\text{п2}}^- = -1/2$ через плоскость симметрии нет передачи мощности, в этой плоскости устанавливается нуль распределения напряженности касательного электрического поля и пучность распределения напряженности касательного магнитного поля, т. е. создается режим короткого замыкания. Плоскость симметрии как бы расчленяет восьмиполюсник на два не связанных между собой парциальных четырехполюсника противофазного возбуждения, каждый из которых характеризуется матрицей рассеяния S^- (рис. 4.4, в).

Матрицы рассеяния парциальных четырехполюсников синфазного и противофазного возбуждения

$$S^+ = \begin{bmatrix} \dot{p}_1^+ & \dot{i}^+ \\ \dot{i}^+ & \dot{p}_2^+ \end{bmatrix}, \quad S^- = \begin{bmatrix} \dot{p}_1^- & \dot{i}^- \\ \dot{i}^- & \dot{p}_2^- \end{bmatrix}$$

могут быть определены одна независимо от другой, например через произведение матриц передачи, если парциальные четырехполюсники представимы в виде цепочки элементарных каскадов.

Суперпозиция синфазного и противофазного возбуждения входов 1 и 2 в восьмиполюснике представляет возбуждение одиночного входа 1: $\dot{u}_{\text{п1}} = \dot{u}_{\text{п1}}^+ + \dot{u}_{\text{п1}}^- = 1$, $\dot{u}_{\text{п2}} = \dot{u}_{\text{п2}}^+ + \dot{u}_{\text{п2}}^- = 0$. Поэтому, суммируя реакции парциальных четырехполюсников на синфазное и

противофазного возбуждения входов 1 и 2, можно определить следующие четыре независимых элемента матрицы рассеяния восьмиполюсника:

$$\begin{aligned}\dot{s}_{11} &= \frac{1}{2} (\dot{p}_1^+ + \dot{p}_1^-), \quad \dot{s}_{21} = \frac{1}{2} (\dot{p}_1^+ - \dot{p}_1^-), \\ \dot{s}_{31} &= \frac{1}{2} (\dot{t}^+ + \dot{t}^-), \quad \dot{s}_{41} = \frac{1}{2} (\dot{t}^+ - \dot{t}^-).\end{aligned}\quad (4.8)$$

Для нахождения элементов \dot{s}_{33} и \dot{s}_{43} матрицы S восьмиполюсника достаточно повторить опыты синфазного и противофазного возбуждения для входов 3 и 4. Это приводит к искомым соотношениям

$$\dot{s}_{33} = \frac{1}{2} (\dot{p}_2^+ + \dot{p}_2^-), \quad \dot{s}_{43} = \frac{1}{2} (\dot{p}_2^+ - \dot{p}_2^-). \quad (4.8a)$$

Естественно, что при наличии у восьмиполюсника еще одной плоскости симметрии (или же при наличии полной поворотной симметрии всех четырех входов) с помощью формул (4.8a) будет автоматически получено $\dot{s}_{33} = \dot{s}_{11}$, $\dot{s}_{43} = \dot{s}_{21}$.

Описанный метод синфазного и противофазного возбуждения может быть обобщен на симметричные многополюсники с любым четным числом входов [2].

Пример. Волноводный щелевой мост. Реактивный восьмиполюсник образован двумя параллельными прямоугольными волноводами с волнами типа H_{10} . В общей узкой стенке (т. е. в плоскости симметрии) выполнено отверстие связи длиной l (рис. 4.5, а). Выберем сечения всех входов восьмиполюсника на равных расстояниях Δ от краев отверстия связи и используем декомпозицию по методу синфазного и противофазного возбуждения входов 1 и 2.

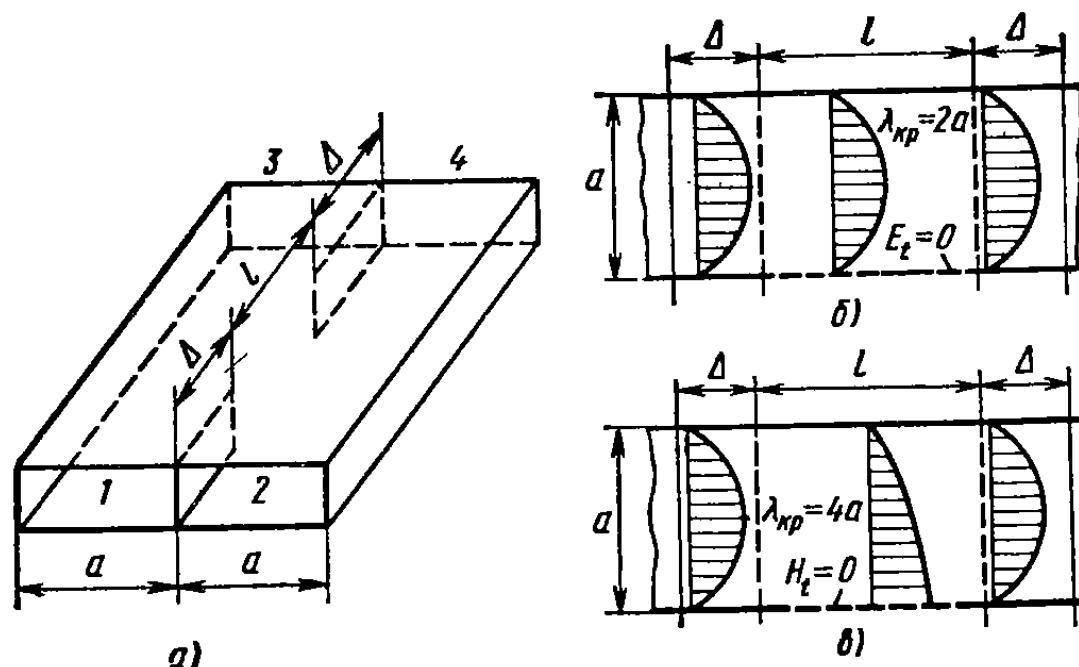


Рис. 4.5. К анализу волноводного щелевого моста (а) и четырехполюсники противофазного (б) и синфазного (в) возбуждения

Наиболее простым оказывается случай противофазного возбуждения, которому соответствует мысленное затягивание отверстия связи идеальной металлической плоскостью (рис. 4.5, б). Образующиеся парциальные четырехполюсники противофазного возбуждения представляют собой отрезки регулярного прямоугольного волновода длиной $l+2\Delta$ и характеризуются параметрами рассеяния $\rho_1^- = \rho_2^- = 0$, $i^- = e^{-j\varphi^-}$, где $\varphi^- = (2\pi/\lambda_b^-)(l+2\Delta)$ — фазовая задержка при распространении основной волны H_{10} прямоугольного волновода на участке длиной $l+2\Delta$; $\lambda_b^- = \lambda_0 / \sqrt{1 - [\lambda_0/(2a)]^2}$ — длина волны в волноводе шириной a .

Парциальные четырехполюсники синфазного возбуждения получаются при мысленном затягивании отверстия связи плоскостью из идеального магнетика. В среднем отрезке длиной l такого четырехполюсника может распространяться только низшая волна типа H с распределением поперечных компонентов поля E и H , показанным внутри этого отрезка на рис. 4.5, в. Фактически это половина картины распределения волны типа H_{10} для прямоугольного металлического волновода удвоенной ширины $2a$ при длине волны в нем $\lambda_b^+ = \lambda_0 / \sqrt{1 - [\lambda_0/(4a)]^2}$.

Параметры рассеяния четырехполюсника синфазного возбуждения можно найти, решая уравнения Максвелла при удовлетворении требуемых граничных условий на стенах. С некоторым приближением, которое хорошо подтверждается строгим электродинамическим расчетом, можно считать отражения на стыках обычного прямоугольного волновода с гипотетическим волноводом такого же сечения, но с одной идеальной магнитопроводящей узкой стеккой пренебрежимо малыми и полагать $\rho_{1,2} \approx 0$, $i^+ \approx e^{-j\varphi^+}$. Фазовая задержка в четырехполюснике синфазного возбуждения φ^+ отличается от задержки при противофазном возбуждении φ^- на дополнительную величину $\delta\varphi$, что связано с укорочением длины волны в волноводе на участке длиной l из-за граничного условия $H_t = 0$: $\varphi^+ = \varphi^- + \delta\varphi$, где $\delta\varphi = 2\pi l \left(\frac{1}{\lambda_b^+} - \frac{1}{\lambda_b^-} \right)$.

Подставляя установленные значения параметров рассеяния парциальных четырехполюсников в формулы (4.8), получаем матрицу рассеяния анализируемого восьмиполюсника:

$$S \approx \begin{bmatrix} 0 & T_t \\ T & 0 \end{bmatrix}, \text{ где } T = e^{-j(\varphi^- + \delta\varphi/2)} \begin{bmatrix} \cos(\delta\varphi/2) & -j \sin(\delta\varphi/2) \\ -j \sin(\delta\varphi/2) & \cos(\delta\varphi/2) \end{bmatrix}.$$

Наличие у восьмиполюсника двух пар согласованных и развязанных входов свидетельствует, что получился *направленный ответвитель*. При длине окна связи между волноводами l , обеспечивающей дифференциальный фазовый сдвиг между коэффициентами передачи синфазного и противофазного возбуждений $\delta\varphi = \pi/2$, направленный ответвитель обеспечивает равное деление мощности, подаваемой на любой его вход, и в этом случае рассматриваемое устройство называется *щелевым мостом*. Щелевой мост осуществляет деление мощности с *квадратурным фазовым сдвигом* в выходных плоскостях отсчета фаз. Это свойство является характерным для всех направленных ответвителей с двумя плоскостями симметрии.

При практической реализации в центр щелевого моста обычно вводится регулируемый по глубине погружения настроочный штырь и осуществляется небольшое сужение волноводов на участке их связи длиной l (рис. 4.6). Этим достигается улучше-

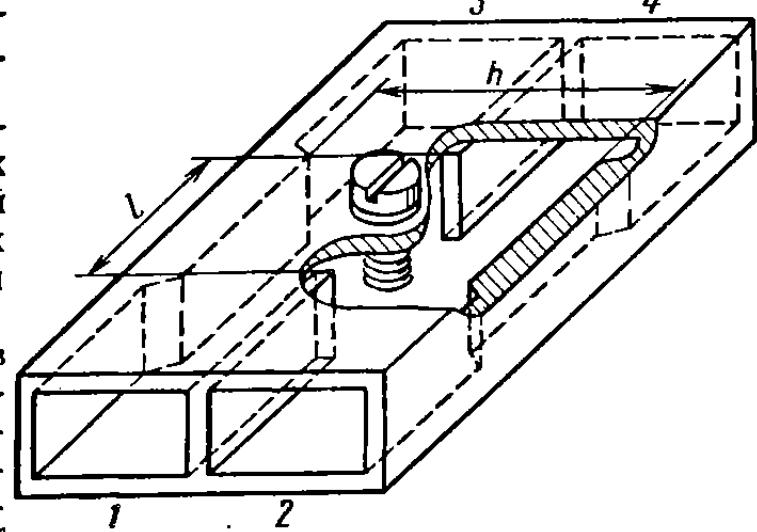


Рис. 4.6. Волноводный щелевой мост

ние качества согласования четырехполюсника синфазного возбуждения и, кроме того, появляется возможность регулировать коэффициент деления мощности в небольших пределах. Щелевой мост при оптимально подобранных параметрах дополнительных элементов является довольно широкополосным устройством и может быть использован в полосе частот, составляющей 10—15% от средней рабочей частоты.

§ 4.4. ТИПЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ОТВЕТВИТЕЛЕЙ

Направленные ответвители образуют обширный класс укрупненных базовых элементов, используемых как при построении разветвленных трактов СВЧ, так и в различных измерительных устройствах. Большинство направленных ответвителей имеет плоскость симметрии, и поэтому подбор номиналов входящих в них элементов и анализ получающихся матриц рассеяния можно производить методом синфазного и противофазного возбуждения с использованием формул (4.8). В зависимости от того, между какими входами восьмиполюсника (рис. 4.4, а) достигается развязка, различают два типа направленности:

типа I при развязке пар входов 1-2 и 3-4;

типа II при развязке пар входов 1-4 и 2-3.

В принципе возможен также вариант развязки пар входов 1-3 и 2-4, однако, как правило, этот случай эквивалентен направленности типа I (с поворотом восьмиполюсника и перенумерацией входов).

Рассмотрим каждый тип направленности.

Направленность типа I. Совместное выполнение условий согласования входов ответвителя $s_{11}=s_{22}=0$ и развязки $s_{21}=0$, согласно формулам (4.8), эквивалентно равенствам

$$\dot{p}_1^+ = \dot{p}_1^- = \dot{p}_2^+ = \dot{p}_2^- = 0; \quad i^\pm = \exp[-j(\theta \pm \delta\varphi/2)], \quad (4.9)$$

т. е. для достижения направленности типа I оба парциальных четырехполюсника синфазного и противофазного возбуждения должны быть идеально согласованными и отличаться лишь фазами коэффициентов передачи i^+ и i^- . Разность фаз этих коэффициентов передачи $\delta\varphi = \arg i^- - \arg i^+$ называют *дифференциальным фазовым сдвигом* для волн, проходящих через согласованные парциальные четырехполюсники синфазного и противофазного возбуждения. Примером реализации направленности типа I является щелевой мост, рассмотренный в примере § 4.3.

Направленные ответвители типа I относятся к *сонаправленным* ответвителям, так как волна в линии передачи 2-4 (так называемая вторичная линия ответвителя) движется в ту же сторону, что и возбуждающая ее волна в первичной линии 1-3. Кроме того, направленные ответвители типа I являются *квадратурными*, т. е. фазовый сдвиг между выходными волнами ответвителя при возбуждении любого входа равен $\pi/2$. В направленном ответвителе типа I, как

правило, имеется вторая плоскость симметрии (по крайней мере, электрической), проходящая между парами входов 1-3 и 2-4.

Условия (4.9), определяющие направленность типа I, можно переписать через элементы матриц \mathbf{A} парциальных четырехполюсников. С помощью формул перехода (4.5) условие согласования парциальных четырехполюсников принимает вид $(\dot{a}^\pm - \dot{d}^\pm) + (\dot{b}^\pm - \dot{c}^\pm) = 0$. Отсюда с учетом вещественности элементов \dot{a} и \dot{d} и минимости элементов \dot{b} и \dot{c} для реактивного четырехполюсника следует, что для направленности типа I: $\dot{a}^\pm = \dot{d}^\pm$, $\dot{b}^\pm = \dot{c}^\pm$. При необходимости дифференциальный фазовый сдвиг также может быть выражен непосредственно через элементы матриц \mathbf{A}^+ и \mathbf{A}^- .

Направленность типа II. Совместное выполнение условий развязки $\dot{s}_{41} = 0$ и согласования входов $\dot{s}_{11} = \dot{s}_{33} = 0$ в соответствии с формулами (4.8) возможно только при выполнении равенств $\dot{t}^+ = \dot{t}^-$ и $\dot{\rho}_{1,2}^+ = -\dot{\rho}_{1,2}^-$. С учетом вида канонической матрицы рассеяния реактивного четырехполюсника (3.18) имеем

$$\dot{t}^\pm = \sin \tau e^{j\varphi_2}; \quad \dot{\rho}_1^\pm = \pm \cos \tau e^{j\varphi_1}, \quad \dot{\rho}_2^\pm = \mp \cos \tau e^{j(2\varphi_2 - \varphi_1)}, \quad (4.10)$$

где τ , φ_1 , φ_2 — независимые вещественные параметры, определяющие матрицу рассеяния реактивного четырехполюсника.

Идеальная матрица рассеяния направленного ответвителя типа II при выполнении условий (4.10) принимает вид

$$S_{11} = \begin{bmatrix} 0 & \dot{s}_{21} & \dot{s}_{31} & 0 \\ \dot{s}_{21} & 0 & 0 & \dot{s}_{31} \\ \dot{s}_{31} & 0 & 0 & \dot{s}_{43} \\ 0 & \dot{s}_{31} & \dot{s}_{43} & 0 \end{bmatrix}, \quad \begin{aligned} \dot{s}_{21} &= \dot{\rho}_1^+ = \cos \tau e^{j\varphi_1}; \\ \dot{s}_{31} &= \dot{t}^+ = \sin \tau e^{j\varphi_2}; \\ \dot{s}_{43} &= \dot{\rho}_2^+ = -\cos \tau e^{j(2\varphi_2 - \varphi_1)}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Направленные ответвители типа II относятся к *противонаправленным* ответвителям, так как волна во вторичной линии передачи 2-4 движется в противоположную сторону по отношению к возбуждающей ее волне в первичной линии передачи 1-3. Если направленный ответвитель типа II имеет вторую плоскость симметрии, проходящую между парами входов 1-2 и 3-4, то $\dot{\rho}_1^\pm = \dot{\rho}_2^\pm$, что означает $\dot{s}_{43} = \dot{s}_{21}$ и $\varphi_2 = \varphi_1 \pm \pi/2$. Следовательно, при наличии двух плоскостей симметрии направленный ответвитель типа II оказывается *квадратурным*. Если же второй плоскости симметрии нет, но подбором параметров парциальных четырехполюсников обеспечено равенство $\varphi_1 = \varphi_2$, то направленный ответвитель типа II является *синфазно-противофазным*, т. е. $\dot{s}_{43} = -\dot{s}_{21}$.

Выразим условия получения направленности типа II через элементы матриц \mathbf{A} парциальных четырехполюсников. Разворачивая условия (4.10) с помощью формул перехода от элементов матрицы \mathbf{A} к элементам матрицы \mathbf{S} [формулы (4.5)], приходим к равенствам

$$(\dot{a}^+ + \dot{d}^+) + (\dot{b}^+ + \dot{c}^+) = (\dot{a}^- + \dot{d}^-) + (\dot{b}^- + \dot{c}^-);$$

$$(\dot{a}^+ - \dot{d}^+) + (\dot{b}^+ - \dot{c}^+) = -(\dot{a}^- - \dot{d}^-) - (\dot{b}^- - \dot{c}^-).$$

С учетом вещественности элементов \dot{a} и \dot{d} и мнимости элементов \dot{b} и \dot{c} условие реализации направленности типа II принимает очень простую форму:

$$\dot{a}^\pm = \dot{d}^\mp, \quad \dot{b}^\pm = \dot{c}^\mp. \quad (4.12)$$

Пользуясь сформулированными условиями реализации направленности ответвителей в терминах параметров парциальных четырехполюсников, можно не только уяснить принцип действия того или иного ответвителя (разумеется, имеющего плоскость симметрии), но и получить расчетные соотношения для его проектирования.

1 3
2 4

Рис. 4.7. Топология проводников направленного ответвителя

Пример. Направленный ответвитель на связанных линиях передачи с Т-волниами (рис. 4.7). Это наиболее компактная и широкополосная конструкция направленного ответвителя. Одна из плоскостей симметрии расположена между полосковыми проводниками. Относительно этой плоскости парциальные четырехполюсники синфазного

и противофазного возбуждения приобретают вид отрезков регулярной линии передачи с Т-волной, причем длины этих отрезков l совпадают с длиной участка связи, а волновые сопротивления z_b^\pm зависят от того, какое граничное условие ($H_t=0$ или $E_t=0$) имеет место в плоскости симметрии ответвителя. Конфигурации поперечных сечений и структура поперечного электрического поля в парциальных четырехполюсниках для трех разновидностей связанных линий передачи показаны на рис. 4.8. Из сравнения картин силовых линий напряженности электрического поля следует, что погонная емкость линии передачи в режиме синфазного возбуждения (граничное условие $H_t=0$) должна быть меньше погонной емкости в режиме противофазного возбуждения (граничное условие $E_t=0$) и, следовательно, волновые сопротивления в парциальных четырехполюсниках удовлетворяют неравенству $z_b^+ > z_b^-$. Полагая, что входные линии ответвителя имеют единичное нормированное волновое сопротивление, можно на основании формулы (4.6) следующим образом записать классические матрицы передачи парциальных четырехполюсников:

$$A^\pm = \begin{bmatrix} \cos \beta^\pm l & (jz_b^\pm) \sin \beta^\pm l \\ (j/z_b^\pm) \sin \beta^\pm l & \cos \beta^\pm l \end{bmatrix}.$$

При таком виде парциальных четырехполюсников возможна реализация только направленности типа II с условиями на элементы матриц A^\pm вида (4.12). Согласно этим условиям равенство элементов $\dot{a}^\pm = \dot{d}^\mp$ обеспечивается при одинаковых коэффициентах фазы $\beta^+ = \beta^- = \beta$ в парциальных четырехполюсниках, а равенство элементов $\dot{b}^\pm = \dot{c}^\mp$ — при специальном подборе волновых сопротивлений: $z_b^+ z_b^- = 1$.

Существенно, что условия реализации направленности получились не зависящими от электрической длины участка связи βl и, следовательно, идеальная развязка и полное согласование входов обеспечиваются на любой частоте. От частоты зависит лишь распределение мощности на выходах ответвителя. Исполь-

зяя формулы (4.11) и правила перехода от матрицы передачи к матрице рассеяния, после несложных тождественных преобразований с учетом условия $z_b^+ + z_b^- = 1$ получаем

$$\begin{aligned}s_{21} &= \frac{jM \sin \beta l}{\sqrt{1 - M^2 \cos \beta l + j \sin \beta l}}, \\ s_{31} &= \frac{\sqrt{1 - M^2}}{\sqrt{1 - M^2 \cos \beta l + j \sin \beta l}},\end{aligned}\quad (4.13)$$

где $M = (z_b^+ - z_b^-)/(z_b^+ + z_b^-)$ — вспомогательный параметр связи.

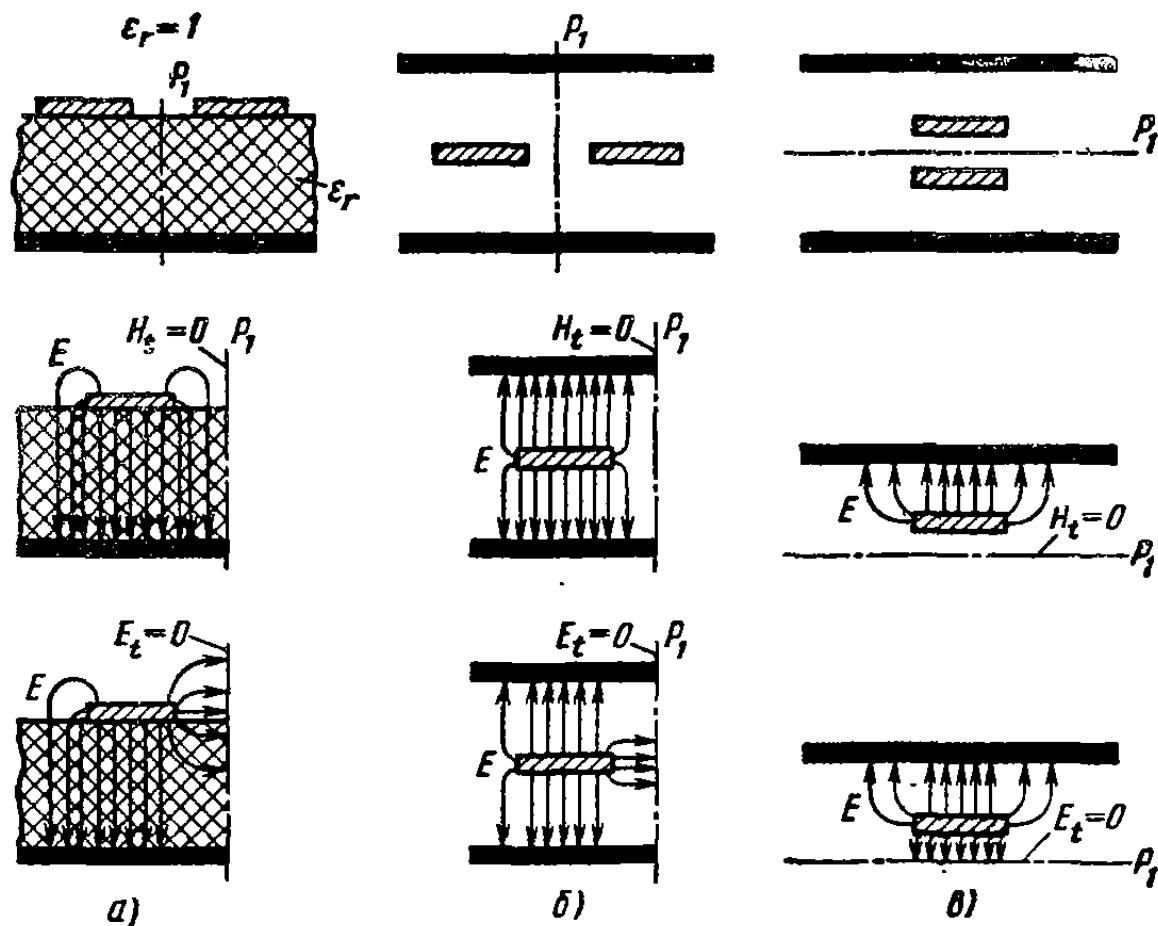


Рис. 4.8. Поперечные сечения связанных полосковых линий и соответствующие сечения парциальных четырехполюсников синфазного и противофазного возбуждения:

a — несимметричные полосковые линии с боковой связью; *б* — симметричные полосковые линии с боковой связью; *в* — симметричные полосковые линии с лицевой связью

Если длина участка связи равна нечетному числу четвертей длины волны в линии, то коэффициент передачи s_{21} максимальен и равен параметру M . Если же длина участка связи кратна полуволне, то $s_{21}=0$ и вся мощность со входа 1 проходит на выход 3. На рис. 4.9 показано изменение модулей s_{21} и s_{31} в направлении ответвителя из связанных линиях передачи в зависимости от электрической длины βl при $M=1/\sqrt{2}$.

Направленный ответвитель из связанных линиях имеет две плоскости симметрии и поэтому относится к *квадратурным* ответвителям.

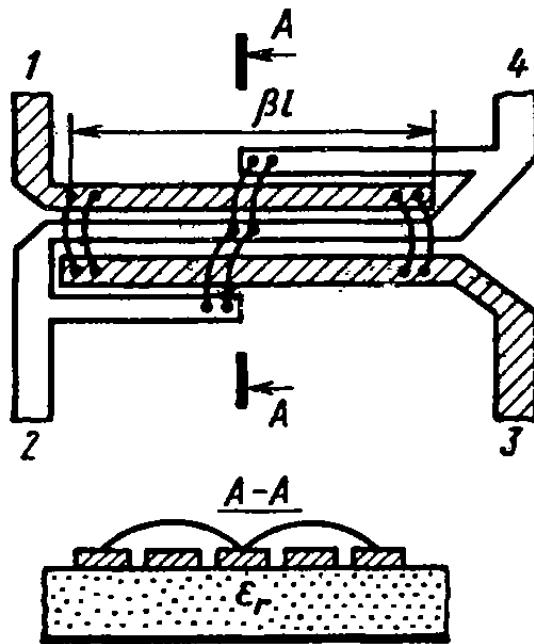
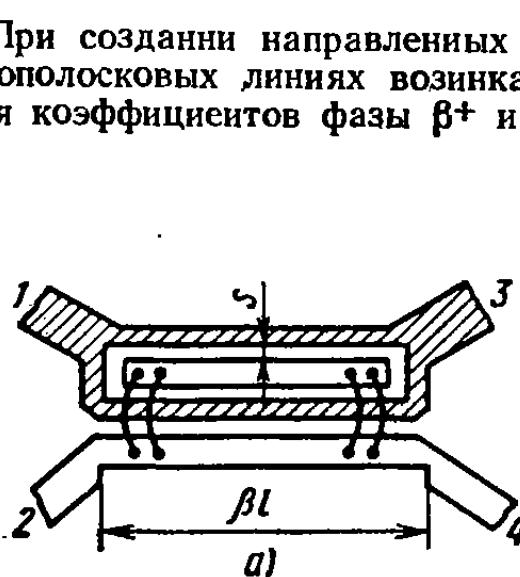
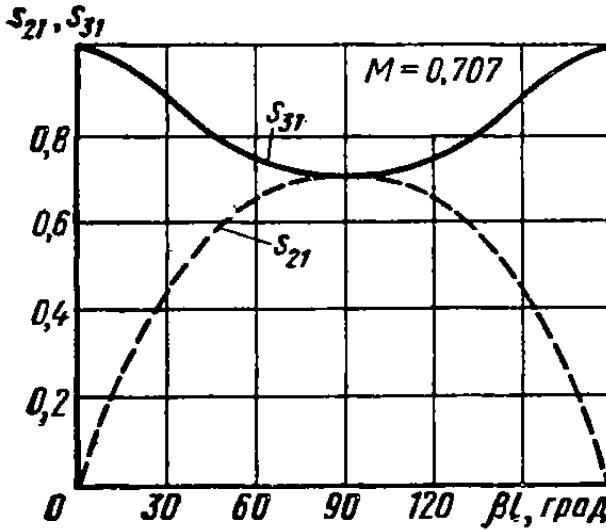
При проектировании ответвителя с заданными коэффициентами передачи, удовлетворяющими условию $|s_{21}|^2 + |s_{31}|^2 = 1$, длину участка связи можно выбирать произвольно (чаще всего равной $\lambda_b/4$), затем на основании формул (4.13) находят параметр M и определяют волновые сопротивления z_b^+ и z_b^- . По этим сопротивлениям рассчитывают необходимые размеры полосковых проводников в поперечном сечении ответвителя и требуемый зазор между ними. На этой стадии расчета приходится использовать или справочные материалы по волновым сопро-

тивлением связанных линий передачи, или специальные программы для ЭВМ, составленные применительно к выбранной геометрии поперечного сечения связанных линий.

Наиболее трудной является реализация направленных ответвителей с сильной связью ($M > 0,3$), так как в этом случае обычно требуется чрезвычайно малый зазор s между проводниками (см. рис. 4.7) и возникают технологические трудности обеспечения постоянства зазора s в процессе производства. Для увеличения степени связи ответвителей при установленной минимально возможной ширине зазора существует ряд способов. Наиболее удобным является использование участков связи на перемежающихся проводниках (рис. 4.10). В таких ответвителях, предложенных американским инженером Ланге, каждая связанный линия расщепляется на ряд полосовых параллельных проводников, соединенных между собой перемычками (воздушными «мостиками»). Выгодной особенностью ответвителей Ланге является возможность «перекрещивания» связанных линий, что иногда необходимо для удобного расположения выходов ответвителя.

Рис. 4.9. Частотные характеристики направленного ответвителя на связанных линиях передачи

При создании направленных ответвителей на связанных несимметрических микрополосковых линиях возникает еще одна трудность из-за некоторого различия коэффициентов фазы β^+ и β^- для волн синфазного и противофазного



б)

Рис. 4.10. Направленные ответвители Ланге на связанных линиях:

а — без «перекрещивания» входных линий; б — с «перекрещиванием» входных линий

возбуждения. Выравнивание фазовых скоростей этих волн может быть достигнуто нанесением дополнительного диэлектрического слоя на связанные проводники или добавлением компенсирующих реактивных элементов по концам участка связи.

§ 4.5. КОЛЬЦЕВЫЕ НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ

В полосковых, коаксиальных и волноводных трактах широко применяются кольцевые схемы ответвителей с направленностью обоих типов.

Шлейфный ответвитель (рис. 4.11, а) состоит из четырех отрезков линий передачи длиной $\lambda_b/4$, образующих квадрат, и реализует направленность типа I. Входные линии с единичным волновым сопротивлением подключаются параллельно в углах квадрата.

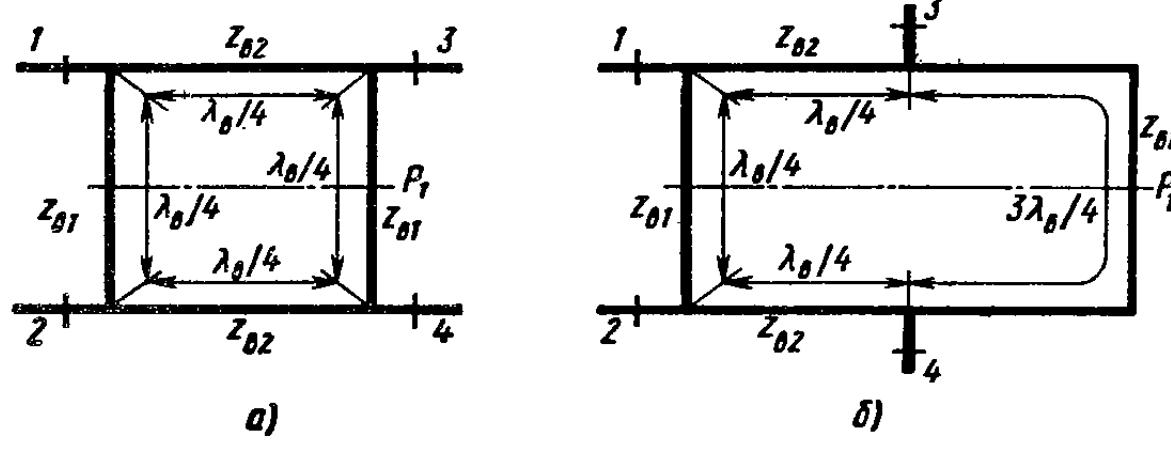


Рис. 4.11. Кольцевые направленные ответвители:
а — шлейфный («квадратный»); б — гибридное кольцо

Гибридное кольцо (рис. 4.11, б) отличается от шлейфного ответвителя тем, что длина отрезка линии передачи между входами 3 и 4 увеличена до $3\lambda_b/4$, т. е. добавлен полуволновой трансформатор. Гибридное кольцо реализует направленность типа II и является ответвителем синфазно-противофазного типа. Название кольца укоренилось в связи с частым применением такого ответвителя в схемах балансных смесителей сантиметрового диапазона волн.

Варьируемыми параметрами, позволяющими регулировать деление мощности на выходах кольцевых ответвителей, являются волновые сопротивления отрезков кольца z_{b1} и z_{b2} . При симметричном построении анализ шлейфного ответвителя и гибридного кольца можно проводить методом синфазного и противофазного возбуждения относительно горизонтальной плоскости. В итоге получаются следующие расчетные соотношения для элементов идеальных матриц рассеяния на центральной частоте:

$$1/z_{b2}^2 - 1/z_{b1}^2 = 1; \quad s_{ii} = 0, \quad s_{21} = s_{34} = 0;$$

$$s_{31} = -j z_{b2}; \quad s_{41} = -z_{b2}/z_{b1}$$

для шлейфного ответвителя (направленность типа I);

$$1/z_{b2}^2 + 1/z_{b1}^2 = 1; \quad s_{ii} = 0, \quad s_{14} = s_{23} = 0;$$

$$s_{21} = -j/z_{b1}; \quad s_{31} = -j/z_{b2}; \quad s_{43} = -s_{21}; \quad s_{42} = s_{31}$$

для гибридного кольца (направленность типа II).

Однако возможен и другой, не учитывающий свойство симметрии, способ декомпозиции кольцевых ответвителей. При этом способе кольцо мысленно разрывается в удобном месте и схема преобразуется к каскадному соединению нескольких элементарных четырехполюсников.

Пример. Декомпозиция шлейфного ответвителя (рис. 4.11, а). При подключении генератора ко входу 1 вследствие предполагаемого свойства развязки ($s_{21}=0$) можно мысленно осуществить в сечении входа 2 открытие короткого замыкания. Тогда схема ответвителя преобразуется к виду, показанному на рис. 4.12, а. Образовавшиеся короткозамкнутые шлейфы длиной $\lambda_0/4$ не оказывают шунтирующего действия в сечениях входов 1 и 4 и могут быть исключены. В упрощенной схеме (рис. 4.12, б) четвертьволновый трансформатор z_{v2} в сечении

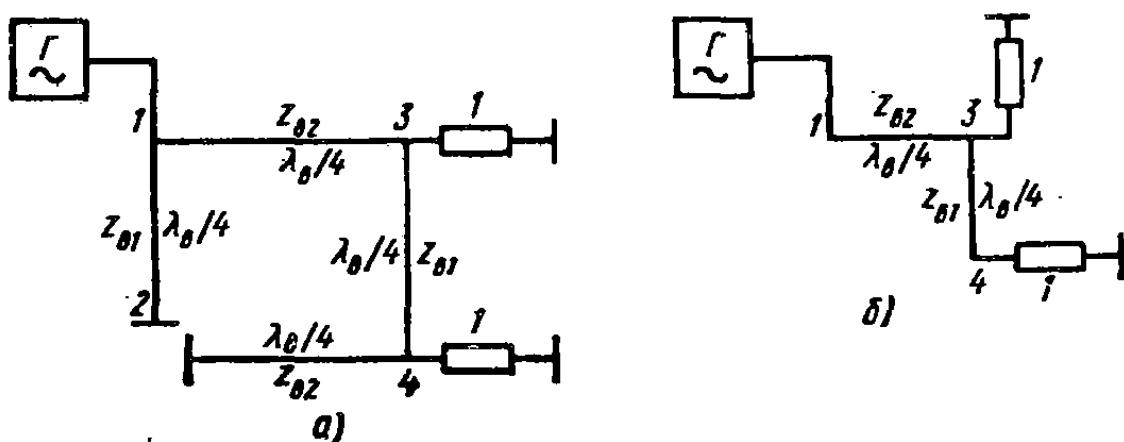


Рис. 4.12. Декомпозиция шлейфного ответвителя

входа 3 оказывается нагруженным на параллельное соединение двух проводимостей: $g_3=1$ (выходная линия 3) и $g_4=1/z_{v1}^2$ — это пересчитанная через четвертьволновый трансформатор z_{v1} проводимость выходной линии 4. Подбором величины z_{v1} можно регулировать деление мощности на выходах 3 и 4 ответвителя, по-

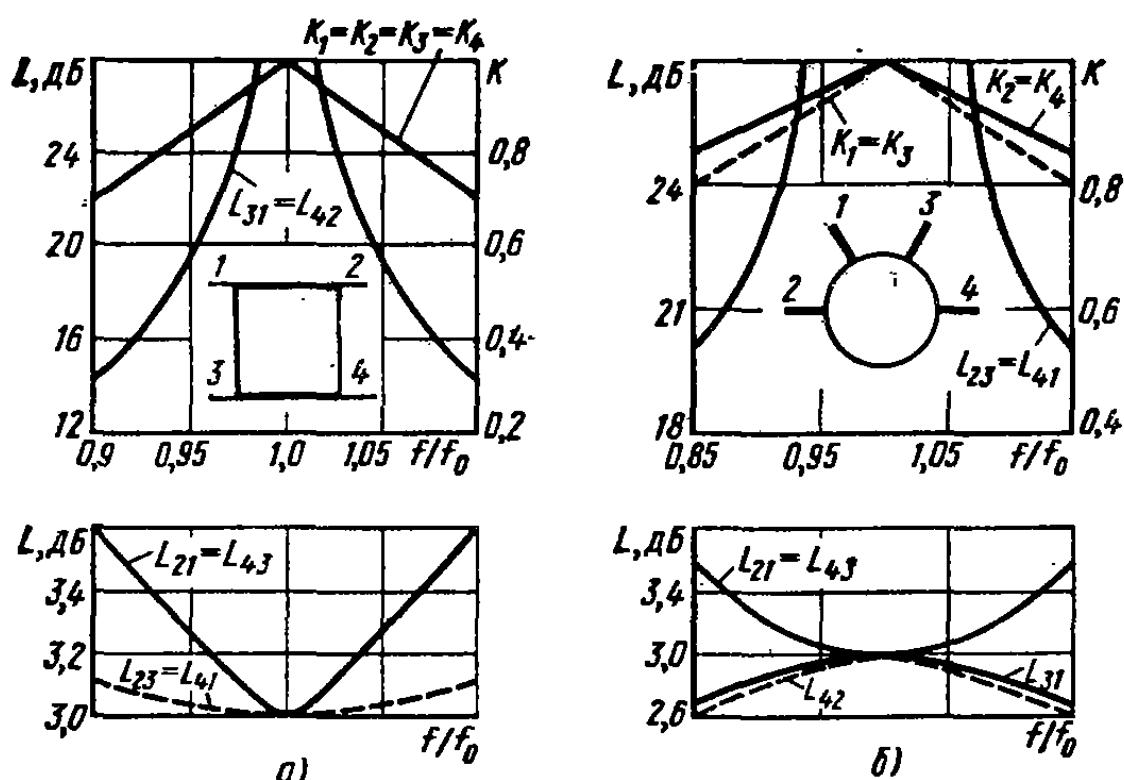


Рис. 4.13. Частотные характеристики шлейфного моста (а) и «гнбридного» кольца (б)

скольку $|\dot{s}_{31}|^2/|\dot{s}_{41}|^2 = g_3/g_4 = z_{v1}^2$. Волновое сопротивление четвертьволнового трансформатора z_{v2} следует подобрать по условию согласования входа 1: $1/z_{v2}^2 = 1 + 1/z_{v1}^2$.

Элемент матрицы рассеяния \dot{s}_{31} ответвителя проще всего найти, используя элементы матрицы А четвертьволнового трансформатора $z_{v2}: \dot{c} = j/z_{v2}$ и $\dot{d} = 0$ (см. рис. 4.2, а). Полагая нормированный ток на согласованном входе 1 $\dot{i}_1 = \dot{u}_1 = 1$, сразу получаем $\dot{s}_{31} = \dot{u}_3 = \dot{i}_1/\dot{c} = -jz_{v2}$. Другой ненулевой элемент первого столбца матрицы рассеяния $\dot{s}_{41} = -z_{v2}/z_{v1}$, что следует из установленного деления мощности и условия унитарности матрицы рассеяния.

Проверять предложенное условие $\dot{s}_{21} = 0$ не обязательно, поскольку развязка входов 1 и 2 является следствием уже обеспеченного согласования входов ответвителя (см. теорему из примера 4 § 3.7). Отметим, что аналогично можно производить декомпозицию гибридного кольца и многих других кольцевых схем.

Обеспечиваемые подбором волновых сопротивлений свойства развязки и согласования входов кольцевых ответвителей выполняются только на расчетной частоте и нарушаются при частотной расстройке. Принято оценивать качество направленных ответвителей в полосе частот следующими параметрами: входным КБВ $K_i = (1 - |\dot{s}_{ii}|)/(1 + |\dot{s}_{ii}|)$ и коэффициентами связи (дБ): $L_{ij} = -20\lg |\dot{s}_{ij}|$, где i, j — номера входов. Расчетные зависимости этих параметров от частоты для шлейфного ответвителя и гибридного кольца с равным делением мощности приведены на рис. 4.13, где также показана возможная топология печатных плат.

Результаты получены с помощью разработанной Б. А. Мишустином универсальной диалоговой программы МАКЕТ для нахождения матриц рассеяния сложных радиоэлектронных устройств [8]. Шлейфный ответвитель весьма узкополосен — его рабочая полоса частот не превышает $\pm 5\%$ по сравнению с $\pm 15\%$ для гибридного кольца.

§ 4.6. СОГЛАСОВАННЫЕ ШЕСТИПОЛЮСНЫЕ ДЕЛИТЕЛИ МОЩНОСТИ

Делители мощности являются укрупненными базовыми элементами, применяемыми для разветвления трактов СВЧ. В шестиполюсных делителях мощности различают главный вход 1 и два выхода 2 и 3. Обычно к делителю предъявляют требования согласования главного входа $\dot{s}_{11} = 0$ и передачи мощности с входа на выходы с заданными модулями коэффициентов передачи \dot{s}_{21} и \dot{s}_{31} . Делители мощности можно использовать также для суммирования на входе 1 колебаний от двух когерентных источников, подключенных ко входам 2 и 3. В этом, а также в ряде других случаев к делителю мощности предъявляются дополнительные требования согласования и развязки входов 2 и 3.

Простейшее тройниковое разветвление линий передачи рассматривались в § 3.2 (см. рис. 3.2). Это разветвление относится к классу реактивных шестиполюсников и поэтому в соответствии с теоремой из примера 3 § 3.7 не может быть одновременно согласовано по всем трем входам. Чтобы обеспечить согласование и развязку входов 2 и 3 шестиполюсного делителя мощности, следует ввести в его схему поглощающие элементы. Наиболее распространенная схема такого делителя мощности на равные части показана на рис. 4.14. В делителе используются параллельное разветвление линий передачи на входе 1, два четвертьволновых трансформатора с волновыми сопротивлениями $z_v = \sqrt{2}$ и поглотитель в виде сосре-

доточенного резистора с нормированным сопротивлением $R=2$. Такая схема может быть получена из гибридного кольца (см. рис. 4.11, б) с равным делением мощности. Участок гибридного кольца между входами 2 и 3 показан отдельно на рис. 4.14, б. Матрица А этого участка имеет вид

$$A = \begin{bmatrix} 0 & j\sqrt{2} \\ j\sqrt{2} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & -j\sqrt{2} \\ -j\sqrt{2} & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

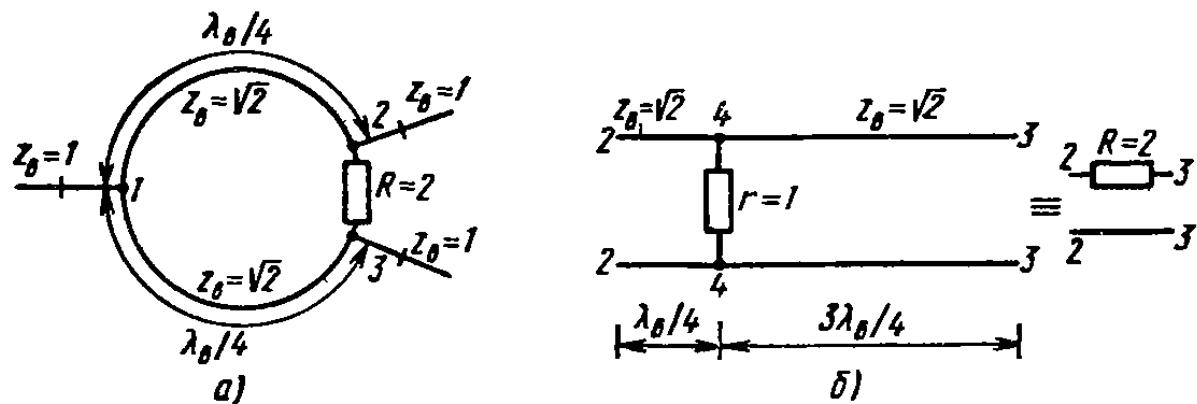


Рис. 4.14. Согласованный кольцевой делитель мощности на равные части:

а — общая схема; б — эквивалентное преобразование части гибридного кольца между входами 2-4-3

т. е. тождественна матрице последовательного сосредоточенного резистора ($R=2$), включенного непосредственно между входами 2 и 3 (см. рис. 4.2).

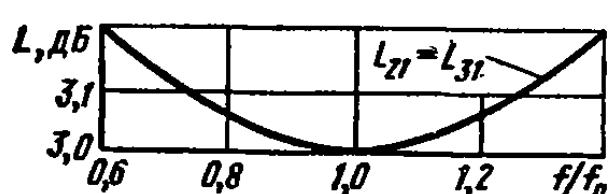
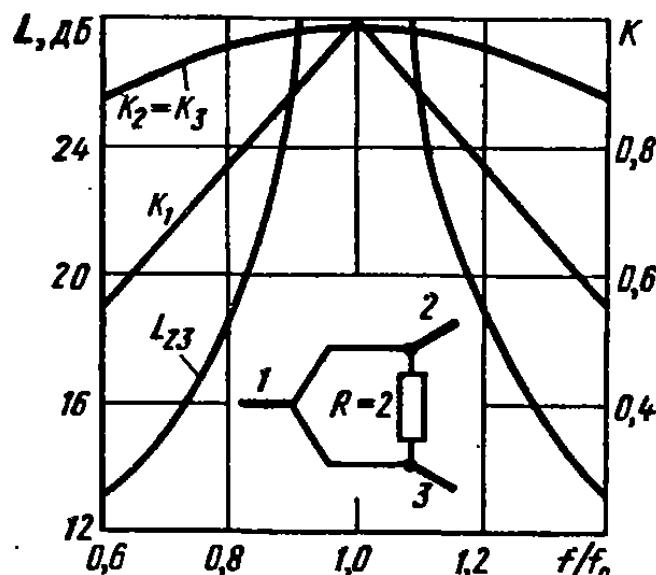


Рис. 4.15. Частотные характеристики согласованного делителя мощности

Таким образом, согласованный делитель мощности на рис. 4.14, а, по существу, является направленным ответителем, в котором роль входа 4 играет резистор ($R=2$). Отметим, что по свойствам симметрии этот ответитель аналогичен двойному Т-мосту (см. рис. 3.8).

Качество работы делителя мощности в полосе частот оценивается КБВ каждого входа K_i и коэффициентами передачи (дБ) $L_{ij} = -20 \lg |s_{ij}|$. Расчетные частотные зависимости этих параметров показаны на рис. 4.15. Рабочая полоса частот составляет примерно $\pm 20\%$, т. е. несколько шире, чем для гибридного кольца, поскольку частотно-зависимый участок кольца между входами 2 и 3 заменен частотно-независимым резистором.

Возможные варианты согласованных кольцевых делителей мощности на неравные части показаны на рис. 4.16. Расчетные соотношения для элементов идеальных матриц рассеяния делителей мощности на центральной частоте имеют следующий вид:

$$s_{11}=s_{22}=s_{33}=0, \quad s_{21}=-jt, \quad s_{31}=-j\sqrt{1-t^2},$$

$$t=\sqrt{z_{b3}/z_{b1}}, \quad \sqrt{1-t^2}=\sqrt{z_{b4}/z_{b2}}; \quad R=z_{b3}+z_{b4}=z_{b1}z_{b2}$$

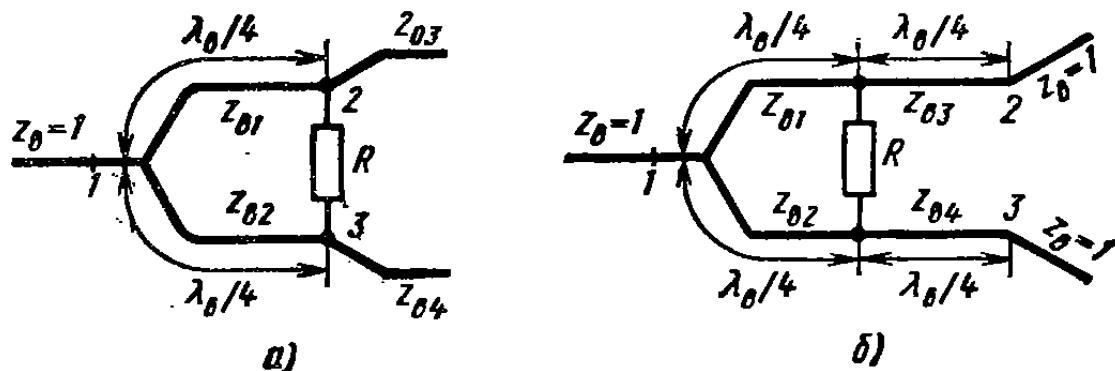


Рис. 4.16. Согласованные шестиполюсные делители мощности:

a — с различными волновыми сопротивлениями выходных линий;
b — с согласующими трансформаторами в выходных линиях

для делителя с измененными волновыми сопротивлениями выходных линий (рис. 4.16, *a*):

$$s_{11}=s_{22}=s_{33}=0, \quad s_{21}=-t, \quad s_{31}=-\sqrt{1-t^2},$$

$$t=z_{b3}/z_{b1}; \quad \sqrt{1-t^2}=z_{b4}/z_{b2}; \quad R=z_{b3}^2+z_{b4}^2=z_{b1}z_{b2}$$

для делителя с согласующими трансформаторами в выходных линиях (рис. 4.16, *b*).

Один из способов получения этих соотношений путем обобщения метода синфазного и противофазного возбуждения изложен в [2].

§ 4.7. МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ КАСКАДНО СОЕДИНЕННЫХ МНОГОПОЛЮСНИКОВ

В данном параграфе будут получены формулы для расчета матрицы рассеяния каскадного соединения двух многополюсников с известными матрицами рассеяния. Эти формулы играют ведущую роль в теории цепей СВЧ и позволяют составлять универсальные программы для ЭВМ для нахождения матриц рассеяния любых линейных устройств, образованных поочередным соединением базовых элементов. Эти же формулы позволяют представить заданную идеальную матрицу рассеяния многополюсника как результат объединения нескольких матриц рассеяния более простых многополюсников, т. е. открывают путь к составлению схемы многополюсника по заданной матрице рассеяния.

Наиболее общая схема каскадного соединения двух многополюсников, охватывающая многообразие практических вариантов, представлена на рис. 4.17. Каждый многополюсник имеет группу входов, не участвующих в соединении (у первого многополюсника таких входов M , у второго N), и группу соединяемых входов числом P . Если второй многополюсник не имеет «свободных» входов ($N=0$), то он является просто многовходовой нагрузкой первого многополюсника.

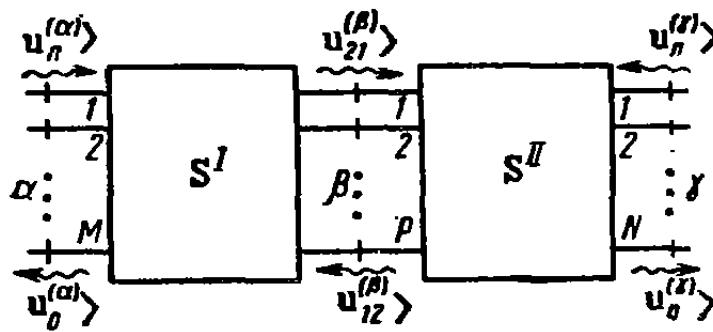


Рис. 4.17. Каскадное соединение двух многополюсников

Для определения результирующей матрицы рассеяния S^{Σ} каскадно соединенных многополюсников целесообразно применить вполне определенную нумерацию входов. Пронумеруем сначала все свободные M входов (группа входов α) многополюсника I и P входов, участвующих в соединении

(группа входов β), затем пронумеруем P входов, участвующих в соединении (эту группу также обозначим β), многополюсника II и N свободных входов (группа входов γ). При такой нумерации каждую из матриц S^I и S^{II} можно разделить на четыре блока, через которые и будет выражаться результат объединения многополюсников. Итак, представим матрицы рассеяния исходных многополюсников в виде

$$S^I = \left[\begin{array}{c|c} S_{\alpha\alpha} & S_{\alpha\beta} \\ \hline S_{\beta\alpha} & S_{\beta\beta} \end{array} \right], \quad S^{II} = \left[\begin{array}{c|c} S_{\beta\beta}^{II} & S_{\beta\gamma} \\ \hline S_{\gamma\beta} & S_{\gamma\gamma} \end{array} \right].$$

Матрица S^I квадратная, ее порядок равен $M+P$, блоки $S_{\alpha\alpha}$ и $S_{\beta\beta}^I$ тоже квадратные матрицы порядков M и P соответственно. Недиагональные блоки в общем случае являются прямоугольными: блок $S_{\alpha\beta}$ имеет размерность $M \times P$ (M строк и P столбцов), блок $S_{\beta\alpha}$ имеет размерность $P \times M$. Порядок матрицы рассеяния S^{II} равен $P+N$, диагональные блоки $S_{\beta\beta}^{II}$ и $S_{\gamma\gamma}$ имеют порядки соответственно P и N , блок $S_{\beta\gamma}$ имеет размерность $P \times N$ и блок $S_{\gamma\beta}$ имеет размерность $N \times P$.

В группах входов α и γ , как обычно, будем различать падающие волны, движущиеся в сторону многополюсника, и отраженные волны, удаляющиеся от него. В группе входов β волны в соединительных линиях передачи между многополюсниками по смыслу нельзя разделить на падающие и отраженные. Поэтому будем использовать обозначение $u^{\beta}_{12} \rangle$ для столбца напряжений волн, бегущих в сторону первого многополюсника, и соответственно обозначение $u^{\beta}_{21} \rangle$ для столбца напряжений волн, бегущих в сторону второго многополюсника. С помощью блоков матриц рассеяния S^I и S^{II}

можно следующим образом представить соотношения между столбцами напряжений падающих и отраженных волн:

$$\begin{aligned} u_0^\alpha \rangle &= S_{\alpha\alpha} u_\pi^\alpha \rangle + S_{\alpha\beta} u_{12}^\beta \rangle, & u_{12}^\beta \rangle &= S_{\beta\beta}^H u_{21}^\beta \rangle + S_{\beta\gamma} u_\pi^\gamma \rangle, \\ u_{21}^\beta \rangle &= S_{\beta\alpha} u_\pi^\alpha \rangle + S_{\beta\gamma}^I u_{12}^\beta \rangle, & u_\pi^\gamma \rangle &= S_{\gamma\beta} u_{21}^\beta \rangle + S_{\gamma\gamma} u_\pi^\gamma \rangle. \end{aligned}$$

Если из этих четырех матричных уравнений исключить столбцы напряжений бегущих волн $u_{21}^\beta \rangle$ и $u_{12}^\beta \rangle$, то оставшиеся два уравнения определяют матрицу рассеяния каскадно соединенных многополюсников S^Σ :

$$\begin{aligned} u_0^\alpha \rangle &= S_{\alpha\alpha}^\Sigma u_\pi^\alpha \rangle + S_{\alpha\gamma} u_\pi^\gamma \rangle \rightarrow S^\Sigma = \left[\begin{array}{c|c} S_{\alpha\alpha}^\Sigma & S_{\alpha\gamma} \\ \hline S_{\gamma\alpha} & S_{\gamma\gamma}^\Sigma \end{array} \right], \\ u_0^\gamma \rangle &= S_{\gamma\alpha} u_\pi^\alpha \rangle + S_{\gamma\gamma}^H u_\pi^\gamma \rangle \end{aligned}$$

причем блоки матрицы рассеяния S^Σ имеют следующие выражения:

$$\begin{aligned} S_{\alpha\alpha}^\Sigma &= S_{\alpha\alpha} + S_{\alpha\beta} (E - S_{\beta\beta}^H S_{\beta\beta}^I)^{-1} S_{\beta\beta}^H S_{\beta\alpha}, \\ S_{\alpha\gamma} &= S_{\alpha\beta} (E - S_{\beta\beta}^H S_{\beta\beta}^I)^{-1} S_{\beta\gamma}, \\ S_{\gamma\alpha} &= S_{\gamma\beta} (E - S_{\beta\beta}^I S_{\beta\beta}^H)^{-1} S_{\beta\beta}, \\ S_{\gamma\gamma}^\Sigma &= S_{\gamma\gamma} + S_{\gamma\beta} (E - S_{\beta\beta}^I S_{\beta\beta}^H)^{-1} S_{\beta\beta}^I S_{\beta\gamma}. \end{aligned} \tag{4.14}$$

Пользуясь формулами объединения многополюсников (4.14), важно не упускать из виду, что *парные соединяемые входы представляют собой плоскости отсчета фаз, принадлежащие одной и той же линии передачи*, т. е. нельзя непосредственно соединять между собой различающиеся линии передачи. Стык различных линий передачи является самостоятельным базовым элементом и должен учитываться соответствующей матрицей параметров.

При использовании ЭВМ формулы (4.14) позволяют произвести расчет матрицы рассеяния любого объединения многополюсников в полосе частот. Для этого достаточно запрограммировать объединение двух первых многополюсников и после вычисления переместить в памяти ЭВМ результат на место матрицы рассеяния первого исходного многополюсника. Затем по той же программе к объединению первых двух многополюсников присоединяют третий многополюсник и результат опять переносят в память ЭВМ на место матрицы рассеяния первого многополюсника. Процесс вычислений может быть продолжен при присоединении четвертого многополюсника и т. д.

Для некоторых разновидностей соединяемых многополюсников формулы (4.14) существенно упрощаются и могут быть использованы при получении аналитических выражений для элементов матриц рассеяния укрупненных базовых элементов СВЧ. Рассмотрим характерные случаи.

1. Один из многополюсников согласован и развязан по всем соединяемым входам. В этом случае формулы особенно просты,

так как в выражениях (4.14) отпадает необходимость в обращении матриц. Если имеют место согласование и развязка групп входов β либо первого, либо второго многополюсника, то формулы (4.14) принимают такой вид:

$$\begin{aligned}
 & \text{при } S_{\beta\beta}^I = 0 & \text{при } S_{\beta\beta}^{II} = 0 \\
 S_{aa}^\Sigma &= S_{aa} + S_{a\beta} S_{\beta\beta}^{II} S_{\beta a}, & S_{aa}^\Sigma &= S_{aa}, \\
 S_{\alpha T} &= S_{a\beta} S_{\beta T}, & S_{\alpha T} &= S_{a\beta} S_{\beta T}, \\
 S_{T\alpha} &= S_{T\beta} S_{\beta a}, & S_{T\alpha} &= S_{T\beta} S_{\beta a}, \\
 S_{TT}^\Sigma &= S_{TT}, & S_{TT}^\Sigma &= S_{TT} + S_{T\beta} S_{\beta\beta}^I S_{\beta T}.
 \end{aligned} \tag{4.15}$$

Наиболее примечательной особенностью этих формул является то, что недиагональные блоки матрицы рассеяния объединенного многополюсника, называемые *блоками передачи*, могут быть вычислены как произведения соответствующих блоков матриц рассеяния отдельных каскадов.

2. Преобразование матрицы рассеяния многополюсника при подключении к одному из входов заданной нагрузки. В этом случае следует использовать общие формулы объединения многополюсников (4.14), в которых матрица рассеяния S^{II} состоит из одного блока единичного порядка, представляющего собой просто коэффициент отражения от нагрузки r_n . Единичный порядок имеет и блок $S_{\beta\beta}^I = s_{pp}$ матрицы рассеяния многополюсника (p — номер входа, к которому подключается нагрузка). В качестве блоков $S_{a\beta}$ и $S_{\beta a}$ фигурируют соответственно столбец и строка с номером p из матрицы рассеяния нагружаемого многополюсника (разумеется, с отсутствующим диагональным элементом s_{pp}). Блок S_{aa} образован частью матрицы рассеяния многополюсника, остающейся после удаления элемента s_{pp} , столбца $s_{a\beta}$ и строки $\langle s_{\beta a} \rangle$.

Обращаясь к первой группе формул (4.14) и осуществляя подстановку в нее соответствующих блоков матриц рассеяния, получаем

$$S_{aa}^\Sigma = S_{aa} + \frac{r_n}{1 - s_{pp} r_n} s_{a\beta} \rangle \langle s_{\beta a}. \tag{4.16}$$

Таким образом, при подключении к многополюснику нагрузки матрица рассеяния уменьшает свой порядок на единицу и может быть вычислена как сумма двух слагаемых. Первое слагаемое — это часть матрицы рассеяния, остающаяся после удаления строки и столбца с номером p , второе слагаемое представляет собой квадратную матрицу того же порядка, что и блок S_{aa} , и образуется произведением удаленных столбца и строки (без диагонального элемента) с дополнительным множителем $r_n / (1 - s_{pp} r_n)$.

Если в качестве многополюсника фигурирует четырехполюсник, то выражение (4.16) преобразуется в часто используемую форму-

лу для входного коэффициента отражения четырехполюсника с заданной нагрузкой

$$\dot{p}_{\text{вх}} = \dot{s}_{11} + \dot{s}_{12}\dot{s}_{21}\dot{p}_{\text{н}}/(1 - \dot{s}_{22}\dot{p}_{\text{н}}). \quad (4.17)$$

При подключении к входам многополюсника нескольких нагрузок преобразование матрицы рассеяния многополюсника можно производить последовательно, используя каждый раз формулу (4.16) и понижая порядок матрицы рассеяния на единицу. Не следует забывать о том, что при подключении поглощающих нагрузок в недиссипативный многополюсник результирующая матрица рассеяния теряет свойство унитарности.

§ 4.8. ПРИМЕРЫ СОСТАВНЫХ ВОСЬМИПОЛЮСНИКОВ И ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ

Пример 1. Каскадное соединение направленных ответвителей (рис. 4.18). Использованы направленные ответвители на связанных линиях с Т-волной (см. § 4.4) с матрицами рассеяния

$$S^{I,II} = \begin{bmatrix} 0 & T_I^{I,II} \\ T^{I,II} & 0 \end{bmatrix}, \quad T^{I,II} = \begin{bmatrix} \sin \tau_{1,2} & -j \cos \tau_{1,2} \\ -j \cos \tau_{1,2} & \sin \tau_{1,2} \end{bmatrix}.$$

При четвертьволновых длинах отрезков связанных линий параметр связи каждого ответвителя в соответствии с формулами (4.13) составит $M_i = (z^+_{v,i} - z^-_{v,i})/(z^+_{v,i} + z^-_{v,i}) = \sin \tau_i$. При объединении каскадов не происходит нарушения свойства согласования и развязки пар входов и образуется так называемый *составной направленный ответвитель*. Его матрица рассеяния в соответствии с формулами (14.15) имеет вид

$$S^{\Sigma} = \begin{bmatrix} 0 & T_I^{\Sigma} \\ T^{\Sigma} & 0 \end{bmatrix}, \quad T^{\Sigma} = T^{II}T^I = \begin{bmatrix} -\cos(\tau_1 + \tau_2) & -j \sin(\tau_1 + \tau_2) \\ -j \sin(\tau_1 + \tau_2) & -\cos(\tau_1 + \tau_2) \end{bmatrix}.$$

Если каждый направленный ответвитель в схеме рис. 4.18 характеризуется параметрами $\tau_1 = \tau_2 = \pi/8$ (ослабление между первичной и вторичной линиями ответвителя $L = -20 \lg |\sin \tau_i| = 8,34$ дБ), то в результате объединения получается направленный ответвитель с равным делением мощности: $\sin(\tau_1 + \tau_2) = -\cos(\tau_1 + \tau_2) = 1/\sqrt{2}$. Таким образом, направленный ответвитель с сильной связью может быть получен путем каскадирования двух ответвителей со слабой связью. При реализации слабых связей не требуются слишком малые зазоры между связанными проводниками и это облегчает технологический процесс изготовления ответвителей.

В качестве элементов составного направленного ответвителя могут быть использованы также шлейфные (квадратные) и другие ответвители с направленностью типа I. В этом случае полезным эффектом каскадирования является *расширение рабочей полосы частот*, объясняемое компенсацией отражений в многоскладных парциальных четырехполюсниках синфазного и противофазного возбуждения.

Пример 2. Направленный ответвитель с регулируемой связью. Схема этого устройства содержит три каскада (рис. 4.19). Пусть первый и третий каскады представляют собой квадратурные направленные ответвители с равным делением мощности и характеризуются матрицами рассеяния

$$S^{I,II} = \begin{bmatrix} 0 & T_I \\ T & 0 \end{bmatrix}, \quad T = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{bmatrix}.$$

Средний каскад состоит из двух несвязанных четырехполюсников, и его матрица рассеяния

$$S^{II} = \begin{bmatrix} 0 & T_t^{II} \\ T^{II} & 0 \end{bmatrix}, \quad T^{II} = \begin{bmatrix} e^{-j\varphi} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

в которой параметр φ является дополнительной фазовой задержкой в верхнем канале, создаваемой согласованным с двух сторон регулируемым фазовращателем. Дважды применяя формулы (4.15) для каскадного соединения согласованных и развязанных многополюсников, находим матрицу рассеяния объединения всех трех каскадов:

$$S^{\Sigma} = \begin{bmatrix} 0 & T_t^{\Sigma} \\ T^{\Sigma} & 0 \end{bmatrix}, \quad T^{\Sigma} = TT^{II}T = -je^{-j\varphi/2} \begin{bmatrix} \sin(\varphi/2) & \cos(\varphi/2) \\ \cos(\varphi/2) & -\sin(\varphi/2) \end{bmatrix}. \quad (4.18)$$

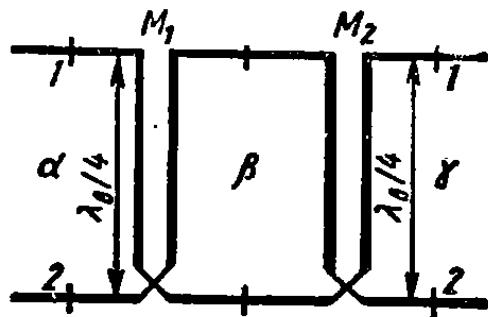


Рис. 4.18. Составной направленный ответвитель

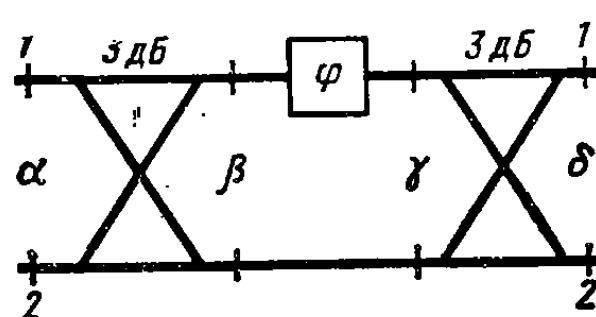


Рис. 4.19. Направленный ответвитель с регулируемой связью

Из этой матрицы рассеяния следует, что, изменяя фазовый сдвиг φ в пределах от 0 до π , можно управлять соотношением выходных мощностей образованного составного направленного ответвителя.

Принцип действия устройства по схеме рис. 4.19 состоит в том, что первый каскад разделяет входной сигнал с любого входа группы α на две равные части. Фазовое соотношение между этими частями регулируется во втором каскаде. Если регулирование фазы сопровождается заметным ослаблением мощности, то лучше применить отдельные фазовращатели в каждом канале с одновременным изменением равных по значению и противоположных по знаку фазовых сдвигов. И наконец, третий каскад функционирует в режиме суммирования мощности и в зависимости от фазового сдвига между двумя равными сигналами на левых входах в нем осуществляется сложение сигналов на одном из правых входов и вычитание на другом. Устройство по схеме рис. 4.19 допускает применение любых видов направленных восьмиполюсников с равным делением мощности и произвольных фазовращателей и может быть использовано как исходный прототип при формировании ряда укрупненных базовых элементов СВЧ.

В частности, при использовании невзаимных фазосдвигателей (фазосдвигатель — это нерегулируемый фазовращатель) во втором каскаде можно получить фазовый циркулятор с четырьмя входами. При использовании частотно-зависимого взаимного фазосдвигателя (например, отрезка линии передачи длиной много больше λ_0) и широкополосных направленных ответвителей устройство, выполненное по схеме рис. 4.19, может быть превращено в частотно-разделительный фильтр (диплексер) фазового типа. Смесь колебаний двух различающихся частот ω_1 и ω_2 , подаваемая на один из левых входов, разделяется на правых выходах, т. е. на одном выходе присутствуют колебания только частоты ω_1 , а на другом — колебания только частоты ω_2 . В соответствии с формулой (4.18) частотно-зависимый фазосдвигатель фильтра должен обеспечивать на частоте ω_1 фазовый сдвиг $\Phi_1 = 2n\pi$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), а на частоте ω_2 — фазовый сдвиг $\Phi_2 = \Phi_1 \pm \pi$.

Заметим также, что роль несвязанных линий передачи во втором каскаде схемы рис. 4.19 могут играть каналы ортогональных волн, существующих в одном и

том же волноводе (например, каналы волн двух ортогональных линейных поляризаций в круглом или прямоугольном волноводе). Это открывает возможности применения схемы рис. 4.19 в качестве прототипа для создания различных поляризационных устройств на круглых или прямоугольных волноводах.

Пример 3. Устройство с независимой регулировкой модуля и фазы коэффициента отражения (рис. 4.20, а) состоит из квадратурного моста с матрицей рассеяния

$$S^I = \begin{bmatrix} 0 & T_t \\ T & 0 \end{bmatrix}, \quad T = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{bmatrix},$$

нагруженного на выходах β двумя регулируемыми двухполюсниками с диагональной матрицей рассеяния

$$S_{\beta\beta}^{II} = \{\rho\} = \begin{bmatrix} \rho_1 & 0 \\ 0 & \rho_2 \end{bmatrix}.$$

Используя верхнюю формулу (4.15) при $S^I = 0$, находим матрицу рассеяния сложного четырехполюсника, состоящего из моста и нагрузок:

$$S_{aa}^{\Sigma} = T_t \{\rho\} T = \\ = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (\dot{\rho}_1 - \dot{\rho}_2) & -j(\dot{\rho}_1 + \dot{\rho}_2) \\ -j(\dot{\rho}_1 + \dot{\rho}_2) & -(\dot{\rho}_1 - \dot{\rho}_2) \end{bmatrix}.$$

Предположим, что нагрузки образованы регулируемыми по длине короткозамкнутыми шлейфами (рис. 4.20, б) с коэффициентами отражения $\rho_1 = -e^{-j2\beta(l-d)}$ и $\rho_2 = -e^{-j2\beta(l+d)}$. Тогда матрица рассеяния объединенного многополюсника (это будет четырехполюсник) примет вид

$$S_{aa}^{\Sigma} = j e^{-j2\beta l} \begin{bmatrix} -\sin 2\beta d & \cos 2\beta d \\ \cos 2\beta d & \sin 2\beta d \end{bmatrix}.$$

Четырехполюсник с такой матрицей рассеяния позволяет регулировать модуль коэффициента отражения $s_{11} = |\sin 2\beta d|$ в пределах от 0 до 1 (для этого надо изменять разность длин шлейфов $2d$ при их постоянной средней длине l) и фазу коэффициента отражения $\arg s_{11} = -(2\beta l + \pi/2)$ (для этого надо изменять среднюю длину шлейфов l при постоянной разности их длин $2d$).

Принцип действия устройства, выполненного по схеме рис. 4.20, а, очень похож на принцип действия регулируемого направленного ответвителя, рассмотренного в примере 2: мост разделяет входной сигнал на равные части, каждая из которых претерпевает изменение по модулю и фазе при отражении от нагрузки. Затем на этом же мосту происходит суммирование и вычитание отраженных сигналов. Если в качестве нагрузок в схеме рис. 4.20, а использовать двухполюсники с отрицательным активным сопротивлением (например, туннельные диоды или отражательные параметрические усилители), то образуется проходной усилитель колебаний СВЧ. Усиленные отраженные сигналы складываются на выходе 2 и компенсируются на входе 1, причем вход и выход усилителя можно менять местами (свойство взаимности).

В схеме рис. 4.20, а вместо квадратурного моста может быть использована любой другой мост, например синфазно-противофазного типа. Матрицу рассеяния S_{aa}^{Σ} , соответствующую применению мостов такого типа, читателям рекомендуется найти самостоятельно.

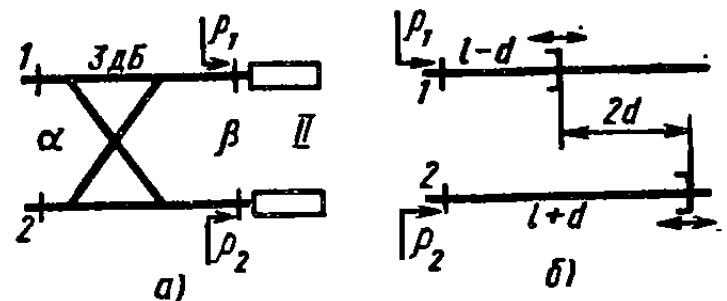


Рис. 4.20. Устройство с независимой регулировкой модуля и фазы коэффициента отражения:

а — общая схема; б — нагрузочные шлейфы

Глава 5

ФИЛЬТРЫ И СОГЛАСУЮЩИЕ ЦЕПИ СВЧ

§ 5.1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Фильтрами СВЧ называют пассивные четырехполюсники, осуществляющие передачу колебаний СВЧ в согласованную нагрузку в соответствии с заданной частотной характеристикой. Требования к частотным характеристикам фильтров задаются следующим образом. Указывается частотная полоса пропускания, в пределах которой вносимое ослабление фильтра $L_d = -20 \lg |S_{21}|$ не должно превышать некоторого допустимого значения. Вне полосы про-

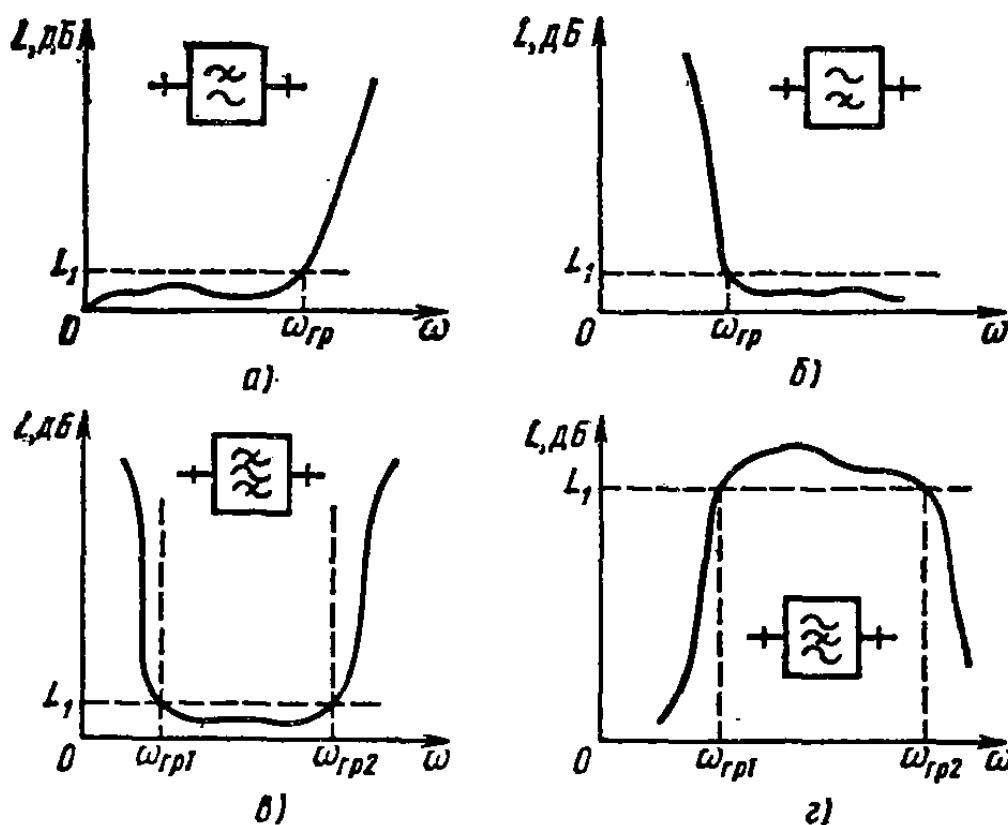


Рис. 5.1. Характеристики ослабления фильтров СВЧ:
а — фильтр нижних частот; б — фильтр верхних частот; в — полосно-пропускающий фильтр; г — полосно-запирающий фильтр

пускания — в полосе запирания — вносимое ослабление должно быть как можно большим. Иногда оговаривается также частотное поведение фазы коэффициента передачи фильтра (обычно в виде отклонений от линейного закона при изменении частоты в полосе пропускания).

Различают *фильтры нижних частот (ФНЧ)*, *фильтры верхних частот (ФВЧ)*, *полосно-пропускающие фильтры (ППФ)* и *полосно-запирающие фильтры (ПЗФ)*. Частотные характеристики ослабления и соответствующие условные графические обозначения фильтров показаны на рис. 5.1. Характерными точками на этих характеристиках являются граничные частоты ω_{rp} и допустимые значения ослабления L_1 . Чтобы уменьшить ослабление в полосе пропускания,

фильтры выполняют, как правило, из реактивных элементов. Резкое увеличение ослабления вне полосы пропускания обеспечивается за счет почти полного отражения колебаний СВЧ от входа фильтра.

Близкими к фильтрам по структуре и принципам построения являются широкополосно-согласующие цепи. Эти цепи также принадлежат к классу реактивных четырехполюсников и обеспечивают максимально высокий КБВ в тракте в заданной полосе частот либо максимальную полосу согласования при заданном КБВ. Различают широкополосно-согласующие цепи для частотно-независимых активных нагрузок и для частотно-зависимых комплексных нагрузок. В последнем случае расчет элементов согласующей схемы оказывается особенно трудным.

Четырехполюсные фильтры СВЧ с различным расположением полос пропускания и запирания используются в свою очередь в качестве «строительных элементов» для образования мультиплексоров — более сложных многополюсных систем частотного уплотнения нескольких каналов в общем тракте. Широкополосно-согласующие цепи и фильтры помимо использования в трактах СВЧ применяют также для образования межкаскадных связей в радиоприемных и радиопередающих устройствах.

§ 5.2. ПРОТОТИПЫ ФИЛЬТРОВ С ОПТИМАЛЬНЫМИ ЧАСТОТНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Фильтры СВЧ обычно имеют вид каскадного соединения ряда звеньев. Звеньями фильтров могут быть резонаторы, шлейфы, отрезки связанных линий передачи и др. Определить требуемые параметры реальных звеньев фильтров по заданной частотной характеристике достаточно трудно. Удобнее начать расчет фильтра с выбора *прототипа*, т. е. некоторой упрощенной схемы замещения, элементы которой могут лишь приближенно соответствовать предполагаемой конструкции фильтра. Прототип должен допускать аналитический расчет номиналов входящих в него элементов по выбранной частотной характеристике ослабления $L(\Omega)$, где Ω — некоторая нормализованная частота, относящаяся к прототипу. Наиболее распространенными являются прототипы в виде четырехполюсников из сосредоточенных элементов L и C (индуктивностей и емкостей).

Рассмотрим, как в прототипе из элементов L и C может быть реализована заданная частотная характеристика ФНЧ. Требования к частотной характеристике ФНЧ конкретизированы на рис. 5.2, где показаны два заданных уровня ослабления L_1 и L_2 и две граничные частоты Ω_1 и Ω_2 . Задача состоит в создании такой схемы прототипа, в которой при минимальном числе элементов ослабление было не более L_1 в полосе пропускания ($0—\Omega_1$) и не менее L_2 в полосе запирания ($\Omega_2—\infty$).

Процесс создания схемы прототипа начинается с выбора аналитического выражения для функции ослабления. Это выражение должно удовлетворять требованиям физической реализуемости, в частности не должно приводить к схеме четырехполюсника, содержащей отрицательные номиналы элементов L и C . Можно показать, что условия физической реализуемости не будут нарушены, если функция ослабления четырехполюсника имеет вид

$$L(\Omega) = 1/|\dot{s}_{21}(\Omega)|^2 = 1 + [P_1^2(\Omega) + P_2^2(\Omega)]/Q^2(\Omega), \quad (5.1)$$

где $P_1(x)$, $P_2(x)$ и $Q(x)$ — некоторые полиномы переменной x .

Идеальная частотная характеристика ФНЧ должна иметь в по-

лосе пропускания нулевое, а за ее пределами — бесконечное ослабление, т. е. в идеальном фильтре граничные частоты полосы пропускания Ω_1 и запирания Ω_2 совпадают и характеристика имеет вертикальный участок. Однако наклон реальной характеристики, определяемый степенью полиномов функции ослабления (5.1), зависит от числа элементов фильтра и при конечном числе элементов получить идеальную характеристику невозможно. Возможны только различные способы аппроксимации характеристики иде-

ального фильтра функцией вида (5.1). Приближение оказывается тем лучшим, чем выше степень полиномов $P_{1,2}$ и Q .

Рис. 5.2. Параметры, определяющие частотную характеристику ФНЧ

ального фильтра функцией вида (5.1). Приближение оказывается тем лучшим, чем выше степень полиномов $P_{1,2}$ и Q .

Наиболее распространены при синтезе фильтров два способа аппроксимации: максимально плоское приближение и равноколебательное приближение, основанное на применении полиномов Чебышева.

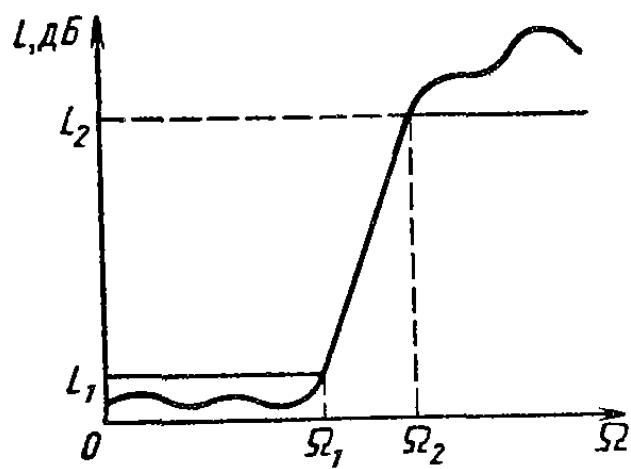
Максимально плоская частотная характеристика ослабления ФНЧ имеет аналитическое представление

$$L(\Omega) = 1 + \gamma^2 \Omega^{2n}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.2)$$

и изображена на рис. 5.3 для $n=3$ и $n=4$ (соответственно кривые 1 и 2). Уровень ослабления (дБ) на границе полосы пропускания при $\Omega_{\text{тр}}=1$ задается величиной $L_1 = 10 \lg(1 + \gamma^2)$.

Таким образом, коэффициент γ определяет допустимое ослабление фильтра в полосе пропускания. При $\Omega > 1$ функция (5.2) неограниченно возрастает с увеличением Ω и тем быстрее, чем выше n . При $\Omega < 1$ функция (5.2) прижимается к оси Ω тем сильнее, чем выше n .

Фильтры с максимально плоской характеристикой предпочтительны, когда к качеству согласования в полосе пропускания предъявляются жесткие требования, а в полосе запирания не тре-



буется слишком высокой избирательности. Важным преимуществом характеристики (5.2) является хорошая линейность частотной характеристики фазы коэффициента передачи, что способствует неискаженной передаче формы импульсных сигналов.

Чебышевская частотная характеристика ослабления ФНЧ имеет следующее аналитическое представление:

$$L(\Omega) = 1 + \gamma^2 T_n^2(\Omega), \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.3)$$

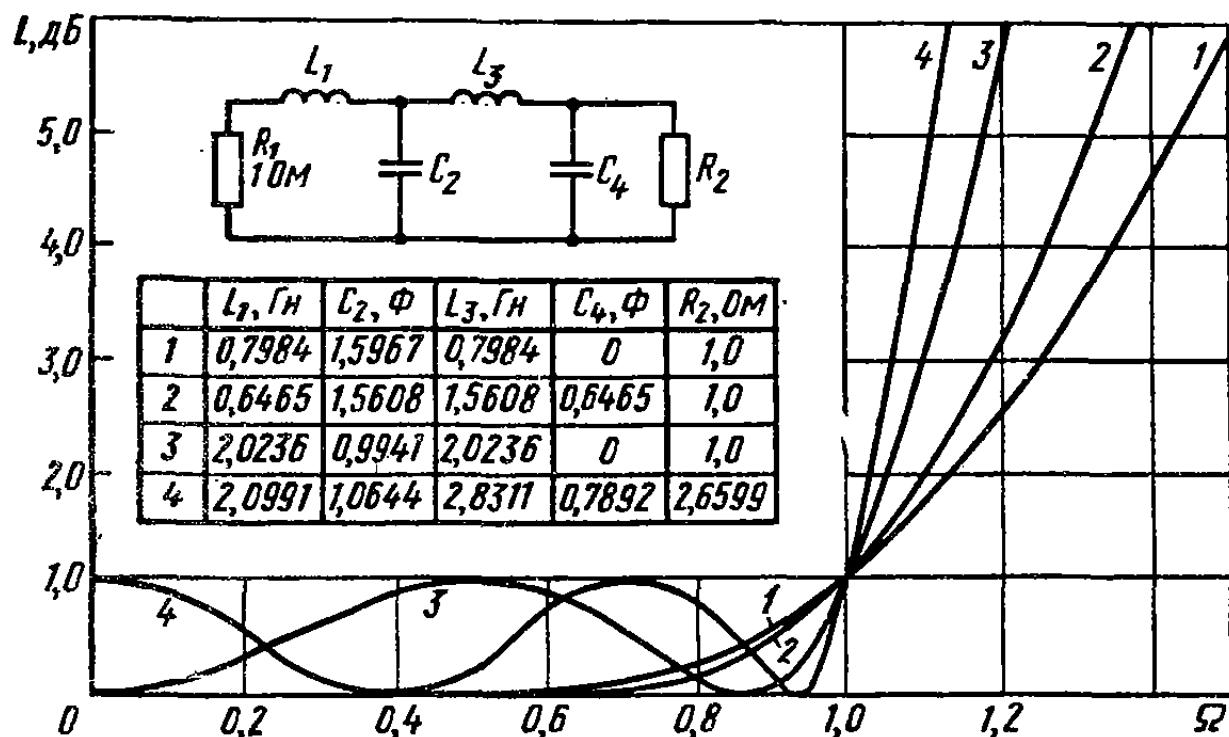


Рис. 5.3. Оптимальные частотные характеристики в НЧ-прототипе «лестничного» фильтра

где γ — вещественный параметр, определяющий уровень ослабления $L_1 = 10 \lg(1 + \gamma^2)$ в полосе пропускания; $T_n(\Omega)$ — полином Чебышева первого рода степени n .

Напомним основные свойства полиномов Чебышева. Полиномы Чебышева первого рода низших степеней имеют вид $T_0(x) = 1$ и $T_1(x) = x$. Полиномы последующих степеней определяются рекуррентным соотношением $T_{n+1} = 2xT_n - T_{n-1}$. Эти полиномы характеризуются осциллирующим поведением на интервале $-1 < x < 1$, где изменяют свои значения в пределах ± 1 . При $|x| > 1$ абсолютные значения полиномов $T_n(x)$ резко возрастают.

Главное свойство полиномов Чебышева первого рода состоит в том, что на интервале $-1 < x < 1$ они являются наименее уклоняющимися от нуля полиномами степени n . Любой другой полином степени n с вещественными коэффициентами и с таким же коэффициентом при старшем члене в некоторых точках интервала $|x| \leq 1$ будет обязательно принимать значения, по модулю превышающие единицу. Основываясь на этом свойстве полиномов Чебышева, можно утверждать, что частотная характеристика (5.3) обеспечивает наилучшее приближение к идеальной прямоугольной частотной характеристике при фиксированном n , т. е. при заданном чис-

ле элементов фильтра. Примеры чебышевских частотных характеристик для ФНЧ при $n=3$ и $n=4$ показаны на рис. 5.3 (соответственно кривые 3 и 4).

Показатель степени n , определяющий число элементов в схеме прототипа фильтра, можно найти исходя из требований к частотной характеристике фильтра (см. рис. 5.2). Если ввести обозначения $L_1 = 10 \lg L_n$, $L_2 = \lg L_3$, где L_n и L_3 — необходимые значения функции ослабления на граничных частотах пропускания Ω_1 и запирания Ω_2 , то для выбора показателя степени n в фильтре с максимально плоской характеристикой получаем неравенство

$$n \geq \frac{\lg V(L_3 - 1)/(L_n - 1)}{\lg (\Omega_2/\Omega_1)}.$$

В фильтре с чебышевской характеристикой

$$n \geq \frac{\operatorname{arch} V(L_3 - 1)/(L_n - 1)}{\operatorname{arch} (\Omega_2/\Omega_1)}.$$

Сопоставляя оценки для n , убеждаемся, что при одинаковых требованиях к частотной характеристике в чебышевском фильтре требуется меньшее число элементов.

Реализация как максимально плоских, так и чебышевских частотных характеристик осуществляется в так называемой *лестничной* схеме прототипа (рис. 5.3). Алгоритм вычисления номиналов элементов L_i и C_i в этой схеме при частотных характеристиках вида (5.2) или (5.3) является довольно громоздким, поэтому на практике пользуются готовыми программами для ЭВМ или справочными таблицами. Оконечные нагрузки в схеме прототипа на рис. 5.3 имеют единичное значение при любых n для максимально плоской частотной характеристики и при нечетных n для чебышевской характеристики. При чебышевской частотной характеристике и четном n на нулевой частоте должно обеспечиваться ослабление L_1 и для создания необходимого коэффициента отражения $|s_{11}| = V(L_n - 1)/L_n$ сопротивление одной из нагрузок должно быть отличным от единицы.

§ 5.3. ЗАМЕНЫ ЧАСТОТНОЙ ПЕРЕМЕННОЙ ПРИ РАСЧЕТАХ ФИЛЬТРОВ

Приводимые в справочных таблицах номиналы элементов L_i и C_i в лестничной схеме ФНЧ являются нормализованными по отношению к граничной частоте $\Omega_{\text{тр}} = 1$. Для примера на рис. 5.3 приведены взятые из таблиц номиналы элементов, относящиеся к соответствующим графикам ослабления. Переход к другим значениям граничной частоты, а также к другим видам фильтров (к фильтрам верхних частот, полосно-пропускающим и полосно-запирающим фильтрам) производят с помощью замен *частотной переменной* Ω .

Осуществляя эти замены, следует иметь в виду, что функции ослабления четырехполюсников являются четными по отношению к частоте, т. е. $L(\omega) = L(-\omega)$.

Сначала рассмотрим замену переменной, эквивалентную изменению масштаба частоты: $\Omega = K_1 \omega$, где Ω — нормализованная частота; K_1 — постоянный вещественный коэффициент; ω — действительная частота.

При использовании сосредоточенных элементов C и L (а также при использовании взаимоиндукции M) частота входит во все формулы для цепей в качестве множителей при C , L и M . Выбирая $K_1 = 1/\omega_{\text{гр}}$, где $\omega_{\text{гр}}$ — действительная граничная частота, всегда можно сделать нормализованную граничную частоту равной единице, т. е. $\Omega_{\text{гр}} = 1$. При этом все реактивные элементы схемы C , L и M должны быть умножены на действительную граничную частоту. Если же найдена схема нормализованного НЧ-прототипа с единичной граничной частотой, то этот прототип можно использовать для преобразования фильтра к любой граничной частоте, деля номиналы всех реактивных элементов прототипа на $\omega_{\text{гр}}$. Это и определяет смысл нормализации частоты.

Вторая замена частотной переменной

$$\Omega = -K_2/\omega \quad (5.4)$$

эквивалентна перемене местами начала координат и бесконечно удаленной частотной точки, а также положительной полуоси частот с отрицательной. Частотная характеристика ФНЧ после такой замены превращается в характеристику ФВЧ (рис. 5.4, а). При замене переменной (5.4) реактивные сопротивления элементов прототипа преобразуются следующим образом:

$$\Omega L \rightarrow -\frac{K_2 L}{\omega} = -\frac{1}{\omega C'}, \quad \Omega C \rightarrow -\frac{K_2 C}{\omega} = -\frac{1}{\omega L'},$$

причем $K_2 = \omega_{\text{гр}}$, если $\Omega_{\text{гр}} = 1$. Поэтому схема соответствующего ФВЧ (рис. 5.4, б) получается из схемы первоначального НЧ-прототипа с $\Omega_{\text{гр}} = 1$ заменой каждой индуктивности L емкостью $C' = 1/(\omega_{\text{гр}} L)$ и каждой емкости C индуктивностью $L' = 1/(\omega_{\text{гр}} C)$.

Третья замена частотной переменной имеет вид

$$\Omega = K_3 \omega_0 (\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega), \quad (5.5)$$

где K_3 и ω_0 — положительные постоянные. Согласно (5.5), четная функция $L(\Omega)$ преобразуется в четную функцию $L(\omega)$, имеющую на каждой частотной полуоси геометрическую симметрию по отношению к точкам ω_0 и $-\omega_0$. Если в качестве функции $L(\Omega)$ выбрана частотная характеристика ФНЧ (см. рис. 5.3), то в результате преобразования (5.5) получается характеристика полосно-пропускающего фильтра (рис. 5.5, а). Граничные частоты полосового фильтра ω_1 и ω_2 связаны с граничной частотой НЧ-прототипа $\Omega_{\text{гр}} = 1$ следующим образом: $\omega_2 - \omega_1 = \Delta\omega = 1/K_3$, $\omega_1 \omega_2 = \omega_0^2$.

Любая индуктивность L НЧ-прототипа с единичной граничной частотой после замены частотной переменной (5.5) превращается в последовательный колебательный контур с элементами $L' = L/\Delta\omega$ и $C' = \Delta\omega / (\omega_0^2 L)$. Одновременно любая емкость НЧ-прототипа превращается в параллельный колебательный контур с элементами $C'' = C/\Delta\omega$ и $L'' = \Delta\omega / (\omega_0^2 C)$. Изменение схемы прототипа при переходе к полосно-пропускающему фильтру согласно (5.5) показано на рис. 5.5, б.

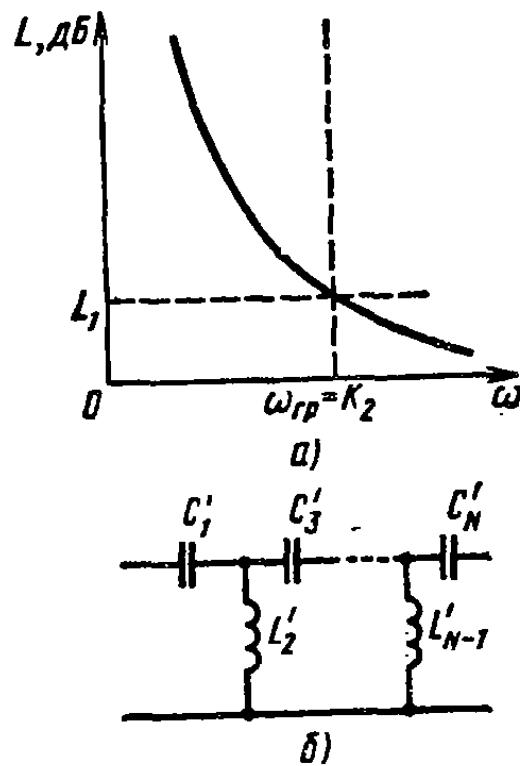


Рис. 5.4. Частотная характеристика (а) и схема (б) ФВЧ после преобразования НЧ-прототипа

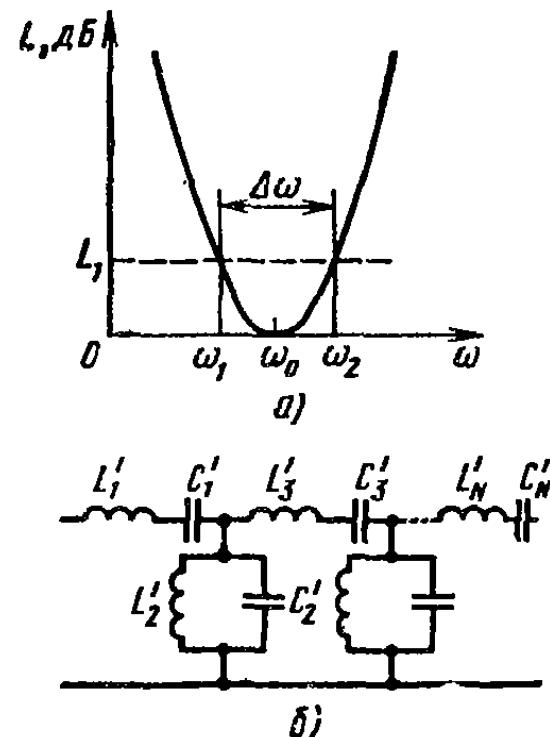


Рис. 5.5. Частотная характеристика (а) и схема (б) ППФ после преобразования НЧ-прототипа

Применение частотного преобразования (5.5) к ФВЧ приводит к полосно-запирающему фильтру с графиком вносимого ослабления, геометрически симметричным относительно средней частоты ω_0 . Таким образом, чтобы получить полосно-запирающий фильтр из НЧ-прототипа, необходимо последовательно использовать частотные преобразования (5.4) и (5.5). Итак, любой из рассмотренных частотно-избирательных фильтров может быть рассчитан на основе единственного прототипа — фильтра нижних частот с единичной граничной частотой.

Остановимся еще на одной замене частотной переменной

$$\Omega = \operatorname{tg} \beta l, \quad (5.6)$$

где переменная βl представляет электрическую длину отрезка линии передачи. Согласно (5.6), принадлежащая прототипу на сосредоточенных постоянных элементах L, C четная функция вносимого ослабления $L(\Omega)$ преобразуется в четную периодическую функцию

$L(\beta l)$. Например, частотная характеристика НЧ-прототипа, показанная на рис. 5.3, принимает вид, показанный на рис. 5.6, а. Реактивное сопротивление любой индуктивности в схеме прототипа ФНЧ превращается в реактивное сопротивление короткозамкнутого шлейфа $\Omega L_i \rightarrow z_{bi} \operatorname{tg} \beta l$, причем нормированное волновое сопротивление этого шлейфа численно равно индуктивности (рис. 5.6, б). Аналогично, реактивная проводимость любой емкости превращается в реактивную проводимость разомкнутого шлейфа $\Omega C_i \rightarrow (1/z_{bi}) \operatorname{tg} \beta l$, причем волновое сопротивление этого шлейфа численно равно обратной величине этой емкости. Преобразование (5.6) носит название *преобразования Ричардса* и позволяет сводить анализ и синтез цепей СВЧ из соразмерных (т. е. имеющих одинаковую электрическую длину) отрезков линий передачи в возможном сочетании с активными сопротивлениями к анализу и синтезу цепей с сосредоточенными элементами.

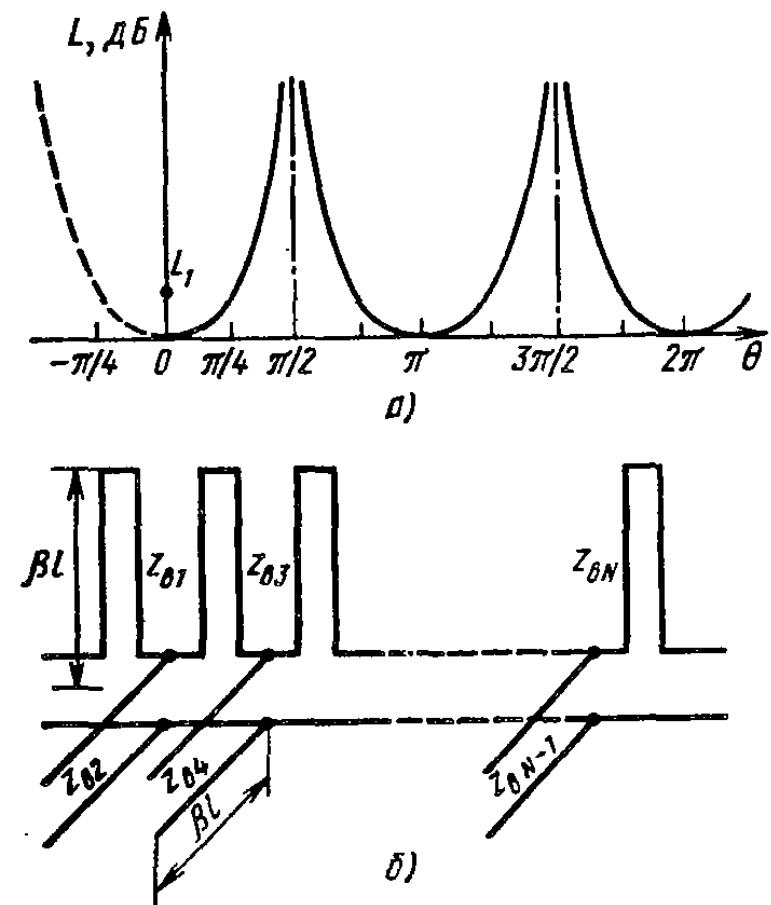


Рис. 5.6. Частотная характеристика (а) и схема (б) фильтра на соразмерных отрезках линии передачи после преобразования НЧ-прототипа

§ 5.4. ПРИМЕНЕНИЕ ОТРЕЗКОВ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ В ФИЛЬТРАХ СВЧ

После выбора оптимального прототипа фильтра и надлежащего преобразования частотной переменной возникает задача: чем заменить идеальные сосредоточенные элементы прототипа на СВЧ? Решение этой задачи неоднозначно и зависит от диапазона частот, в котором должен работать фильтр, типа применяемых линий передачи, относительной полосы пропускания фильтра.

Одним из наиболее распространенных приемов является замена сосредоточенных емкостей, индуктивностей и колебательных контуров отрезками линий передачи. Этот способ особенно удобен, если относительная полоса пропускаемых частот фильтра превышает 5%. Вполне очевидна замена сосредоточенных индуктивности и емкости укороченными ($l < \lambda_b/4$) отрезками линий передачи при коротком замыкании или холостом ходе на конце. Примеры подоб-

ных конструкций в коаксиальном тракте и соответствующие схемы замещения показаны на рис. 5.7.

Последовательные и параллельные резонансные контуры полосовых фильтров удобно реализовать в виде резонансных отрезков

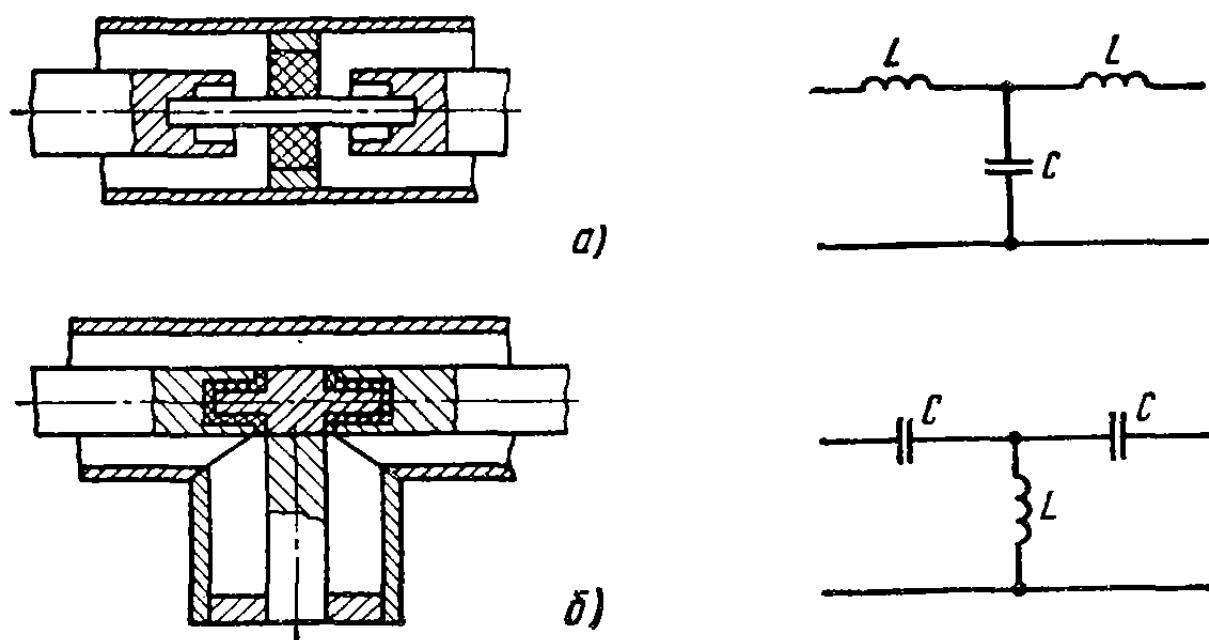


Рис. 5.7. Способы выполнения LC -звеньев ФНЧ (а) и ФВЧ (б) на коротких отрезках линий передачи и соответствующие схемы замещения

линий передачи. Наиболее употребительные короткозамкнутые отрезки (рис. 5.8). Замену последовательных и параллельных колебательных контуров резонансными шлейфами нужно производить таким образом, чтобы в схеме фильтра сохранялись неизменными

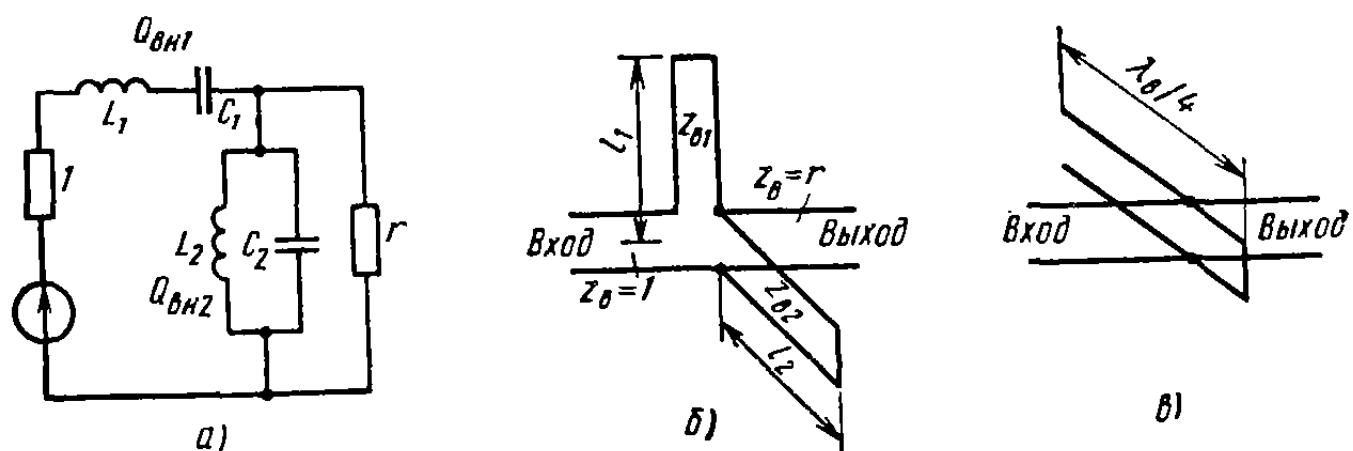


Рис. 5.8. Применение резонансных отрезков линий передачи в ППФ:
а — прототип; б — его реализация на короткозамкнутых шлейфах; в — шлейф с неполным включением в линию передачи

резонансные частоты и так называемые внешние добротности резонансных контуров.

Как известно, добротность любой резонансной цепи представляет собой отношение средней запасенной в ней электромагнитной энергии к теряемой за период колебаний энергии, вычисленное на резонансной частоте ω_0 . В схемах фильтров для нахождения доб-

ротностей наиболее удобна универсальная формула

$$Q = \frac{\omega_0}{2r_0} \left| \frac{dx}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{\omega_0}{2g_0} \left| \frac{db(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad (5.7)$$

пригодная как для последовательного, так и для параллельного резонанса. В этой формуле под $x(\omega)$ или $b(\omega)$ подразумеваются полные реактивные сопротивление и проводимость выбранного резонансного контура, а под r_0 и g_0 — активные сопротивление и проводимость потерь на резонансной частоте ω_0 .

При определении *внешней добротности* резонансной цепи $Q_{\text{вн}}$ полагают, что потери имеют место только во внешних активных нагрузках, подключенных к этой цепи, а собственными омическими потерями в самой резонансией цепи пренебрегают. В противоположность этому при определении *собственной добротности* Q_0 резонансной цепи игнорируют отбор мощности во внешние активные нагрузки и принимают во внимание только омические потери из-за неидеальности проводников и диэлектриков резонансной системы. И наконец, при определении *нагруженной* (или *полной*) добротности Q_n одновременно учитывают потери как во внешних нагрузках, так и в самой резонансной цепи. В соответствии с этим между нагруженной, внешней и собственной добротностями существует соотношение $1/Q_n = 1/Q_{\text{вн}} + 1/Q_0$. При реализации недиссипативных фильтров должно выполняться условие $Q_0 \gg Q_{\text{вн}}$, вследствие чего собственные потери резонансных цепей в первом приближении можно не учитывать.

Внешняя добротность последовательного колебательного контура (рис. 5.8, а) в соответствии с (5.7) определяется выражением

$$Q_{\text{вн}1} = \frac{\omega_0}{2(1+r)} \left| \frac{d}{d\omega} \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right) \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{\omega_0 L_1}{1+r},$$

где $\omega_0 = 1/\sqrt{L_1 C_1}$ — резонансная частота; $r+1$ — полное активное сопротивление внешних потерь, равное сумме сопротивлений левой и правой нагрузок фильтра.

Внешняя добротность параллельного колебательного контура (рис. 5.8, а) определяется выражением

$$Q_{\text{вн}2} = \frac{\omega_0}{2(1+1/r)} \left| \frac{d}{d\omega} \left(\omega C_2 - \frac{1}{\omega L_2} \right) \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{\omega_0 C_2 r}{1+r},$$

где $\omega_0 = 1/\sqrt{L_2 C_2}$ и $1+(1/r)$ — сумма проводимостей левой и правой нагрузок фильтра.

С помощью приведенных формул можно найти требуемые значения внешних добротностей резонансных контуров фильтра по номиналам элементов НЧ-прототипа фильтра.

Для нахождения внешних добротностей резонансных шлейфов (или каких-либо иных реализаций колебательных контуров) следует сначала записать выражения для входных сопротивлений или проводимостей каждого шлейфа с учетом нагрузок, а затем вос-

пользоваться формулами (5.7). Входное сопротивление последовательного шлейфа (рис. 5.8, б) с учетом двух нагрузок

$$z_1 = (1+r) + j z_{v1} \operatorname{tg}(2\pi l_1/\lambda_v).$$

В точках последовательных резонансов $l_1 = k\lambda_v/2$, поэтому внешняя добротность последовательного шлейфа

$$Q_1 = \frac{\omega_0}{2(1+r)} \left. \frac{dx_1}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{k\pi z_{v1}}{2(1+r)}, \quad k=1, 2, 3, \dots$$

Входную проводимость параллельного шлейфа с добавлением проводимостей оконечных нагрузок можно представить в виде

$$y_2 = (r+1)/r - j(1/z_{v2}) \operatorname{ctg}(2\pi l_2/\lambda_v)$$

и внешнюю добротность в точках параллельных резонансов при $l_2 = (2m-1)\lambda_v/4$ можно найти по формуле

$$Q_2 = \frac{\omega_0 r}{2(r+1)} \left. \frac{dy_2}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{\pi r(2m-1)}{4(r+1)z_{v2}}, \quad m=1, 2, 3, \dots$$

Формулы для Q_1 и Q_2 позволяют определить волновые сопротивления последовательного и параллельного шлейфов по требуемым значениям внешних добротностей в прототипе фильтра, а длина шлейфов должна быть выбрана из условия сохранения нужной резонансной частоты. При замене LC -контуров резонансными шлейфами могут получиться неприемлемые по конструктивным соображениям значения волновых сопротивлений шлейфов. Это препятствие можно преодолеть выбором чисел k и m , а также неполным включением шлейфов в линию передачи (рис. 5.8, в). Очевидно, что резонансные шлейфы могут рассматриваться как своеобразные объемные резонаторы. Так как отношение объема к поверхности в таких резонаторах незначительно, то собственная добротность шлейфов обычно не превышает 500. Поэтому при реализации фильтров с резонансными шлейфами внешняя добротность отдельных шлейфов не должна превышать 100—150.

§ 5.5. РЕЗОНАТОРЫ НА ОТРАЖАЮЩИХ ПРЕПЯТСТВИЯХ В ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

В полосно-пропускающих фильтрах СВЧ часто используются проходные резонаторы, образуемые парой разнесенных отражающих препятствий (т. е. нерегулярностей) в линии передачи или волноводе. На рис. 5.9, а изображен такой резонатор с двумя шунтирующими нерегулярностями, в качестве которых могут быть, например, использованы волноводные диафрагмы или другие элементы с аналогичной схемой замещения. При стремлении реактивной проводимости b к бесконечности (т. е. при уменьшении отверстий в диафрагмах) в пределе получается закороченный с двух сторон отрезок линии передачи, представляющий собой резонатор. При

больших, но конечных значениях реактивной проводимости \tilde{b} появляется возможность обмена энергией между резонатором и подводящими линиями передачи, причем степень связи, а следовательно, и полосу пропускания можно регулировать подбором величины \tilde{b} .

Резонатор на рис. 5.9, *a* содержит три каскадно включенных элементарных четырехполюсника, и его классическую матрицу передачи можно представить в виде произведения трех элементарных матриц. В пренебрежении потерями получаем матрицу передачи в виде

$$\begin{bmatrix} \dot{a} & \dot{b} \\ \dot{c} & \dot{d} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta l - \tilde{b} \sin \beta l & j \sin \beta l \\ j [2\tilde{b} \cos \beta l + (1 - \tilde{b}^2) \sin \beta l] & \cos \beta l - b \sin \beta l \end{bmatrix}, \quad (5.8)$$

где реактивная проводимость \tilde{b} и электрическое расстояние между нерегулярностями в общем случае одновременно зависят от частоты.

Потребуем, чтобы на резонансной частоте коэффициент отражения от входа резонатора обращался в нуль и, следовательно, чтобы вся подаваемая на вход мощность проходила на выход. Согласно формуле перехода (4.5), это условие принимает вид $(\dot{a} - \dot{d}) + (\dot{b} - \dot{c}) = 0$. Вследствие симметрии резонатора $\dot{a} = \dot{d}$, поэтому для согласования входа требуется выполнение равенства $\dot{b} = \dot{c}$. Приравнивая элементы \dot{b} и \dot{c} матрицы передачи (5.8), приходим к уравнению $\sin \beta l = 2\tilde{b} \cos \beta l + (1 - \tilde{b}^2) \sin \beta l$, которое можно рассматривать как *условие резонанса*. Корнями этого квадратного относительно \tilde{b} уравнения являются значения $\tilde{b}_0 = 2 \operatorname{ctg} \beta_0 l$ и $\tilde{b}_0 = 0$, причем нулевой корень соответствует тривиальному случаю регулярной линии передачи и поэтому может быть отброшен. Следовательно, трансцендентное уравнение для нахождения резонансных частот может быть записано в виде

$$\tilde{b}_0(\omega_0) = 2 \operatorname{ctg}(\omega_0 l / v_\phi). \quad (5.9)$$

Проводимость нерегулярности является медленно меняющейся функцией частоты, и это дает возможность по известной величине \tilde{b}_0 находить из (5.9) длину резонатора, обеспечивающую нужную резонансную частоту. На частотах, отличных от резонансной, коэф-

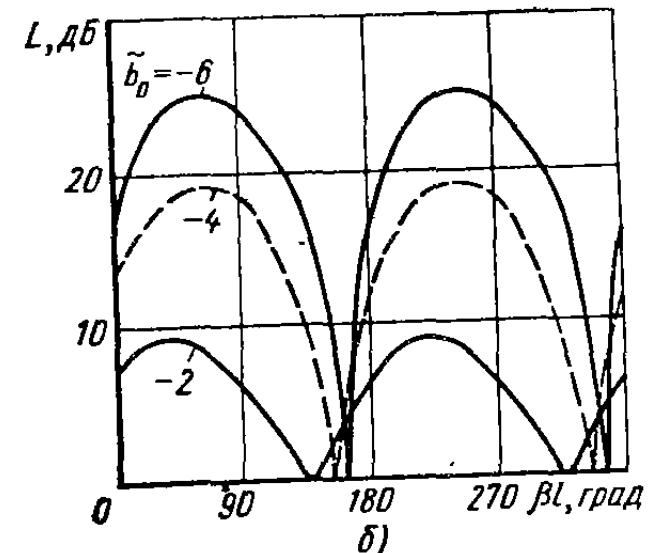
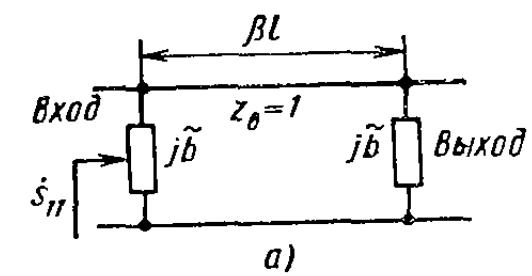


Рис. 5.9. Проходной резонатор на отражающих препятствиях (*а*) и его частотная характеристика ослабления (*б*)

фициент отражения от резонатора не равен нулю и соответственно наблюдается уменьшение коэффициента передачи. В полосе частот функция ослабления резонатора, по определению, имеет вид

$$L = 1/|s_{21}(\omega)|^2 = |\dot{a} + \dot{b} + \dot{c} + \dot{d}|^2/4,$$

где учтена связь элементов матрицы рассеяния с элементами матрицы передачи. Подставляя сюда элементы матрицы A из (5.8) и приводя подобные члены, получаем явное выражение для функции ослабления

$$L = 1 + \tilde{b}^2 [\cos \beta l - (\tilde{b} \sin \beta l)/2]^2.$$

Легко проверить, что при значениях \tilde{b} , удовлетворяющих (5.9), функция ослабления обращается в единицу. Характерные графики зависимости ослабления от электрической длины при различных индуктивных нерегулярностях показаны на рис. 5.9, б. В качестве рабочей области резонатора обычно используют значения $\beta l \approx \pi$ (полуволновый резонатор).

В окрестностях резонансных частот, определяемых уравнением (5.9), функция ослабления может быть аппроксимирована двумя членами ряда Тейлора по переменной $\Phi = (\beta - \beta_0)l$:

$$L \approx 1 + \tilde{b}_0^2 [1 + (\tilde{b}_0^2/4)] \Phi^2, \quad \tilde{b}_0 = 2 \operatorname{ctg} \beta_0 l.$$

Используя очевидное определение электрической длины

$$\beta l = \frac{\omega l}{v_\Phi} = \frac{\omega l}{c} \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \sqrt{1 - (\omega_{\text{кр}}/\omega)^2},$$

где c — скорость света; ϵ_r и μ_r — относительные проницаемости диэлектрика линий передачи с волной типа Н, Е или Т; $\omega_{\text{кр}}$ — соответствующая критическая частота, и выполняя тождественные преобразования, находим

$$\Phi = \frac{\beta_0 l}{1 - (\omega_{\text{кр}}/\omega_0)^2} \frac{\Delta\omega}{\omega_0}; \quad \Delta\omega = \omega - \omega_0.$$

Подстановка этого выражения в формулу для L позволяет представить вносимое ослабление резонатора в окрестности резонансной частоты в каноническом виде:

$$L \approx 1 + 4Q_{\text{вн}}^2 (\Delta\omega/\omega_0)^2,$$

где параметр

$$Q_{\text{вн}} = \frac{\tilde{b}_0}{2} \sqrt{1 + \frac{\tilde{b}_0^2}{4}} \frac{\beta_0 l}{1 - (\omega_{\text{кр}}/\omega_0)^2} \quad (5.10)$$

имеет смысл *внешней добротности* резонатора.

При учете омических потерь резонатор может быть охарактеризован также собственной добротностью Q_0 , определяемой при зако-

рачивании подводящих линий передачи, и нагруженной добротностью Q_n , определяемой из соотношения $1/Q_n = 1/Q_{vn} + 1/Q_0$. Если $Q_{vn} \ll Q_0$, то нагруженная добротность практически совпадает с внешней добротностью. В этом случае внешняя добротность может быть измерена по ширине резонансной кривой $Q_{vn} = \omega_0 / (2\Delta\omega_{0.5})$, где границы полосы пропускания $2\Delta\omega_{0.5}$ соответствуют коэффициенту передачи мощности 0,5.

§ 5.6. ФИЛЬТРЫ СВЧ С ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫМИ И НЕПОСРЕДСТВЕННЫМИ СВЯЗЯМИ СОСЕДНИХ РЕЗОНАТОРОВ

В лестничном прототипе полосно-пропускающего фильтра с чередованием последовательных и параллельных резонансных контуров (см. рис. 5.5, б) все резонансные контуры должны вплотную примыкать один к другому, и это создает неудобства при реализации фильтра на СВЧ. Подобный недостаток можно преодолеть с переходом к новому прототипу с четвертьволновыми связями, в котором резонансные контуры включаются в линию передачи на расстоянии $\lambda_b/4$ один от другого.

Принцип построения фильтров с четвертьволновыми связями основан на эквивалентности двух четырехполюсников: четырехполюсника в виде сосредоточенного последовательного нормированного сопротивления \dot{z} в разрыве линии передачи и полуволнового отрезка линии передачи с сосредоточенной нормированной проводимостью $\dot{y} = \dot{z}$, шунтирующей отрезок в его средней точке (рис. 5.10). Эквивалентность устанавливается сравнением классических матриц передачи четырехполюсников. Представим полуволновый отрезок линии передачи, зашунтированный проводимостью \dot{y} , в виде каскадного соединения трех элементарных четырехполюсников: отрезка регулярной линии передачи длиной $\lambda_b/4$, параллельной проводимости \dot{y} и второго отрезка длиной $\lambda_b/4$. Классическая матрица передачи каскадного соединения

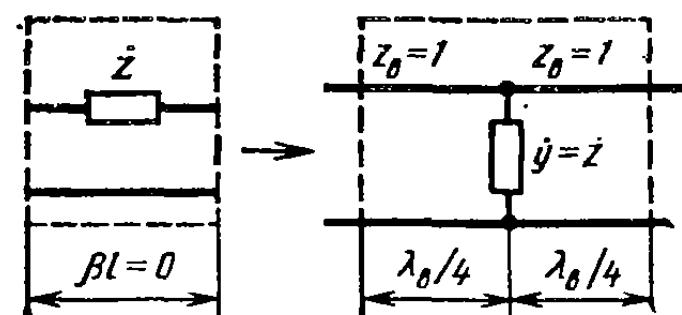


Рис. 5.10. К объяснению принципа образования четвертьволновых связей

представлена в виде

$$\begin{bmatrix} \dot{a} & \dot{b} \\ \dot{c} & \dot{d} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & j \\ j & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & j \\ j & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & -j \\ 0 & -1 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} 1 & \dot{z} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

$$\begin{bmatrix} \dot{a} & \dot{b} \\ \dot{c} & \dot{d} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & j \\ j & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & j \\ j & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & -j \\ 0 & -1 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} 1 & \dot{z} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Отсюда следует, что классические матрицы передачи обоих четырехполюсников совпадают (с точностью до знака). Различие в знаке означает, что фазы выходных напряжений и тока во втором четырехполюснике имеют несущественный дополнительный сдвиг на 180° .

При построении фильтра с четвертьволновыми связями все последовательные контуры прототипа заменяют полуволнизовыми отрезками линий передачи, шунтированными в серединах параллельными резонансными контурами; при этом схема фильтра принимает вид, показанный на рис. 5.11. Полная эквивалентность постро-

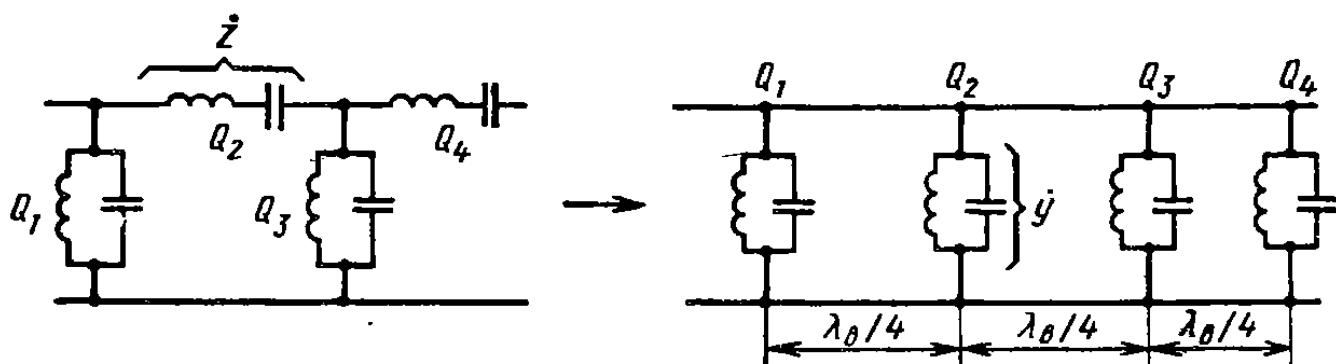


Рис. 5.11. Введение четвертьволновых связей в схему прототипа ППФ

ениого таким образом фильтра и его прототипа имеет место лишь на средней частоте, где длина отрезков линий связи равна точно $\lambda_0/4$. Вместо разделительных четвертьволновых отрезков можно использовать и другие четырехполюсники, называемые *инверторами*, имеющие частотно-стабильные матрицы передачи, совпадающие с матрицей передачи четвертьволнового трансформатора. При

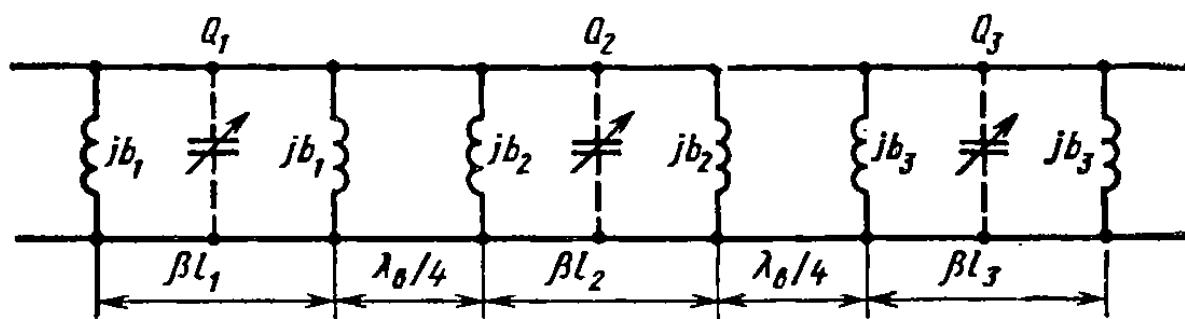


Рис. 5.12. Трехрезонаторный фильтр с четвертьволновыми связями

неширокой относительной полосе частот пропускания фильтра (около 5—7 %) частотной зависимостью соединяющих линий можно пренебречь. Для фильтров с более широкой полосой частот возможна коррекция внешних добротностей контуров, компенсирующая частотную зависимость электрической длины отрезков связи.

В качестве колебательных контуров в фильтрах с четвертьволновыми связями можно применять параллельные шлейфы, резонансные диафрагмы, а также объемные резонаторы различных типов. Особенно удобным является проходной резонатор с двумя отражающими препятствиями, рассмотренный в § 5.5. Трехконтурный фильтр с четвертьволновыми связями на таких резонаторах показан на рис. 5.12. В фильтре применены индуктивные нерегулярности, которые, как правило, обеспечивают более высокую электрическую

скую прочность по сравнению с нерегулярностями емкостного типа. Требуемые проводимости нерегулярностей в каждом резонаторе могут быть найдены по формуле (5.10) исходя из известной внешней добротности в прототипе фильтра на сосредоточенных элементах. Для подстройки резонаторов на нужную рабочую частоту предусмотрены регулируемые емкостные элементы в середине каждого резонатора.

Существенным недостатком фильтров с четвертьвольновыми связями является увеличение габаритов из-за присутствия соединительных отрезков линий между соседними резонаторами. Этот недостаток может быть устранен переходом к непосредственным связям соседних резонаторов.

Фильтры с непосредственными связями. Выделим в фильтре с четвертьвольновыми связями (рис. 5.12) две соседние нерегулярности, например b_1 и b_2 вместе с соединяющим их четвертьвольновым отрезком линии (рис. 5.13, а). Эти элементы образуют реактивный нерезонансный четырехполюсник связи двух резонаторов с классической матрицей передачи

$$A_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ jb_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & j \\ j & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ jb_2 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -b_2 & j \\ j(1-b_1b_2) & -b_1 \end{bmatrix}.$$

Попытаемся получить такую же матрицу передачи с помощью эквивалентного четырехполюсника, содержащего всего одну нерегулярность b_{12} , расположенную между двумя короткими отрезками линии передачи электрической длины: $\theta_1 = \beta l_1$ и $\theta_2 = \beta l_2$ (рис. 5.13, б). Матрица передачи эквивалентного четырехполюсника

$$A_2 = \begin{bmatrix} \cos(\theta_1 + \theta_2) - b_{12} \sin \theta_1 \cos \theta_2 & j [\sin(\theta_1 + \theta_2) - b_{12} \sin \theta_1 \sin \theta_2] \\ j [\sin(\theta_1 + \theta_2) + b_{12} \cos \theta_1 \cos \theta_2] & \cos(\theta_1 + \theta_2) - b_{12} \cos \theta_1 \sin \theta_2 \end{bmatrix}.$$

Приравнивая соответствующие элементы матриц A_1 и A_2 и решая получившуюся систему уравнений, находим условия эквивалентности четырехполюсников связи на рис. 5.13, а, б:

$$\operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_2) = \frac{b_1 - b_2}{b_1 b_2}, \quad b_{12} = \frac{-b_1 b_2}{\cos(\theta_1 - \theta_2)},$$

$$\sin(\theta_1 + \theta_2) = \frac{(b_1 + b_2) b_{12} \pm 2 \sqrt{b_{12}^2 + 4 - (b_1 + b_2)^2}}{b_{12}^2 + 4}.$$

Эквивалентная замена четырехполюсников связи в фильтре на рис. 5.12 приводит к фильтру с непосредственными связями соседних резонаторов, показанному на рис. 5.14. Введение непосредст-

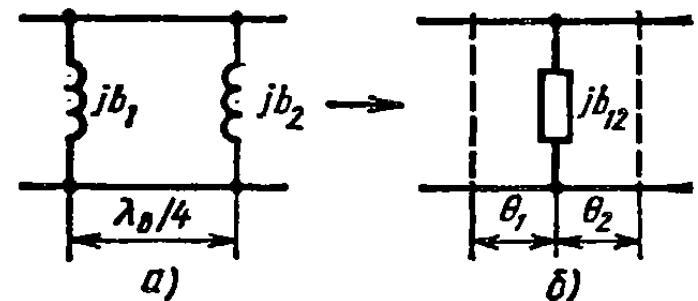


Рис. 5.13. К введению непосредственных связей между резонаторами

венных связей позволяет уменьшить размеры фильтров на 25—40% при относительной полосе пропускания 1—10%.

Фильтры на диэлектрических резонаторах. Волноводные фильтры с объемными резонаторами имеют высокую стабильность характеристик и малые потери, однако размеры и масса таких фильтров слишком велики. Прогресс в разработке высококачественных диэлектрических материалов [керамики на основе $\text{Ba}_2\text{Ti}_9\text{O}_{20}$, (Zr , Sn) TiO_4 и др.] позволил в последнее десятилетие приступить к соз-

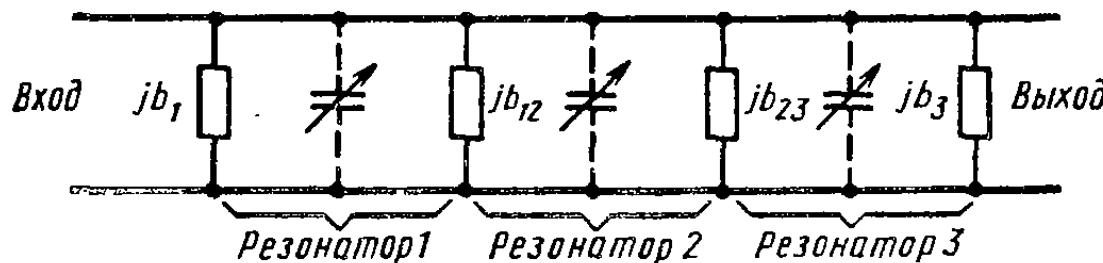


Рис. 5.14. Трехрезонаторный фильтр с непосредственными связями

данию и внедрению в тракты СВЧ малогабаритных фильтров на *диэлектрических резонаторах*, сочетающих незначительные потери, малые габариты и невысокую стоимость.

Принцип действия диэлектрического резонатора основан на явлении резонанса электромагнитных волн внутри диэлектрического объема. Накопление электромагнитной энергии при резонансе происходит в результате многократного наложения практически синфазных волн, движущихся в противоположных направлениях и испытывающих отражения от границ объема. В металлических объемных резонаторах отражения создаются металлическими стенками, а в диэлектрических резонаторах — границами раздела диэлектрик — воздух. При достаточно высокой проницаемости диэлектрика коэффициент отражения от границы раздела (особенно криволинейной, с малым радиусом кривизны) может быть весьма близким единице, что обеспечивает существенно меньшие потери, чем при отражении от реальных металлов. Собственная добротность Q_0 диэлектрического резонатора определяется практически только потерями в диэлектрике и для современных материалов с проницаемостями $\epsilon_r \approx 10—40$ может составлять $(5—10) \cdot 10^3$ в диапазоне от дециметровых до коротких миллиметровых волн. Помимо собственной добротности важное значение имеет температурная стабильность резонансной частоты. Для современных материалов, применяемых в диэлектрических резонаторах, она может не уступать стабильности объемных резонаторов, выполненных из инвара.

Наиболее часто в малогабаритных фильтрах СВЧ применяют диэлектрические резонаторы цилиндрической формы с отношением высоты к диаметру 0,3—0,5. Предпочтительный тип колебаний H_{010} в таком резонаторе имеет структуру электромагнитного поля,

показанную на рис. 5.15, а. При диаметре резонатора 6 мм и $\epsilon_r = 36$ резонансная частота составляет около 8,5 ГГц.

В многорезонаторных фильтрах на диэлектрических резонаторах удобно использовать непосредственные связи между соседними резонаторами. Пример конструкции 5-резонаторного полосно-про-

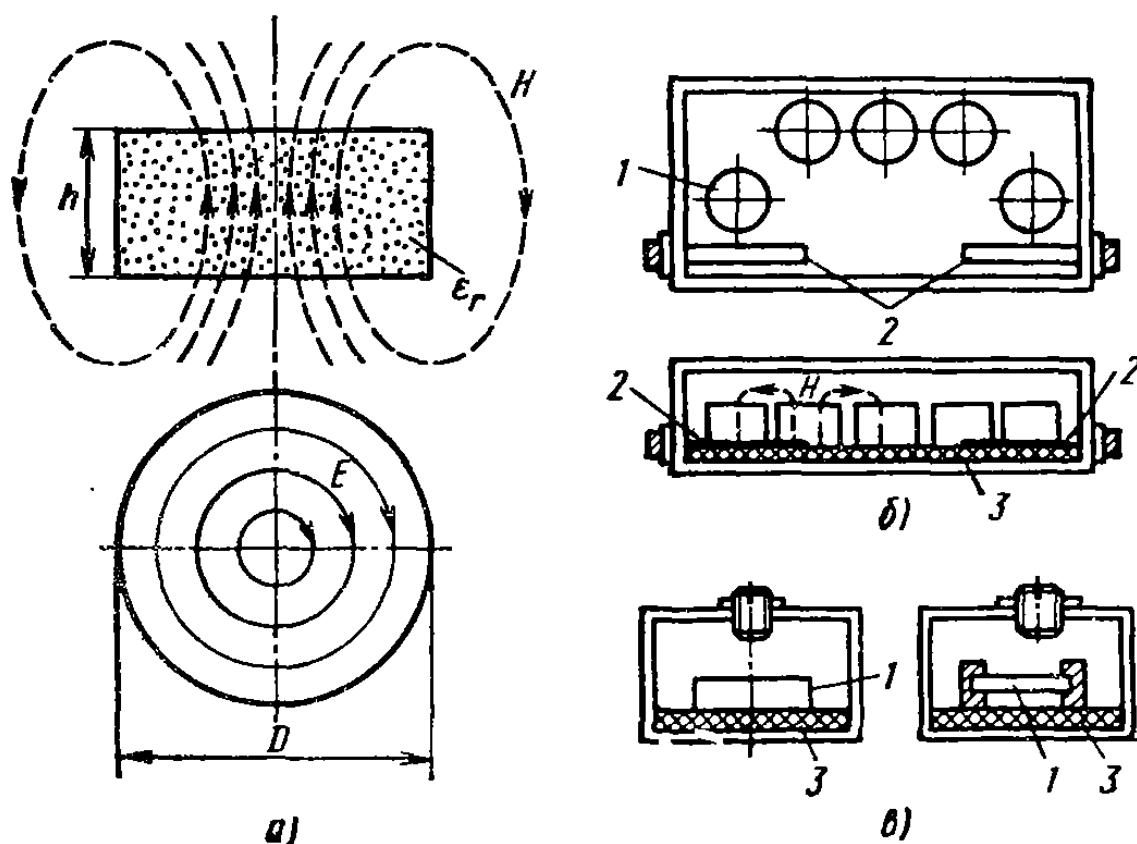


Рис. 5.15. Фильтр с дисковыми диэлектрическими резонаторами:
а — структура поля колебания H_{016} одиночного резонатора; б — фильтр с непосредственными связями в полосковом исполнении (1 — резонатор; 2 — полосковый проводник; 3 — подложка); в — способы крепления резонаторов и подстроечные винты

а — структура поля колебания H_{016} одиночного резонатора; **б** — фильтр с непосредственными связями в полосковом исполнении (1 — резонатор; 2 — полосковый проводник; 3 — подложка); **в** — способы крепления резонаторов и подстроечные винты

пускающего фильтра в полосковом исполнении показан на рис. 5.15, б. Для исключения паразитного излучения фильтр помещается в металлический экран, фактически представляющий собой за- предельный прямоугольный волновод.

Подбор связей между отдельными диэлектрическими резонаторами для получения нужной полосы пропускания при выбранной форме частотной характеристики (максимально плоской или чебышевской) осуществляется изменением взаимного расположения резонаторов на полосковой плате. Для подстройки на нужную резонансную частоту в пределах $\pm 0,3\%$ могут быть введены соосные с резонатором подстроечные винты, располагаемые в верхней крышке экрана (рис. 5.15, в). Конструкции современных фильтров на диэлектрических резонаторах отличаются многообразием и интенсивно исследуются с целью создания удобных методик их автоматизированного проектирования с помощью ЭВМ.

§ 5.7. СТУПЕНЧАТЫЕ ПЕРЕХОДЫ ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО СОГЛАСОВАНИЯ АКТИВНЫХ НАГРУЗОК

Задача согласования активных нагрузок возникает, например, при необходимостистыковки двух линий передачи с разными размерами (или формой) поперечного сечения. В технических требованиях к соединению линий указывается некоторая полоса пропускаемых частот и задается допустимое рассогласование в этой полосе. Таким образом, задача согласования оказывается близкой по формулировке к задаче создания частотно-избирательных фильтров.

Устройство, применяемое для согласования соединения двух линий передачи, называют *переходом*. Различают плавные переходы, в которых размеры поперечного сечения изменяются плавно, и *ступенчатые*. Если не наложены ограничения на длину перехода, то может быть достигнуто сколь угодно малое рассогласование в любой полосе частот. Однако на практике желательно, чтобы длина перехода была минимальной при заданных перепаде волновых сопротивлений, полосе пропускаемых частот и допустимом рассогласовании. Простейшим ступенчатым переходом является четвертьволновый трансформатор, однако он имеет ограниченную широкополосность. Для расширения полосы пропускаемых частот при одновременном улучшении качества согласования применяют многоступенчатые трансформаторы. Длину ступенек — регулярных участков перехода — выбирают одинаковой, и необходимая форма частотной характеристики согласования обеспечивается выбором волновых сопротивлений ступенек.

Наибольшее распространение получили переходы с *чебышевскими* и *максимально плоскими* частотными характеристиками коэффициента отражения. Первые рассчитываются с помощью полиномов Чебышева и имеют оптимальное соотношение между полосой согласования, допуском на рассогласование и длиной перехода. Переходы с максимально плоскими характеристиками не имеют осцилляций коэффициента отражения в полосе согласования; их фазочастотные характеристики коэффициента передачи ближе к линейным.

Рассмотрим порядок расчета *чебышевского трехступенчатого перехода*. Возможны два метода расчета: приближенный — метод неопределенных коэффициентов, применяемый в случае малого числа ступенек, и строгий метод — более трудоемкий, но позволяющий точно рассчитывать переходы с любым числом ступенек. Воспользуемся первым методом. Будем стремиться к следующей частотной зависимости коэффициента отражения:

$$|S_{11}| = \gamma |T_3(tx)|, \quad x = \cos \theta, \quad (5.11)$$

где γ — положительный коэффициент, определяющий допуск на

рассогласование; t — масштабный множитель, зависящий от заданной полосы пропускаемых частот; $\theta = 2\pi l/\lambda_b$ — электрическая длина ступеньки.

Схема замещения ступенчатого перехода и вид требуемой частотной характеристики показаны на рис. 5.16. Волновые сопротивления подводящих линий обозначены через z_{b1} и z_{b5} , волновые сопротивления ступенек — через z_{b2} , z_{b3} , z_{b4} . На каждом стыке двух

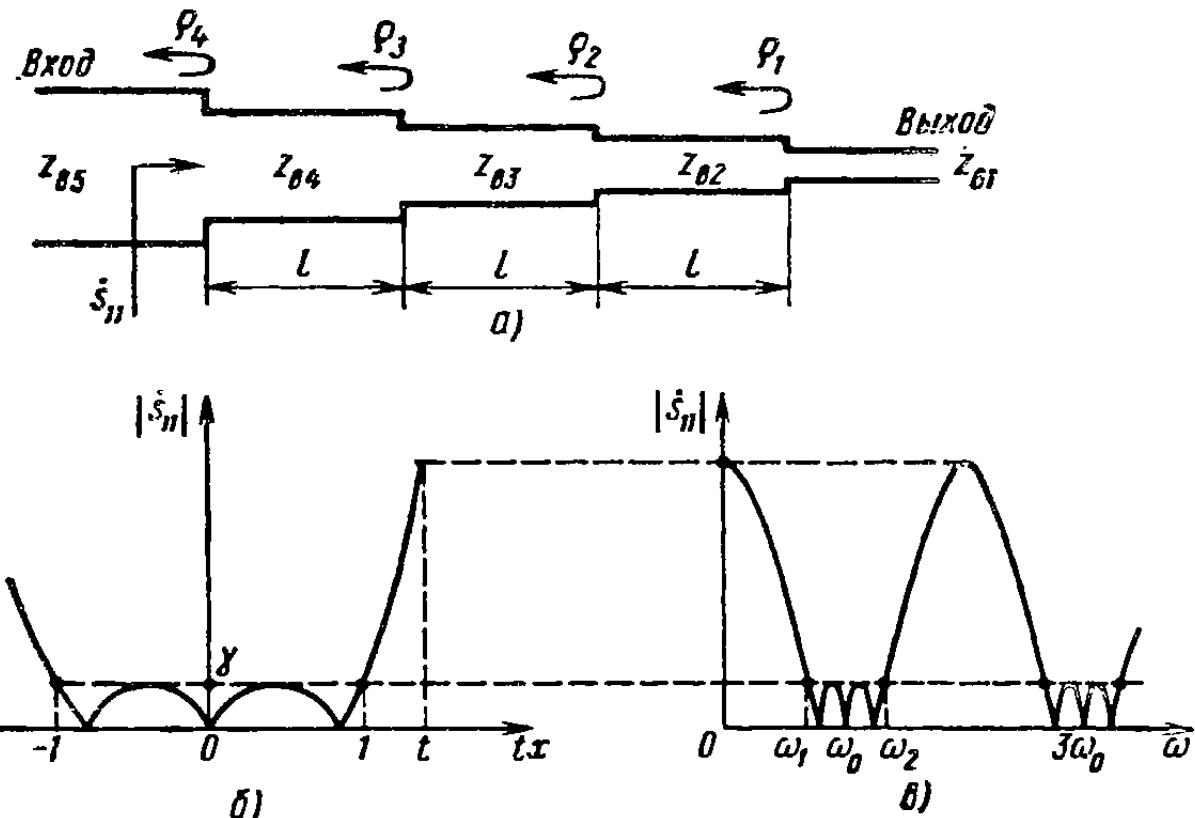


Рис. 5.16. Трехступенчатый чебышевский переход:
а — схема, б, в — к пояснению частотной характеристики

линий передачи возникает движущаяся влево отраженная волна, характеризуемая парциальным коэффициентом отражения $\rho_i = (z_{bi} - z_{bi+1}) / (z_{bi} + z_{bi+1})$. Предположим, что перепады волновых сопротивлений в местах стыков невелики; тогда можно приближенно записать

$$\rho_i = \frac{z_{bi} - z_{bi+1}}{z_{bi} + z_{bi+1}} = \frac{\Delta z_b}{2z_{b\text{ср}}} \approx \frac{1}{2} \Delta \{\ln z_b\} = \frac{1}{2} \ln \frac{z_{bi}}{z_{bi+1}}. \quad (5.12)$$

Вследствие малости парциальных коэффициентов отражения можно воспользоваться так называемой теорией первого приближения, согласно которой предполагают, что волна, отраженная от каждого стыка, не претерпевает изменений при прохождении остальных стыков. Общий коэффициент отражения ступенчатого перехода при таком предположении равен сумме парциальных коэффициентов отражения от отдельных стыков, пересчитанных в начало перехода: $s_{11} = \rho_4 + \rho_3 e^{-j2\theta} + \rho_2 e^{-j4\theta} + \rho_1 e^{-j6\theta}$. Можно показать, что чебышевской характеристике (5.11) соответствует симметричное относительно середины перехода распределение коэффициентов

отражения. Поэтому $\rho_4 = \rho_1$ и $\rho_3 = \rho_2$ и тогда оказывается $s_{11} = -2[\rho_1 \cos 3\theta + \rho_2 \cos \theta]e^{-j3\theta}$. Полагая $x = \cos \theta$ и учитывая известные представления полиномов Чебышева

$$T_1(x) = x = \cos(\arccos x) = \cos \theta,$$

$$T_3(x) = 4x^3 - 3x = \cos(3 \arccos x) = \cos 3\theta,$$

запишем модуль коэффициента отражения на входе перехода в виде

$$|s_{11}(x)| = 2 |\rho_1 T_3(x) + \rho_2 T_1(x)| = 2 |4\rho_1 x^3 - 3\rho_1 x + \rho_2 x|. \quad (5.13)$$

Приравнивая выражения (5.11) и (5.13), получаем

$$\gamma(4x^3t^3 - 3xt) = 2 [4\rho_1 x^3 - (3\rho_1 - \rho_2)x]$$

и далее находим требуемые значения парциальных коэффициентов отражения:

$$\rho_1 = \gamma t^3/2, \quad \rho_2 = 3\gamma(t^3 - t)/2. \quad (5.14)$$

Задавать независимо коэффициент γ и масштабный множитель t при проектировании ступенчатого перехода нельзя. Действительно, если с учетом (5.12) подсчитать сумму модулей коэффициентов отражения от отдельных стыков, то, принимая во внимание (5.14), при $x = 1$ получим

$$\sum_{i=1}^4 \rho_i = \frac{1}{2} \ln \frac{z_{v1}}{z_{v5}} = 2(\rho_1 + \rho_2) = \gamma T_3(t),$$

откуда следует, что γ и t связаны между собой:

$$\gamma = \left| \frac{\ln(z_{v1}/z_{v5})}{2T_3(t)} \right|. \quad (5.15)$$

Масштабный множитель t определяется только заданной полосой согласования $2\Delta\omega_c = \omega_2 - \omega_1$. Действительно, на границах полосы согласования в соответствии с (5.11) должны выполняться условия

$$t \cos \theta_2 = -1, \quad t = \cos \theta_1 = 1, \quad (5.16)$$

где $\theta_1 = \omega_1 l/v_\Phi$ и $\theta_2 = \omega_2 l/v_\Phi$. Рассмотрев полученное с помощью (5.16) выражение

$$\cos \theta_1 + \cos \theta_2 = 2 \cos \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \cdot \cos \frac{\theta_2 - \theta_1}{2} = 0,$$

нетрудно найти, что на средней частоте $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$ множитель $\cos[(\theta_1 + \theta_2)/2]$ должен обращаться в нуль, откуда следует, что длина каждой ступеньки должна быть равна $\lambda_v/4$. Из условий (5.16) также следует соотношение

$$\cos \theta_1 - \cos \theta_2 = 2 \sin \frac{\theta_2 - \theta_1}{2} \cdot \sin \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} = \frac{2}{t},$$

позволяющее найти масштабный коэффициент по заданной полосе согласования:

$$t = \left[\sin \left(\frac{\pi}{4} \frac{2\Delta\omega_c}{\omega_0} \right) \right]^{-1}. \quad (5.17)$$

Определим последовательность проектирования перехода. Переход волновых сопротивлений z_{b1}/z_{b5} , полоса согласования $2\Delta\omega_c$ и средняя частота ω_0 являются заданными. По формулам (5.17) и (5.15) находят масштабный коэффициент t и рассогласование в полосе пропускания γ . Затем по формулам (5.14) определяют коэффициенты отражения ρ_1 и ρ_2 и, наконец, с помощью формул (5.12) рассчитывают требуемые волновые сопротивления ступенек. Если рассогласование γ в заданной полосе частот оказывается слишком большим, то следует увеличить число ступенек трансформатора.

Ступенчатый переход с максимально плоской частотной характеристикой согласования может быть рассчитан аналогично чебышевскому, с той разницей, что частотная зависимость коэффициента отражения задается в виде

$$|s_{11}(x)| = \gamma |t^n x^n|, \quad x = \cos \theta. \quad (5.18)$$

При $n=3$ это приводит к выражениям

$$\rho_1 = \frac{1}{8} \gamma t^3, \quad \rho_2 = \frac{3}{8} \gamma t^3, \quad \gamma = \left| \frac{\ln(z_{b1}/z_{b5})}{2t_3} \right|.$$

Ступенчатые переходы с характеристикой типа (5.18) часто называют *биномиальными*, так как распределение парциальных коэффициентов отражения на стыках внутри перехода соответствует распределению коэффициентов разложения бинома в степени n . Типичные частотные характеристики биномиального перехода показаны на рис. 5.17.

При конструировании ступенчатых переходов обычно нет необходимости выполнять все этапы расчета, так как в справочной литературе приведены подробные таблицы данных для различных ступенчатых переходов. Ступенчатые переходы помимо применения в качестве широкополосных согласующих устройств используют в качестве своеобразных *прототипов* при создании фильтров СВЧ, а также многоступенчатых направленных ответвителей на связанных линиях передачи. В одной из наиболее удачных методик расчета фильтров СВЧ с непосредственными связями в качестве прототипа используется именно ступенчатый переход. Для обеспечения хорошей частотной избирательности перепад волновых сопротивлений в переходах-прототипах может достигать десятков и сотен тысяч. Поэтому теория первого приближения, основанная на малости парциальных отражений, оказывается неприменимой, и при синтезе переходов-прототипов применяется более трудоемкая точная теория синтеза. Эквивалентность перехода-прототипа и фильтра с

непосредственными связями обеспечивается приравниванием элементов матриц передачи отдельных звеньев синтезируемого фильтра и соответствующих звеньев перехода-прототипа.

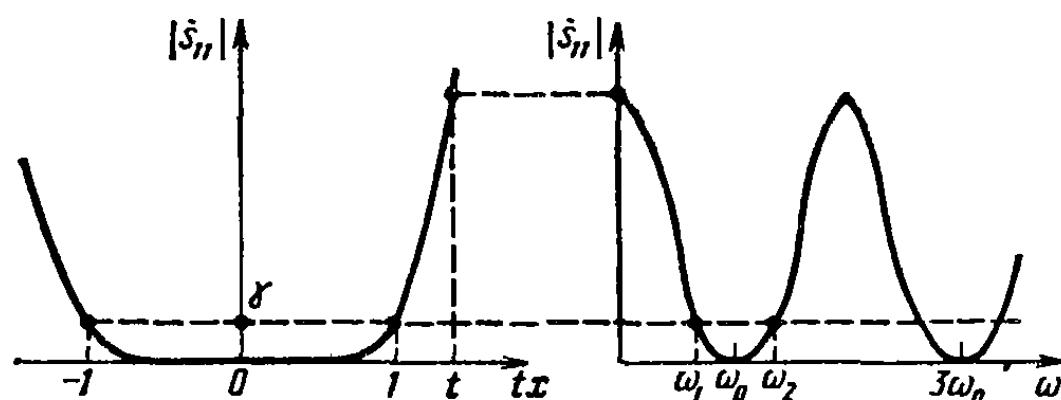


Рис. 5.17. Частотные характеристики биноминального перехода

§ 5.8. ПЛАВНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО СОГЛАСОВАНИЯ АКТИВНЫХ НАГРУЗОК

Плавные переходы (рис. 5.18) могут рассматриваться как предельный случай согласующих ступенчатых переходов при неограниченном увеличении числа ступеней и стремлении к нулю длины каждой из них. В любом сечении плавного перехода существует ко-

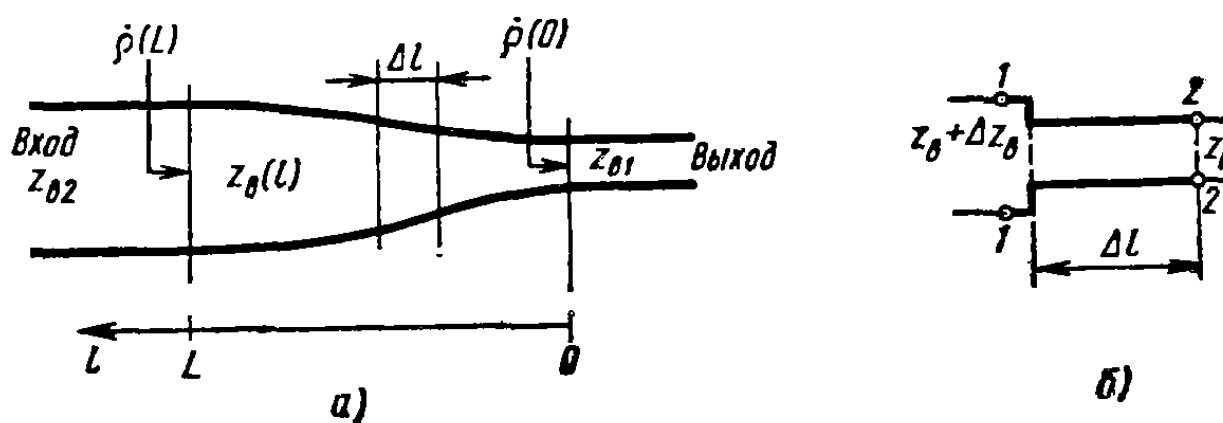


Рис. 5.18. Плавный согласующий переход:
а — схема; б — элементарный участок перехода

коэффициент отражения $\rho(l)$, удовлетворяющий дифференциальному уравнению

$$\frac{d\rho(l)}{dl} + j2\beta\rho(l) + [1 - \rho^2(l)] N(l) = 0, \quad (5.19)$$

где $\beta = 2\pi/\lambda_v$ — коэффициент фазы, предполагаемый для простоты не зависящим от l ;

$$N(l) = \frac{1}{2} \frac{d [\ln z_v(l)]}{dl} = \frac{z'_v(l)}{2z_v(l)}$$

— так называемая *функция местных отражений*, учитывающая изменение волнового сопротивления $z_v(l)$ по длине перехода.

Для получения уравнения (5.19) следует выделить внутри перехода элементарную ступеньку длиной Δl с перепадом волнового сопротивления $z_v/(z_v + \Delta z_v)$ (рис. 5.18, б). Матрица рассеяния такой ступеньки состоит из элементов

$$\begin{aligned} \dot{s}_{22} &\approx -\dot{s}_{11} \approx \frac{\Delta z_v}{2z_v} = \frac{1}{2} \Delta [\ln z_v(l)]; \\ \dot{s}_{12} = \dot{s}_{21} &\approx e^{-j\beta\Delta l} \approx 1 - j\beta\Delta l. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Коэффициент отражения на левом входе элементарной ступеньки выражается соотношением

$$\dot{\rho}(l + \Delta l) = \dot{\rho}(l) + \frac{d\dot{\rho}}{dl} \Delta l = \dot{s}_{11} + \frac{\dot{\rho}(l) \dot{s}_{12} \dot{s}_{21}}{1 - \dot{s}_{22} \dot{\rho}(l)},$$

причем в последнем равенстве используется формула (4.17). Подставляя сюда (5.20) и пренебрегая членами второго порядка малости при $\Delta l \rightarrow 0$, приходим к дифференциальному уравнению (5.19). Строгое решение этого уравнения затруднено из-за наличия квадрата функции коэффициента отражения. Однако исходя из предположения о плавности перехода можно принять, что $|\dot{\rho}^2(l)| \ll 1$, и опустить соответствующий член в дифференциальном уравнении. Упрощенное уравнение $d\dot{\rho}/dl + j2\beta\dot{\rho} + N(l) = 0$ является линейным дифференциальным уравнением первого порядка. Его решение можно найти с помощью интегрирующего множителя, и оно имеет вид

$$\dot{\rho}(l) = e^{-j2\beta l} \left[\dot{\rho}_0 - \int_0^l N(t) e^{j2\beta t} dt \right]. \quad (5.21)$$

Такая же формула может быть получена в рамках теории первого приближения как предел входного коэффициента отражения ступенчатого перехода при стремлении числа ступенек к бесконечности, а длины каждой ступеньки — к нулю и при сохранении постоянной длины всего перехода L .

Простейшим примером плавного перехода является так называемый *экспоненциальный трансформатор*. Он представляет собой отрезок нерегулярной линии передачи, волновое сопротивление которой изменяется по закону

$$z_v(l) = \sqrt{z_{v1} z_{v2}} \exp \left[\frac{2l - L}{2L} \ln \frac{z_{v1}}{z_{v2}} \right].$$

Вычисляя функцию местных отражений $N(l) = (1/2L) \ln(z_{v1}/z_{v2})$ и подставляя ее в формулу (5.21), получаем при $\dot{\rho}(0) = 0$

$$|\dot{\rho}(L)| = \frac{1}{2} \left| \ln \frac{z_{v1}}{z_{v2}} \right| \left| \frac{\sin \beta L}{\beta L} \right|.$$

При $\beta L > \pi$, т. е. при $L/\lambda_{\text{в}} \geq 0,5$, модуль коэффициента отражения не превышает $0,1 |\ln(z_{\text{в1}}/z_{\text{в2}})|$. При дальнейшем увеличении $L/\lambda_{\text{в}}$ модуль коэффициента отражения на входе экспоненциального трансформатора уменьшается по тому же закону, по которому спадает уровень бокового излучения в линейной равноамплитудной антенне при удалении от ее главного лепестка (см. § 11.2). Таким образом, по виду частотной характеристики плавный переход оказывается эквивалентным фильтру верхних частот: хорошее согласование достигается на всех частотах выше некоторой граничной частоты.

Пример экспоненциального трансформатора демонстрирует применение формулы (5.21) для анализа коэффициента отражения при известном законе изменения волнового сопротивления вдоль перехода. Более сложной является задача *синтеза оптимальных плавных переходов по заданной характеристике коэффициента отражения*. В этом случае соотношение (5.21) превращается в интегральное уравнение относительно неизвестной функции местных отражений $N(l)$. Некоторые решения задачи синтеза плавных переходов, включая случаи максимально плоской и чебышевских частотных характеристик коэффициента отражения, имеются в справочниках.

Сравнение ступенчатых и плавных переходов показывает, что при одинаковых перепадах волновых сопротивлений и равных допусках на рассогласование в заданной полосе частот длина ступенчатого перехода всегда меньше, чем плавного. Плавный переход, как отмечалось, эквивалентен фильтру верхних частот. Ступенчатый переход эквивалентен полосно-пропускающему фильтру, поэтому заданные требования к качеству согласования могут быть обеспечены более экономным способом. Однако ступенчатый переход уступает плавному в электрической прочности. Это объясняется концентрацией электрического поля в местах стыков ступенек. При выборе того или иного перехода нужно учитывать также и такие факторы, как чувствительность частотных характеристик согласования к допускам на изготовление, материалоемкость конструкции, стоимость и др.

§ 5.9. О ШИРОКОПОЛОСНОМ СОГЛАСОВАНИИ КОМПЛЕКСНЫХ НАГРУЗОК

С помощью узкополосных согласующих устройств, рассмотренных в § 1.7, можно получить режим чисто бегущей волны на *единственной заданной частоте* и для достижения такого режима достаточно использовать реактивное согласующее устройство с двумя степенями свободы. При отклонении частоты от номинальной КБВ обычно резко уменьшается, причем в узкополосных согласующих устройствах почти нет возможности управления частотным поведением КБВ.

При широкополосном согласовании (в отличие от узкополосного) подбор номиналов реактивного согласующего устройства производят таким образом, чтобы достичь одной из двух целей:

- 1) получить максимальное значение КБВ в заданной полосе частот;
- 2) получить максимальную полосу частот согласования при указанном значении допустимого КБВ.

Качество широкополосного согласования зависит от допустимой сложности согласующего устройства, и для получения лучшего результата число степеней свободы в реактивном согласующем устройстве должно быть больше двух. Алгоритм широкополосного согласования разрабатывается с обязательным учетом изменения сопротивления нагрузки в интересующей полосе частот. При узкополосном же согласовании достаточно знать сопротивление нагрузки лишь на центральной частоте.

Впервые задача широкополосного согласования комплексных нагрузок из сосредоточенных элементов была поставлена и решена американским ученым Р. М. Фано в 1950 г. Фано показал, что даже при бесконечном числе степеней свободы в реактивном согласующем устройстве невозможно достичь режима чисто бегущей волны в непрерывной конечной полосе частот и что не всякую комплексную нагрузку можно согласовать в заданной полосе частот при указанном допустимом КБВ. Выводы Фано основаны на анализе схемы передачи мощности от согласованного генератора через синтезируемый реактивный четырехполюсник РЧП1 в комплексную нагрузку, представляющую, в свою очередь, каскадным соединением произвольного, но фиксированного реактивного четырехполюсника РЧП2 и постоянного активного сопротивления r (рис. 5.19).

Присутствие фиксированного реактивного четырехполюсника в эквивалентном представлении нагрузки как раз и приводит к появлению ограничений на возможности широкополосного согласования. Если в этом четырехполюснике имеется цепь, не пропускающая колебаний какой-либо частоты $\omega_{зап}$, то никакое согласующее устройство не сможет обеспечить передачи мощности в нагрузку на этой частоте. Примеры простейших запирающих цепей приведены на рис. 5.20. Из рисунка видно, что любой реактивный элемент (т. е. накопитель электромагнитной энергии) является запирающей цепью для определенной частоты. Возможности согласования в стороне от запирающих частот, как показал Фано, ограничиваются необходимостью выполнения системы интегральных неравенств вида

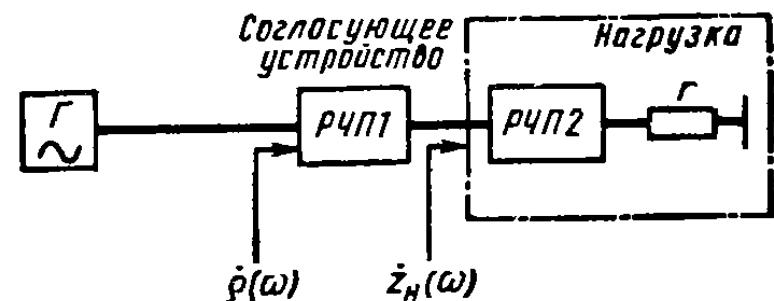


Рис. 5.19. Общая схема широкополосного согласования комплексной нагрузки

$$\int_0^{\infty} \ln [1/|\rho(\omega)|] F_i(\omega) d\omega \leq A_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots, N, \quad (5.22)$$

где $\rho(\omega)$ — коэффициент отражения на входе согласующего устройства; $F_i(\omega)$ — известные функции частоты, так называемые весовые функции, вид которых зависит от структуры четырехполюсника РЧП2 в эквивалентном представлении нагрузки; A_i — постоянные коэффициенты, определяемые номиналами реактивных элементов в РЧП2 и сопротивлением резистора r ; число интегральных неравенств N непосредственно связано с числом независимых реактивных элементов в эквивалентном представлении нагрузки.

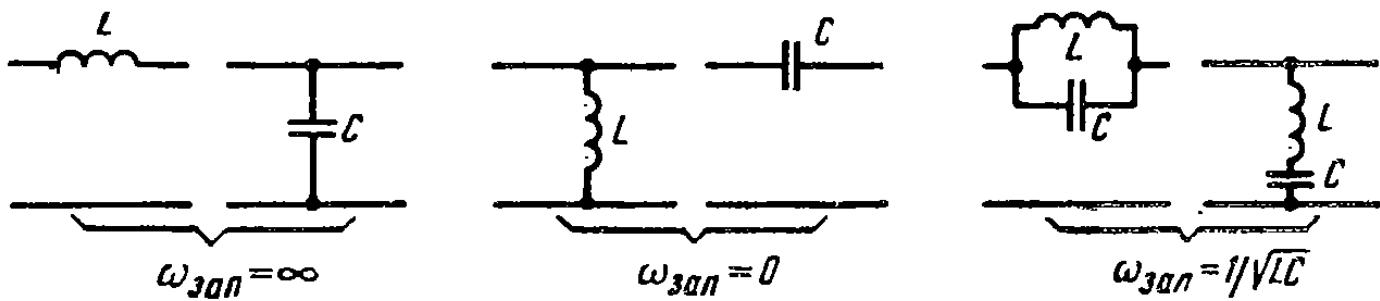


Рис. 5.20. Простейшие запирающие четырехполюсники

венных N непосредственно связано с числом независимых реактивных элементов в эквивалентном представлении нагрузки.

При геометрической интерпретации интегральные неравенства вида (5.22) представляют собой ограничения на площади, расположенные под функцией $\ln [1/|\rho(\omega)|]$ [с учетом различных весовых функций $F_i(\omega)$]. При изменении характеристик реактивного согласующего устройства вид функции $\rho(\omega)$ может существенно изменяться, однако ограничивающие ею площади [с весом $F_i(\omega)$] не могут превышать значений A_i .

Для простейшей комплексной нагрузки в виде последовательной rL -цепи (рис. 5.21, а) ограничения (5.22) сводятся к единственному неравенству

$$\int_0^{\infty} \ln \left[\frac{1}{|\rho(\omega)|} \right] d\omega \leq \frac{\pi r}{L}. \quad (5.23)$$

Исходя из этого неравенства можно установить вид оптимальной частотной характеристики $|\rho(\omega)|$, обеспечивающей максимальную полосу согласования при заданном допустимом КБВ $K_{\text{доп}} = (1 - |\rho_{\text{доп}}|)/(1 + |\rho_{\text{доп}}|)$. Очевидно, что в пределах полосы согласования от нулевой частоты до граничного значения $\omega_{\text{тр}}$ величина $\ln [1/|\rho(\omega)|]$ должна оставаться постоянной и равной $\ln [1/|\rho_{\text{доп}}|]$, а за пределами этой полосы функция $\ln [1/|\rho(\omega)|]$ должна быть равна нулю. Подобные оптимальные характеристики показаны на

рис. 5.21, б для двух значений: $\rho_{\text{доп1}} < \rho_{\text{доп2}}$. В предположении прямоугольного вида оптимальной частотной характеристики интеграл в (5.23) легко вычисляется и для оценки предельно возможной полосы согласования получаем формулу

$$\omega_{\text{гр}} = \frac{\pi r}{L \ln [(1 + K_{\text{доп}})/(1 - K_{\text{доп}})]},$$

где $K_{\text{доп}}$ — минимально допустимый КБВ.

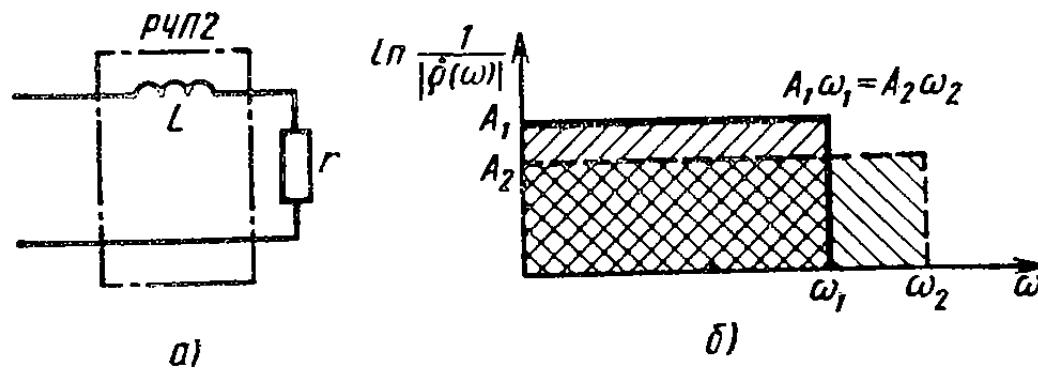


Рис. 5.21. НЧ-прототип простейшей комплексной нагрузки (а) и оптимальные частотные характеристики согласования (б)

Заменой частотной переменной (5.5) этот результат легко переносится на случай согласования резонансной нагрузки в виде последовательного колебательного контура с известной собственной добротностью $Q_0 = \omega_0 L / r$, где ω_0 — резонансная частота. Предполагая, что частотная характеристика КБВ в окрестности резонансной частоты имеет идеальную прямоугольную форму при ширине полосы согласования $\Delta\omega_c$ (рис. 5.22), находим

$$\frac{\Delta\omega_c}{\omega_0} = \frac{\pi}{Q_0 \ln [(1 + K_{\text{доп}})/(1 - K_{\text{доп}})]}.$$

Это соотношение показывает, что максимально возможная полоса согласования $\Delta\omega_c/\omega_0$ получается тем меньшей, чем выше добротность нагрузки Q_0 и допустимое значение КБВ. Например, при $Q_0 = 10$ и $K_{\text{доп}} = 0,7$ верхний предел полосы согласования составляет около 18,5 %. При $K_{\text{доп}} = 0,85$ он уменьшается примерно до 11 %. Формула, разумеется, справедлива и для нагрузки в виде параллельного колебательного контура.

Исследование ограничений на достижимую полосу частот согласования комплексных нагрузок показывает, что при расчете широкополосных согласующих цепей не следует стремиться к идеаль-

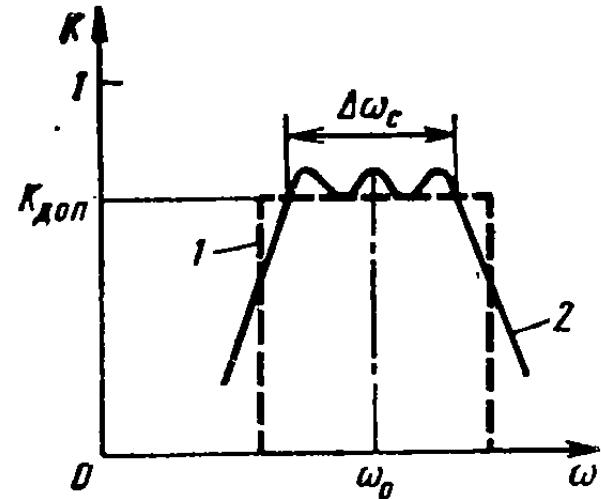


Рис. 5.22. Оптимальные частотные характеристики КБВ при согласовании:

1 — идеальная; 2 — реальная при чебышевской аппроксимации

ному согласованию в одной или нескольких точках заданной полосы частот. Действительно, наличие частот, в которых $\rho=0$, соответствует неэкономному использованию ограниченных значений интегралов в соотношениях вида (5.22). Чем большее число точек идеального согласования комплексной нагрузки достигнуто в нужной полосе частот, тем более глубоких провалов КБВ следует ожидать между ними. Напротив, для правильного решения задачи широкополосного согласования комплексной нагрузки следует стремиться равномерно распределять допустимое рассогласование в нужной полосе частот, за пределами этой полосы рассогласование должно быть возможно большим.

Синтез конкретных широкополосных согласующих цепей во многом напоминает задачу синтеза фильтров и обычно производится с использованием чебышевских частотных характеристик. Отличие состоит в том, что часть реактивных элементов в схеме замещения синтезируемой согласующей цепи принадлежит заданной нагрузке и поэтому имеет фиксированные номиналы. Номиналы остальных реактивных элементов согласующей схемы подбирают такими, чтобы они дополняли эквивалентное представление нагрузки до чебышевского фильтра (возможно, с дополнительным рассогласованием, как показано на рис. 5.22).

Глава 6

УПРАВЛЯЮЩИЕ И ФЕРРИТОВЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

§ 6.1. КЛАССИФИКАЦИЯ УПРАВЛЯЮЩИХ УСТРОЙСТВ СВЧ

Управляющие устройства позволяют регулировать амплитуды и фазы сигналов СВЧ или изменять пути их прохождения в трактах. В механических управляющих устройствах изменение параметров передачи сигналов происходит вследствие перемещения отдельных частей устройства. В электрических управляющих устройствах параметры тракта изменяются без каких-либо перемещений его частей под прямым воздействием электрических сигналов управления. Электрически управляемые устройства могут быть выполнены на коммутационных диодах СВЧ, подмагниченных ферритах, газовых разрядниках и сегнетоэлектрических элементах.

В зависимости от выполняемых функций можно выделить следующие управляющие устройства СВЧ.

Выключатели — четырехполюсники, обеспечивающие либо согласованную передачу сигнала со входа на выход (открытое состояние), либо отсутствие передачи сигнала (закрытое состояние или режим запирания). Режим запирания может быть реализован путем либо полного отражения сигнала, либо его поглощения.

Коммутаторы — многополюсники, имеющие один или несколько входов и ряд выходов. Сигналы, поданные на входы, поступают по одному или нескольким изменяемым при переключении каналам на выходы с минимальными потерями и при выполнении условий согласования.

Отражательные фазовращатели — двухполюсники с регулируемой фазой коэффициента отражения (плавно или ступеньками) при модуле коэффициента отражения, близком единице. В идеале отражательный фазовращатель представляет собой переменное реактивное сопротивление и может быть реализован в виде короткозамкнутого или разомкнутого шлейфа переменной длины.

Проходные фазовращатели — согласованные четырехполюсники, в идеале реактивные, обладающие переменной фазой коэффициента передачи. Проходные фазовращатели бывают плавными (с непрерывным изменением фазы) и ступенчатыми (дискретными), в которых фаза принимает ряд фиксированных значений, различающихся на постоянную величину $\Delta\phi$ — дискрет фазы.

Аттенюаторы — четырехполюсники, обеспечивающие плавное или дискретное изменение вносимого ослабления от минимального значения L_{min} до максимального значения L_{max} .

Ограничители мощности — саморегулирующиеся согласованные четырехполюсники, пропускающие слабые сигналы почти без ослабления и резко ограничивающие интенсивность сигналов, мощность которых превышает заданный пороговый уровень.

§ 6.2. МЕХАНИЧЕСКИЕ КОММУТАТОРЫ, ФАЗОВРАЩАТЕЛИ И АТТЕНЮАТОРЫ

В волноводных трактах часто применяют механические *выключатели* и *переключатели*. В простейшем выключателе (рис. 6.1, а) соединение между волноводами производится с помощью волноводного канала в поворотном металлическом роторе. Для надежно-

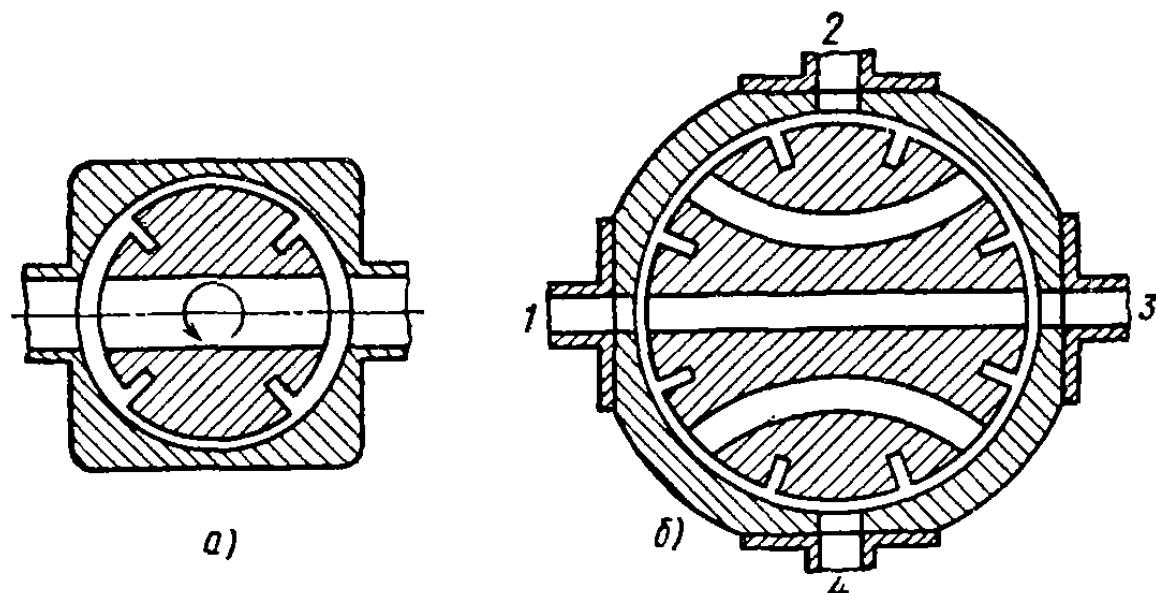


Рис. 6.1. Механические волноводные коммутаторы

го электрического контакта на боковой поверхности ротора выполняют дроссельные канавки (типа обычного дроссельного фланца). При повороте ротора на 90° волноводы закорачиваются поверхностью ротора, а дроссельные канавки препятствуют просачиванию сигнала по зазору между ротором и корпусом. В более сложном переключателе (рис. 6.1, б) ротор содержит три волноводных канала, допускающих четыре типа соединений между четырьмя входами.

В механических фазовращателях проходного типа изменение электрической дли-

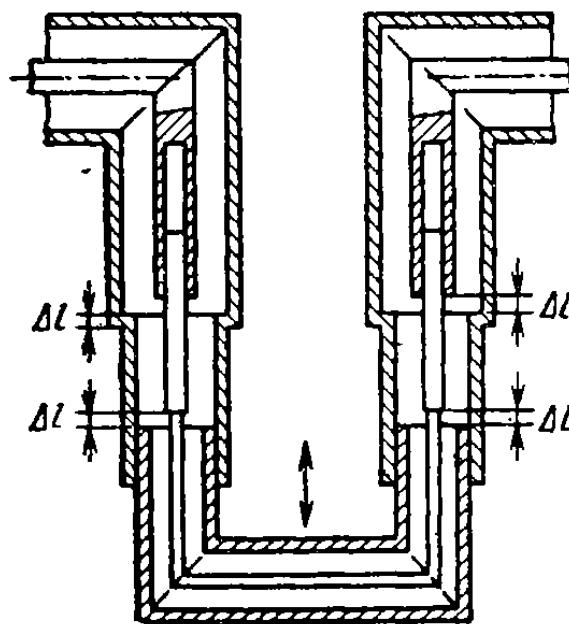


Рис. 6.2. Коаксиальный тромбонный фазовращатель

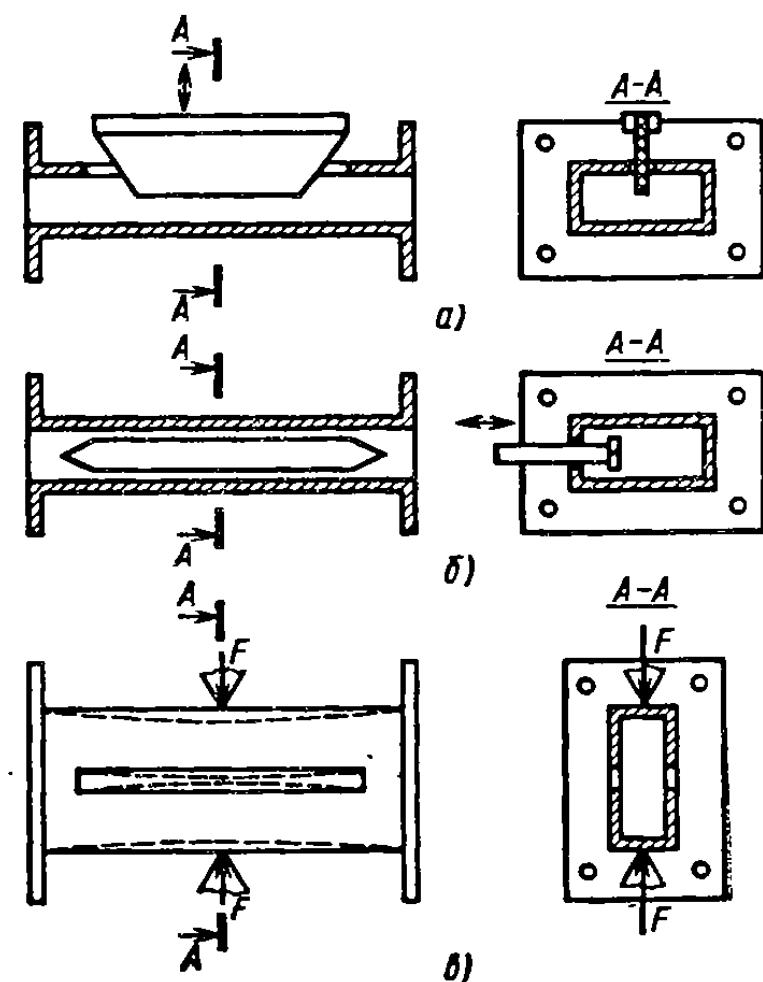


Рис. 6.3. Волноводные механические фазовращатели

ны отрезков линии передачи можно осуществлять, регулируя их геометрическую длину или изменения коэффициент фазы. Рассмотрим принцип действия механического фазовращателя, известного под названием «тромбон». Этот фазовращатель для жесткого коаксиального тракта показан на рис. 6.2. Для обеспечения согласования точки скользящих контактов во внутреннем и внешнем проворниках коаксиального волновода разнесены по длине линии, так что на всех стыкуемых между собой отрезках линии передачи сохраняется одинаковое отношение диаметров внешнего и внутреннего проводников, т. е. обеспечивается постоянное волновое сопротивление. Дополнительная компенсация отражений на стыках производится небольшим смещением ступенек Δl во внутреннем и внешнем коаксиальных проводниках.

Волноводные фазовращатели с изменением коэффициента фазы волны H_{10} прямоугольного волновода показаны на рис. 6.3. В конструкции на рис. 6.3, а диэлектрическую пластину погружают па-

ралльно силовым линиям E в прямоугольный волновод через неизлучающую щель в середине широкой стенки, что приводит к замедлению волны и увеличению запаздывания на выходе фазовращателя. Скосы на краях диэлектрической пластины играют роль плавных переходов, обеспечивающих согласование фазовращателя. Подбирая форму скосов, можно изменять вид зависимости вносимого фазового сдвига от глубины погружения пластины. В конст-

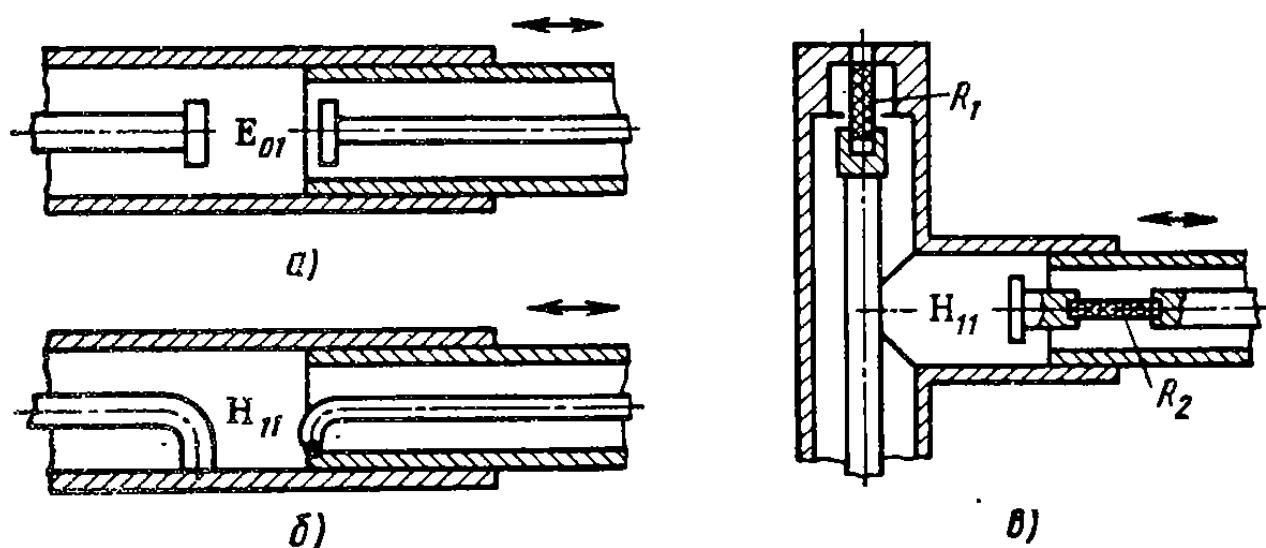


Рис. 6.4. Коаксиальные аттенюаторы на запредельных волноводах

рукции на рис. 6.3, б диэлектрическая пластина перемещается от края к центру волновода держателем, пропущенным через отверстие в боковой стенке волновода. При продвижении пластины в область большей концентрации поля E увеличиваются замедление волны в волноводе и запаздывание, вносимое фазовращателем. Края пластины скошены для уменьшения отражений. В конструкции на рис. 6.3, в волновод выполнен из упругого металла и в середине широких стенок прорезаны неизлучающие продольные щели. Под действием внешнего усилия F , приложенного к узким стенкам волновода, ширина волновода a изменяется, что приводит к изменению критической длины волны $\lambda_{\text{кр}}=2a$ и фазовой скорости волны H_{10} (сжатие волновода уменьшает запаздывание фазы).

Для создания *переменных аттенюаторов* обычно используют явление экспоненциального ослабления волн в запредельных волноводах. На рис. 6.4 показаны схемы коаксиальных аттенюаторов на основе отрезка круглого волновода переменной длины и малого диаметра, в котором волны всех типов являются нераспространяющимися. В схеме рис. 6.4, а в запредельном круглом волноводе возбуждается волна типа E_{01} с помощью емкостного зонда, а в схеме рис. 6.4, б — волна типа H_{11} с помощью петли связи. Ослабленные колебания этих волн принимаются на другом конце круглого волновода емкостным зондом или петлей связи, соединенными с коаксиальным волноводом. Ослабление аттенюаторов (дБ) на запредельных волноводах прямо пропорционально длине отрезка запредель-

ногого волновода и поэтому может быть изменено в широких пределах. Аттенюаторы по схемам рис. 6.4, *a*, *b* не согласованы, ослабление в них обусловлено отражениями от входов.

Для согласования входов в схемы запредельных аттенюаторов вводят поглощающие элементы. На рис. 6.4, *c* показан согласованный аттенюатор на запредельном волноводе с поглощающими резисторами. Центральный проводник входного коаксиального волновода, замкнутого на согласованную нагрузку R_1 , возбуждает в круглом волноводе бокового ответвления затухающую волну типа H_{11} , принимаемую на другом конце волновода индуктивным зондом. В цепь зонда включена поглощающая вставка R_2 , обеспечивающая согласование на выходе аттенюатора. Изменение ослабления происходит при изменении длины круглого волновода с помощью скользящего соединения во внешнем проводнике выходного коаксиального волновода.

В волноводных трактах применяют также волноводные аттенюаторы с поглощающими пластинками. По конструкции такие аттенюаторы аналогичны волноводным фазовращателям, показанным на рис. 6.3, но вместо диэлектрических пластин в них применяют пластины из поглощающего материала. При перемещении пластин в область волновода с большей напряженностью электрического поля увеличивается мощность, рассеиваемая в пластинах, и одновременно возрастает ослабление, вносимое аттенюаторами. Форма пластин определяет качество согласования входов и вид градиро-вочной кривой ослабления аттенюаторов.

§ 6.3. АНТЕННЫЕ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛИ НА ГАЗОВЫХ РАЗРЯДНИКАХ

Антенные переключатели применяют в импульсных РЛС при использовании общей антенны для передачи мощного импульса и для приема отраженных от целей сигналов. На время излучения импульса приемник должен быть отключен от тракта и защищен от действия мощного сигнала. В паузах между импульсами к антенне должен быть подключен приемник, а передатчик должен быть изолирован от тракта, чтобы не было ослабления принимаемых сигналов.

В большинстве антенных переключателей используют специальные электровакуумные приборы — *газовые разрядники*. Резонансный волноводный газовый разрядник — отражающий выключатель, показанный на рис. 6.5, представляет собой герметичный отрезок прямоугольного волновода, заполненный смесью паров воды с аргоном или водородом при низком давлении (10^2 — 10^4 Па). На входе и выходе разрядника установлены резонансные диафрагмы, герметизированные пластинками из стекла или керамики (так называемые «окна»). Внутри разрядника на средней линии широкой стенки волновода на расстоянии $\lambda_b/4$ один от другого и от окон связи располагаются конусные разрядные электроды, представляющие

собой при отсутствии разряда емкостные штыри. Разрядные электроды совмещают с согласующими индуктивными диафрагмами, дополняющими схемы замещения электродов до параллельных резонансных контуров. Для слабых проходящих сигналов разрядник представляет собой полосовой фильтр с четвертьвольновыми связями, имеющий относительную полосу пропускания 5—10%. Переключение разрядника на отражение сигнала происходит автоматически

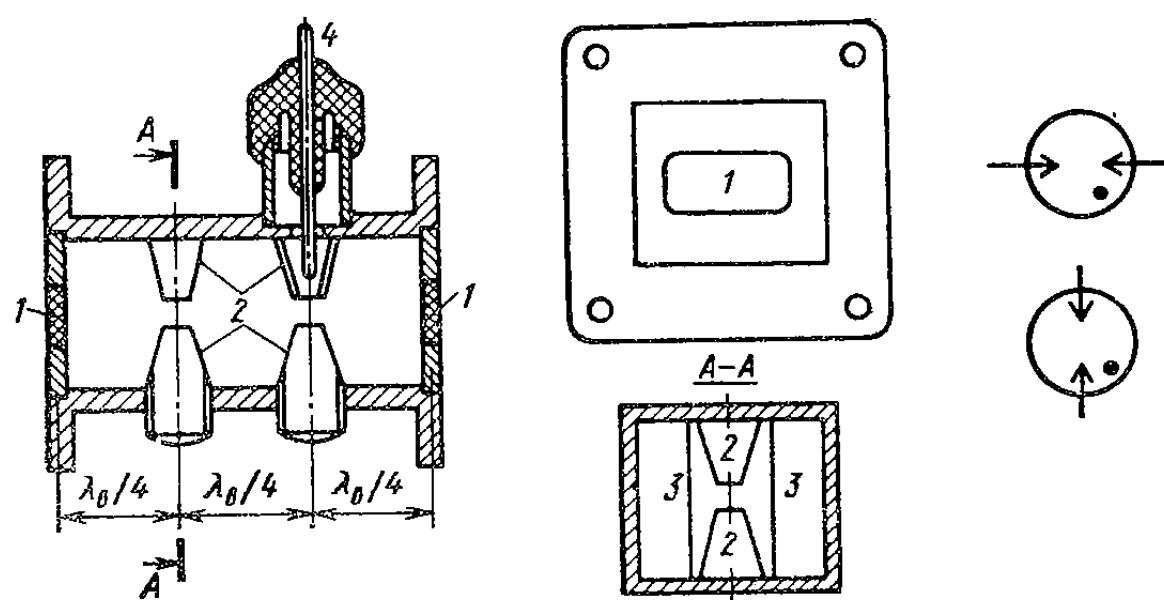


Рис. 6.5. Резонансный газовый разрядник и его условное обозначение:

1 — резонансные «окна»; 2 — конусные электроды; 3 — индуктивная диафрагма; 4 — электрод поджига

под действием мощного сигнала передатчика. Для уменьшения порога срабатывания внутри одного из электродов может создаваться слабый тлеющий разряд за счет тока управления. При появлении мощного импульса СВЧ возникает разряд между конусами с поджигающим электродом. Затем пробивается вторая пара разрядных электродов, оказавшаяся в пучности стоячей волны, после чего возникает разряд на входном окне, создающий короткое замыкание для импульса СВЧ в плоскости входного окна. Время включения резонансных разрядников порядка 10^{-8} с. При выключении мощного сигнала СВЧ происходит деионизация газа в разряднике и за время 10^{-5} — 10^{-6} с разрядник включается на пропускание сигнала.

На дециметровых и более длинных волнах применяются двухполюсные газовые разрядники — *разрядники-вставки* в виде стеклянных газонаполненных трубок с разрядными электродами. Такие разрядники включаются параллельно или последовательно в линию передачи и в совокупности с набором пассивных элементов тракта могут образовать устройство, эквивалентное рассмотренному резонансному разряднику.

Антенные переключатели могут быть собраны по ответвительной и по балансной схеме. *Ответвительный переключатель* (рис. 6.6, а) содержит разрядник защиты приемника в ответвлении приемника

и последовательно включенный разрядник-вставку в цепи передатчика. Чтобы устранить влияние канала приемника на работу передатчика и канала передатчика на работу приемника, точки включения разрядников защиты приемника и блокировки передатчика смещены от ответвления на расстояния соответственно $\lambda_b/4$ и $\lambda_b/2$. При генерации импульса передатчика оба разрядника пробиты и имеют малые сопротивления (практически короткое замыкание). Импульс передатчика проходит в антенну; канал приемника, закороченный разрядником защиты приемника, при этом играет роль четвертьволнового изолатора. При неработающем передатчике разрядник его блокировки разомкнут и высокое сопротивление этого разрядника трансформируется через отрезок линии передачи длиной $\lambda_b/2$ в условие холостого хода в точке параллельного разветвления; канал передатчика не шунтирует тракт приемника.

Антенные переключатели ответвительного типа имеют следующие недостатки: разнотипные разрядники, заметное ослабление мощности при передаче, недостаточно высокая развязка приемника от передатчика, ограниченная широкополосность.

Эти недостатки устраниены в *балансных антенных переключателях* (рис. 6.6, б), содержащих два направленных ответвителя с равным делением мощности, пары связанных входов которых соединены между собой отрезками линии передачи с включенными в них резонансными разрядниками. Рассматривая прохождение сигналов в этих схемах при включенных и выключенных разрядниках с учетом свойств 3-дБ направленных ответвителей (см. примеры 2 и 3 § 4.8), можно убедиться в том, что:

- 1) мощность импульса передатчика делится первым ответителем пополам и поджигает разрядники; отраженные от разрядников импульсы вновь проходят через первый ответитель и суммируются в антенне. Ко входу первого ответителя, соединенному с передатчиком, отраженные импульсы поступают в противофазе и компенсируются, так что в канале передатчика нет отраженной волны;

- 2) колебания, просочившиеся через резонансные разрядники в режиме передачи, суммируются вторым направленным ответителем на выходе с согласованной нагрузкой и взаимно компенсируются на выходе, соединенном с приемником;

- 3) при неработающем передатчике сигналы, принятые антенной, свободно проходят через разрядники и суммируются в приемнике.

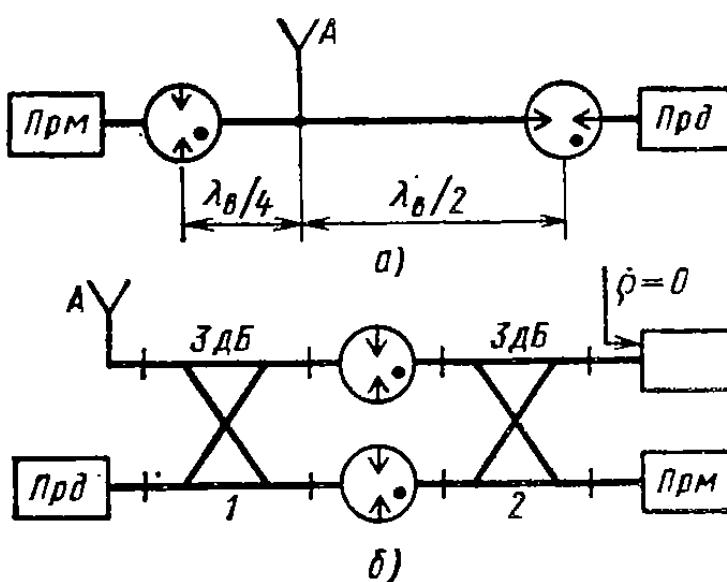


Рис. 6.6. Ответвительная (а) и балансная (б) схемы антенных переключателей

ослабление мощности при передаче, недостаточно высокая развязка приемника от передатчика, ограниченная широкополосность.

Эти недостатки устраниены в *балансных антенных переключателях* (рис. 6.6, б), содержащих два направленных ответвителя с равным делением мощности, пары связанных входов которых соединены между собой отрезками линии передачи с включенными в них резонансными разрядниками. Рассматривая прохождение сигналов в этих схемах при включенных и выключенных разрядниках с учетом свойств 3-дБ направленных ответвителей (см. примеры 2 и 3 § 4.8), можно убедиться в том, что:

- 1) мощность импульса передатчика делится первым ответителем пополам и поджигает разрядники; отраженные от разрядников импульсы вновь проходят через первый ответитель и суммируются в антенне. Ко входу первого ответителя, соединенному с передатчиком, отраженные импульсы поступают в противофазе и компенсируются, так что в канале передатчика нет отраженной волны;

- 2) колебания, просочившиеся через резонансные разрядники в режиме передачи, суммируются вторым направленным ответителем на выходе с согласованной нагрузкой и взаимно компенсируются на выходе, соединенном с приемником;

- 3) при неработающем передатчике сигналы, принятые антенной, свободно проходят через разрядники и суммируются в приемнике.

нике; в балластную нагрузку сигналы приходят в противофазе и компенсируются, так что потеря при приеме сигнала нет;

4) канал передатчика при работе на прием изолирован от приемного тракта согласно свойству развязки направленного ответвителя.

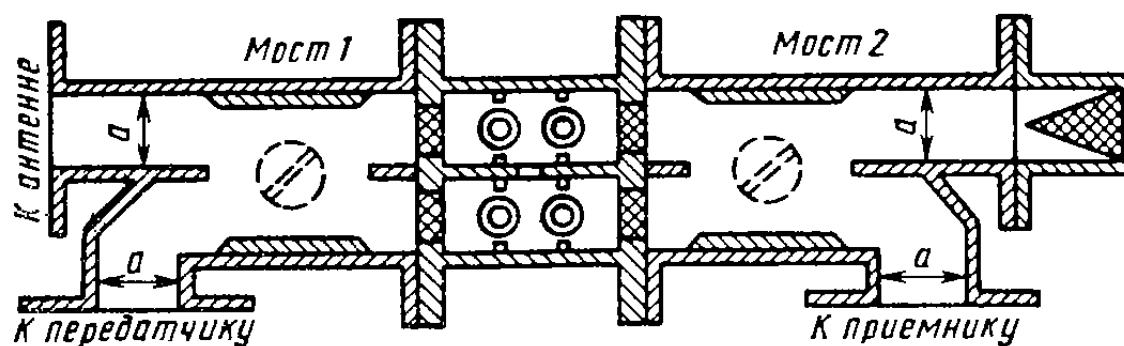


Рис. 6.7. Балансный переключатель на двух щелевых мостах

теля. Вследствие направленности ответвителей балансные переключатели увеличивают развязку входа приемника от выхода передатчика на 7—10 дБ.

На рис. 6.7 показан эскиз конструкции балансного антенного переключателя с использованием щелевых мостов и сдвоенного резонансного разрядника. Газовое наполнение в каналах сдвоенного разрядника одинаковое благодаря отверстию в общей стенке. Рабочие характеристики каналов сдвоенного разрядника практически идентичны, что повышает качество работы антенного переключателя как при передаче, так и при приеме.

§ 6.4. КОММУТАЦИОННЫЕ ДИОДЫ СВЧ

Коммутационные диоды позволяют управлять прохождением колебаний в трактах СВЧ при импульсной мощности до 100 кВт и при средней мощности до 1 кВт. В наиболее распространенных *p-i-n*-диодах (рис. 6.8) сильнолегированные торцевые *p*- и *n*-слои полупроводниковой пластинки разделены высокоомной областью *i* с электропроводностью собственного типа (эту область обычно называют *базой* диода). Торцевые поверхности диода диаметром около 1 мм, прилегающие к *p*- и *n*-слоям, металлизируют и используют в качестве выводов. При нулевом или обратном напряжении смещения на диоде контактные разности потенциалов *p-i*- и *i-n*-переходов препятствуют проникновению свободных носителей заряда из *p*- и *n*-областей в базу диода и диод обладает большим сопротивлением (единицы или десятки килоом). Вследствие значительной толщины базы (несколько сотен микрометров) диод оказывается инерционным элементом. При подаче колебаний СВЧ на закрытый *p-i-n*-диод не наблюдается эффекта выпрямления, так как за положительный полупериод колебаний в базе диода не успева-

ют накопиться свободные носители заряда. Закрытый *p-i-n*-диод при обратном напряжении смещения и даже без него может выдерживать без проявления свойств нелинейности напряжения СВЧ до 10^3 В. Поэтому схему замещения закрытого *p-i-n*-диода (рис. 6.8, б) представляют в виде или параллельного соединения большого (несколько килоом) активного сопротивления R и общей емкости диода $C_i = 0,3 \div 1 \text{ пФ}$, или последовательного соединения небольшого (несколько ом) активного сопротивления r_- , учитываю-

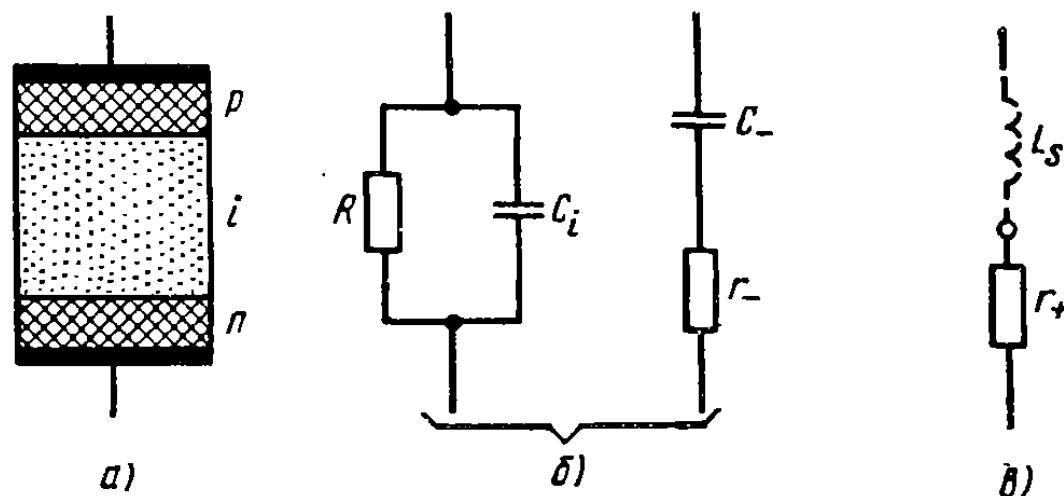


Рис. 6.8. Диод типа *p-i-n* и его схемы замещения:

а — устройство диода; *б* — диод в закрытом состоянии; *в* — диод в открытом состоянии

щего потери, и емкости базы C_- . При подаче на диод положительного управляющего смещения 1—2 В полупроводниковые переходы отпираются, база диода заполняется свободными носителями заряда — дырками из *p*-слоя и электронами из *n*-слоя — и сопротивление базы резко уменьшается. Для поддержания малого сопротивления базы необходим постоянный ток 1—200 мА, возмещающий потери носителей заряда из-за рекомбинации электронов и дырок. Открытый диод способен пропускать токи СВЧ до 100 А при сохранении низкого сопротивления, так как отрицательная полуволна колебания СВЧ не успевает вытянуть из базы диода часть пространственного заряда. Схема замещения открытого *p-i-n*-диода состоит из единственного активного сопротивления r_+ (несколько ом), однако при наличии корпуса в эту схему иногда добавляют небольшую индуктивность вывода L_s (рис. 6.8, в).

Инерционность *p-i-n*-диодов ограничивает их быстродействие по управлению. Время включения диода, определяемое скоростью заполнения *i*-слоя носителями заряда, составляет 0,1—1 мкс. Время перехода диода в закрытое состояние, обусловленное вытягиванием запасенного заряда из *i*-слоя, значительно больше. Изготавливают такие диоды из монокристаллического кремния методом диффузии примесей или их внесением методом ионной бомбардировки. Примеры конструктивного оформления *p-i-n*-диодов показаны на рис. 6.9.

Помимо *p-i-n*-диодов в управляющих устройствах СВЧ применяют также коммутационные *p-n*-диоды и вариакапы.

О трансформации сопротивлений коммутационных диодов. Коммутационные диоды (а также любые другие управляющие двухполюсники) обычно включают в схемы устройств СВЧ через трансформирующие четырехполюсники. Двум возможным состояниям диода 1 и 2 соответствуют комплексные входные сопротивления $\dot{z}' = r' + jx'$ и $\dot{z}'' = r'' + jx''$, образующие так называемую *пару сопротивлений*.

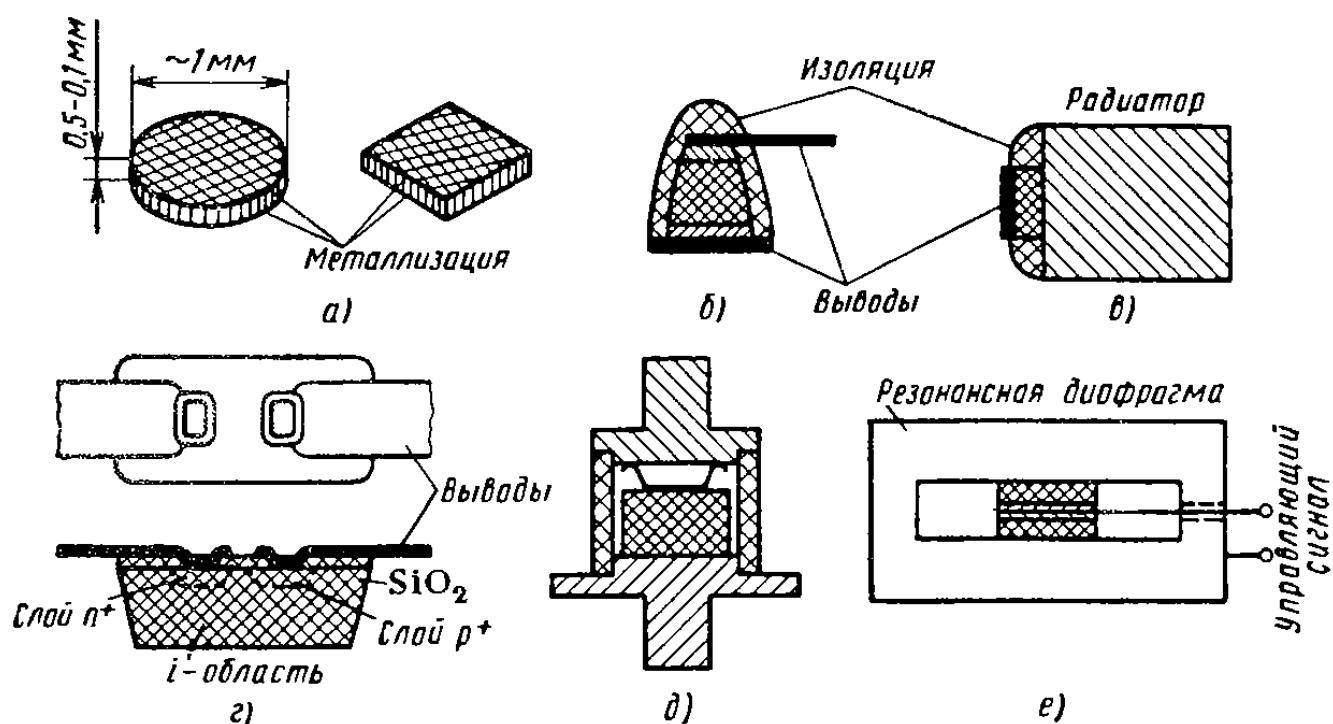


Рис. 6.9. Разновидности *p-i-n*-диодов:

a, б — бескорпусные диоды; в — днод с металлическим радиатором; г — поверхностью ориентированный диод; д — в металлокерамическом корпусе; е — сдвоенный диод в резонансной диафрагме

тиялений. Пусть произвольный коммутационный двухполюсник с парой сопротивлений (\dot{z}', \dot{z}'') образует нагрузку некоторого пассивного четырехполюсника с матрицей передачи \mathbf{A} . Двум состояниям нагрузки 1 и 2 соответствуют входные сопротивления четырехполюсника, определяемые по формуле (4.2)

$$\dot{z}_i' = (\dot{a}\dot{z}' + \dot{b}) / (\dot{c}\dot{z}' + \dot{d}), \quad \dot{z}_i'' = (\dot{a}\dot{z}'' + \dot{b}) / (\dot{c}\dot{z}'' + \dot{d})$$

и образующие *трансформированную пару сопротивлений* (\dot{z}_i', \dot{z}_i'').

Оказывается, что пары сопротивлений (или проводимостей) на входе и на выходе трансформирующего четырехполюсника обладают следующим свойством: *мера различия пары сопротивлений* (или проводимостей), *определенная формулой*

$$M_z(\dot{z}_i', \dot{z}_i'') = |\dot{z}_i' - \dot{z}_i''| / |\dot{z}_i' + \dot{z}_i''|,$$

остается неизменной при трансформации пары через произвольный реактивный четырехполюсник.

Для доказательства этого утверждения достаточно с помощью матриц \mathbf{A} , приводимых на рис. 42, проверить, что мера M_z остается неизменной при трансформации через элементарные реактивные четырехполюсники, например последовательное или параллельное реактивное сопротивление в линии передачи, стык двух линий передачи, идеальный четвертьволновый трансформатор. Поскольку реактивный четырехполюсник на заданной частоте может быть представлен в виде каскадного соединения нескольких (не менее трех) элементарных четырехполюсников, инвариантность меры M_z при трансформации через реактивный четырехполюсник является доказанной.

Установим теперь следующую лемму: *любой коммутационный двухполюсник с парой сопротивлений (\dot{z}', \dot{z}'') с помощью реактивного трансформирующего четырехполюсника может быть на заданной частоте преобразован в канонический коммутационный элемент с парой чисто активных сопротивлений (r, Kr) , где $K > 1$ — вещественный параметр качества пары.*

Для доказательства леммы укажем один из способов построения трансформирующего четырехполюсника. Присоединим к коммутационному двухполюснику какое-либо узкополосное реактивное согласующее устройство (см. § 1.7) и подберем два его независимых параметра так, чтобы идеально согласовать одно из сопротивлений пары, например \dot{z}' . На входе согласующего устройства возникнет пара сопротивлений $(1, \dot{z}_1'')$, причем сопротивление \dot{z}_1'' может быть определено по формуле трансформации (4.2), в которую следует подставить сопротивление нагрузки z'' и параметры матрицы \mathbf{A} согласующего устройства. Передвинем плоскость отсчета фаз на входе согласующего устройства в пучность распределения напряжения для состояния коммутационного двухполюсника z_1'' . В пучности пары сопротивлений приобретает вид $(1, K)$, где $K > 1$ — КСВ входной линии при состоянии нагрузки \dot{z}_1'' . Применяя четвертьволновый трансформатор с волновым сопротивлением $\sqrt{\frac{r}{K}}$, приведем пару сопротивлений $(1, K)$ к сформулированному в лемме каноническому виду (r, Kr) . Итак, лемма доказана.

Так как построенный при доказательстве леммы реактивный трансформирующий четырехполюсник сохраняет значение меры M_z , оказывается справедливым равенство $(\dot{z}' - \dot{z}'') / (\dot{z}' + \dot{z}''^*) = (K - 1) / (K + 1)$, которое после тождественных преобразований приводит к формуле для параметра качества:

$$K = \frac{\sqrt{(r' + r'')^2 + (x' - x'')^2} + \sqrt{(r' - r'')^2 + (x' - x'')^2}}{\sqrt{(r' + r'')^2 + (x' - x'')^2} - \sqrt{(r' - r'')^2 + (x' - x'')^2}}.$$

Этой формулой удобно пользоваться для оценки параметра качества по измеренным сопротивлениям коммутационного диода в двух рабочих состояниях. По физическому смыслу параметр качества представляет собой КСВ на входе реактивного трансформирующего четырехполюсника в состоянии нагрузки 2 при условии,

что четырехполюсник идеально согласует нагрузку в состоянии 1. Коммутационный двухполюсник с чисто реактивным сопротивлением хотя бы в одном из двух состояний обладает бесконечным параметром качества.

Для переключающих *p-i-n*-диодов на сантиметровых и дециметровых волнах характерно значение параметра качества $10^3 - 10^4$. Параметр качества является универсальной характеристикой, позволяющей сравнивать переключающие свойства управляющих элементов различной природы. Именно этот параметр определяет наименьший достижимый уровень вносимого ослабления мощности в управляющих устройствах СВЧ с неидеальными коммутационными элементами.

§ 6.5. ВЫКЛЮЧАТЕЛИ СВЧ НА КОММУТАЦИОННЫХ ДИОДАХ

Простейший выключатель содержит один коммутационный элемент с парой сопротивлений (r, Kr) , установленный параллельно или последовательно в линию передачи (рис. 6.10, *a*, *б*), причем сопротивление должно быть подобрано в соответствии с неравенства-

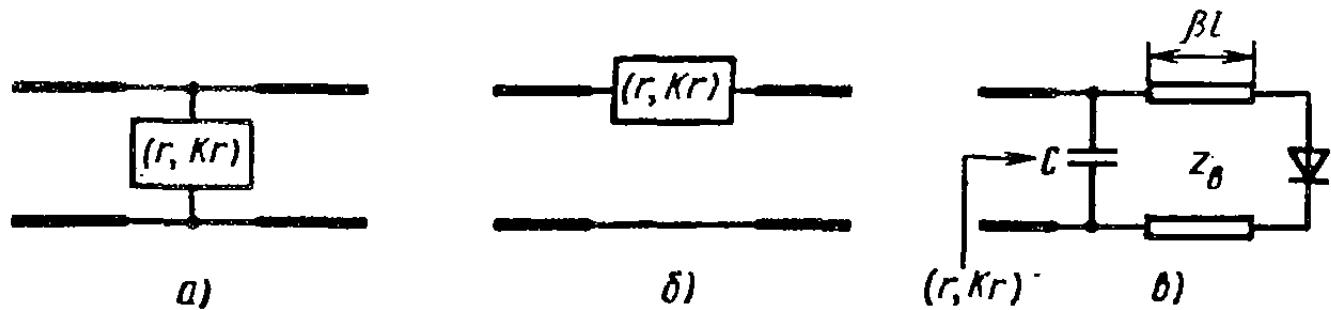


Рис. 6.10. Схемы простейших диодных выключателей СВЧ:

а — параллельная; *б* — последовательная; *в* — схема коммутационного элемента

ми $r \ll 1$, $Kr \gg 1$. Ослабление мощности в параллельном выключателе в двух состояниях коммутационного элемента определяется формулами

$$L_s = 1/|\dot{s}'_{21}|^2 = [1 + 1/(2r)]^2; \quad L_n = 1/|\dot{s}''_{21}|^2 = [1 + 1/(2Kr)]^2,$$

где \dot{s}'_{21} и \dot{s}''_{21} — элементы матрицы рассеяния выключателя при двух состояниях коммутационного элемента (закрытое и открытое, или состояние пропускания). Для вывода этих формул можно воспользоваться последней матрицей \mathbf{A} из рис. 4.2 с последующим использованием формул перехода (4.5) от матрицы \mathbf{A} к матрице \mathbf{S} .

Ослабления L_s и L_n не являются независимыми величинами — между ними существует связь

$$(V L_s - 1)/(V L_n - 1) = K. \quad (6.1)$$

Таким образом, параметр качества коммутационного элемента действительно определяет предельно достижимые характеристики

выключателя: лишь одна из величин L_3 или L_n при расчете выключателя может быть задана произвольно, а другая величина жестко связана с первой соотношением (6.1). Значения величин L_3 и L_n можно изменять путем подбора величины r . Например, выключатель может управлять максимальной мощностью СВЧ, если в каждом его состоянии одинаковы мощности потерь в коммутационном элементе. Можно показать, что это требование удовлетворяется при $r=1/(2\sqrt{K})$ и вносимые ослабления оптимизированного таким образом выключателя составляют $L_3=(1+\sqrt{K})^2$, $L_n=(1+1/\sqrt{K})^2$.

При $K=10^3$ это дает $L_3=30,3$ дБ и $L_n=0,27$ дБ. Аналогичные результаты имеют место и для выключателя по последовательной схеме.

Примером конструктивной реализации выключателя для прямоугольного волновода с волной H_{10} является резонансная диафрагма со спаренным $p-i-n$ -диодом (см. рис. 6.9, e). Открытые диоды закорачивают диафрагму и переводят выключатель в состояние максимального ослабления. При закрытых диодах их собственные емкости компенсируются укорочением щели диафрагмы и выключатель обладает минимальным ослаблением. Тонкий проводник управления диодами проходит вдоль щели перпендикулярно силовым линиям поля E в диафрагме и поэтому практически не оказывает влияния на функционирование выключателя на высокой частоте.

Электрические параметры выключателей СВЧ (вносимые ослабления в двух состояниях и допустимая мощность) могут быть улучшены при использовании более сложных схем, содержащих несколько коммутационных элементов, разнесенных вдоль линии передачи. Диодные выключатели успешно применяются в схемах переключателей (см. рис. 6.6) вместо газовых разрядников или в сочетании с ними.

§ 6.6. ДИСКРЕТНЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ НА КОММУТАЦИОННЫХ ДИОДАХ

Отражательные фазовращатели. В качестве прототипа двухпозиционного отражательного фазовращателя обычно используют схему рис. 6.10, в, в которой параметры реактивного трансформирующего четырехполюсника выбираются из следующих условий: 1) разность фаз входных коэффициентов отражения в двух состояниях диода должна быть равна заданному дискрету фазы: $\Delta\phi = |\phi_2 - \phi_1|$; 2) модули коэффициентов отражения (ρ' и ρ'') в двух состояниях диодов должны быть равны между собой и как можно меньше отличаться от единицы — это так называемая *оптимизация фазовращателя по потерям*.

Омические потери в отражательном фазовращателе принято оценивать вносимым ослаблением, $L=1/\rho^2$. Анализ показывает, что

при равенстве модулей коэффициентов отражения $\rho' = \rho''$ вносимое ослабление оказывается равным

$$L = 1 + \frac{4}{VK} \left| \sin \frac{\Delta\varphi}{2} \right|, \quad (6.2)$$

т. е. не зависит от параметров реактивного трансформирующего четырехполюсника и определяется только заданным дискретом фазы и параметром качества диода. Заметим, что канонический коммутационный элемент с парой сопротивлений (r, Kr) можно рассматривать как отражательный фазовращатель с дискретом фазы π .

Многопозиционные отражательные фазовращатели часто выполняют в виде отрезка линии передачи, шунтированного в ряде се-

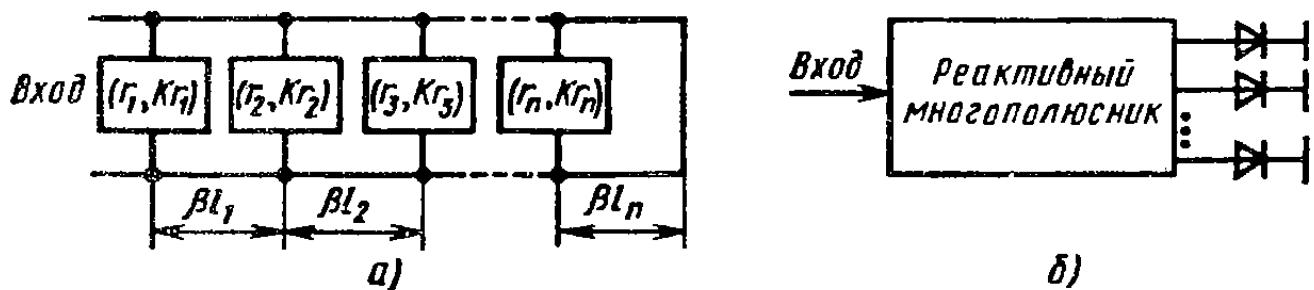


Рис. 6.11. Многопозиционные отражательные фазовращатели

чений каноническими коммутационными элементами (рис. 6.11, а), один из коммутационных элементов с низким сопротивлением ($r \ll 1$) «закорачивает» линию передачи, а остальные коммутационные элементы имеют высокие сопротивления ($Kr \gg 1$) и не оказывают влияния на фазу коэффициента отражения. При переключении коммутационных элементов изменяется положение плоскости короткого замыкания в линии передачи и фаза коэффициента отражения.

Существуют и другие схемы многопозиционных отражательных фазовращателей, которые сводятся к следующему прототипу (рис. 6.11, б): в реактивном $2N$ -полюснике один из входов является входом фазовращателя, а остальные $N-1$ входов нагружаются на коммутационные диоды. Независимые параметры многополюсника подбирают таким образом, чтобы определенной комбинации открытых и закрытых состояний диодов соответствовало одно из дискретных состояний фазы коэффициента отражения.

Проходные фазовращатели должны обеспечивать заданную разность фаз коэффициентов передачи $\Delta\varphi = |\varphi_2 - \varphi_1|$ в двух состояниях при условии согласования входов и при минимальном вносимом ослаблении мощности.

Одним из простейших является проходной диодный фазовращатель на переключаемых отрезках линии передачи (рис. 6.12, а). Изменение фазы коэффициента передачи на $\Delta\varphi = \beta(l_2 - l_1)$ происходит в результате изменения пути прохождения колебаний — по отрезку l_2 или по отрезку l_1 , — осуществляемого диодными выключателями. Анализ показывает, что вносимое ослабление в таком фазовраща-

теле при использовании диодов с параметром качества $K > 100$ мало зависит от величины $\Delta\phi$, примерно одинаково в каждом фазовом состоянии и определяется выражением $L = 1/|\dot{s}_{21}|^2 \approx 1 + 4/VK$, т. е. соответствует максимальному значению ослабления, даваемого формулой (6.2). Поэтому проходные фазовращатели на переключаемых отрезках линии передачи невыгодны при малых фазовых сдвигах.

Наиболее распространеными в трактах СВЧ являются проходные фазовращатели *мостового типа*. Они образуются включением двух идентичных отражательных фазовращателей на коммутационных диодах во взаимно развязанные выходы моста СВЧ (см. рис. 4.20, а). Принцип работы мостовых фазовращателей был рассмотрен в § 4.8 (см. пример 3). Рабочие характеристики (фазовые сдвиги и вносимые ослабления) определяются соответственно изменениями фаз коэффициентов отражения применяемых отражательных фазовращателей и модулями их коэффициентов отражения. При использовании оптимизированных двухступенчатых отражательных фазовращателей вносимое ослабление мостового

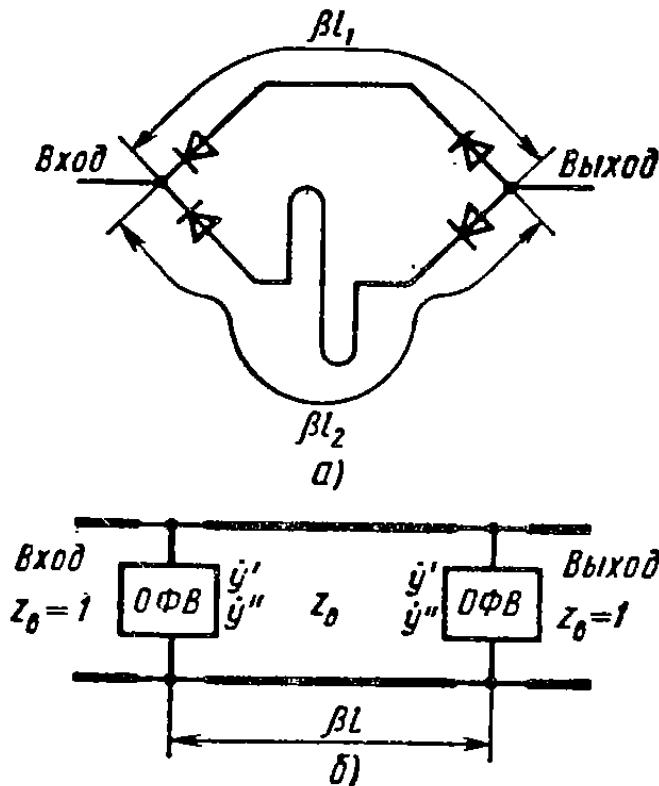


Рис. 6.12. Двухпозиционные проходные фазовращатели:

а — на переключаемых отрезках линии передачи; *б* — в виде нагруженной линии передачи

фазовращателя определяется формулой (6.2). Неидентичность *p-i-n*-диодов и неидеальность характеристик моста нарушают согласование мостового фазовращателя и приводят к добавочному ослаблению и фазовым ошибкам.

Проходной фазовращатель в виде нагруженной линии передачи (рис. 6.12, б). Основными параметрами этой компактной схемы являются шунтирующие проводимости отражательных фазовращателей (ОФВ) в двух состояниях ($\dot{y}', \dot{y}'' \approx j(b', b'')$, а также электрическая длина βl и волновое сопротивление отрезка линии передачи между ними. Подбор этих параметров производится по условиям согласования входа фазовращателя в двух состояниях при обеспечении требуемого скачка фазы коэффициента передачи $\Delta\phi$. Практически интересен «симметричный» случай $b' = -b''$, когда обеспечиваются почти одинаковые полосы пропускания в двух состояниях и наилучшая широкополосность. Номиналы элементов схемы определяются по формулам

$$b' = \operatorname{tg}(\Delta\phi/2), \quad \beta l = \pi/2, \quad z_b = \cos(\Delta\phi/2).$$

Вносимое ослабление, возникающее из-за конечного качества коммутационных диодов,

$$L = 1 + \frac{4}{VK} \left| \operatorname{tg} \frac{\Delta\varphi}{2} \right|$$

имеет более резкую зависимость от фазового сдвига по сравнению с формулой (6.2) (здесь в формуле для L вместо синуса присутствует тангенс). Поэтому проходные фазовращатели в виде нагруженной линии передачи невыгодно применять при больших фазовых сдвигах: $\Delta\varphi > \pi/2$.

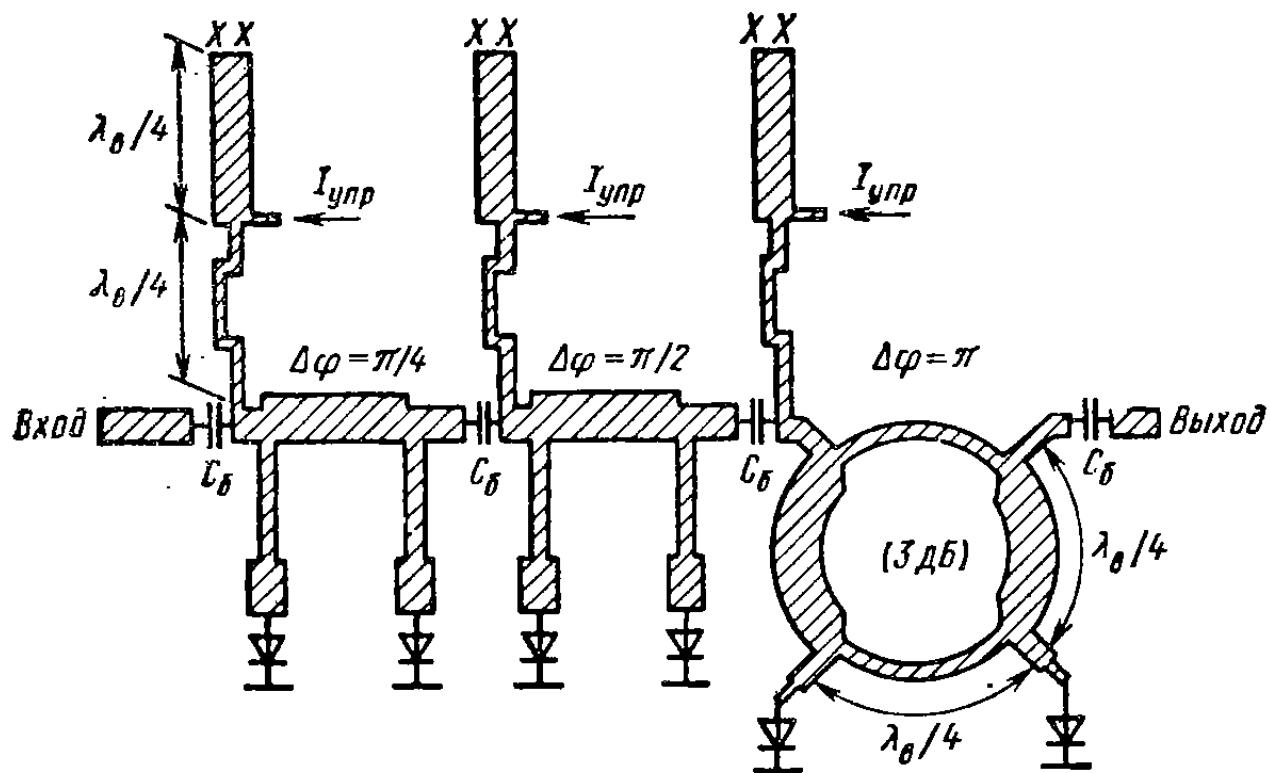


Рис. 6.13. Рисунок микрополосковой платы трехразрядного бинарного фазовращателя СВЧ на $p-i-n$ -диодах (C_b — блокировочная емкость)

Многоступенчатые проходные фазовращатели. Существуют различные способы их выполнения. В фазовращателях мостового типа число фазовых состояний можно увеличить, применяя многопозиционные отражательные фазовращатели (см. рис. 6.11, а). Фазовращатель на переключаемых отрезках линии передачи может содержать не два, а большее число переключаемых отрезков.

Многопозиционный проходной фазовращатель чаще всего выполняют в виде каскадной цепочки двухпозиционных фазовращателей. Если каскады одинаковы и их число равно числу требуемых состояний фазы, то схема неоптимальна по суммарному вносимому ослаблению, но ее достоинство в том, что мощность потерь распределяется поровну между диодами и фазовращатель пропускает увеличенную мощность.

Более экономный по числу диодов многопозиционный фазовращатель выполняется по *бинарному принципу* в виде каскадного

соединения p проходных секций, первая из которых дает дискрет фазы π , вторая $\pi/2$, третья $\pi/4$ и т. д. Общее число фазовых состояний получается равным 2^p , что обеспечивает перекрытие фазы $0-2\pi$ с дискретом, определяемым секцией, дающей наименьший фазовый сдвиг. Бинарный проходной фазовращатель при оптимизации дает минимальное вносимое ослабление, но диоды в нем работают в неравных условиях, что снижает допустимую пропускаемую мощность. Бинарный фазовращатель может состоять из разнотипных двухпозиционных секций. Секция с фазовым сдвигом π или $\pi/2$ обычно выполняется по мостовой схеме (для уменьшения вносимого ослабления), а секции с малыми фазовыми сдвигами — в виде более простых фазовращателей в виде нагруженной линии передачи. Рисунок микрополосковой платы трехразрядного проходного фазовращателя показан на рис. 6.13. Эта конструкция является примером гибридной интегральной микросхемы СВЧ. Характерным свойством гибридных микросхем является наличие навесных элементов — диодов, блокировочных емкостей и др. Проходной фазовращатель по схеме рис. 6.13 обеспечивает точность установки фазовых сдвигов $5-8^\circ$ в полосе частот $5-10\%$ при вносимом ослаблении $1,0-1,5$ дБ и входном КСВ не выше 1,3.

§ 6.7. ФЕРРИТОВЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

Феррит — магнитодиэлектрический материал ($\epsilon_r=5-16$, $\operatorname{tg}\delta=10^{-2} \div 10^{-3}$) с кристаллической структурой, обладающий гиromагнитными свойствами, обусловленными особым поведением электронов в атомах кристаллической решетки. Различают три разновидности кристаллических структур ферритов: структуру *шпинели* с формулой $\text{Me}^{II}\text{O}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$, где Me^{II} — ион двухвалентного металла (Ni, Mn, Cu, Co, Mg и др.), структуру *граната* ($3\text{Y}_2\text{O}_3\cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$ — железоиттриевый гранат) и *гексагональную* структуру. Ферриты могут быть поликристаллическими и монокристаллическими. Производство поликристаллических ферритов осуществляют по технологии, характерной для керамики: смесь оксидов с пластификатором формуют в полуфабрикаты, которые затем обжигают при температуре $1000-1400^\circ\text{C}$. Ферритовые монокристаллы выращивают по технологии, сходной с технологией изготовления полупроводниковых материалов. Наиболее часто применяются образцы ферритов в форме стержней круглой или прямоугольной формы, пластинок и дисков, а также отполированных сфер небольшого диаметра (около 1 мм) из монокристаллов.

В ферритовых устройствах СВЧ используются *гиромагнитные свойства*, проявляющиеся при одновременном воздействии на ферритовый образец постоянного и высокочастотного магнитных полей. При таком воздействии связь высокочастотных векторов напряженности магнитного поля $\mathbf{H}_{\text{вч}}$ и магнитной индукции $\mathbf{B}_{\text{вч}}$ приобретает сложный характер, описываемый тензором магнитной проницаемо-

сти (μ). Если ориентировать постоянное подмагничивающее поле H_0 вдоль оси z декартовой системы координат, эта связь принимает вид

$$\mathbf{B}_{\text{вч}} = (\mu) \mathbf{H}_{\text{вч}}, \quad (\mu) = \begin{bmatrix} \dot{\mu} & -j\dot{k} & 0 \\ j\dot{k} & \dot{\mu} & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\mu}_0 \end{bmatrix}.$$

Компоненты тензора $\dot{\mu} = \mu' + j\mu''$ и $k = k' + jk''$ являются комплексными величинами, и их зависимости от напряженности подмаг-

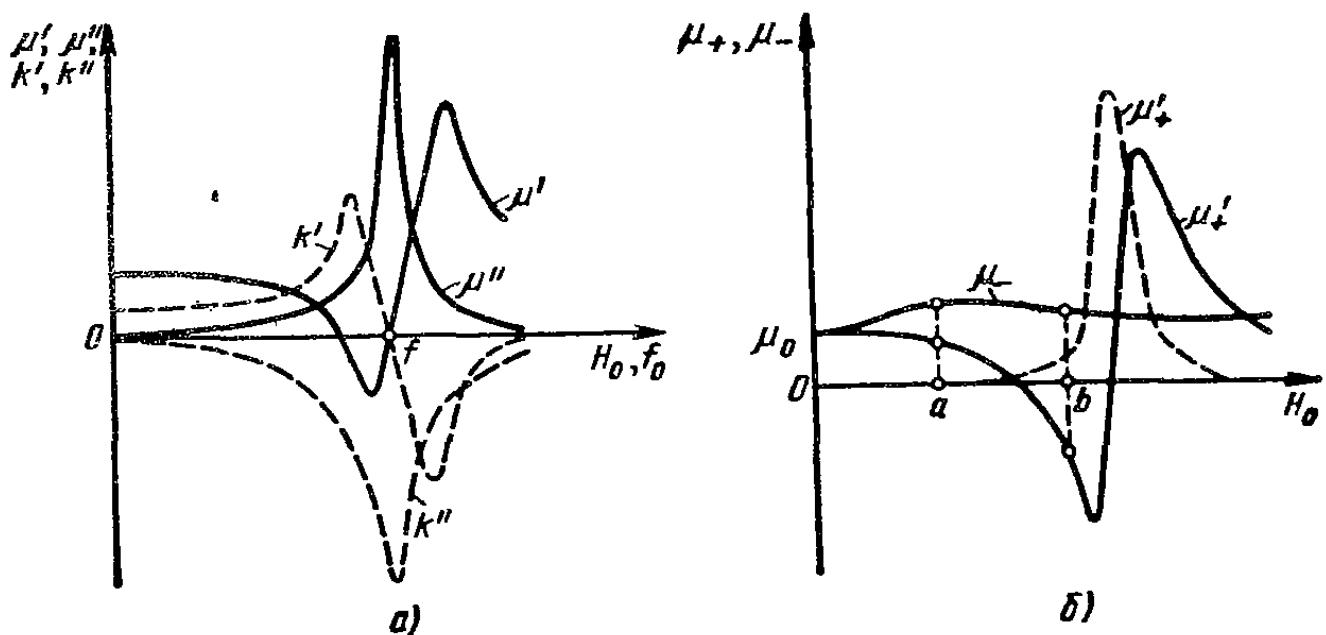


Рис. 6.14. Зависимость параметров феррита от поля подмагнитивания:
а — компонентов тензора (μ); б — проницаемостей μ_+ и μ_- для полей вращающейся поляризации

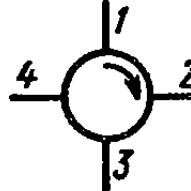
ничающего поля (или от частоты гиromагнитного резонанса f_0) имеют резонансный характер (рис. 6.14, а). Частота f_0 носит название лармовой частоты и определяется известным соотношением $f_0 = \gamma H_0$, где $\gamma \approx 3,5 \cdot 10^{-2} \frac{\text{МГц}}{\text{А/м}}$ — гиromагнитное отношение электрона, т. е. отношение его магнитного и механического моментов. Остроту резонанса принято характеризовать шириной линии гиromагнитного резонанса ΔH , представляющей ширину кривой $\mu''(H_0)$ по уровню 0,5 от максимального значения. В зависимости от марки феррита ΔH может изменяться в широких пределах.

Вследствие тензорного характера магнитной проницаемости безгранична ферритовая среда оказывает различное воздействие на электромагнитные волны правой и левой круговой поляризации, распространяющиеся вдоль направления подмагничивающего поля. Как известно из электродинамики, для каждой из этих волн феррит ведет себя как изотропная среда, магнитная проницаемость которой зависит от направления вращения вектора поляризации

волны. Для правополяризованной волны (вектор $\mathbf{H}_{\text{вч}}$ вращается по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего по полю \mathbf{H}_0) магнитная проницаемость $\mu_+ = \mu'_+ + j\mu''_+$ имеет резонансный характер и мнимая составляющая μ''_+ , учитывая потери в феррите, максимальна при резонансе. Резонансный характер функции $\mu_+(H_0)$ обусловлен тем, что направление вращения возбуждающего магнитного поля совпадает с направлением прецессии магнитных моментов электронов. Для левополяризованной волны направления вращения магнитного поля и прецессии электронов противоположны, поэтому резонанс невозможен и магнитная проницаемость μ_- изменяется в зависимости от подмагничивающего поля плавно. Характерное поведение проницаемостей $\mu_+(H_0)$ и $\mu_-(H_0)$ показано на рис. 6.14, б.

Устройства СВЧ с ферритами могут быть разделены на две группы. В первую группу выделяют *невзаимные устройства* — вентили, гираторы и циркуляторы, условные графические обозначения и идеальные матрицы рассеяния которых приведены в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Вентиль	Гиратор	6-полюсный циркулятор	8-полюсный циркулятор
 $\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ e^{-j\varphi} & 0 \end{bmatrix}$	 $\begin{bmatrix} 0 & e^{-j\varphi} \\ e^{-j(\varphi \pm \pi)} & 0 \end{bmatrix}$	 $e^{-j\varphi} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$	 $e^{-j\varphi} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$

Вентиль — четырехполюсник, пропускающий волну в одном направлении почти без отражения и без ослабления, но поглощающий волну, распространяющуюся в противоположном направлении. Вентили применяются для защиты генераторов СВЧ от изменений сопротивления нагрузки, для построения развязывающих цепей, в качестве элементов измерительных установок.

Гиратор — невзаимный фазосдвигатель (т. е. нерегулируемый фазовращатель), фазы коэффициентов передачи которого в прямом и обратном направлениях различаются на 180° . Гираторы применяются как базовые элементы в более сложных невзаимных устройствах.

Циркулятор — согласованный недиссилативный невзаимный многополюсник, в котором передача мощности происходит в одном направлении с входа 1 на вход 2, с входа 2 на вход 3 и т. д. Чаще

других применяются 6-полюсные и 8-полюсные циркуляторы, например для одновременного использования общей антенны на передачу и на прием; они используются также в параметрических усилителях, схемах сложения мощностей генераторов и т. д.

Во вторую группу ферритовых устройств выделяют *управляющие устройства* — фазовращатели, выключатели, коммутаторы, перестраиваемые фильтры. Изменение характеристик таких устройств производится регулированием или переключением тока в управляющих обмотках. Существуют также ферритовые устройства с *магнитной памятью*, перестройка которых производится подачей одиночных импульсов тока в управляющие обмотки. Подавляющее большинство ферритовых устройств предназначено для сантиметрового диапазона длин волн. Использование ферритов на миллиметровых волнах также возможно, однако связано с трудностями получения нужных параметров ферритовых материалов и сложностью создания сильных управляющих магнитных полей повышенной напряженности. Основными достоинствами ферритовых устройств являются возможность работы при высоких уровнях мощности и нечувствительность к кратковременным перегрузкам. Недостатки вызваны зависимостью характеристик ферритовых образцов от температуры и трудностями получения высокого быстродействия из-за инерционности управляющих магнитных систем.

§ 6.8. НЕВЗАИМНЫЕ И УПРАВЛЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА С ФЕРРИТАМИ

Устройства на основе эффекта Фарадея. Эффектом Фарадея называют явление поворота плоскости поляризации линейно поляризованной волны при ее распространении в гиротропной среде. Эффект Фарадея наблюдается при совпадении направления распространения волны с направлением поля подмагничивания. Известно, что линейно поляризованная электромагнитная волна может быть представлена суммой двух волн круговой поляризации с противоположными направлениями вращения. Для каждой из этих волн феррит представляет изотропную среду с магнитными проницаемостями μ_+ и μ_- . В подмагниченном феррите волны с круговой поляризацией имеют различные коэффициенты фазы $\beta_+ = \omega \sqrt{\epsilon \mu_+}$ и $\beta_- = \omega \sqrt{\epsilon \mu_-}$, причем $\mu_+ < \mu_-$ и $\beta_+ < \beta_-$ (точка а на рис. 6.14, б). При прохождении участка феррита длиной l фазовые набеги волн с круговой поляризацией $\beta_+ l$ и $\beta_- l$ различны, вследствие чего линейно поляризованный вектор напряженности суммарного поля E на выходе участка феррита окажется повернутым на угол $\theta = (\beta_- - \beta_+) l / 2$ по часовой стрелке, если смотреть по направлению силовых линий поля подмагничивания H_0 . Важно заметить, что угол *поворота плоскости поляризации* θ не зависит от направления распространения волны (по вектору H_0 или против него) и именно этим объясняется невзаимность эффекта Фарадея. Эффект Фарадея успешно исполь-

зуют в вентилях и циркуляторах на основе круглого или квадратного волноводов, пропускающих волны с любой поляризацией.

Вентиль на эффекте Фарадея (рис. 6.15, а) состоит из отрезка круглого волновода с ферритовым стержнем 1, расположенным по оси, и внешнего соленоида 4, создающего продольное поле подмагничивания. С обеих сторон круглый волновод оканчивается плавными переходами 2 к прямоугольным волноводам. Внутри переходов параллельно широким стенкам входного и выходного волноводов установлены поглощающие пластины 3. Выходной волновод повернут по отношению к входному на угол 45° . Падающая волна u_0 , поданная на вход I, не испытывая ослабления в поглощающей пластине, преобразуется в волну H_{11} круглого волновода. Диаметр и длина ферритового стержня и напряженность подмагничивающего поля выбраны так, что плоскость поляризации волны после прохождения образца феррита поворачивается на 45° по часовой стрелке и прошедшая волна без потерь попадает в выходной волновод, узкие стенки которого оказываются параллельными вектору E (рис. 6.15, б). Для уменьшения отражений концы ферритового стержня и поглощающих пластин имеют скосы.

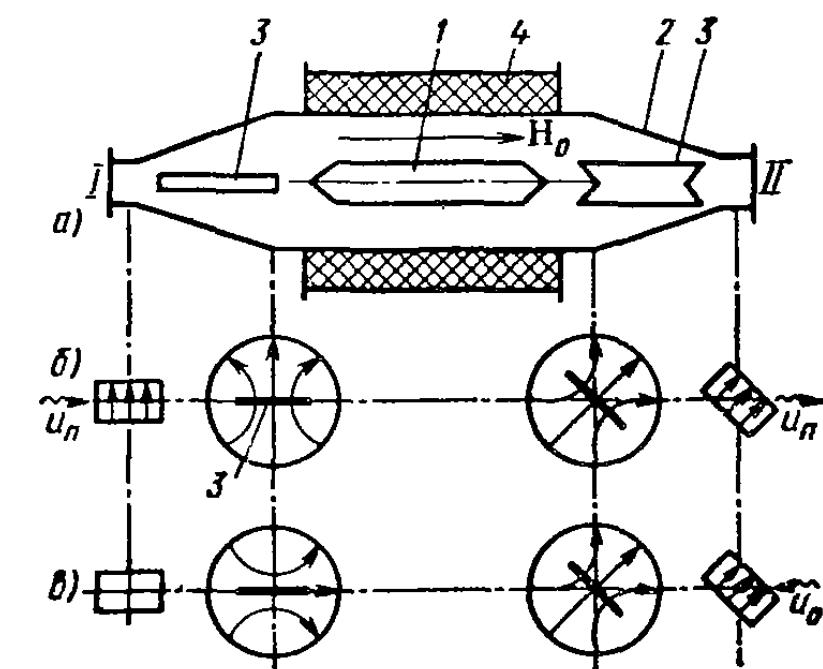


Рис. 6.15. Вентиль на эффекте Фарадея в круглом волноводе

Отраженная волна u_0 , поступающая на вход II (рис. 6.15, в), без ослабления преобразуется в волну H_{11} круглого волновода. После прохождения ферритового образца плоскость поляризации поворачивается по часовой стрелке на 45° (направление поворота плоскости поляризации при эффекте Фарадея не зависит от направления распространения волны и определяется только направлением поля подмагничивания). На выходе участка с ферритом вектор E оказывается параллельным широким стенкам волновода на входе I и поглощающей пластине 3. На вход I отраженная волна u_0 не проходит, и вся переносимая ею мощность рассеивается в поглощающей пластине. Таким образом, устройство в идеале обладает свойствами вентиля с матрицей рассеяния S , приведенной в табл. 6.1.

Вентиль, показанный на рис. 6.15, может быть преобразован в 8-полюсный циркулятор. Для этого следует вместо поглощающих пластин предусмотреть дополнительные выходы мощности в виде боковых Т-ответвлений прямоугольных волноводов. Плоскости H

поляризации волны, поступающей на эти ответвления, должны быть перпендикулярны плоскости поляризации волны, поступающей на вход I. Вентиль на эффекте Фарадея имеет ряд достоинств: он не содержит движущихся частей, имеет высокую помехоустойчивость, низкое значение коэффициента отражения и малые габаритные размеры.

этих ответвлений должны совпадать с плоскостями Е входного и выходного волноводов.

При реверсировании подмагничивающего поля изменяется направление поворота плоскости поляризации при эффекте Фарадея. Вследствие этого направление прямой передачи в вентиле на эффекте Фарадея и порядок циркуляции в циркуляторе изменяются на противоположные. Следовательно, переключение направления тока в соленоиде превращает вентиль и циркулятор в управляемые выключатель и коммутатор.

Важным преимуществом ферритовых устройств с эффектом Фарадея является сравнительно слабое намагничающее поле (несколько тысяч ампер на метр в 3-сантиметровом диапазоне волн). К числу недостатков фарадеевских устройств относятся затрудненный теплоотвод от ферритового образца и некоторая громоздкость.

Устройства с поперечно-подмагниченными ферритами. В прямоугольном волноводе с волной H_{10} имеются две плоскости, параллельные узким стенкам волновода, в которых магнитное поле распространяющейся бегущей волны имеет круговую поляризацию. Действительно, составляющие магнитного поля волны H_{10} записываются в виде

$$\dot{H}_x = j \frac{H_A \beta a}{\pi} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-j\beta z}, \quad \dot{H}_z = H_A \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-j\beta z},$$

где $\beta = 2\pi/\lambda_b$ — коэффициент фазы. Равенство амплитуд составляющих \dot{H}_x и \dot{H}_z и круговое вращение вектора \mathbf{H} суммарного магнитного поля, вокруг направлений, параллельных оси y , получаются в продольных плоскостях при $x=x_0$ и $x=a-x_0$, где $x_0 = -(a/\pi) \operatorname{arctg}[\lambda_b/(2a)]$. На рис. 6.16, *a* плоскости круговой поляризации вектора \mathbf{H} отмечены пунктирными линиями. Направления вращения вектора \mathbf{H} зависят от направления распространения волны в волноводе и противоположны на участках, лежащих по разные стороны от средней линии волновода.

Если в прямоугольном волноводе на участке с вращающимся полем \mathbf{H} поместить продольную ферритовую пластину и создать поперечное поле подмагничивания H_0 (рис. 6.16 *b*), то феррит будет оказывать на волны в волноводе такое же влияние, какое оказывает образец изотропного магнитодиэлектрика, магнитная проницаемость которого различна для волн, распространяющихся в противоположных направлениях (см. графики для μ_+ и μ_- на рис. 6.14, *b*).

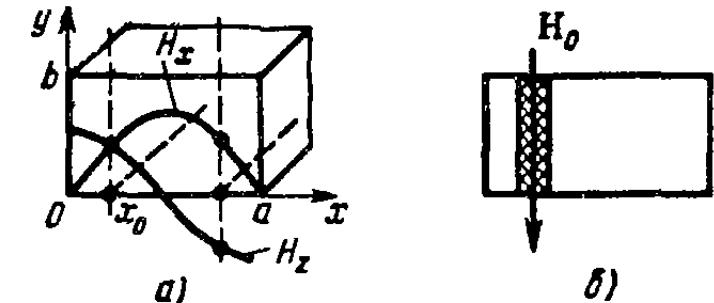


Рис. 6.16. К объяснению эффекта вращения магнитного поля в прямоугольном волноводе:

a — распределения компонентов H_x и H_z ;
b — установка ферритовой пластины в область вращающегося вектора \mathbf{H}

В вентиле с резонансным поглощением на прямоугольном волноводе (рис. 6.17, а) используется поперечно-намагниченная ферритовая вставка 1, расположенная в области волновода с вращающимся вектором \mathbf{H} . Поперечное поле подмагничивания создают постоянным магнитом 2, причем напряженность поля подбирают равной напряженности поля гиромагнитного резонанса для правополяризованной волны. При прохождении через вентиль падающей

волны по волноводу на феррит действует вектор \mathbf{H} с левым вращением относительно поля подмагничивания и волна распространяется с небольшим затуханием. При прохождении отраженной волны на феррит действует правовращающийся вектор \mathbf{H} и волна интенсивно затухает из-за больших потерь в феррите при гиромагнитном резонансе. Существует два варианта расположения ферритовых пластин в резонансных вентилях. При размещении в плоскости \mathbf{E} (рис. 6.17, б) требуется

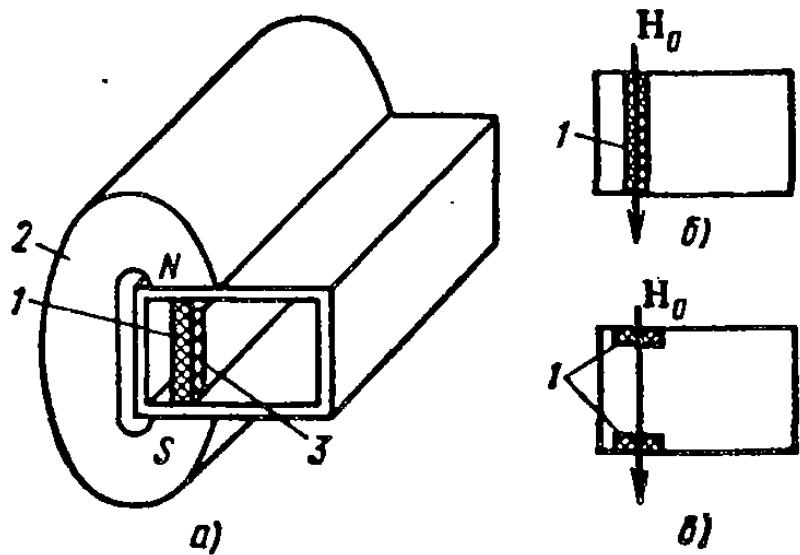


Рис. 6.17. Вентиль с резонансным поглощением на прямоугольном волноводе

менее сильное магнитное поле, чем при размещении в плоскости \mathbf{H} (рис. 6.17, в), которое применяют в вентилях повышенной мощности, так как здесь обеспечивается лучший теплоотвод и снижается опасность электрического пробоя.

Поле подмагничивания, обеспечивающее гиромагнитный резонанс, и требуемое положение ферритовой пластины зависят от частоты, что ограничивает рабочую полосу частот вентиля. Расширить полосу частот резонансного вентиля удается, используя диэлектрическую пластину 3, скрепленную с образцом феррита. Диэлектрик способствует сохранению в полосе частот условий вращения вектора \mathbf{H} в зоне расположения феррита.

В полосковой конструкции резонансного вентиля (рис. 6.18) вращающееся магнитное поле в области ферритового образца создается с помощью двух поперечных шлейфов длиной $\lambda_{\text{в}}/8$ и $3\lambda_{\text{в}}/8$. В проводниках этих шлейфов проходит ток, равный току в основном тракте и сдвинутый по фазе по отношению к нему на 90° . В результате прохождения токов через плечи крестообразного разветвления образуется вращающееся магнитное поле с левым вращением относительно поля подмагничивания для падающей волны и с правым вращением для отраженной волны, которая поглощается в ферритовых дисках при гиромагнитном резонансе. Суммарный ток, ответвляющийся в шлейфы, равен нулю, и шлейфы не нарушают согласования вентиля.

Общим недостатком вентилей с резонансным поглощением является большая масса постоянного магнита, который должен создавать магнитное поле напряженностью в сотни тысяч ампер на метр для 3-см диапазона волн.

В вентиле со смещением поля на прямоугольном волноводе (рис. 6.19) ферритовую пластину 1 размещают в области волново-

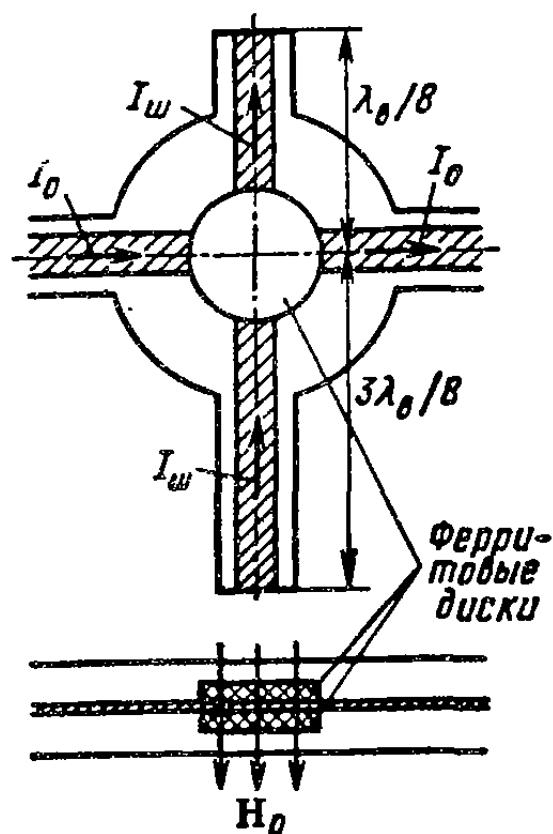


Рис. 6.18. Резонансный вентиль на полосковой линии передачи с короткозамкнутыми шлейфами

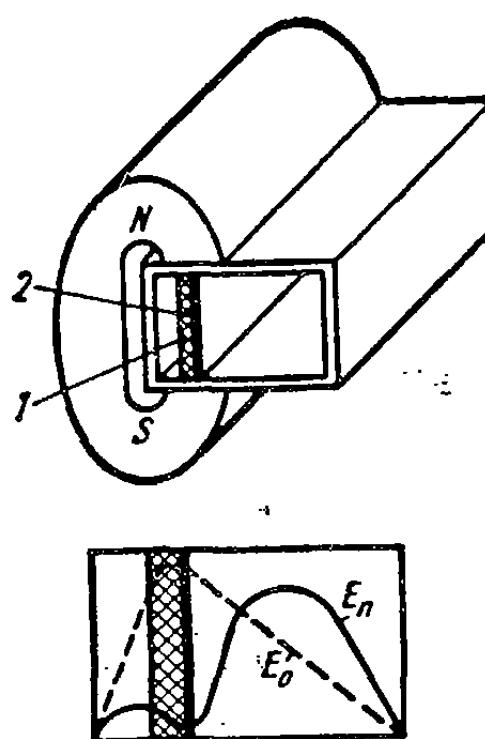


Рис. 6.19. Вентиль со смещением поля на прямоугольном волноводе

да с вращающимся магнитным полем и напряженность поперечного поля подмагничивания выбирают такой, чтобы магнитная проницаемость для падающей правовращающейся волны была отрицательной (см. точку *b* на рис. 6.14, б). В этом случае коэффициент распространения в феррите оказывается мнимым и поле вытесняется из феррита. При распространении отраженной волны с левой круговой поляризацией $\mu_- > 0$ и вследствие повышенных значений диэлектрической проницаемости феррита поле отраженной СВЧ волны концентрируется у его поверхности. Распределения поля E для падающей и отраженной волн в поперечном сечении волновода с ферритом показаны на рис. 6.19. На поверхность ферритовой пластины 1 наносят поглощающую металлическую пленку 2, поэтому отраженная волна, концентрирующаяся у поверхности феррита, испытывает значительное поглощение. На падающую волну поглощающая пленка практически не влияет. Вентили со смещением поля по сравнению с резонансными имеют существенно облегченную магнитную систему, более широкополосны, однако могут работать при сравнительно небольших уровнях мощностей.

Фазовые циркуляторы. Обратимся к рис. 6.16, б, на котором показана ферритовая пластина в области круговой поляризации магнитного поля в прямоугольном волноводе. При напряженности поля подмагничивания, отличной от резонансного значения (например, соответствующей точке *a* на рис. 6.14, б), поглощение в феррите незначительно, однако ферритовая вставка создает различное замедление для волн, распространяющихся в противоположных направлениях.

Обозначим соответствующие коэффициенты фазы β_+ и β_- . Если длина ферритовой вставки равна *l*, то фазы коэффициентов передачи для волн, движущихся во встречных направлениях и проходящих отрезок с подмагниченным ферритом, отличаются на величину *невзаимного фазового сдвига* $\Delta\phi = (\beta_- - \beta_+)l$. В частности, длина ферритовой вставки может быть выбрана такой, что $\Delta\phi = 180^\circ$, и тогда секция прямоугольного волновода с ферритом обладает свойствами гиратора (см. табл. 6.1).

Невзаимные фазосдвигатели в сочетании с волноводными мостами позволяют строить так

по схеме рис. 6.20, а. Два моста СВЧ с равным делением мощности соединяются каскадно, причем в одном или двух соединительных каналах размещаются невзаимные фазосдвигатели. Невзаимные фазовые сдвиги должны быть подобраны в зависимости от типа применяемых мостов (квадратурные или синфазно-противофазные) и направления циркуляции.

В циркуляторе, показанном на рис. 6.20, б, применены щелевой мост *I* и двойной Т-мост *2*, а в соединительных каналах включены невзаимные фазосдвигатели, образованные одинаковыми ферритовыми пластинами *3*, расположенными вблизи общей узкой стенки волноводных каналов и поперечно намагниченные от общего постоянного магнита. Фазовые сдвиги в отрезках волноводов с ферритовыми пластинами для волн, распространяющихся в противоположных направлениях, различаются на $\pi/2$. При распространении волн в одном направлении, например слева направо, в канале *A* фазовый сдвиг составляет $(-\phi_0 + \pi/2)$, а в канале *B* $-\phi_0$. При распространении волн в противоположном направлении в канале *A* фазовый сдвиг равен $-\phi_0$ и в канале *B* $-(\phi_0 + \pi/2)$. Отсутствие передачи сигналов между входами *I* и *III*, а также между

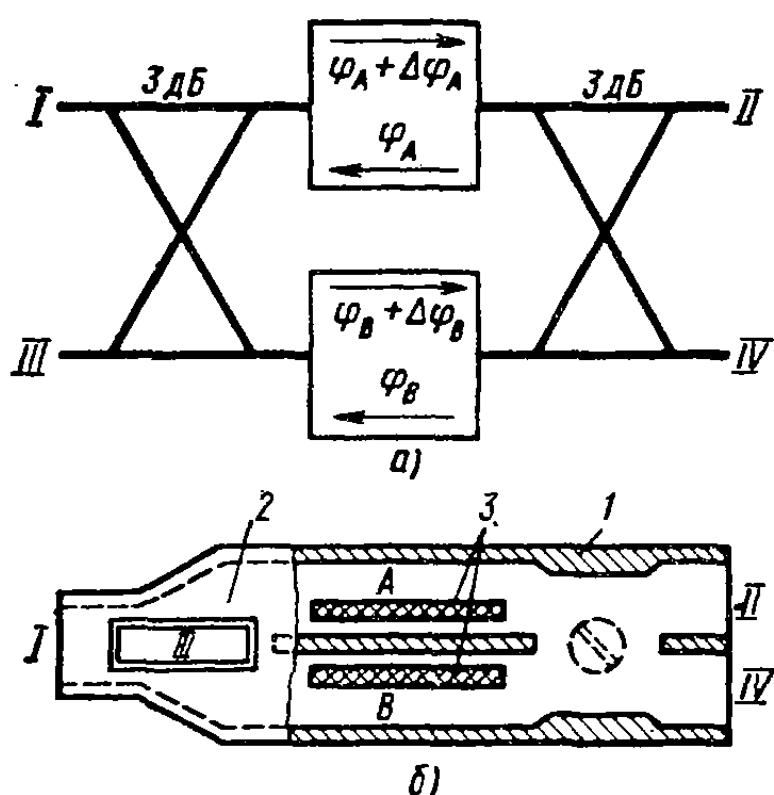


Рис. 6.20. Фазовый циркулятор на прямоугольном волноводе

называемые *фазовые циркуляторы* по схеме рис. 6.20, а. Два моста СВЧ с равным делением мощности соединяются каскадно, причем в одном или двух соединительных каналах размещаются невзаимные фазосдвигатели. Невзаимные фазовые сдвиги должны быть подобраны в зависимости от типа применяемых мостов (квадратурные или синфазно-противофазные) и направления циркуляции.

В циркуляторе, показанном на рис. 6.20, б, применены щелевой мост *I* и двойной Т-мост *2*, а в соединительных каналах включены невзаимные фазосдвигатели, образованные одинаковыми ферритовыми пластинами *3*, расположенными вблизи общей узкой стенки волноводных каналов и поперечно намагниченные от общего постоянного магнита. Фазовые сдвиги в отрезках волноводов с ферритовыми пластинами для волн, распространяющихся в противоположных направлениях, различаются на $\pi/2$. При распространении волн в одном направлении, например слева направо, в канале *A* фазовый сдвиг составляет $(-\phi_0 + \pi/2)$, а в канале *B* $-\phi_0$. При распространении волн в противоположном направлении в канале *A* фазовый сдвиг равен $-\phi_0$ и в канале *B* $-(\phi_0 + \pi/2)$. Отсутствие передачи сигналов между входами *I* и *III*, а также между

входами II и IV обусловлено свойствами развязки мостов. Поданный на вход I сигнал с одинаковыми фазами делится между каналами A и B , и волны, проходящие по этим каналам на вход II , имеют одинаковое запаздывание $-(\phi_0 + \pi/2)$ и суммируются на этом входе. На вход IV от входа I волны по каналам A и B приходят с фазами $-(\phi_0 + \pi)$ и $-\phi_0$, т. е. оказываются в противофазе и компенсируются.

Сигнал, поданный на вход II , делится между каналами A и B с фазами 0 и $-\pi/2$ и получает в этих каналах дополнительное запаздывание $-\phi_0$ и $-(\phi_0 + \pi/2)$ соответственно, так что со входом двойного Т-моста сигналы приходят в противофазе и суммируются в его Е-ответвлении, т. е. на входе III циркулятора. Аналогично осуществляется передача сигнала со входа III на вход IV и со входа IV на вход I .

Преимуществом фазовых циркуляторов перед циркуляторами на эффекте Фарадея является лучшая широкополосность и способность работать при более высоких мощностях. Последнее объясняется тем, что ферритовые пластины наклеиваются на широкие стенки волноводов и этим обеспечивают хороший теплоотвод. Основной недостаток фазовых циркуляторов — увеличенные габариты и масса из-за наличия двух мостов.

Рассмотрим более миниатюрные 6-полюсные циркуляторы. Волноводный У-циркулятор выполняют на основе Н-плоскостного тройника, в центре которого помещают поперечно-намагниченный ферритовый цилиндр 1 с диэлектрической втулкой 2 (рис. 6.21, a). После подмагничивания создается внешними дисковыми постоянными магнитами 4 . Принцип действия У-циркулятора состоит в следующем. Поступающая на вход I волна разветвляется на две волны, огибающие феррит с двух сторон. Области существования вращающегося вектора \mathbf{H} для этих волн попадают в ферритовый образец, причем направления вращения вектора \mathbf{H} относительно направления поля подмагничивания оказываются противоположными. Из-за различия магнитных проницаемостей феррита μ_+ и μ_- волны, огибающие ферритовый образец, имеют различные фазовые скорости. Размеры и параметры ферритовой вставки выбирают таким образом, чтобы эти волны приходили на вход II в фазе, а на вход III — в противофазе. Таким образом, передача колебаний со входа I происходит только на вход II . Так как У-циркулятор обладает поворотной симметрией, можно утверждать, что будет иметь место передача со входа II на вход III и со входа III на вход I . Диэлектрическая втулка, окружающая ферритовый образец, способствует повышению устойчивости характеристик У-циркулятора к значению напряженности подмагничивающего поля, а также способствует повышению температурной стабильности. Диэлектрические стержни 3 обеспечивают широкополосное согласование входов.

Наряду с волноводными широко применяются также малогабаритные Y-циркуляторы на полосковых линиях передачи (рис. 6.21, б). Принципы действия полосковых и волноводных Y-циркуляторов аналогичны.

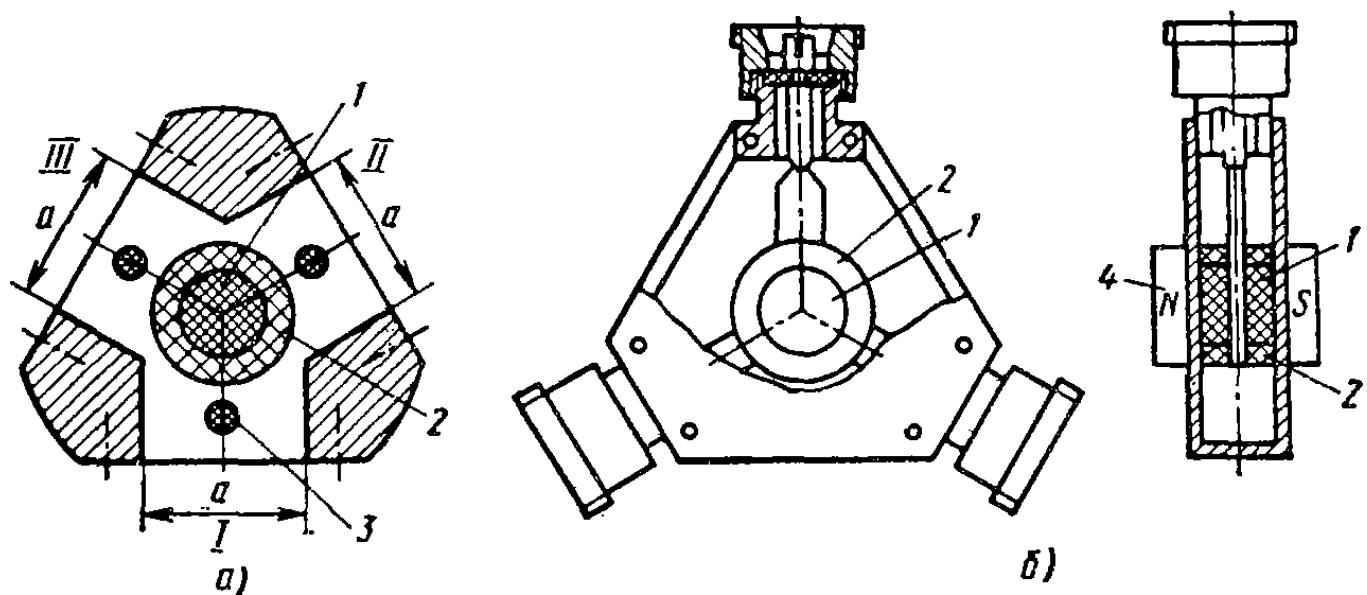


Рис. 6.21. Волноводный (а) и полосковый (б) Y-циркуляторы

Среди различных видов циркуляторов именно Y-циркуляторы получили наиболее широкое распространение. Это объясняется их простотой, малыми габаритами и массой. Y-циркуляторы весьма широкополосны. Рабочая полоса частот волноводных Y-циркуляторов достигает 30%, полосковых — октавы.

§ 6.9. ФЕРРИТОВЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ

Ферритовые фазовращатели СВЧ успешно конкурируют с фазовращателями на *p-i-n*-диодах и на сантиметровых волнах позволяют управлять более высокими мощностями, хотя и обладают несколько меньшим быстродействием.

Простейший фазовращатель на прямоугольном волноводе с продольно-намагниченным ферритом (так называемый фазовращатель Реджна — Спенсера) представляет собой ферритовый стержень 1, расположенный на оси прямоугольного волновода и намагничающийся в продольном направлении обмоткой 2, расположенной снаружи (рис. 6.22). Волновод с ферритом является запредельным для волны с вектором E , параллельным широким стенкам, и вследствие этого эффект Фарадея не проявляется. Управляющее магнитное поле изменяет магнитную проницаемость феррита и коэффициент фазы основной волны в волноводе с ферритом. Фазовращатель Реджна — Спенсера взаимный и может быть создан на любую рабочую частоту в диапазоне 8—70 ГГц. Его достоинством являются простота и возможность регулировки фазы в пределах 0—360° при сравнительно слабых управляющих магнитных полях и вносимом ослаблении мощности СВЧ 0,5—1,0 дБ. Однако фазовращатель

пригоден для использования в сравнительно узкой полосе частот при уровнях средней мощности не более 0,5 кВт.

Более распространены ферритовые фазовращатели с *поперечным полем подмагничивания*. В них используется существование в волноводах областей с вращающимся вектором **H** и зависимости магнитных проницаемостей ферритов μ_+ и μ_- от напряженности подмагничивающего поля. Поэтому вместо постоянных магнитов в фазовращателях применяются электромагниты. Фазовращатели с

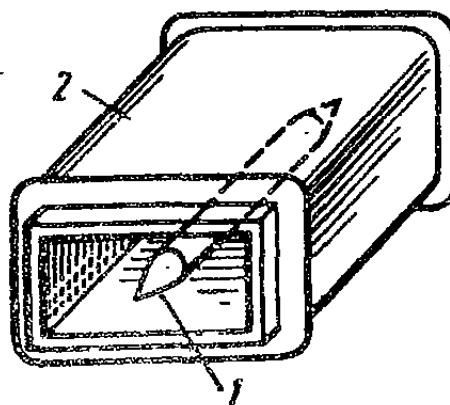


Рис. 6.22. Ферритовый фазовращатель Реджия — Спенсера

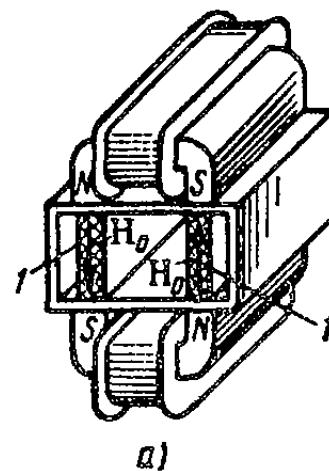
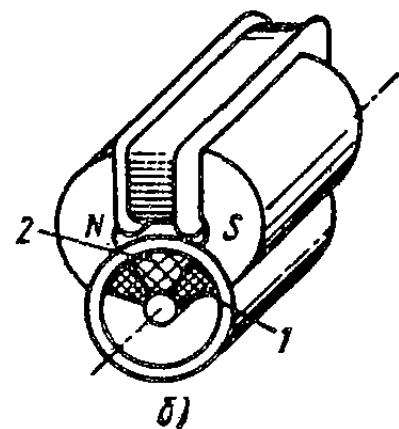


Рис. 6.23. Волноводный (а) и коаксиальный (б) невзаимные ферритовые фазовращатели с поперечным подмагничиванием



поперечным полем подмагничивания *невзаимные*, так как направление вращения вектора **H** в области ферритовых вставок оказывается различным для волн, распространяющихся в противоположных направлениях.

В фазовращателе на прямоугольном волноводе для увеличения фазового сдвига и уменьшения общей длины обычно используют две ферритовые пластины 1, расположенные по обе стороны от средней плоскости волновода, намагничиваемые в противоположных направлениях (рис. 6.23, а). Возможен коаксиальный вариант фазовращателя, где вращающееся поле **H** в ферритовых образцах обеспечивается частичным заполнением диэлектриком 2 поперечного сечения линии передачи (рис. 6.23, б).

Общим недостатком фазовращателей с плавным изменением фазы (аналоговых фазовращателей) является необходимость непрерывной подачи тока в управляемые обмотки. Этот недостаток устранен в дискретных фазовращателях на ферритах с прямоугольной петлей гистерезиса. Такие ферриты, будучи намагниченными, сохраняют это состояние неограниченно долго и требуют затрат энергии на управление лишь при перемагничивании. При реализации управляемых устройств на ферритах с прямоугольной петлей гистерезиса необходимо обеспечивать замыкание управляющего магнитного потока внутри феррита.

Наиболее распространенный волноводный фазовращатель на ферритах с прямоугольной петлей гистерезиса, называемый **тороидальным фазовращателем**, показан на рис. 6.24.. Он состоит из нескольких двухпозиционных секций, обеспечивающих бинарный набор фазовых состояний и управляемых переключением направлений максимальной намагниченности феррита. Три секции, обла-

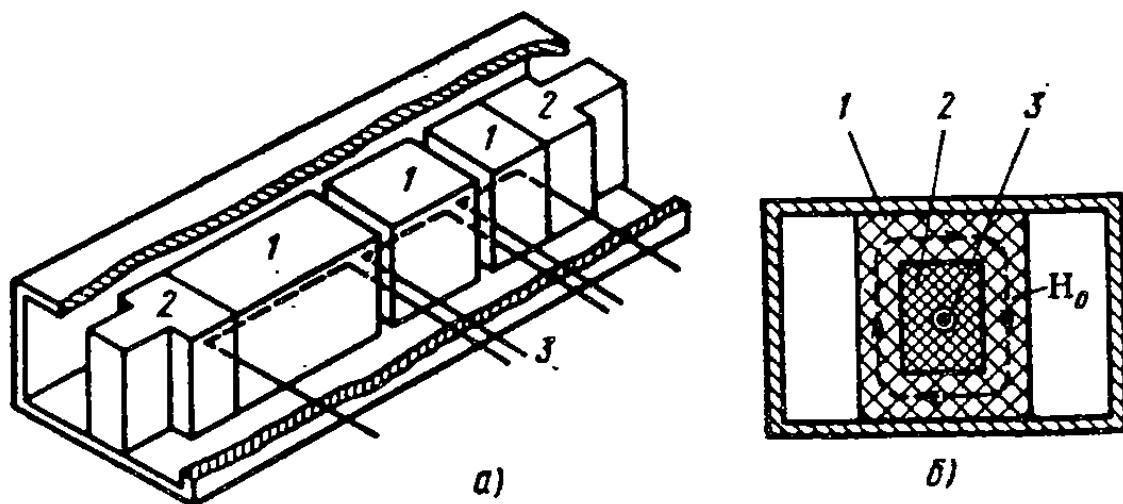


Рис. 6.24. Дискретный тороидальный бинарный фазовращатель с магнитной памятью

дающие переключаемыми фазовыми сдвигами 180, 90 и 45°, позволяют перекрыть интервал изменения фазы 0—360° с дискретом 45°. Ферритовые вставки 1 имеют форму прямоугольных тороидов, перемагничиваемых пропусканием импульсов тока в противоположных направлениях через проводники 3, пропущенные внутри тороидов. Тороидальный фазовращатель невзаимный, принцип его действия аналогичен принципу действия фазовращателя с поперечно-намагнченными пластинками феррита. На концах тороидального фазовращателя устанавливают согласующие диэлектрические вставки 2. Тороидальные фазовращатели имеют время переключения 0,5—2,0 мкс. В полосе частот $\pm 5\%$ тороидальные фазовращатели с полным перекрытием фазы 0—360° имеют уровень вносимого ослабления 0,8—1,2 дБ и характеризуются входным КСВ не более 1,2 во всех фазовых состояниях. Допустимый уровень средней мощности колебаний СВЧ может достигать 0,2—0,4 кВт, а энергия, требуемая для перевода фазовращателя из одного состояния в другое, составляет $3 \cdot 10^{-4}$ — $3 \cdot 10^{-3}$ Дж.

§ 6.10. ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ФЕРРИТОВЫЕ ФИЛЬТРЫ

Принцип действия перестраиваемых фильтров основан на явлении ферромагнитного резонанса в монокристаллах феррита. Главным элементом перестраиваемого фильтра является связанный с электромагнитным полем линии передачи **ферритовый резонатор** — подмагнченный образец феррита СВЧ, обладающего малой шириной линии гиромагнитного резонанса. Ферритовые резонато-

ры выполняют обычно в виде хорошо отполированных сфер из монокристаллов железоиттриевого граната. Такие резонаторы обладают собственной добротностью $(2 \div 3) \cdot 10^3$. В них используют резонанс правовинтового прецессионного движения спиновых магнитных моментов электронов. Резонансная частота ферритового резонатора определяется соотношением $f_0 = \gamma H_0$, где H_0 — напряженность поля подмагничивания, $\gamma \approx 3,5 \cdot 10^{-2}$ МГц/(А/м). Резо-

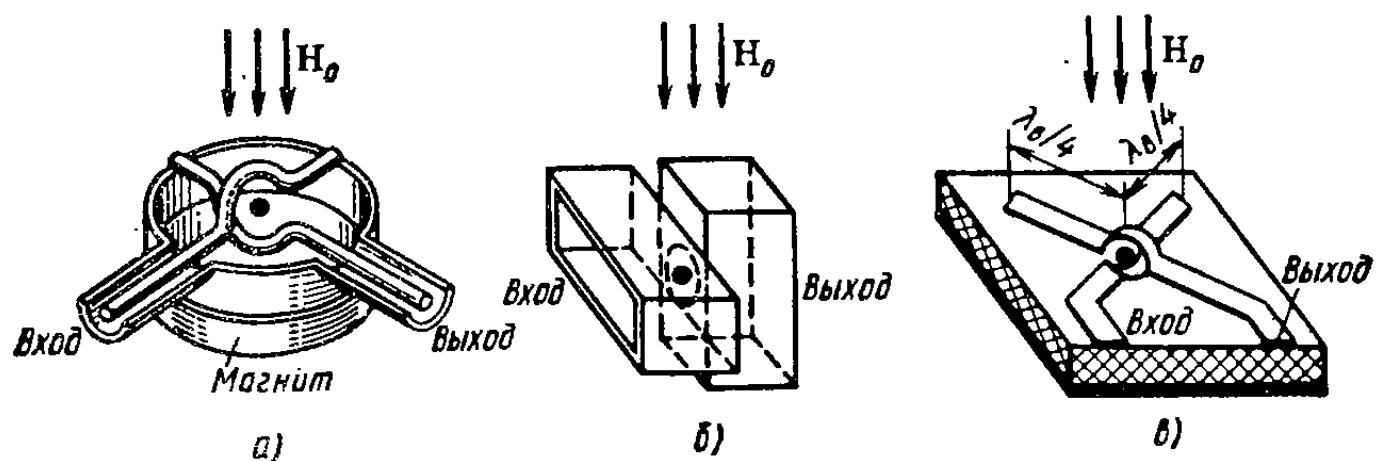


Рис. 6.25. Перестраиваемые фильтры на ферритовых резонаторах

нансная частота не зависит от размеров ферритового образца, и резонатор может быть сделан очень малым. Внешняя добротность ферритового резонатора определяется его размерами и местом расположения относительно линии передачи, с которой он связан. На частотах в стороне от резонанса ферритовый резонатор ведет себя как изотропный магнитодиэлектрический образец и из-за малых размеров незначительно влияет на режим линии передачи. Лишь в узкой полосе частот вблизи резонанса связь ферритового резонатора с линией передачи резко увеличивается и появляются компоненты электромагнитного поля, отсутствующие в первоначальной структуре волны линии передачи. Именно это явление и используется для создания перестраиваемых фильтров СВЧ.

На рис. 6.25 показаны три однорезонаторных ферритовых фильтра. Фильтр на индуктивных петлях (рис. 6.25, а) представляет собой ферритовую сферу, помещенную в центре двух перекрещивающихся рамок, расположенныхных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Магнитные поля этих рамок взаимно ортогональны и передача сигналов между рамками отсутствует. При гиромагнитном резонансе намагниченной ферритовой сферы под воздействием на нее магнитного поля первой рамки $H_{вчx}$ появляется составляющая магнитной индукции $B_{вчy}$, возбуждающая вторую рамку, и сигнал проходит на выход фильтра.

В фильтре на прямоугольных волноводах (рис. 6.25, б) два основных волновода развернуты один относительно другого на 90° и имеют отверстие в общей торцевой стенке. В центре отверстия располагается подмагничающаяся ферритовая сфера. На частотах в

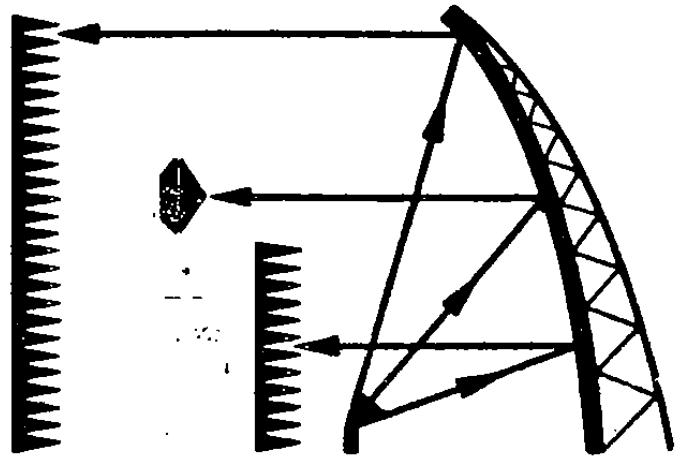
стороне от резонанса волноводы развязаны из-за ортогональности поляризаций их основных волн. При гиromагнитном резонансе между волноводами возникает связь вследствие появления недиагональных компонентов тензора магнитной проницаемости феррита и сигнал СВЧ проходит из одного волновода в другой.

В фильтре на несимметричных полосковых линиях передачи (рис. 6.25, в) две перекрещивающиеся линии при отсутствии гиromагнитного резонанса практически развязаны между собой, поскольку связи через магнитное поле нет, а электрическое поле в месте пересечения линий минимально, так как точка пересечения расположена на расстоянии $\lambda_{\text{в}}/4$ от разомкнутых концов полосковых линий. В точке пересечения между проводниками полосковых линий помещена ферритовая сфера, намагничиваемая управляющим полем, перпендикулярным плоскости основания полосковой платы. При гиromагнитном резонансе появляется составляющая поля магнитной индукции, продольная возбуждающей линии передачи, что приводит к возникновению сильной связи между полосковыми линиями.

Частотные характеристики коэффициентов передачи рассмотренных фильтров носят ярко выраженный резонансный характер, причем *резонансные частоты могут быть изменены в значительных пределах при регулировании поля подмагничивания*. Для улучшения формы частотной характеристики в фильтрах может быть использовано несколько близко расположенных ферритовых резонаторов со специально подобранный степенью взаимной связи между ними.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

АНТЕННЫ



Глава 7

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТЕНН

§ 7.1. НАЗНАЧЕНИЕ И КЛАССИФИКАЦИЯ АНТЕНН

Антенны относятся к пассивным компонентам радиосистем, и в конструктивном отношении они представляют сочетание проводников и магнитодиэлектриков. Наряду с выполнением основных функций излучения и приема радиоволн современные антенны выполняют важнейшие функции пространственной фильтрации радиосигналов, обеспечивая направленность действия радиосистем и осуществляя пеленгацию источников радиоизлучения и радиолокационных целей.

Качество функционирования антенн описывается рядом радиотехнических, конструктивных, эксплуатационных и экономических характеристик и параметров. Конструктивное выполнение антенн и достижимые значения параметров существенно зависят от диапазона применяемых радиоволн. Различают антенны длинных и средних волн, коротковолновые антенны, антенны УКВ, диапазона СВЧ и антенны оптических волн. В данной книге основное внимание будет уделено антенным диапазона СВЧ (300 МГц — 300 ГГц), в котором функционирует подавляющее большинство радиолокационных систем, систем наземной и космической радиосвязи, радионавигации, радиотелеметрии и телевидения.

Классификацию антенн обычно проводят по способу формирования излучаемого поля, выделяя следующие четыре класса антенн:

1. *Излучатели небольших размеров ($l \leq \lambda$)* для диапазона частот 10 кГц — 1 ГГц. К числу антенн этого класса относятся одиночные вибраторные и щелевые излучатели, полосковые и микрополоско-

ые антенны, рамочные антенны, а также частотно-независимые излучатели.

2. *Антенны бегущей* волны размерами от λ до 10λ для диапазона частот 3 МГц — 10 ГГц. Сюда относятся спиральные, диэлектрические, директорные, импедансные антенны, а также антенны «вытекающей» волны.

3. *Антенные решетки* размерами от λ до 100λ и более для частот 3 МГц — 30 ГГц. Это антенны, состоящие из большого числа отдельных излучателей. Независимая регулировка фаз (а иногда и амплитуд) возбуждения каждого элемента антенной решетки обеспечивает возможность электрического управления диаграммой направленности. Применяются линейные, плоские, кольцевые, выпуклые и конформные (совпадающие с формой объекта установки) антенные решетки. На основе антенных решеток выполняют антенные системы с обработкой сигнала, в том числе адаптивные к изменяющейся помеховой обстановке.

4. *Апертурные антенны* размерами от λ до 1000λ для диапазона частот 100 МГц—100 ГГц и выше. Наиболее распространены зеркальные, рупорные и линзовые апертурные антенны. К апертурным антеннам примыкают так называемые «гибридные» антенны, представляющие сочетание зеркал или линз с облучающей системой в виде антенной решетки. Апертурные антенны строятся по оптическим принципам и обеспечивают наиболее высокую направленность излучения.

Разработка современных антенн основывается на *сочетании теоретических и экспериментальных методов*. Это связано со сложностью построения достаточно точных математических моделей, адекватно описывающих поле излучения и другие характеристики антенн. Зачастую для проведения строгих расчетов антенн не хватает ресурсов даже мощных ЭВМ. Поэтому расчеты, выполняемые на разумном уровне математической строгости, дополняют и сочетают с экспериментальными исследованиями. При этом широко используют имитационные модели антенн, основанные на принципе электродинамического подобия (одновременное изменение физических размеров антенны и рабочей частоты при сохранении электрического размера). Имитационные модели значительно ускоряют и удешевляют проведение экспериментальных исследований. В последнее время широкое распространение получают автоматизированные стенды для антенных измерений, в которых снятие характеристик антенн производится с помощью ЭВМ, ведущей также обработку результатов и оформление протоколов измерений.

Разнообразие методов исследования антенн, связанное с необходимостью одновременного решения в диалектическом единстве самых разнообразных проблем (системных, радиотехнических, конструктивно-механических, автоматизированного управления, аэrodинамических, метеорологических и др.), превращает процесс раз-

работки и испытания антенн в увлекательный вид творческой деятельности, развивающий научный кругозор и требующий хорошей математической эрудиции.

§ 7.2. СТРУКТУРНАЯ СХЕМА АНТЕННЫ

В схеме конкретной антенны можно выделить следующие элементы: вход, согласующее устройство, распределитель и излучающую систему (рис. 7.1). Под *входом* антенны обычно понимают сечение линии передачи с волной заданного типа. Положение этого сечения должно быть указано точно, что необходимо для однозначного электрического расчета тракта. Современные антенны могут иметь несколько, а иногда сотни и тысячи входов. Эти входы могут использоваться для одновременной работы антенны на различных частотах или же для независимого формирования нескольких различающихся характеристик направленности.

Согласующее устройство предназначается для обеспечения режима питающей линии, как можно более близкого к бегущей волне. Наряду с обычными схемами узкополосного и широкополосного согласования в антенах часто используются возможности согласования входа путем рационального выбора ряда конструктивных размеров в распределителе.

Распределитель антенны представляет конструкцию из проводников и диэлектриков и предназначен для создания нужного залона распределения излучающих токов, обеспечивающего формирование требуемой характеристики направленности.

И наконец, *излучающая система* представляет собой область пространства, в которой протекают токи, возбуждающие электромагнитные волны. В силу принципа обратимости антенн такое же название может быть сохранено и для приемных антенн. В качестве излучающей системы могут фигурировать как реальные электрические токи, текущие по металлическим поверхностям, так и эквивалентные фиктивные электрические и магнитные токи на замкнутых поверхностях, окружающих антенну [см. формулы (П. 14) и (П.15) приложения], а также токи электрической и магнитной поляризации в объемах, занимаемых магнитодиэлектриками.

Выделение распределителя и излучающей системы связано с традиционным подходом, согласно которому расчет антенны разделяется на две части: внутреннюю задачу и внешнюю задачу. *Внутренняя задача* состоит в нахождении функций распределения высокочастотных токов в излучающей системе. Во *внешней задаче*

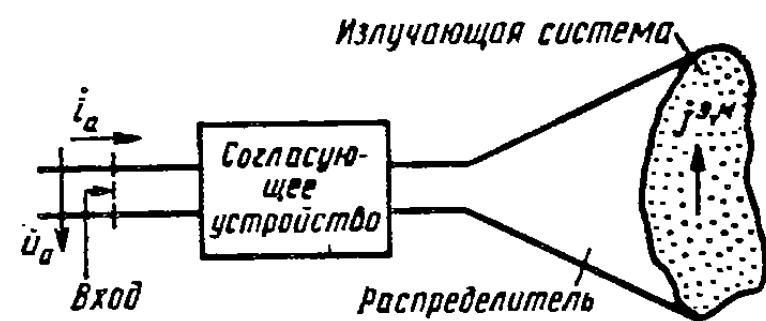


Рис. 7.1. Структурная схема антенны

по известному распределению токов определяются электромагнитное поле антенны и характеризующие его параметры (ширина луча, уровень бокового излучения, коэффициент направленного действия и др.).

Разделение расчета антенны на внешнюю и внутреннюю задачи целесообразно в двух случаях: 1) при создании приближенных методов анализа характеристик антенн известной конструкции, основанных на угадывании предполагаемого решения более сложной

внутренней задачи; 2) при построении методов синтеза антенн с заданными характеристиками поля излучения. В этом случае предварительное определение требуемого распределения токов в излучающей системе облегчает конструирование соответствующего распределителя.

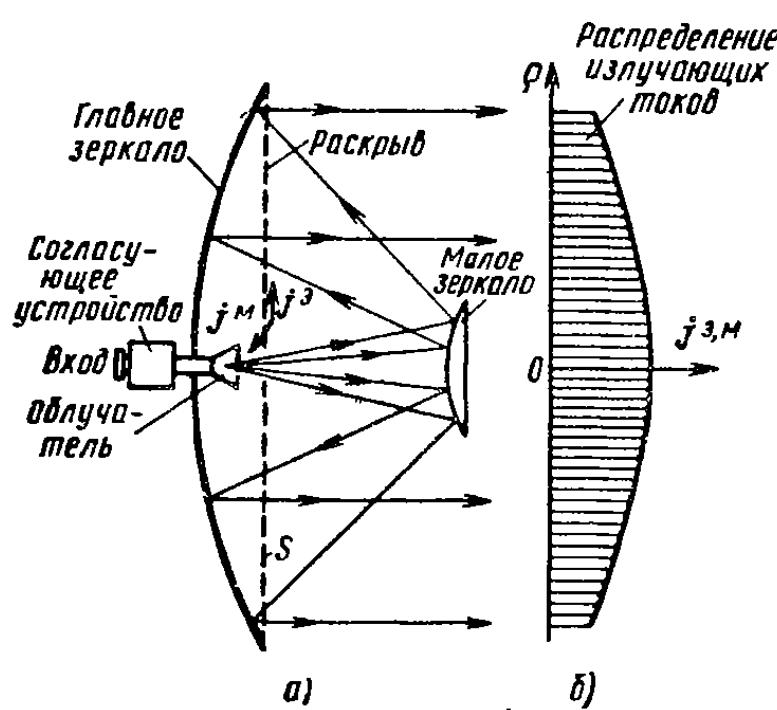


Рис. 7.2. Двухзеркальная параболическая антenna:

а — схема и ход лучей; *б* — распределение излучающих токов по радиусу

щее устройство размещается в месте перехода входного волновода в рупорный облучатель.

Размеры раскрыва параболической антенны в десятки и сотни раз превышают рабочую длину волны, поэтому расчет распределителя может производиться методами геометрической оптики (ход лучей в такой антенне подобен ходу лучей в оптическом прожекторе). Иногда при более точном расчете параболической антенны в качестве излучающей системы вместо эквивалентных электрических и магнитных токов в раскрыве используются реальные электрические токи, наводимые полем вспомогательного зеркала и облучателя на поверхности главного зеркала. Таким образом, в зависимости от применяемого подхода излучающая система одной и той же антенны может определяться различным образом.

§ 7.3. РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧАЮЩИХ СИСТЕМ В ДАЛЬНЕЙ, ПРОМЕЖУТОЧНОЙ И БЛИЖНЕЙ ОБЛАСТИЯХ

При теоретических исследованиях излучающие системы антенн обычно предполагаются расположенными в неограниченном однородном пространстве. Это существенно облегчает задачу расчета электромагнитных полей и сохраняет возможность впоследствии

учесть влияние Земли и окружающих предметов с помощью методов теории дифракции.

Как известно из основ электродинамики, векторные потенциалы электромагнитного поля, создаваемого известным распределением возбуждающих электрических и магнитных токов $\mathbf{j}^{\text{э,м}}(x', y', z')$ в произвольной точке наблюдения $P(x, y, z)$, определяются выражением

$$\hat{\mathbf{A}}^{\text{э,м}}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int_V \mathbf{j}^{\text{э,м}}(x', y', z') \frac{e^{-j\beta r}}{r} dV', \quad (7.1)$$

где $r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$ — расстояние между точками наблюдения P и интегрирования Q ; $\beta = 2\pi/\lambda$; V — объем, занимаемый токами излучающей системы. Выражение (7.1) представляет строгое решение векторных неоднородных уравнений Гельмгольца [см. формулы (П.4) и (П.5) приложения]. Это решение является единственным, поскольку удовлетворяет условию излучения на бесконечности и имеет всюду конечное значение. Последующая подстановка (7.1) в (П.4) позволяет определить векторы полей $\dot{\mathbf{E}}$ и $\dot{\mathbf{H}}$ для любой точки пространства.

Сокращенно можно записать

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{E}}(x, y, z) &= \hat{\mathcal{E}} \{ \mathbf{j}^{\text{э,м}}(x', y', z') \}, \\ \dot{\mathbf{H}}(x, y, z) &= \hat{\mathcal{H}} \{ \mathbf{j}^{\text{э,м}}(x', y', z') \}, \end{aligned} \quad (7.2)$$

где $\hat{\mathcal{E}}\{\cdot\}$ и $\hat{\mathcal{H}}\{\cdot\}$ — векторные интеграло-дифференциальные операторы, задающие последовательность вычислений нужных компонентов поля. Операторы $\hat{\mathcal{E}}\{\cdot\}$ и $\hat{\mathcal{H}}\{\cdot\}$ ставят в соответствие заданному распределению электрических или магнитных токов в области V распределение полей $\dot{\mathbf{E}}$ и $\dot{\mathbf{H}}$ в пространстве. Эти операторы являются строгими и применимы при любых взаимных расположениях точек источников и точек наблюдения. Однако, идя по такому пути, как правило, не удается получить простых замкнутых выражений даже для сравнительно простых излучающих систем. Поэтому приходится прибегать к упрощающим предположениям, связанным с разбиением пространства на *дальнюю, промежуточную и ближнюю* области.

Введем сферическую систему координат R, θ, ϕ , центр которой помещен внутри излучающей системы (рис. 7.3, а). Пусть точки $Q(x', y', z')$ и $P(x, y, z)$ изображают соответственно текущую точку интегрирования внутри излучающей системы и точку наблюдения в окружающей однородной среде. Расстояние r , входящее в формулу (7.1), равно

$$r = QP = (R^2 + R'^2 - 2RR' \cos \alpha)^{1/2},$$

где α — угол между направлениями OQ и OP .

Если $R > R'$ и точка наблюдения находится на достаточноном удалении от объема с излучающими токами, то расстояние r можно приближенно представить в виде ряда по степеням отношения:

$$r = R \left[1 - \frac{R'}{R} \cos \alpha + \frac{R'^2}{2R^2} (1 - \cos^2 \alpha) + \frac{R'^3}{2R^3} \cos \alpha (1 - \cos^2 \alpha) + \dots \right]. \quad (7.3)$$

Пусть $R \gg R'$, что соответствует наиболее важной для теории антенн *области дальнего поля* (часто называемой дальней зоной), а

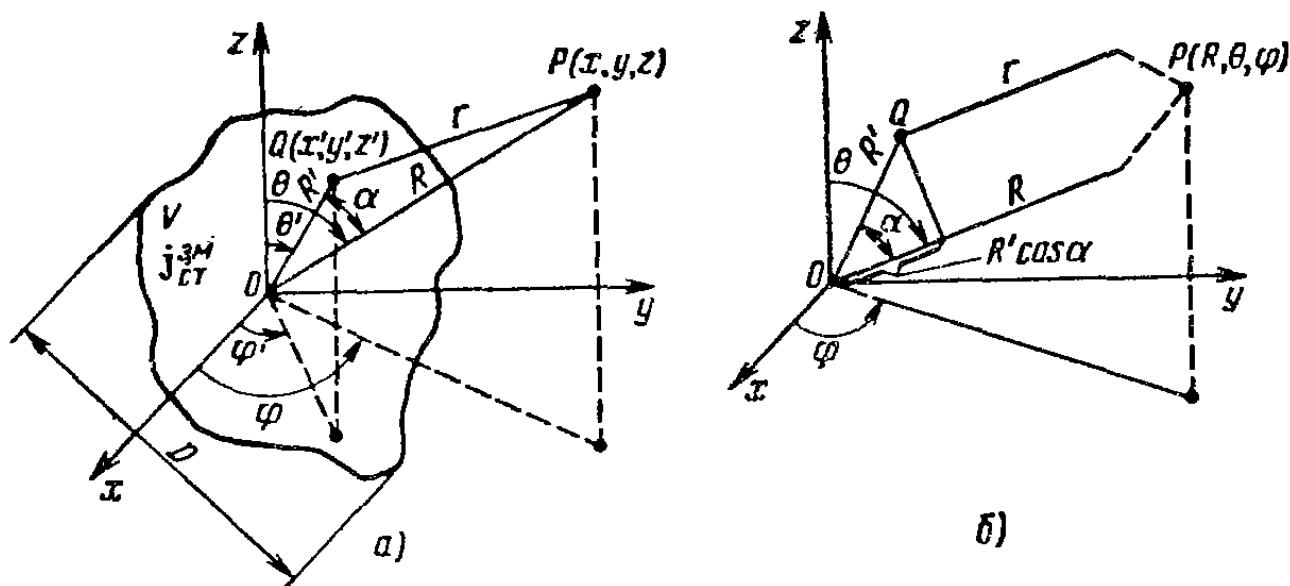


Рис. 7.3. К расчету электромагнитных полей излучающих систем:
а — общий случай; б — точка наблюдения в дальней зоне

также областью Фраунгофера). Тогда формула (7.1) упрощается:

1) в знаменателе подынтегрального выражения приближенно можно положить $r = R$, тогда множитель $1/R$ выходит из-под знака интеграла;

2) в показателе экспоненты под интегралом можно положить $r \approx R - R' \cos \alpha$, тогда функция $\exp(-j\beta r)$ также выходит из-под знака интеграла.

Более аккуратный подход к замене r на приближенное выражение в показателе экспоненты объясняется тем, что здесь отбрасываемые члены должны быть малы по сравнению с величиной 2π , т. е. с периодом экспоненты с мнимым показателем. Фактически второе предположение означает, что лучи, проведенные в точку наблюдения дальней зоны из начала координат и из текущей точки интегрирования Q , считаются параллельными (рис. 7.3, б). Добавок $R' \cos \alpha$ к величине r носит название *разности хода лучей*. Разность хода учитывает относительное запаздывание сферических волн, приходящих в точку наблюдения от двух элементарных источников, расположенных в начале координат и в точке $Q(x', y', z')$.

Разность хода $R' \cos \alpha$ фактически представляет собой проекцию (рис. 7.3, б) вектора $\mathbf{R}' = i_x x' + i_y y' + i_z z'$ на направление единичного

вектора, исходящего из начала координат в точку наблюдения:

$$\mathbf{R}/R = \mathbf{i}_x \sin \theta \cos \varphi + \mathbf{i}_y \sin \theta \sin \varphi + \mathbf{i}_z \cos \theta.$$

Перемножая скалярно эти векторы, находим явное выражение для разности хода:

$$R' \cos \alpha = x' \sin \theta \cos \varphi + y' \sin \theta \sin \varphi + z' \cos \theta. \quad (7.4)$$

Используя введенные в формулу (7.1) упрощения, приходим к асимптотической формуле для векторного потенциала в дальней зоне:

$$\dot{\mathbf{A}}_{\infty}^{\text{э,м}}(R, \theta, \varphi) = -\frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} \int_V \mathbf{j}_{\text{э,м}}(x', y', z') e^{j\beta R' \cos \alpha} dV'. \quad (7.5)$$

Здесь индекс ∞ показывает, что это выражение справедливо при $R \rightarrow \infty$. Граница применимости формулы (7.5) будет определена несколько позже.

Как следует из (7.4), значение интеграла (7.5) зависит только от угловых координат точки наблюдения и не зависит от расстояния R . Для перехода от векторных потенциалов $\dot{\mathbf{A}}_{\infty}^{\text{э,м}}$ к векторам полей $\dot{\mathbf{E}}$ и $\dot{\mathbf{H}}$ в дальней зоне необходимо выполнить операции пространственного дифференцирования, предписываемые соотношениями (П.4). После ряда тождественных преобразований, а также отбрасывания членов, имеющих радиальную зависимость $1/R^2$ (или $1/R^3$), т. е. несущественных в дальней зоне, получаем следующие расчетные соотношения:

$$\begin{aligned} \dot{E}_\theta &= \frac{-j2\pi}{\lambda} [Z_c \dot{A}_{\theta\infty}^{\text{э}} + \dot{A}_{\varphi\infty}^{\text{м}}], & \dot{H}_\varphi &= \dot{E}_\theta / Z_c, \\ \dot{E}_\varphi &= \frac{-j2\pi}{\lambda} [Z_c \dot{A}_{\varphi\infty}^{\text{э}} - \dot{A}_{\theta\infty}^{\text{м}}], & \dot{H}_\theta &= -\dot{E}_\varphi / Z_c, \end{aligned} \quad (7.6)$$

где $Z_c = (\mu_a/e_a)^{1/2}$ — характеристическое сопротивление среды.

В практических расчетах вычисление интегралов типа (7.5) удобно производить через декартовы составляющие

$$\dot{A}_{x,y,z,\infty}^{\text{э,м}} = \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} \int_V j_{x,y,z}^{\text{э,м}} e^{j\beta(x' \sin \theta \cos \varphi + y' \sin \theta \sin \varphi + z' \cos \theta)} dx' dy' dz', \quad (7.7)$$

переходя затем к сферическим координатам с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \dot{A}_\theta &= \dot{A}_x \cos \theta \cos \varphi + \dot{A}_y \cos \theta \sin \varphi - \dot{A}_z \sin \theta, \\ \dot{A}_\varphi &= -\dot{A}_x \sin \varphi + \dot{A}_y \cos \varphi. \end{aligned} \quad (7.8)$$

Сформулируем главные свойства электромагнитного поля излучающей системы в дальней зоне:

1. Поле дальней зоны имеет поперечный характер, т. е. составляющие векторов \dot{E} и \dot{H} в направлении распространения волны отсутствуют.

2. Поле в окрестности точки наблюдения в дальней зоне носит характер плоской электромагнитной волны, т. е. компоненты \dot{E}_θ и \dot{H}_ϕ , а также \dot{E}_ϕ и \dot{H}_θ находятся в фазе и их отношение равно характеристическому сопротивлению среды.

3. Зависимость поля от расстояния R имеет вид расходящейся сферической волны $\exp(-j\beta R)/R$. Однако эквифазные поверхности для каждого компонента поля не являются в общем случае сферами с центром в начале координат, поскольку \dot{E}_θ и \dot{E}_ϕ — комплексные функции, зависящие от углов θ , ϕ , а начало координат выбрано нами произвольно.

4. Угловое распределение составляющих вектора \dot{E} в дальней зоне не зависит от расстояния R и может быть охарактеризовано функциями

$$\dot{F}_\theta(\theta, \varphi) = \frac{\dot{E}_\theta(\theta, \varphi)}{|\dot{E}_{\theta\max}(\theta_1, \varphi_1)|}, \quad \dot{F}_\phi(\theta, \varphi) = \frac{\dot{E}_\phi(\theta, \varphi)}{|\dot{E}_{\phi\max}(\theta_2, \varphi_2)|},$$

где θ_1, φ_1 и θ_2, φ_2 — направления максимального излучения для соответствующих компонентов. Функции $\dot{F}_\theta(\theta, \varphi)$ и $\dot{F}_\phi(\theta, \varphi)$ называются *нормированными диаграммами направленности по полю* для соответствующих составляющих.

Иногда свойство 4 используют в «обращенном» виде, т. е. относят к дальней зоне те точки наблюдения, для которых угловые зависимости поперечных компонентов поля не зависят от расстояния до антенны.

5. Поток мощности излучения в дальней зоне всегда направлен радиально. Плотность потока мощности равна радиальной составляющей вектора Пойнтинга $\Pi_R = 0,5 \operatorname{Re}(\dot{E}_\theta \dot{H}_\phi^* - \dot{E}_\phi \dot{H}_\theta^*)$. Поскольку $\dot{H}_\phi = \dot{E}_\theta/Z_c$ и $\dot{H}_\theta = -\dot{E}_\phi/Z_c$, получаем

$$\Pi_R(\theta, \varphi) = (|\dot{E}_\theta(\theta, \varphi)|^2 + |\dot{E}_\phi(\theta, \varphi)|^2)/(2Z_c).$$

Мнимая часть вектора Пойнтинга в дальней зоне равна нулю. Таким образом, плотность потока мощности в каждом направлении определяется как сумма независимых плотностей потоков мощности, определяемых меридиональной и азимутальной составляющими поля.

Угловая зависимость

$$F^2(\theta, \varphi) = \Pi_R(\theta, \varphi)/\Pi_{R\max}(\theta_0, \varphi_0), \quad (7.9)$$

где $\Pi_{R\max}$ — модуль вектора Пойнтинга в направлении максимального излучения $\theta_0\varphi_0$, называется *нормированной диаграммой направленности по мощности*.

Установим теперь, на каком расстоянии от излучающей системы можно пользоваться формулами (7.5) и (7.6) для расчета полей,

т. е. найдем границу дальней зоны. Основное упрощение, которое нами использовалось, заключается в замене точного выражения $r = (R^2 + R'^2 - 2RR' \cos \alpha)^{1/2}$ приближенным $r \approx R - R'\cos \alpha$. Возникающая из-за этого фазовая ошибка в показателе подынтегральной экспоненты в (7.1) с учетом разложения (7.3) оказывается приближенно равной $(\beta R'^2 \sin^2 \alpha)/(2R)$.

Так как максимальное значение R' составляет примерно половину наибольшего размера излучающей системы D (рис. 7.3), то наибольшая фазовая ошибка может составить $\beta D^2/(8R)$. Полагая допустимую фазовую ошибку равной $\pi/8$ (т. е. $22,5^\circ$), после несложных преобразований получаем искомую оценку расстояния до ближней границы дальней зоны $R > 2D^2/\lambda$. При увеличении размера излучающей системы в длинах волн граница дальней зоны быстро отодвигается. Если $D/\lambda = 10$, то дальняя зона начинается с расстояний $R > 200\lambda$, а при $D/\lambda = 100$ начало дальней зоны соответствует расстоянию $20\,000\lambda$.

Так как диаграммы направленности (ДН) антенн определяют угловую зависимость полей излучения именно в дальней зоне, то выполнение условия $R > 2D^2/\lambda$ является важным требованием при экспериментальном снятии ДН с помощью пробной приемной антенны, перемещаемой по сферической поверхности вокруг исследуемой антенны.

При расстояниях $R < 2D^2/\lambda$ дальняя зона излучающей системы плавно переходит в *промежуточную область*, иногда называемую *областью Френеля*. При расчете полей излучающих систем в промежуточной области делаются следующие упрощения:

1. Как и в случае дальней зоны, величина r в знаменателе подынтегрального выражения (7.1) принимается приближенно равной R и выносится из-под знака интеграла.

2. В показателе экспоненты подынтегральной функции в (7.1) принимается $r \approx R - R'\cos \alpha + R'^2(1 - \cos^2 \alpha)/(2R)$, что соответствует отбрасыванию в степенном ряду (7.3) членов выше второй степени. Функция $\exp(-j\beta R)$, не зависящая от координат источников, выносится из-под интеграла.

Таким образом, в промежуточной области векторные потенциалы определяются по формуле

$$\hat{\mathbf{A}}_{\Phi^r}^{e,m}(R, \theta, \phi) = \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} \int_V \mathbf{J}^{e,m}(x', y', z') e^{j\beta[R' \cos \alpha - R'^2(1 - \cos^2 \alpha)/(2R)]} dV', \quad (7.10)$$

где разность хода $R'\cos \alpha$ по-прежнему определяется формулой (7.4).

3. При выполнении операций пространственного дифференцирования по формулам (П.4) отбрасываются все члены, имеющие радиальную зависимость $1/R^2$ и $1/R^3$, аналогично тому, как это делалось при вычислении полей дальней зоны. Следовательно, ком-

компоненты векторов поля \mathbf{E} и \mathbf{H} в промежуточной области могут быть найдены по формулам (7.6) с заменой в них векторных потенциалов $\mathbf{A}_{\infty}^{\text{э,м}}$ на векторные потенциалы $\mathbf{A}_{\text{ФР}}$.

Сформулированные ранее выводы о поперечном характере дальнего поля и о его локальном подобии плоской электромагнитной волне в окрестности любой точки наблюдения сохраняются и в промежуточной области. Однако зависимость поля от расстояния уже не имеет характера сферической волны $\exp(-j\beta R)/R$, так как расстояние R дополнительно входит в показатель степени подынтегральной экспоненты в (7.10). Расчеты показывают, что из-за этого в промежуточной области на монотонное убывание поля по закону $1/R$ накладывается осциллирующее затухающее колебание. Угловое распределение составляющих векторов поля оказывается зависящим от расстояния R , т. е. ДН излучающей системы в промежуточной области искажаются тем сильнее, чем меньше R . Анализ точности приближения промежуточной зоны показывает, что расстояние R должно находиться в пределах

$$\frac{D}{4} + \frac{D}{2} \left(\frac{D}{\lambda} \right)^{1/3} \leq R \leq \frac{2D^2}{\lambda},$$

где D — максимальный размер излучающей системы.

Величина $D/4$ в левой части неравенства играет роль только для очень малых антенн и учитывает амплитудную ошибку, возникающую в связи с заменой $1/r$ на $1/R$ с последующим вынесением $1/R$ из-под знака интеграла (в 7.1). При $D = 10\lambda$ промежуточная область охватывает пределы $13,5\lambda \leq R \leq 200\lambda$. С увеличением размера антенны промежуточная область расширяется и при $D = 100\lambda$ охватывает расстояния от 250λ до $20\,000\lambda$. Более строгое рассмотрение показывает, что границы промежуточной и дальней областей излучающей системы зависят не только от расстояния R , но и от углов наблюдения. Эти границы зависят также от формы излучающей системы антенны и характера распределения токов $\mathbf{j}_{\text{э,м}}(x', y', z')$.

На расстояниях, меньших нижней границы промежуточной области, располагается ближняя зона излучающей системы. В этой области электромагнитное поле имеет сложный характер и при его расчете необходимо пользоваться строгими операторами (7.2). В ближней зоне в общем случае присутствуют все компоненты поля, зависимость поля от расстояния R носит нерегулярный характер, вектор Пойнтинга становится комплексным и по направлению может не совпадать с радиусом-вектором \mathbf{R} .

В ближней зоне излучающей системы сосредоточивается некоторый запас электромагнитной энергии, как правило, затрудняющий хорошее согласование входа антенны в широкой полосе частот.

§ 7.4. ВЕКТОРНАЯ КОМПЛЕКСНАЯ ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ

По аналогии с полем диполя Герца [см. выражения (П.12а)] электромагнитное поле произвольной антенны в дальней зоне можно представить выражением

$$\dot{\mathbf{E}} = [Z_c/(2\lambda)] \dot{I}_A^3 h_d \dot{\mathbf{F}}(\theta, \varphi) e^{-j\beta R}/R, \quad (7.11)$$

где \dot{I}_A^3 — комплексная амплитуда электрического тока в выбранной точке A излучающей системы (обычно в максимуме распределения или на входе); $Z_c = (\mu_a/\epsilon_a)^{1/2}$ — характеристическое сопротивление среды; λ — длина волны в среде; h_d — коэффициент пропорциональности, называемый действующей длиной антенны.

Входящая в (7.11) комплексная векторная нормированная диаграмма направленности $\dot{\mathbf{F}}(\theta, \varphi)$ характеризует угловое распределение поля, а также его поляризационные и фазовые свойства. При задании этой важнейшей характеристики антенны следует обязательно оговаривать положение начала координат, относительно которого ведется отсчет разности фаз. В самом общем случае функция $\dot{\mathbf{F}}(\theta, \varphi)$ состоит из произведения трех сомножителей

$$\dot{\mathbf{F}}(\theta, \varphi) = \dot{F}(\theta, \varphi) \dot{\mathbf{p}}(\theta, \varphi) e^{j\Phi(\theta, \varphi)}, \quad (7.12)$$

описывающих соответственно амплитудную, поляризационную и фазовую структуры поля дальней зоны антенны. Рассмотрим последовательно сомножители выражения (7.12).

Амплитудная диаграмма направленности по полю $F(\theta, \varphi)$. Эта вещественная положительная функция нормируется таким образом, что $\max F(\theta, \varphi) = 1$. Очевидно, что квадрат $F^2(\theta, \varphi)$ совпадает с нормированным угловым распределением вектора Пойнтинга, определенным соотношением (7.9).

Амплитудная ДН антенны может быть получена как расчетным, так и экспериментальным путем. Для ее наглядного представления привлекают различные способы графического изображения. При этом пользуются представлением об амплитудной ДН как о поверхности, соединяющей концы радиальных векторов, исходящих из начала координат и имеющих в каждом направлении длину, равную в заданном масштабе значению функции $F(\theta, \varphi)$. Наиболее часто встречаются тороидальные, игольчатые, веерные и косекансные диаграммы направленности.

Характерной особенностью тороидальной ДН (рис. 7.4, а) является почти равномерное излучение в плоскости, перпендикулярной оси тороида. Область применения антенн с тороидальными ДН — радиосвязь, радионавигация и радиовещание. Игольчатые ДН имеют на фоне многих боковых лепестков ярко выраженный главный лепесток почти симметричной формы (рис. 7.4, б). В *веерных ДН* (рис. 7.4, в) ширина главного лепестка в двух взаимно перпендикулярных плоскостях сильно отличается. Антенны с иголь-

чательными и веерными ДН применяют в радиолокационных станциях (РЛС) и связных радиосистемах. В косекансных ДН веерный главный лепесток имеет несимметричную форму (рис. 7.4, г), причем его рабочая часть в одной из плоскостей (обычно вертикальной) определяется уравнением $F(\theta) = \text{cosec } \theta$, а в другой плоскости лепесток симметричен и имеет малую ширину. Косекансные ДН предпочтительны для самолетных РЛС обзора земной поверхности

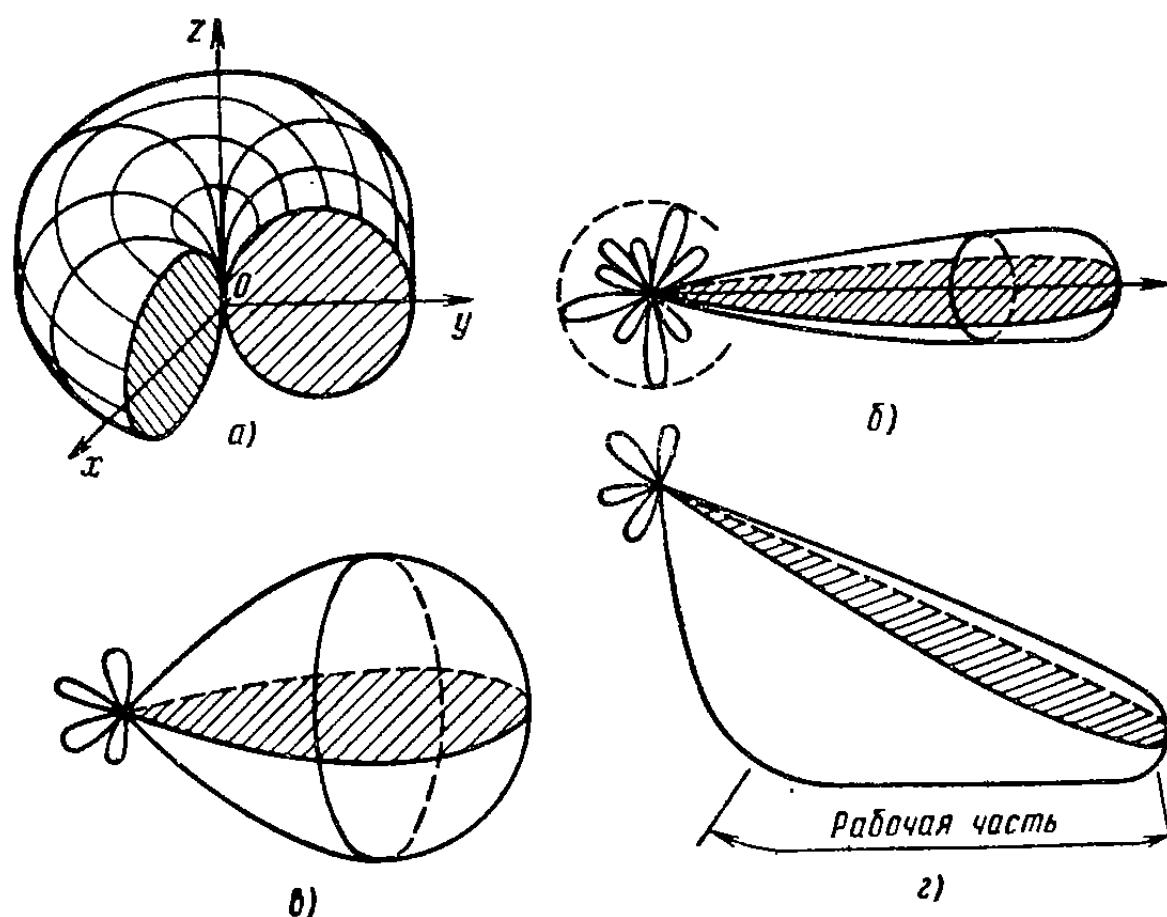


Рис. 7.4. Виды диаграмм направленности

и для наземных РЛС наблюдения за воздушной обстановкой. Рабочая часть косекансной ДН обеспечивает примерно одинаковую интенсивность отраженных сигналов при различных наклонных дальностях до цели.

Пространственное изображение функции $F(\theta, \phi)$, подобно изображению на рис. 7.4, является сложным для построения и малоинформационным. Поэтому о форме пространственной ДН обычно судят по ее сечениям в выбранных плоскостях. Для слабонаправленных антенн используют главные сечения сферической системы координат: экваториальную плоскость и пару меридиональных плоскостей. Для остронаправленных игольчатых и веерных ДН чаще выбирают пары перпендикулярных сечений, проходящих через направление максимального излучения. Одно из сечений берется в плоскости, где главный лепесток ДН имеет наименьшую ширину. Для антенн линейной поляризации может также использоваться пара сечений, параллельных векторам \mathbf{E} и \mathbf{H} .

Для сечений ДН используют полярные или декартовы координаты в различных амплитудных масштабах: линейном (по полю), квадратичном (по мощности) или логарифмическом (шкала децибел). Различные способы представления одной и той же двумерной ДН показаны на рис. 7.5.

Полярные ДН наглядны, однако по ним трудно определять угловые положения экстремумов излучения. Квадратичный масштаб имеет тенденцию к скрадыванию боковых лепестков и поэтому непригоден для изображения ДН антенн с низким уровнем бокового излучения. Логарифмический масштаб вводится соотношением $F_{\text{дБ}}(\theta, \varphi) = 20 \lg F(\theta, \varphi) = 10 \lg F^2(\theta, \varphi)$ и хорошо передает особенности амплитудных ДН в широком динамическом диапазоне.

С развитием средств машинной графики наметилась тенденция применения картографических методов изображения трехмерных (пространственных) ДН. Используется подходящая сетка угловых координат, на которую наносят замкнутые линии уровня функции $F(\theta, \varphi)$. Уровни маркируют цветом или численным указанием. В простейшей равнопромежуточной проекции используется квадратная координатная сетка по направлениям θ, φ (рис. 7.6). Такая проекция удобна для изображения главных лепестков с некоторой окрестностью бокового излучения.

Поляризационные свойства. Векторный сомножитель $\hat{\mathbf{p}}(\theta, \varphi)$ в (7.12) представляет собой единичный вектор поляризации с двумя компонентами, ориентированными по базисным ортам сферической системы координат:

$$\hat{\mathbf{p}}(\theta, \varphi) = \mathbf{i}_\theta \hat{p}_\theta(\theta, \varphi) + \mathbf{i}_\varphi \hat{p}_\varphi(\theta, \varphi) = (\mathbf{i}_\theta, \mathbf{i}_\varphi) \begin{pmatrix} \hat{p}_\theta \\ \hat{p}_\varphi \end{pmatrix} = \langle \mathbf{i} \hat{\mathbf{p}} \rangle. \quad (7.13)$$

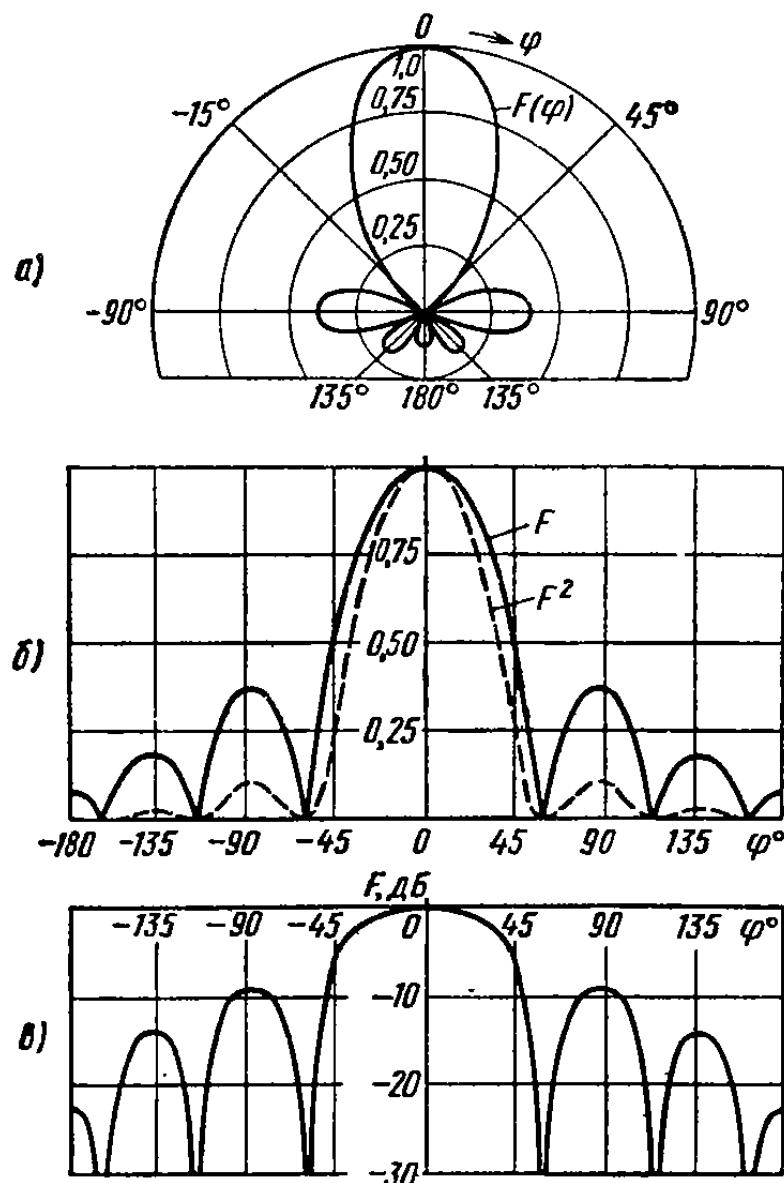


Рис. 7.5. Способы изображения двумерных ДН антенн:

а — полярная ДН по полю; б — декартовая ДН по полю и по мощности; в — декартовая ДН в логарифмическом масштабе

Модуль вектора \hat{p} равен единице независимо от направления, т. е. $|\hat{p}_\theta|^2 + |\hat{p}_\phi|^2 = 1$. Компоненты \hat{p}_θ и \hat{p}_ϕ показывают соотношение между вертикальной и горизонтальной составляющими поля в дальней зоне антенны в выбранном направлении, а также фазовый сдвиг между ними.

В общем случае оба компонента вектора поляризации являются комплексными числами. Один из компонентов обычно полагают ве-

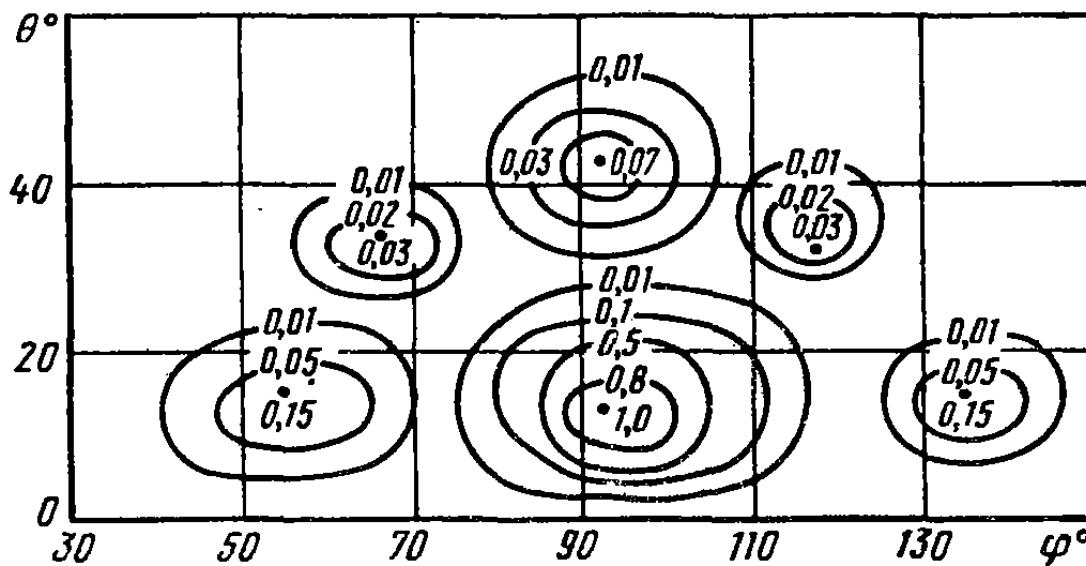


Рис. 7.6. Картографическое изображение ДН антенны

щественным [т. е. фаза этого компонента включается в минимум показатель экспоненты в третьем сомножителе (7.12)] и обозначают через a . Это так называемая *главная составляющая поляризации*, оговориваемая в техническом задании на проектирование антенны.

Второй компонент вектора поляризации, ортогональный главному, может быть назван *паразитной* (или кроссполяризационной) *составляющей поляризации*. С учетом обозначения главной составляющей поляризации

$$\hat{p}(\theta, \varphi) = i_{gl} a(\theta, \varphi) + i_{nz} \sqrt{1 - a^2} e^{j\psi(\theta, \varphi)}, \quad (7.14)$$

где i_{gl} — базисный единичный вектор главной поляризации; $a(\theta, \varphi)$ — вещественная положительная функция; i_{nz} — базисный единичный вектор паразитной поляризации; $\psi(\theta, \varphi)$ — фазовый сдвиг между составляющими. Величина $a^2 \leq 1$ представляет собой поляризационную эффективность антенны и показывает долю плотности потока мощности в данном направлении, излучаемую на главной поляризации. Величина $1 - a^2$ дает долю плотности потока мощности паразитной поляризации.

Выясним поведение мгновенного значения полного вектора поляризации. На рис. 7.7 представлена касательная плоскость к сферическому фронту излучаемой волны в окрестности точки наблюдения (волна уходит от наблюдателя за плоскость рисунка). Предположим, что составляющая по φ соответствует главной поляри-

зации. Мгновенные значения проекций полного вектора поляризации

$$p_\theta = a \sin \omega t, \quad p_\phi = \sqrt{1-a^2} \sin (\omega t + \psi).$$

Геометрическим местом точек концов вектора поляризации в последовательные моменты времени является эллипс. Внутри этого эллипса полный вектор поляризации (а следовательно, и вектор \vec{E}) совершает регулярное вращение, причем полный оборот происходит за период колебаний несущей частоты, а направление вращения зависит от знака фазового угла: $-\pi \leq \psi \leq \pi$. При положительных ψ вращение происходит по часовой стрелке (правое вращение) и при отрицательных ψ — против часовой стрелки (левое вращение). Таким образом, вектор поляризации вращается в сторону составляющей, отстающей по фазе, при этом наблюдатель смотрит вслед уходящей волне.

Для количественной характеристики эллипса поляризации вводят параметры: 1) отношение малой и большой осей $r \leq 1$; 2) угол ориентации большой оси β (рис. 7.7). Отношение осей называют коэффициентом эллиптичности. Принято приписывать величине r знак плюс при правом вращении \dot{r} и знак минус при левом.

Построение поляризационного базиса. Заметим, что поляризационный вектор не изменится, если между двумя матричными сомножителями в правой части (7.13) поместить единичную матрицу второго порядка, представив ее в виде произведения двух унитарных сопряженных сомножителей, построенных по типу канонической матрицы (3.18):

$$\dot{\mathbf{p}} = (\mathbf{i}_\theta, \mathbf{i}_\phi) \mathbf{U} \mathbf{U}_t^* \begin{pmatrix} \dot{p}_\theta \\ \dot{p}_\phi \end{pmatrix} = (\mathbf{i}_{\text{гл}}, \mathbf{i}_{\text{пз}}) \begin{pmatrix} \dot{p}_{\text{гл}} \\ \dot{p}_{\text{пз}} \end{pmatrix},$$

где

$$(\mathbf{i}_{\text{гл}}, \mathbf{i}_{\text{пз}}) = (\mathbf{i}_\theta, \mathbf{i}_\phi) \mathbf{U}; \quad \begin{pmatrix} \dot{p}_{\text{гл}} \\ \dot{p}_{\text{пз}} \end{pmatrix} = \mathbf{U}_t^* \begin{pmatrix} \dot{p}_\theta \\ \dot{p}_\phi \end{pmatrix}.$$

Тем самым получено разложение вектора поляризации в новом поляризационном базисе, орты которого

$$\mathbf{i}_{\text{гл}} = \mathbf{i}_\theta \cos \tau + \mathbf{i}_\phi \sin \tau e^{j\psi_1},$$

$$\mathbf{i}_{\text{пз}} = \mathbf{i}_\theta \sin \tau e^{j\psi_2} - \mathbf{i}_\phi \cos \tau e^{j(\psi_1 + \psi_2)}, \quad (7.15)$$

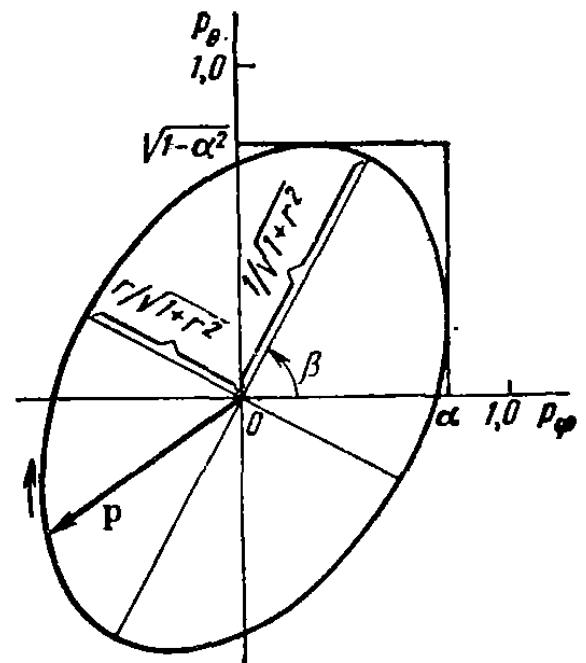


Рис. 7.7. Поляризационный эллипс

причем параметры τ , ψ_1 и ψ_2 определяют унитарную матрицу U .

Каждый орт поляризационного базиса (7.15) имеет единичный модуль и описывает волну эллиптической поляризации общего вида. Замечательным свойством этих волн является *ортогональность*, понимаемая в смысле обращения в нуль скалярного произведения $\langle \mathbf{i}_{\text{гл}} \mathbf{i}_{\text{пз}} \rangle = 0$. Ортогональность векторов $\mathbf{i}_{\text{гл}}$ и $\mathbf{i}_{\text{пз}}$ означает, что они участвуют в переносе мощности излучения антенны независимо один от другого.

На практике часто используется поляризационный базис, состоящий из двух круговых поляризаций противоположного направления вращения. Ему соответствуют параметры унитарной матрицы $\tau = \pi/4$; $\psi_1 = -\pi/2$; $\psi_2 = \pi/2$; $\mathbf{i}_{\text{гл}} = 0,707(\mathbf{i}_\theta - j\mathbf{i}_\phi)$; $\mathbf{i}_{\text{пз}} = 0,707(j\mathbf{i}_\theta - \mathbf{i}_\phi)$. Главной поляризации соответствует правое вращение и паразитной поляризации — левое. В наиболее общем случае при произвольных параметрах τ , ψ_1 и ψ_2 векторы $\mathbf{i}_{\text{гл}}$ и $\mathbf{i}_{\text{пз}}$ характеризуются одинаковым модулем коэффициента эллиптичности, однако большие оси эллипсов в каждой точке пространства перпендикулярны между собой, а направления вращения противоположны.

Итак, для полного описания поляризационных свойств дальнего поля антенны достаточно указать требуемый по техническому заданию базис и получить функциональные зависимости поляризационной эффективности $\alpha^2(\theta, \varphi)$ и фазового сдвига между основной и паразитной составляющими $\psi(\theta, \varphi)$.

Для совместного описания амплитудных и поляризационных свойств антенн можно использовать ДН на заданной поляризации поля:

$$F_{\text{гл}}(\theta, \varphi) = \frac{F(\theta, \varphi) \alpha(\theta, \varphi)}{|F(\theta, \varphi) \alpha(\theta, \varphi)|_{\max}},$$
$$F_{\text{пз}}(\theta, \varphi) = \frac{F(\theta, \varphi) \sqrt{1 - \alpha^2(\theta, \varphi)}}{|F(\theta, \varphi) \sqrt{1 - \alpha^2(\theta, \varphi)}|_{\max}}.$$

Именно такие ДН непосредственно измеряются при экспериментальном исследовании конкретных антенн.

Фазовая характеристика антенины. Мнимый показатель степени $\Phi(\theta, \varphi)$ в третьем сомножителе формулы (7.12) носит название *фазовой характеристики направленности* антены по главной поляризации излучения. Функция $\Phi(\theta, \varphi)$ характеризует изменение фазового сдвига компонента главной поляризации при перемещении точки наблюдения по поверхности большой сферы радиуса R с центром в начале выбранной системы координат и, таким образом, существенно зависит от этого выбора.

Наряду с фазовой характеристикой $\Phi(\theta, \varphi)$ в рассмотрение вводят также эквифазные поверхности в дальней зоне, т. е. поверхности, на которых фаза компонента главной поляризации одинакова для всех углов наблюдения. Уравнение эквифазной поверхности с учетом радиальной зависимости фазы дальнего поля

$-2\pi R/\lambda$ может быть записано в виде

$$R(\theta, \varphi) = R_0 + \frac{\lambda}{2\pi} \Phi(\theta, \varphi).$$

Если эквифазная поверхность представляет собой сферу (за вычетом возможных скачков на $\lambda/2$ при переходе через нуль амплитудной ДН), то центр этой сферы носит название *фазового центра антенны*. Для удаленного наблюдателя фазовый центр является именно той точкой антенны, откуда исходят сферические волны излучаемого поля. Наиболее простой фазовой характеристикой антенны является постоянная функция $\Phi(\theta, \varphi) = \Phi_0 \pm \pi$, где Φ_0 — константа. В этом случае эквифазные поверхности имеют вид сфер и фазовый центр совпадает с началом координат. Если же функция $\Phi(\theta, \varphi)$ не постоянна, то возможны два случая: 1) антenna имеет фазовый центр, не совпадающий с началом координат; 2) антenna вообще не имеет фазового центра. В обоих случаях удается упростить вид фазовой характеристики путем надлежащего переноса начала системы координат.

Обратимся к рис. 7.8, на котором показано положение начала новой системы координат — точки O' с координатами x_0, y_0, z_0 в старой системе. В новой системе координат R', θ, φ исходная фазовая характеристика изменится за счет разности хода лучей $R_0 \cos \alpha$ и будет иметь вид [см. (7.4)]

$$\Phi'(\theta, \varphi) = \Phi(\theta, \varphi) - \beta R_0 \cos \alpha = \Phi(\theta, \varphi) - \beta(x_0 \sin \theta \cos \varphi + y_0 \sin \theta \sin \varphi + z_0 \cos \theta). \quad (7.16)$$

Если антenna имеет фазовый центр (случай 1), то координаты x_0, y_0, z_0 могут быть подобраны таким образом, что $\Phi'(\theta, \varphi) = \text{const}$. Это получится лишь при условии, что исходная фазовая характеристика

$$\Phi_0(\theta, \varphi) = \beta(x_0 \sin \theta \cos \varphi + y_0 \sin \theta \sin \varphi + z_0 \cos \theta + \rho),$$

где ρ — некоторая константа.

Поэтому можно утверждать, что антenna имеет фазовый центр только в том случае, если ее фазовая характеристика представима в виде функции $\Phi_0(\theta, \varphi)$. Это положение было установлено советским ученым А. Р. Вольпертом в 1961 г. На практике многие антен-

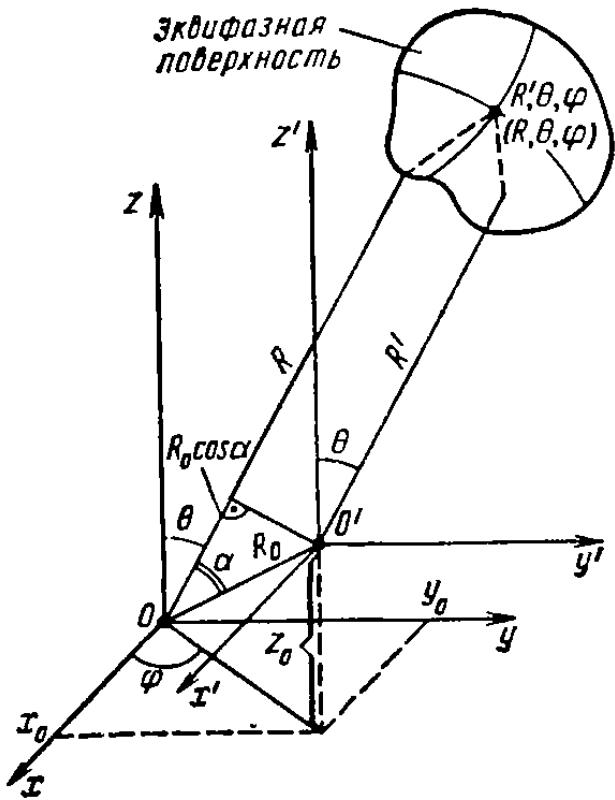


Рис. 7.8. К определению фазовой характеристики антенны

ны (рупорные, спиральные, турникетные и др.) не имеют фазового центра в строгом понимании. Однако и для таких антенн можно указать точку (так называемый *центр излучения*), относительно которой поверхность равных фаз наименее уклоняется от сферической, а фазовая характеристика наиболее близка константе.

Подчеркнем, что понятия фазового центра антенны и центра излучения относятся к компоненту на главной поляризации излучения. Для поля паразитной поляризации фазовая характеристика направленности может быть вычислена с помощью соотношения $\Phi_{\text{из}}(\theta, \phi) = \Phi(\theta, \phi) + \psi(\theta, \phi)$, где $\Phi(\theta, \phi)$ — фазовая характеристика на главной поляризации; $\psi(\theta, \phi)$ — фазовый сдвиг компонента вектора паразитной поляризации по отношению к компоненту главной поляризации.

§ 7.5. ВТОРИЧНЫЕ ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ НАПРАВЛЕННОСТЬ АНТЕНН

Коэффициент направленного действия. Степень концентрации излучения в направлении максимума амплитудной ДН оценивается коэффициентом направленного действия (КНД). Этот параметр, введенный в теорию антенн в 1929 г. советским ученым А. А. Пистолькорсом, показывает отношение модуля вектора Пойнтинга в направлении максимального излучения на удалении R в дальней зоне к среднему модулю вектора Пойнтинга на поверхности сферы того же радиуса, охватывающей антенну:

$$D_{\max} = \Pi_{\max}/\Pi_{\text{ср}} \text{ при } R = \text{const} \rightarrow \infty. \quad (7.17)$$

Существует и другое определение КНД, согласно которому этот параметр антennы показывает, во сколько раз должна быть увеличена излучаемая мощность при замене направленной антennы на абсолютно не направленную гипотетическую изотропную антенну при условии сохранения постоянного модуля вектора Пойнтинга в точке наблюдения. Таким образом, подчеркивается, что увеличение КНД антennы эквивалентно как бы возрастанию мощности передатчика. Заметим, что изотропная антenna с ДН $F^2(\theta, \phi) \equiv 1$ и с постоянной поляризацией излучения является физически нереализуемой. Доказано, что в поле излучения реальной антennы либо имеется направление нулевого излучения, либо поляризация существенно зависит от направления и коэффициент эллиптичности принимает любые значения: $-1 \leq r \leq 1$.

Излучаемая направленной антеннной мощность пропорциональна интегралу

$$P_s = A \oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \phi) d\Omega, \quad d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi,$$

где A — коэффициент пропорциональности. Интегрирование ведется в пределах полного телесного угла $\Omega = 4\pi$, т. е. от 0 до 2π по ϕ

и от 0 до π по θ . Если антенна представляет гипотетический изотропный излучатель с ДН $F^2(\theta, \varphi) = 1$, то ее мощность излучения

$$P_{\Sigma \text{из}} = A \oint_{\Omega=4\pi} 1 \cdot d\Omega = 4\pi A.$$

Пользуясь вторым определением КНД, для направления максимального излучения [$F^2_{\max}(\theta_0, \varphi_0) = 1$] получаем

$$D_{\max} = P_{\Sigma \text{из}} / P_{\Sigma} = 4\pi / \oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (7.18)$$

В дальнейшем всегда будем определять КНД антенны для направления максимального излучения, однако для сокращения записи индекс «*так*» будем опускать. Для других направлений КНД также существует и определяется формулой

$$D(\theta, \varphi) = DF^2(\theta, \varphi).$$

Пример 1. Для диполя Герца в свободном пространстве нормированная ДН имеет вид $F^2(\theta, \varphi) = \sin^2 \theta$. Подстановка этой функции в (7.18) приводит к результату $D = 1.5$. Если же расположить диполь на нулевой высоте перпендикулярно бесконечной идеально проводящей плоскости, то $D = 3$, несмотря на то что нормированная ДН определяется той же функцией. Возрастание КНД вдвое обусловлено тем, что пределы интегрирования по углу θ в знаменателе (7.18) сокращаются до интервала $(0, \pi/2)$. Действительно, диполь теперь излучает мощность только в одно полупространство, причем модуль вектора Пойнтинга в нем утверждается вследствие появления зеркального изображения диполя (см. рис. П.4 приложения).

Ширина луча и уровень боковых лепестков. Помимо КНД, направленные свойства антенны оценивают также углом раствора главного лепестка ДН в какой-либо плоскости при заданном уровне относительной мощности. Этот угол называют *шириной луча* в соответствующей плоскости. Чаще всего используется определение ширины луча $\Delta\theta$ на уровне половинной мощности (уровень 0,707 по полю, или -3 дБ) относительно главного максимума излучения. Реже пользуются определением ширины луча «по нулям» $\Delta\theta_0$, т. е. угловым расстоянием между минимумами излучения.

Наряду с шириной луча очень важным параметром является *уровень боковых лепестков* антенны. Чаще всего уровень боковых лепестков характеризуют максимумом наибольшего бокового лепестка по отношению к значению главного максимума. При сложной поляризационной структуре поля уровень боковых лепестков находят как по основной, так и по паразитной составляющим вектора поляризации. Ширина луча и уровень боковых лепестков антенны являются параметрами, определяющими разрешающую способность и помехозащищенность радиосистем. Поэтому в технических заданиях на разработку антенн этим параметрам уделяется большое значение. Их значения контролируют при вводе антены в эксплуатацию и периодические проверяют в процессе эксплуатации.

Зависимость КНД от ширины луча и уровня боковых лепестков. Для остронаправленных антенн с игольчатой ДН интеграл в знаменателе выражения для КНД (7.18) может быть представлен в виде суммы:

$$I_{\Sigma} = \oint_{\Omega=4\pi} F^2 d\Omega = \int_{\Omega_{\text{гл}}} F^2 d\Omega + \int_{4\pi-\Omega_{\text{гл}}} F^2 d\Omega = I_{\text{гл}} + I_{\text{бок}},$$

где $\Omega_{\text{гл}}$ — телесный угол, занимаемый главным лепестком диаграммы направленности (по нулевому уровню излучения).

Первое слагаемое $I_{\text{гл}}$ пропорционально доле мощности излучения, приходящейся на главный лепесток ДН, и второе слагаемое $I_{\text{бок}}$ пропорционально доли мощности излучения через боковые и задние лепестки ДН. Выражение для КНД антенны (7.18) теперь может быть разбито на два множителя:

$$D = \frac{4\pi}{I_{\Sigma}} \frac{I_{\text{гл}}}{I_{\Sigma}} = \frac{4\pi}{I_{\Sigma}} \frac{I_{\Sigma} - I_{\text{бок}}}{I_{\text{гл}}} = D' (1 - \beta_b).$$

Первый сомножитель представляет собой так называемый *КНД антенны по главному лепестку ДН*:

$$D' = 4\pi / I_{\text{гл}} = 4\pi \left/ \int_{\Omega_{\text{гл}}} F^2(\theta, \varphi) d\Omega \right. \quad (7.19)$$

Именно такой КНД имела бы гипотетическая антenna с единственным главным лепестком ДН при полном отсутствии бокового и заднего излучения.

Входящая во второй сомножитель выражения для D величина $\beta_b < 1$ носит название *коэффициента рассеяния*

$$\beta_b = I_{\text{бок}} / I_{\Sigma} = \int_{4\pi-\Omega_{\text{гл}}} F^2(\theta, \varphi) d\Omega \left/ \oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega \right.$$

и показывает относительную долю мощности излучения антенны, приходящуюся на область боковых и задних лепестков ДН. Соответственно величина $1 - \beta_b$ есть относительная доля мощности излучения, сосредоточенная в главном лепестке ДН, т. е. это *эффективность главного луча*.

Пример 2. Аппроксимируем реальную игольчатую ДН с помощью упрощенной функции (рис. 7.9), равной единице в пределах небольшого телесного угла $\Omega_{\text{гл}} = \Delta\theta\Delta\varphi$ (это «главный» лепесток) и всюду равной небольшому значению $t < 1$ в области бокового излучения (t — это «эффективный уровень боковых лепестков»). Используя эту функцию в определении КНД (7.18), находим

$$D = 4\pi / [\Delta\theta\Delta\varphi + t^2(4\pi - \Delta\theta\Delta\varphi)].$$

Для не слишком узких лучей и для малых уровней бокового излучения, т. е. при выполнении неравенства $\Delta\theta\Delta\varphi \gg t^2(4\pi - \Delta\theta\Delta\varphi)$, эффективность главного луча близка единице и КНД антенны практически совпадает с КНД по главному лепестку:

$$D' = 4\pi / (\Delta\theta\Delta\varphi) \approx 40000 / (\Delta\theta\Delta\varphi).$$

Однако при сужении главного лепестка и при постоянном уровне бокового излучения происходит рост коэффициента рассеяния. При условии $\Delta\theta\Delta\phi = t^2(4\pi - \Delta\theta\Delta\phi) \approx 4\pi t^2$ эффективность главного луча составляет 0,5, т. е. КНД антены снижается вдвое по сравнению с D' . При ширине главного лепестка $\Delta\theta = \Delta\phi = 1^\circ$ снижение КНД вдвое происходит при уровне бокового излучения $t = 0,005$ или -46 дБ. При дальнейшем сужении луча и при постоянном t коэффициент рассеяния стремится к единице, эффективность главного луча приближается к нулю, а КНД стремится к постоянному значению:

$$\lim \{D\} = 1/t^2 \text{ при } \Delta\theta\Delta\phi \rightarrow 0, \quad t = \text{const.}$$

Таким образом, при наличии равномерного бокового излучения с эффективным значением t (по полю) КНД антенны при сколь угодно узких лучах ограничивается значением $D_{\text{пред}} = 1/t^2$.

В большинстве реальных антенн боковые лепестки имеют тенденцию быстрого снижения по мере удаления от главного лепестка ДН, а ширина главного лепестка обычно является не настолько малой, чтобы эффективность главного луча антенны падала ниже 0,8. Для таких антенн широко распространена инженерная оценка КНД по формуле

$$D = 32000 / (\Delta\theta\Delta\phi), \quad (7.20)$$

где под $\Delta\theta$ и $\Delta\phi$ понимаются значения (в градусах) ширины главного лепестка реальной ДН на уровне половинной мощности. Действительно, с помощью несложных расчетов можно убедиться, что при плавной форме главного лепестка ДН заключенная в нем мощность примерно равна мощности излучения идеализированного лепестка секторной формы с одинаковым значением поля в максимуме и с шириной в каждой из двух ортогональных плоскостей, равной соответствующей ширине луча реальной ДН по уровню половинной мощности.

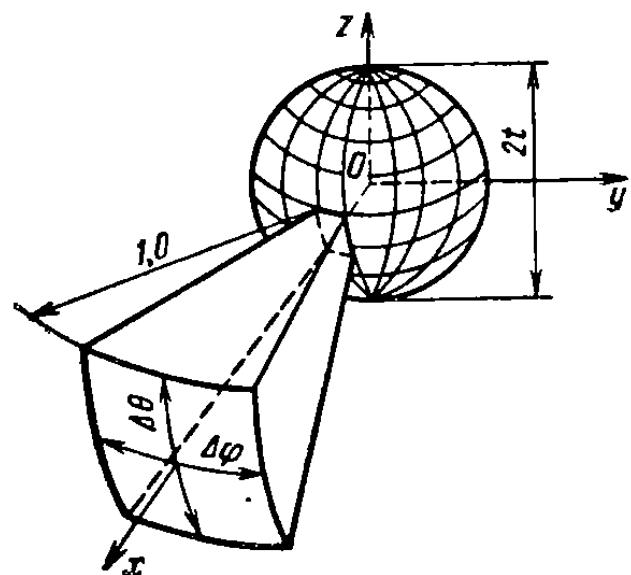


Рис. 7.9. Идеализированная ДН антенны

§ 7.6. ПЕРЕДАЮЩАЯ АНТЕННА КАК ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИК

В этом параграфе будут получены соотношения для математического моделирования действия передающей антенны от ее входа до точки наблюдения в дальней зоне. Для этого потребуется уточнить и расшифровать такие параметры антенны, как сопротивление излучения, действующая длина, входное сопротивление, КПД, коэффициент усиления.

Сопротивление излучения и действующую длину можно связать с уже определенным КНД антенны следующим образом. Вычислим по методу вектора Пойнтинга [см. формулы (П.13) и комментарии

к ним] мощность излучения антенны, создающей электромагнитное поле (7.11):

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} |\dot{I}_A|^2 R_{\Sigma} = \oint_{\Omega=4\pi} \frac{|\dot{E}|^2}{2Z_c} R^2 d\Omega = \frac{Z_c h_d^2}{8\lambda^2} |\dot{I}_A|^2 \oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega.$$

Входящий сюда определенный интеграл, согласно (7.18), равен $4\pi/D$, где D — КНД антенны в направлении максимального излучения. После очевидных сокращений находим *сопротивление излучения*, отнесенное к точке A :

$$R_{\Sigma} = (Z_c \pi / D) (h_d / \lambda)^2,$$

и *действующую длину* антенны (также отнесенную к выбранной точке A излучающей системы):

$$h_d = \lambda \sqrt{D R_{\Sigma} / (Z_c \pi)}. \quad (7.21)$$

Можно считать, что действующая длина антенны устанавливает формальную связь между КНД и сопротивлением излучения при известных длине волны и параметрах среды, окружающей антенну. Заметим, что для диполя Герца действующая длина совпадает с длиной диполя.

Подставим выражение для действующей длины антенны (7.21) в формулу для напряженности электрического поля (7.11) и сделаем некоторые перегруппировки сомножителей:

$$\frac{\dot{E}}{\sqrt{2Z_c}} = \dot{I}_A \sqrt{\frac{R_{\Sigma} D}{8\pi}} \dot{F}(\theta, \varphi) \frac{e^{-j\beta R}}{R}. \quad (7.22)$$

Вектор $\vec{\mathcal{E}} = \dot{E} / \sqrt{2Z_c}$ в левой части соотношения (7.22) имеет размерность $\sqrt{\text{Вт/м}}$, а по направлению и фазе совпадает с вектором \dot{E} . Квадрат модуля вектора $\vec{\mathcal{E}}$ точно равен модулю вектора Пойнтинга, и поэтому в дальнейшем будем называть $\vec{\mathcal{E}}$ *вектором интенсивности излучения*.

Множитель $\dot{I}_A \sqrt{R_{\Sigma} / 2}$ в правой части (7.22) может быть записан через мощность излучения антенны в виде $\sqrt{P_{\Sigma}} \exp(j\varphi_A)$, где фаза φ_A совпадает с фазой излучающего тока I_A . С учетом новых обозначений выражение (7.22) переписывается в виде

$$\vec{\mathcal{E}}(R, \theta, \varphi) = e^{-j\varphi_A} \sqrt{P_{\Sigma} D / (4\pi)} \dot{F}(\theta, \varphi) e^{-j\beta R} / R, \quad (7.23)$$

где D — полный КНД антенны в направлении максимального излучения, а комплексная векторная ДН удовлетворяет условию нормировки к единичному максимуму. Определенным недостатком формулы (7.23) является то, что она не учитывает неизбежных потерь части подводимой к антенне мощности на нагрев неидеальных про-

водников и изоляторов. Вводя коэффициент полезного действия (КПД) антенны

$$\eta = P_{\Sigma}/P_{\text{вх}} = P_{\Sigma}/(P_{\Sigma} + P_{\text{пот}}),$$

где $P_{\text{вх}}$ — полная входная мощность; P_{Σ} — мощность излучения и $P_{\text{пот}}$ — мощность омических потерь в антенну и в согласующем устройстве [см. также формулу (П.14)], из (7.23) получаем соотношение

$$\dot{\mathcal{E}}(R, \theta, \varphi) = e^{j\varphi_A} \sqrt{P_{\text{вх}}} \sqrt{D\eta/(4\pi)} \dot{F}(\theta, \varphi) e^{-j\beta R/R}. \quad (7.24)$$

Входящее в (7.24) произведение КНД на КПД антенны принято называть *коэффициентом усиления* антенны $G = D\eta$. Коэффициент усиления показывает, во сколько раз должна быть увеличена входная мощность при замене реальной направленной антенны с потерями на абсолютно не направленную гипотетическую антенну без потерь при условии сохранения модуля вектора Пойнтинга в точке наблюдения. Выделение коэффициента усиления как самостоятельного параметра связано с тем, что именно эта величина легко поддается непосредственному измерению *методом сравнения*. В этом методе используется вспомогательная эталонная антenna с известным коэффициентом усиления $G_{\text{эт}}$, при работе через которую в дальней зоне получают определенный уровень интенсивности излучения $|\dot{\mathcal{E}}_{\text{эт}}|$. Затем вспомогательную эталонную антенну заменяют на измеряемую и подаваемая на ее вход мощность регулируется так, чтобы в точке наблюдения интенсивность излучения по-прежнему была равна $|\dot{\mathcal{E}}_{\text{эт}}|$. Коэффициент усиления измеряемой антенны теперь может быть найден как произведение известного коэффициента усиления эталонной антенны на отношение входных мощностей в первом и втором случаях (обычно это отношение определяется с помощью калиброванного аттенюатора). Если же необходимо знать раздельно значения КНД и КПД, то следует дополнительно снимать амплитудную ДН измеряемой антенны, вычислять по ней КНД с помощью формулы (7.18) и, наконец, находить КПД делением коэффициента усиления на КНД.

Вернемся к формуле (7.24) и установим связь входящей в нее мощности $P_{\text{вх}}$ с режимом на входе антенны. В качестве входа выберем фиксированное сечение подводящей линии передачи, расположенное перед согласующим устройством, в области одномодового режима (см. рис. 7.1). Нормированные напряжения падающей и отраженной волн $\dot{u}_{\text{п}}$ и \dot{u}_{o} либо полные нормированные напряжение и ток \dot{u} и i , связанные с $\dot{u}_{\text{п}}$ и \dot{u}_{o} известными соотношениями $\dot{u} = \dot{u}_{\text{п}} + \dot{u}_{\text{o}} = \dot{u}_{\text{п}}(1+\rho)$, $i = \dot{u}_{\text{п}} - \dot{u}_{\text{o}} = \dot{u}_{\text{п}}(1-\rho)$, определяют режим входа (ρ — коэффициент отражения на входе). Напомним, что модуль нормированного напряжения падающей волны определяется как корень квадратный из проходящей мощности (размерность $\sqrt{\text{Вт}}$), фаза

нормированного напряжения \dot{u}_n совпадает с фазой поперечного электрического поля падающей волны в линии входа.

Отношение полных нормированных напряжения и тока в сечении входа антенны определяет *нормированное * входное сопротивление антенны* $\dot{z} = r + jx = \dot{u}/\dot{i} = (1 + \rho)/(1 - \rho)$ или *нормированную входную проводимость антенны* $\dot{y} = g + jb = 1/\dot{z} = (1 - \rho)/(1 + \rho)$. В терминах нормированных напряжений и токов входная мощность антенны может быть записана следующим образом:

$$P_{\text{вх}} = \text{Re}(\dot{u}\dot{i}^*) = |\dot{i}|^2 r = |\dot{u}|^2 g = |\dot{u}_n|^2 (1 - |\rho|^2).$$

Соответственно возможны такие альтернативные представления поля излучения антенны:

$$\dot{\mathcal{E}}(R, \theta, \varphi) = \begin{Bmatrix} |\dot{i}| \sqrt{r} \\ |\dot{u}| \sqrt{g} \\ |\dot{u}_n| \sqrt{1 - |\rho|^2} \end{Bmatrix} e^{j\varphi_A} \sqrt{\frac{G}{4\pi}} \dot{F}(\theta, \varphi) \frac{e^{-j\beta R}}{R}. \quad (7.25a)$$

$$(7.25b)$$

$$(7.25c)$$

Формулы (7.25) дают нормированное описание «сквозного» действия любой передающей антенны от точки входа до точки наблюдения поля в дальней зоне. Удобство этих формул состоит в том, что в них не входят в явной форме какие-либо размеры антенны и длина волны. Достаточно знать следующие параметры: векторную нормированную ДН $\dot{F}(\theta, \varphi)$; коэффициент усиления антенны G ; нормированное входное сопротивление (или проводимость, или коэффициент отражения).

И еще одно замечание относительно формулы (7.25c). Входящая в эту формулу величина $1 - |\rho|^2$ наглядно показывает уменьшение входной мощности антенны из-за несогласованности ее входа, причем наряду с множителем $1 - |\rho|^2$ в (7.25c) входит коэффициент усиления антенны G . Поэтому иногда при использовании формулы (7.25c) включают множитель $1 - |\rho|^2$ в эквивалентный коэффициент усиления $G_{\text{экв}} = G(1 - |\rho|^2) = D\eta(1 - |\rho|^2)$, учитывающий наряду с сомическими потерями в антенне потери мощности на отражение от ее входа.

§ 7.7. РАБОЧАЯ ПОЛОСА ЧАСТОТ И ПРЕДЕЛЬНАЯ МОЩНОСТЬ АНТЕННЫ

Введенные в предыдущих параграфах параметры антенны характеризуют ее при монохроматических колебаниях, т. е. на одной частоте. Однако в любой реальной радиосистеме используется частотный спектр и часто предусматривается возможность смены частот. Поэтому важнейшим параметром антенны является *рабочая*

* Для антенн, питаемых линиями передачи с Т-волной, возможно также использование ненормированных входных сопротивлений и проводимостей.

полоса частот, в пределах которой другие ее параметры не выходят за пределы допусков, установленных техническим заданием.

Обычно границы рабочей полосы частот определяются наиболее зависящим от частоты параметром. Например, очень часто рабочая полоса частот ограничивается ухудшением согласования входа, т. е. падением КБВ ниже допустимого значения. В других случаях ограничение полосы частот может быть обусловлено изменением положения максимума ДН, расширением луча и падением КНД и т. д. Наблюдаются случаи, когда верхняя и нижняя границы полосы частот ограничиваются разными факторами, например со стороны нижних частот — качеством согласования, а со стороны верхних частот — искажением формы ДН. Полностью судить о полосе частот антennы удается после завершения расчетов и экспериментального исследования опытного образца.

Условно принято считать узкополосными антennы с рабочей полосой частот меньше 10% номинальной частоты. Широкополосные антennы могут иметь полосу частот 10—50%. Антennы с более широкой рабочей полосой частот (до нескольких октав) называют диапазонными. И наконец, если отношение верхней и нижней границ рабочей полосы частот достигает 5:1 и более, можно считать антенну частотно-независимой.

Еще одним важным параметром передающих антenn является *предельная рабочая мощность*. Предельная мощность обычно ограничивается электрической прочностью диэлектриков антennы, а также электрической прочностью окружающей антенну среды (особенно это касается бортовых антenn, работающих в разреженных слоях тропосферы и ионосферы). Кроме того, в антennах с большой подводимой ко входу мощностью существует опасность так называемого теплового пробоя из-за перегрева диэлектриков и проводников проходящей высокочастотной мощностью. Расчеты электрической и тепловой прочности антenn составляют весьма специфическую область теории и в данной книге не рассматриваются.

Глава 8

АНТЕННЫ В РЕЖИМЕ РАДИОПРИЕМА

§ 8.1. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ

Рассмотрим две произвольные антennы 1 и 2, удаленные настолько, что каждая из них находится в дальней зоне другой антennы (рис. 8.1). Пусть нормированные входные сопротивления антenn в режиме передачи равны \hat{z}_{A1} и \hat{z}_{A2} . Возможны два варианта передачи мощности: от первой антennы ко второй и от второй антennы к первой. Если антenna 1 возбуждается генератором с нормированной ЭДС e_1 и внутренним нормированным сопротивлением

\dot{z}_1 , то нормированный ток на входе

$$\dot{i}_1 = \dot{e}_1 (\dot{z}_{A1} + \dot{z}_1). \quad (8.1)$$

Интенсивность излучения антенны I в точке расположения антенны II (точнее, в точке, относительно которой известна фазовая характеристика направленности второй антенны при отсутствии первой), согласно формуле (7.25а),

$$\dot{\mathcal{E}}_{21} = \dot{i}_1 \sqrt{G_1 r_{A1}/(4\pi)} \dot{F}_1(\theta_1, \varphi_1) e^{-j\beta R_0/R_0}, \quad (8.2)$$

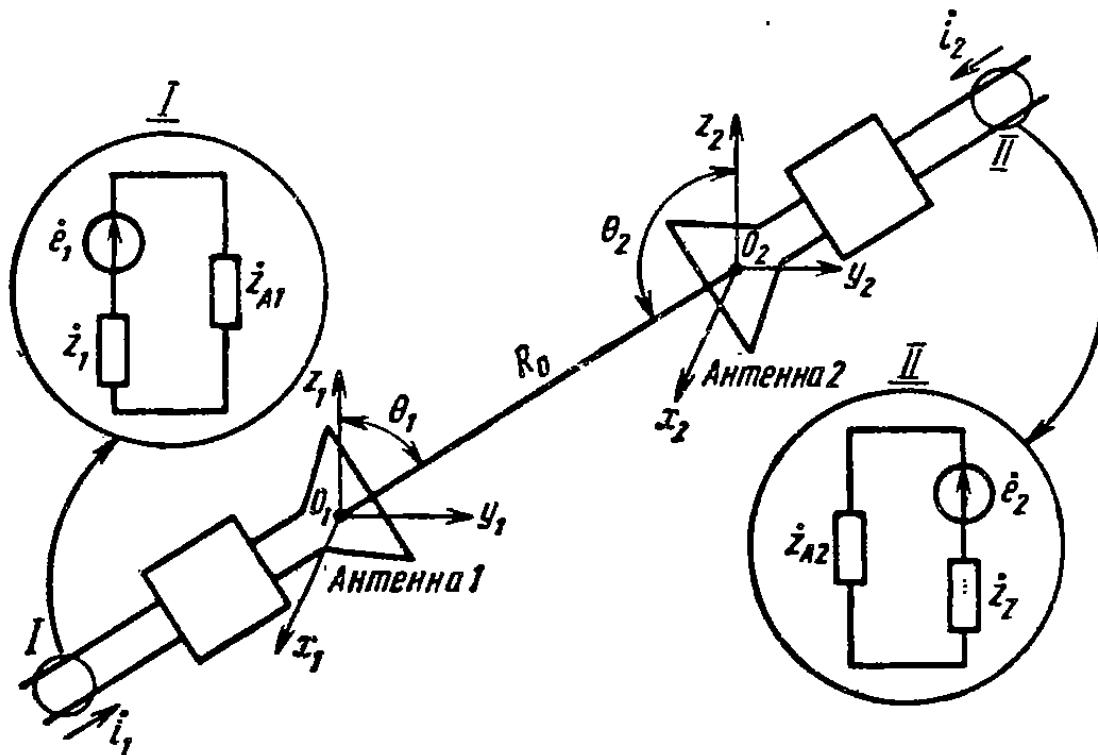


Рис. 8.1. Передача мощности между двумя антеннами

где G_1 — максимальный коэффициент усиления первой антенны; r_{A1} — вещественная часть входного сопротивления; $\dot{F}_1(\theta_1, \varphi_1)$ — выборка из комплексной векторной ДН первой антенны в направлении на вторую антенну; R_0 — расстояние между точками, по отношению к которым заданы фазовые характеристики антенн.

При помещении второй антенны в поле локально плоской электромагнитной волны (8.2) в сечении входа второй антенны, нагруженной на нормированное сопротивление \dot{z}_2 , появляется нормированный ток \dot{i}_{21} , пока не известный. Исключая входной ток \dot{i}_1 из соотношений (8.2) и (8.1), можно выразить в явном виде ЭДС

$$\dot{e}_1 = -\frac{\dot{\mathcal{E}}_{21} (\dot{z}_{A1} + \dot{z}_1) R_0}{\dot{F}_1(\theta_1, \varphi_1) \exp(-j\beta R_0)} \sqrt{\frac{4\pi}{G_1 r_{A1}}}, \quad (8.3)$$

где отношение векторов, стоящих в числителе и знаменателе, имеет смысл, поскольку эти векторы параллельны.

В другом варианте, когда генератор с нормированной ЭДС \dot{e}_2 и внутренним сопротивлением \dot{z}_2 включается во вторую антенну, а

первая антenna с нагрузкой \dot{z}_1 является приемной, аналогично получаем ЭДС

$$\dot{e}_1 = \frac{\vec{\mathcal{E}}_{12}(\dot{z}_{A2} + \dot{z}_2) R_0}{\dot{F}_2(\theta_2, \varphi_2) \exp(-j\beta R_0)} \sqrt{\frac{4\pi}{G_2 r_{A2}}} , \quad (8.4)$$

где G_2 — максимальный коэффициент усиления второй антенны; r_{A2} — вещественная часть входного сопротивления \dot{z}_{A2} в режиме передачи; углы θ_2, φ_2 соответствуют направлению на первую антенну. Возникающий под воздействием ЭДС \dot{e}_2 ток i_{12} в сечении входа первой антенны при сопротивлении нагрузки \dot{z}_1 также пока не известен.

Если окружающее обе антенны и расположенное между ними пространство линейно и изотропно, т. е. в нем отсутствуют подмагниченные гиротропные среды, то на основании теоремы взаимности можно записать соотношение $\dot{e}_1/i_{21} = \dot{e}_2/i_{12}$, справедливое для случаев передачи мощности в разных направлениях. С учетом (8.3) и (8.4) это соотношение приводится к виду

$$\frac{\vec{\mathcal{E}}_{21}(\dot{z}_{A1} + \dot{z}_1) i_{12}}{\sqrt{G_1 r_{A1}} \dot{F}_1(\theta_1, \varphi_1)} = \frac{\vec{\mathcal{E}}_{12}(\dot{z}_{A2} + \dot{z}_2) i_{21}}{\sqrt{G_2 r_{A2}} \dot{F}_2(\theta_2, \varphi_2)} .$$

Группируя в каждой части равенства величины, относящиеся только к одной антенне, получаем некоторую константу

$$N = \frac{i_{12}(\dot{z}_{A1} + \dot{z}_1)}{\sqrt{G_1 r_{A1}} \langle \vec{\mathcal{E}}_{12} \dot{F}_1^*(\theta_1, \varphi_1) \rangle} = \frac{i_{21}(\dot{z}_{A2} + \dot{z}_2)}{\sqrt{G_2 r_{A2}} \langle \vec{\mathcal{E}}_{21} \dot{F}_2(\theta_2, \varphi_2) \rangle} , \quad (8.5)$$

так как произвольное варьирование параметров одной антенны практически не влияет на параметры другой антенны, находящейся в ее дальней зоне. Так как обычное скалярное произведение двумерных векторов имеет вид $\langle ab \rangle = \dot{a}_1 \dot{b}_1^* + \dot{a}_2 \dot{b}_2^*$, то скалярные произведения в (8.5) следует раскрывать по правилу $\langle ab^* \rangle = \dot{a}_1 \dot{b}_1 + \dot{a}_2 \dot{b}_2$.

Для определения константы N рассмотрим простейшую приемную антенну в виде диполя Герца длиной l с сопротивлением нагрузки Z_n (рис. 8.2). Пусть падающая плоская электромагнитная волна имеет линейную поляризацию с вектором $\vec{E} = i_\theta \vec{E}_{\theta_0}$, где \vec{E}_{θ_0} — напряженность поля в центре вибратора. Эта волна создает на зажимах разомкнутого диполя ЭДС $\mathcal{E}_x = -\vec{E}_{\theta_0} l \sin \theta$, под воздействием которой в нагрузке протекает ток

$$I_0 = \dot{\mathcal{E}}_x / (\dot{Z}_n + \dot{Z}_{20}) = -\frac{\vec{E}_{\theta_0} l \sin \theta}{\dot{Z}_n + \dot{Z}_{20}} , \quad (8.6)$$

где $\dot{Z}_{20} = R_{20} + jX_{20}$ — входное сопротивление диполя в передающем режиме; знак минус учитывает, что эта ЭДС компенсирует каса-

тельный компонент вектора напряженности электрического поля на проводнике диполя. Чтобы привести формулу (8.6) к нормированному виду, необходимо: 1) выразить $\sin \theta$ через нормированную ДН диполя $\dot{F}(\theta) = j \sin \theta$; 2) с помощью формулы (7.21) сделать замену $I \rightarrow h_d = [DR_{z0}/(Z_c \pi)]^{1/2}$; 3) предположить, что волновое сопротивление линии питания равно Z_b , и перейти к нормированным сопротивлениям $\dot{z}_h + \dot{z}_{z0} = (\dot{z}_h + \dot{z}_A) Z_b$.

После этого формула (8.6) принимает вид

$$I_0 \sqrt{Z_b/2} = j \lambda \sqrt{D r_A} \dot{E}_{\theta_0} \dot{F}(\theta_0) / \sqrt{2 \pi Z_c} (\dot{z}_h + \dot{z}_A),$$

что фактически тождественно записи

$$\dot{i}_0 = \frac{j \lambda \sqrt{G r_A}}{\sqrt{\pi} (\dot{z}_A + \dot{z}_h)} \langle \vec{\mathcal{E}} \vec{F}^* \rangle, \quad (8.7)$$

Рис. 8.2. Диполь Герца как приемная антenna ($l \ll \lambda$)

где КНД диполя заменен на коэффициент усиления $G = D\eta$, поскольку предполагалось, что в диполе нет омических потерь и КПД $\eta = 1$.

Сравнивая формулы (8.7) и (8.5), устанавливаем, что $N = j \lambda / \sqrt{\pi}$. Подставляя это значение N в формулу (8.5), приходим к окончательному выражению для нормированного тока в нагрузке приемной антенны

$$\dot{i}_n = \frac{j \lambda \sqrt{G r_A}}{\sqrt{\pi} (\dot{z}_A + \dot{z}_h)} \langle \vec{\mathcal{E}} \vec{F}^*(\theta_0 \varphi_0) \rangle, \quad (8.8)$$

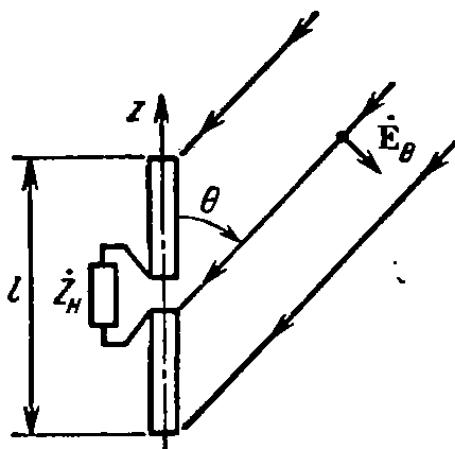
где $\vec{\mathcal{E}}$ — вектор интенсивности падающей на антенну плоской электромагнитной волны (размерность $\sqrt{\text{Вт/м}}$); $\vec{F}(\theta, \varphi)$ — выборка из нормированной векторной комплексной ДН антенны в направлении прихода волны; \dot{z}_A — нормированное входное сопротивление антенны и \dot{z}_h — нормированное сопротивление нагрузки.

Итак, любая передающая антenna может быть использована в качестве приемной и трактоваться как эквивалентный генератор с нормированной ЭДС ($\sqrt{\text{Вт}}$)

$$\dot{e}_{ekb} = j \lambda \sqrt{G r_A / \pi} \langle \vec{\mathcal{E}} \vec{F}^* \rangle \quad (8.9)$$

и внутренним сопротивлением, равным входному сопротивлению антенны в передающем режиме.

Для описания приемной антенны необходимы параметры: векторная комплексная ДН $\vec{F}(\theta, \varphi)$; коэффициент усиления $G = D\eta$; нормированное входное сопротивление $\dot{z}_A = r_A + jx_A$, причем все они могут быть определены в режиме передачи. Поскольку параметры $\vec{F}(\theta, \varphi)$, G и \dot{z}_A не изменяются при переходе от режима передачи



к режиму приема, в дальнейшем можно не оговаривать специально режим работы антенны. Эквивалентность параметров антенн в передающем и приемном режимах была установлена в 1935 г. советским ученым М. С. Нейманом.

§ 8.2. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ РАДИОПРИЕМЕ

Скалярное произведение $\langle \vec{E} \vec{F} \rangle$ в формулах (8.8) и (8.9) пропорционально скалярному произведению вектора поляризации падающей волны $\dot{\mathbf{r}}_e$ на вектор поляризации приемной антенны $\dot{\mathbf{r}}_A$:

$$\langle \vec{E} \vec{F}^* (\theta_0, \varphi_0) \rangle = \vec{E} \vec{F} (\theta_0, \varphi_0) \xi, \quad (8.10)$$

где коэффициент $\xi = \langle \dot{\mathbf{r}}_e \dot{\mathbf{r}}_A^* \rangle$, $0 \leq |\xi| \leq 1$, может быть назван *поляризационным коэффициентом передачи* (по полю).

Для вычисления величины ξ представим векторы $\dot{\mathbf{r}}_A$ и $\dot{\mathbf{r}}_e$ в каком-либо общем базисе, например в принадлежащей приемной антенне системе координат с единичными ортами i_φ, i_θ . Предположим, что φ -компонент принадлежит главной поляризации, а θ -компонент — паразитной. Тогда на основании представления (7.14) можно записать следующие выражения для векторов поляризации:

$$\dot{\mathbf{r}}_A = i_\varphi a_A + i_\theta \sqrt{1 - a_A^2} e^{j\psi_A},$$

$$\dot{\mathbf{r}}_e = i_\varphi a_e + i_\theta \sqrt{1 - a_e^2} e^{j\psi_e}.$$

Вычисляя сумму произведений компонентов вектора $\dot{\mathbf{r}}_A$ на соответствующие компоненты вектора $\dot{\mathbf{r}}_e$, находим

$$\xi = a_A a_e + \sqrt{(1 - a_A^2)(1 - a_e^2)} e^{j(\psi_A + \psi_e)}. \quad (8.11)$$

Выясним сначала условия отсутствия радиоприема. Приравнивая нулю порознь вещественную и мнимую части (8.11), получаем $\psi_A + \psi_e = \pi$ и $a_A = \sqrt{1 - a_e^2}$. Это означает, что при обращении величины ξ в нуль векторы поляризации должны иметь форму

$$\dot{\mathbf{r}}_A = i_\varphi \cos \tau + i_\theta \sin \tau e^{j\psi_A},$$

$$\dot{\mathbf{r}}_e = i_\varphi \sin \tau - i_\theta \cos \tau e^{-j\psi_A},$$

где $0 \leq \tau \leq \pi/2$ и $-\pi/2 \leq \psi_A \leq \pi/2$ — произвольные параметры.

Несложный анализ показывает, что таким векторам $\dot{\mathbf{r}}_A$ и $\dot{\mathbf{r}}_e$ соответствуют поляризационные эллипсы с одинаковым коэффициентом эллиптичности, с развернутыми на 90° большими осями и с одинаковым направлением вращения. Но одноковому направлению вращения мгновенных значений векторов поляризации $\dot{\mathbf{r}}_A$ и $\dot{\mathbf{r}}_e$

на общей плоскости соответствуют противоположные направления вращения относительно наблюдателей, смотрящих вслед уходящей волне. Поэтому заключаем, что векторы поляризации принадлежат ортогональным поляризациям. Таким образом, приемная антенна не реагирует на падающую электромагнитную волну с поляризацией, ортогональной ее собственной поляризации в режиме передачи.

Найдем условия, при выполнении которых величина ξ имеет максимальный модуль. Для этого, во-первых, необходимо, чтобы $\Psi_A + \Psi_e = 0$, что после введения обозначений $a_A = \cos \tau_1$, $a_e = \cos \tau_2$ приводит к выражению $\xi = \cos \tau_1 \cos \tau_2 + \sin \tau_1 \sin \tau_2 = \cos(\tau_1 - \tau_2)$. Во-вторых, абсолютный максимум модуля этого выражения, равный единице, получается при $\tau_1 = \tau_2$, что означает, что векторы поляризации должны иметь вид

$$\dot{\mathbf{r}}_A = \mathbf{i}_\varphi \cos \tau + \mathbf{i}_\theta \sin \tau e^{j\psi},$$

$$\dot{\mathbf{r}}_e = \mathbf{i}_\varphi \cos \tau + \mathbf{i}_\theta \sin \tau e^{-j\psi},$$

где τ и ψ — произвольные параметры. Таким векторам $\dot{\mathbf{r}}_A$ и $\dot{\mathbf{r}}_e$ соответствуют совпадающие поляризационные эллипсы с противоположным направлением вращения. Но противоположному направлению вращения векторов поляризации на общей плоскости соответствуют одинаковые направления вращения относительно наблюдателя, смотрящего вслед уходящей волне. Поэтому заключаем, что векторы поляризации принадлежат совпадающим эллиптическим поляризациям. Таким образом, приемная антенна осуществляет полный прием падающей электромагнитной волны с поляризацией, совпадающей с собственной поляризацией антенны в режиме передачи.

Соотношение (8.11) для поляризационного коэффициента передачи справедливо при использовании любого поляризационного базиса, задаваемого соотношением (7.15). Важно лишь, чтобы при записи векторов $\dot{\mathbf{r}}_A$ и $\dot{\mathbf{r}}_e$ использовался один и тот же базис.

Поляризационные соотношения для антенн круговой поляризации. Пусть приемная антенна характеризуется вектором круговой поляризации с правым (по часовой стрелке) вращением:

$$\dot{\mathbf{r}}_A = 0,707 (\mathbf{i}_\varphi + j\mathbf{i}_\theta).$$

Пусть падающая электромагнитная волна в том же базисе характеризуется вектором поляризации произвольного вида:

$$\dot{\mathbf{r}}_e = \mathbf{i}_\varphi \cos \tau + \mathbf{i}_\theta \sin \tau e^{j\psi}.$$

Согласно (8.11), поляризационный коэффициент передачи

$$\xi_0 = 0,707 (\cos \tau + j \sin \tau e^{j\psi}).$$

Повернем антенну вокруг направления прихода волны на угол β по часовой стрелке. В прежнем базисе i_φ, i_θ вектор поляризации повернутой антенны примет вид

$$\dot{p}_A(\beta) = 0,707 [i_\varphi(\cos \beta + j \sin \beta) + i_\theta(j \cos \beta - \sin \beta)] = \dot{p}_A e^{j\beta}.$$

Поляризационный коэффициент передачи при изменении угла поворота приемной антенны

$$\xi(\beta) = \langle \dot{p}_e \dot{p}_A(\beta) \rangle = \xi_0 e^{j\beta},$$

т. е. поворот антенны круговой поляризации вокруг линии связи на угол β не изменяет модуль напряжения принимаемого сигнала и приводит лишь к появлению дополнительного фазового сдвига, численно равного углу поворота антенны.

Антенны круговой поляризации широко используются для радиосвязи с летающими объектами: при совпадающих круговых поляризациях модуль напряжения принимаемого сигнала не зависит от взаимного разворота антенн вокруг линии связи и поляризационной коэффициент передачи по мощности $|\xi|^2 = 1$. Эквивалентность взаимного разворота излучателей круговой поляризации внесению добавочного фазового сдвига в канал связи используется в механических поляризационных фазовращателях СВЧ. Это же явление может быть использовано при экспериментальном исследовании фазированных антенных решеток круговой поляризации для моделирования фазовых сдвигов возбуждающих токов в излучателях решетки.

Важным свойством радиолокационных антенн круговой поляризации является и то, что при передаче и приеме через общую антенну *кругополяризованные антенны обеспечивают поляризационную селекцию отражений от объектов симметричной формы*, например от сферических дождевых капель. При отражении волн круговой поляризации от объектов симметричной формы, в том числе от бесконечной металлической плоскости, происходит смена направления вращения вектора поляризации относительно наблюдателя, смотрящего вслед волне. Отраженная волна оказывается ортогонально поляризованной по отношению к поляризации антенны и не воспринимается последней. Если же отражение происходит от несимметричных объектов, например от вытянутых проводников, то в отраженной волне содержатся обе круговые поляризации разного направления вращения, одна из которых полностью принимается антенной и образует полезный сигнал.

§ 8.3. МОЩНОСТЬ В НАГРУЗКЕ ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ. ЭФФЕКТИВНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ

Мощность полезного сигнала, выделяющаяся в нагрузке приемной антенны, с помощью формул (8.8) и (8.10) может быть записана в виде

$$P_c = |\vec{S}|^2 r_h = |\vec{S}|^2 \frac{\lambda^2 G}{4\pi} F^2(\theta_0, \varphi_0) |\xi|^2 \frac{4r_h r_A}{|\dot{z}_A + \dot{z}_h|^2},$$

где $|\vec{S}|^2$ — модуль вектора Пойнтинга падающей на антенну волны; G — максимальный коэффициент усиления антенны; $F^2(\theta_0, \varphi_0)$ — выборка из нормированной ДН по мощности в направлении прихода волны; $|\xi|^2$ — поляризационный коэффициент передачи по мощности; $\dot{z}_A = r_A + jx_A$ — нормированное входное сопротивление антенны; $\dot{z}_h = r_h + jx_h$ — нормированное сопротивление нагрузки в сечении входа антенны.

Последний сомножитель в формуле учитывает рассогласование антенны с нагрузкой. Если антenna согласована с линией передачи, а нагрузка характеризуется коэффициентом отражения ρ_h , то

$$\frac{4r_h r_A}{|\dot{z}_A + \dot{z}_h|^2} = 1 - |\rho_h|^2 \text{ при } \dot{z}_A = 1,$$

и формула для принимаемой мощности приобретает вид

$$P_c = |\vec{S}|^2 S_{\text{эфф}} F^2(\theta_0, \varphi_0) \eta |\xi|^2 (1 - |\rho_h|^2), \quad (8.12)$$

где коэффициент $S_{\text{эфф}} = \lambda^2 D / (4\pi)$ с размерностью площади носит название *эффективной поверхности антенны*. Понятие эффективной поверхности тесно связано с максимальной мощностью, которая может быть извлечена приемной антенной из падающей плоской электромагнитной волны. В соответствии со структурой формулы (8.12) можно выделить четыре условия для достижения максимума принимаемой мощности в нагрузке:

- 1) совмещение максимума ДН с направлением прихода волны $F^2(\theta_0, \varphi_0) = 1$;
- 2) сведение к минимуму омических потерь в антенне и в согласующем устройстве, т. е. достижение в пределе $\eta = 1$;
- 3) точное совпадение поляризации антенны с поляризацией падающей волны, при котором $|\xi|^2 = 1$;
- 4) согласование антенны с нагрузкой, т. е. обеспечение $\rho_h = 0$ (это условие в более общем виде записывается как равенство $\dot{z}_h = \dot{z}_A^*$).

При выполнении всех четырех условий максимальная принимаемая антенной мощность равна произведению вектора Пойнтинга падающей волны $|\vec{S}|^2$ на эффективную поверхность антенны $S_{\text{эфф}}$. Таким образом, под эффективной поверхностью антенны понимают поверхность фронта плоской электромагнитной волны, с которой антenna собирает и передает в согласованную нагрузку принимаемую мощность, при точном наведении максимума ДН на направление прихода волны и при выполнении дополнительных условий — отсутствии омических потерь в антенне и совпадении поляризации падающей волны и антенны.

$$D = 4\pi S_{\text{эфф}}/\lambda^2 \quad (8.13)$$

является одним из фундаментальных в теории антенн. Как будет показано далее, для апертурных антенн эффективная поверхность непосредственно связана с размерами излучающего раскрыва и обычно не превышает его площади. Для вибраторных и щелевых антенн (в том числе и для элементарных диполей) эффективная поверхность не выражается непосредственно через размеры излучателя и вводится чисто формальным образом.

§ 8.4. ШУМОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ

Для оценки возможности приема слабого сигнала необходимо сопоставлять его мощность с полной мощностью различных шумов на входе приемника. Одна часть шумов связана с антенной, другая — образуется в приемнике. Создаваемые антенной шумы по своей природе могут быть разделены на внешние и внутренние. Превалирующее значение обычно имеют *внешние шумы*, принимаемые антенной из окружающего пространства и порождаемые индустриальными помехами и грозовыми разрядами, шумовым радиоизлучением внеземных (космических) источников, тепловым излучением земной поверхности, тропосферы и ионосферы. Как правило, меньшее значение имеют *внутренние шумы*, порождаемые тепловым движением электронов в неидеальных проводниках и диэлектриках антенны и тракта СВЧ.

Поскольку внешние и внутренние шумы по спектральному составу и по мешающему действию вполне эквивалентны, принято оценивать их суммарное действие с помощью единого параметра T_A , называемого шумовой температурой антенны и выражаемого в кельвинах. Шумовая температура приписывается внутреннему сопротивлению антенны и позволяет находить подводимую к согласованному приемнику мощность шумов антенны $P_{\text{ш}A}$, приходящуюся на полосу частот Δf , по следующей основной формуле:

$$P_{\text{ш}A} = kT_A \Delta f,$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Вт/(Гц·К) — постоянная Больцмана.

Тем самым осуществляется эквивалентная замена всех шумов (как принимаемых, так и создаваемых антенной) тепловыми шумами ее входного сопротивления при гипотетической температуре T_A . Это вполне аналогично тому, когда в радиоприемных устройствах внутренние шумы различного происхождения заменяются эквивалентным шумом входного сопротивления, которому приписывается эквивалентная шумовая температура приемника $T_{\text{прем}} = T_0(N_{\text{прем}} - 1)$, где $T_0 = 288$ К — стандартная температура окружающей среды в земных условиях; $N_{\text{прем}}$ — фактор шума приемника. Отличие состоит в том, что в приемнике все шумы эквивалент-

но выносятся на вход, а в антenne — на выход. Это упрощает расчет соотношения мощностей сигнала и шума при совместной работе антенны с приемником. Полная мощность шума радиоприемной системы на входе приемника оказывается равной

$$P_{\text{ш}} = P_{\text{ш}A} + P_{\text{ш} \text{прем}} = k\Delta f(T_A + T_{\text{прем}}).$$

Мощность сигнала на входе согласованного с антенной приемника выражается произведением вектора Пойнтига Π_c сигнала на эффективную поверхность антенны и ее КПД. Отношение сигнал-шум ($\text{м}^2/\text{К}$) при согласовании поляризаций и сопротивлений

$$\frac{S}{N} = \frac{P_c}{P_{\text{ш}A} + P_{\text{ш} \text{прем}}} = \frac{\Pi_c}{k\Delta f} \left(\frac{S_{\text{эф}\eta}}{T_A + T_{\text{прем}}} \right),$$

причем отношение $S_{\text{эф}\eta}/(T_A + T_{\text{прем}})$ иногда называют *чувствительностью приемной антенной системы* ($\text{м}^2/\text{К}$).

Полная шумовая температура антенны представляется суммой двух составляющих: вклада за счет флюктуационных тепловых шумов $T_{A\phi}$ и приема шумового излучения внешних источников $T_{A\varepsilon}$: $T_A = T_{A\phi} + T_{A\varepsilon}$.

Вклад в шумовую температуру антенны из-за тепловых флюктуаций в неидеальных проводниках и диэлектриках находится следующим образом. Согласно теореме Найквиста, нормированная шумовая ЭДС на выходе антенны, обусловленная тепловыми флюктуациями,

$$\bar{e}_\Phi = \sqrt{4kT_0\Delta f r_{\text{пот}}},$$

где $r_{\text{пот}} = r_A - r_\varepsilon$ — активная часть входного сопротивления антенны, учитывающая омические потери; $T_0 = 288$ К. Этой ЭДС соответствует мощность шума на входе согласованного приемника (с входным сопротивлением $\dot{z}_{\text{вх}} = r_A - jx_A$)

$$P_{\text{ш}\Phi} = \frac{|\bar{e}|^2 r_A}{(r_A + r_A)^2} = k\Delta f T_0 \left(\frac{r_A - r_\varepsilon}{r_A} \right) = k\Delta f T_0 (1 - \eta),$$

где $\eta = r_\varepsilon/r_A$ — КПД антенны. Отсюда для вклада в шумовую температуру антенны из-за омических потерь получаем простую формулу

$$T_{A\phi} = T_0 (1 - \eta). \quad (8.14)$$

Перейдем теперь к нахождению вклада $T_{A\varepsilon}$, обусловленного приемом внешних шумов. Предположим, что эти шумы эквивалентны тепловому излучению охватывающей антенну абсолютно черной поверхности, например в виде сферы с радиусом, превышающим расстояние до границы дальней зоны антенны. Если поверхность черной сферы равномерно нагрета до яркостной температуры T_y , плотность потока излученной электромагнитной мощности на длине волны λ в полосе частот Δf , приходящаяся на единицу телесного

угла, на основании закона Рэлея — Джинса составит $dP_{ш}/d\Omega = 2kT_{я}\Delta f/\lambda^2$. Применимость закона Рэлея — Джинса обусловлена тем, что на радиочастотах энергия кванта электромагнитного поля (т. е. фотона) значительно меньше kT .

В нагрузке согласованной приемной антенны, находящейся в центре сферы, выделяется шумовая мощность

$$P_{ш\Sigma} = 0,5 \oint_{\Omega=4\pi} \frac{dP_{ш}}{d\Omega} S_{\text{эф}} \eta F^2(\theta, \varphi) d\Omega,$$

где коэффициент 0,5 учитывает, что при приеме хаотически поляризованного поля теряется половина плотности потока мощности на поляризации, ортогональной собственной поляризации антенны. Учитывая соотношение $S_{\text{эф}} = \lambda^2 D / (4\pi)$ и формулу для КНД (7.18), получаем $P_{ш\Sigma} = kT_{я}\Delta f\eta$ и $T_{ш\Sigma} = \eta T_{я}$. Таким образом, при равномерном распределении яркостной температуры по большой сфере шумовая температура антенны не зависит от формы ДН антенны и определяется только яркостной температурой и КПД антенны.

Если же поверхность сферы нагрета неравномерно и характеризуется распределением яркостной температуры $T_{я}(\theta, \varphi)$, то формула для вклада в шумовую температуру за счет приема теплового радиоизлучения принимает вид

$$T_{A\Sigma} = \frac{D\eta}{4\pi} \oint_{\Omega=4\pi} T_{я}(\theta, \varphi) F^2(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (8.15)$$

где $D\eta$ — коэффициент усиления антенны; $F^2(\theta, \varphi)$ — ДН по мощности; $T_{я}(\theta, \varphi)$ — угловое распределение яркостной температуры по сфере, окружающей антенну. Теперь шумовая температура антенны существенно зависит от ее ДН и ориентации в пространстве.

Предположим, что антenna имеет очень узкий главный лепесток ДН при пренебрежимо малом боковом излучении, т. е. в пределе $\lim[F^2(\theta, \varphi)] = 4\pi\delta(\theta - \theta_0, \varphi - \varphi_0)/D$, где $\delta(x, y)$ — двумерная дельта-функция; θ_0, φ_0 — направление главного максимума. Тогда, согласно (8.15), шумовая температура антенны

$$T_{A\Sigma} = \eta \oint_{\Omega=4\pi} T_{я}(\theta, \varphi) \delta(\theta - \theta_0, \varphi - \varphi_0) d\Omega = \eta T_{я}(\theta_0, \varphi_0).$$

Таким образом, угловое распределение яркостной температуры может быть измерено путем последовательного обзора окружающего пространства остронаправленной антенной. Такие исследования проводятся регулярно в различных диапазонах длин волн и составляют предмет специальной науки — радиоастрономии.

С другой стороны, анализ формулы (8.15) подсказывает возможность использования космических «точечных» (дискретных) источников шумового радиоизлучения для измерений ДН остронаправленных наземных антенн. В этом случае распределение

$T_y(\theta, \phi)$ в окрестности дискретного источника может быть аппроксимировано дельта-функцией и запись шумовой мощности на выходе приемника (радиометра) при прохождении дискретного источника через направление максимума излучения антенны повторяет форму ДН антенны. Такие измерения ДН антенн по внеземным источникам радиоизлучения возможны в дециметровом и сантиметровом диапазонах длин волн, где нет заметного поглощения радиоволн в тропосфере и ионосфере.

Вообще же влияние поглощения радиоволн на шумовую температуру антены учитывается следующим образом. Радиояркость внеземных источников $T_\infty(\theta, \phi)$ заменяется на величину

$$T_y(\theta, \phi) = T_\infty(\theta, \phi)\eta(\theta, \phi) + T_{\text{атм}}[1 - \eta(\theta, \phi)],$$

где $\eta(\theta, \phi)$ — полный коэффициент прохождения по мощности плоских радиоволн через все поглощающие слои атмосферы; $T_{\text{атм}}$ — усредненная физическая температура поглощающих слоев, К. Первое слагаемое показывает, что поглощение уменьшает шумовую мощность от источников, расположенных за поглощающими слоями. Второе слагаемое соответствует собственным флуктуационным шумам поглощающих слоев и по структуре аналогично формуле (8.14).

Сведения о шумовых источниках. На длиниых, средних и коротких волнах преобладающую роль играют импульсные помехи, порождаемые грозовыми и индустриальными электрическими разрядами. Спектральная плотность токов коротких электрических импульсов обратно пропорциональна частоте, поэтому соответствующая шумовая мощность и шумовая температура убывают обратно пропорционально квадрату частоты. Спектральная плотность помех от дальних гроз в месте приема характеризуется более сложной частотной зависимостью с учетом возможных отражений от ионосферы. Кроме того, интенсивность помех от дальних гроз подвержена суточным и сезонным изменениям. Для определения уровня атмосферных помех в конкретной местности составляют специальные географические карты для четырех времен года и шести отрезков времени суток. На картах наисят линии постоянной шумовой температуры короткой вертикальной антени и стандартной частоте 1 МГц. Для перехода к рабочей частоте реальной радиосистемы служат дополнительные частотные графики. В средней полосе СССР на частоте 1 МГц шумовая температура за счет атмосферных помех достигает 60 дБ по отношению к 288 К, т. е. около $3 \cdot 10^8$ К. На частоте 30 МГц эта величина уменьшается до 300 К и при дальнейшем повышении частоты стремится к июлю. Пространственное распределение источников грозовых помех в первом приближении можно считать равномерным, что означает независимость шумовой температуры от формы ДН антены.

Из-за высоких значений внешней шумовой температуры на длиниых и средних волнах влияние КПД антены на чувствительность приемника может оказаться пренебрежимо малым. Действительно, отношение сигнал-шум имеет вид

$$\frac{S}{N} = \frac{\Pi_c \lambda^2}{4\pi k \Delta f} \left[\frac{\eta D}{T_0(1-\eta) + \eta T_y + T_{\text{прм}}} \right],$$

где ηD — коэффициент усиления антены; T_y — определяемая по картам яркостная температура атмосферных помех; $T_{\text{прм}}$ — шумовая температура приемника. Если выполняется условие $\eta T_y \gg T_0(1-\eta) + T_{\text{прм}}$, то отношение сигнал-шум оказывается пропорциональным D/T_y и не зависит от КПД антены. Отсюда следует возможность уверенного радиоприема на средних и длиниых волнах на малогабаритные рамочные и проволочные антени с КПД порядка 10^{-4} и менее. Ма-

лость напряжения полезного сигнала на выходе такой «неэффективной» антены легко компенсируется увеличением коэффициента усиления приемника.

На частотах выше 30 МГц уровень атмосферных помех резко снижается, так как создаваемое очагами грозовой деятельности шумовое радиоизлучение не может распространяться путем отражения от ионосферы. С другой стороны, из-за прозрачности ионосферы на этих частотах начинают проявляться космические шумы. Радиоастрономами составлены подробные карты яркостной температуры космических источников, наибольшие значения которой наблюдаются вблизи галактического центра и галактических полюсов. Частотную зависимость интенсивности космического излучения принято характеризовать с помощью частотной зависимости усредненной шумовой температуры изотропной антены в свободном пространстве, вычисляемой на основании карт радиояркости небесного свода (сплошная линия на рис. 8.3). Штриховой и штрихпунктирной линиями на рис. 8.3 показаны средние значения яркостной температуры, относящиеся соответственно к участкам «горячего» и «холодного» неба.

При сравнении наземных антенн по присущей им шумовой температуре принято ориентировать антенну так, чтобы главный лепесток ДН был направлен в «холодный» участок неба, обычно в зенит. При этом наиболее существенный вклад в шумовую температуру вносит прием теплового радиоизлучения Земли и излучения космических источников задними и боковыми лепестками антennы. Поэтому для снижения шумовой температуры остроаправленных антенн дециметровых и сантиметровых волн надо уменьшать заднее и боковое излучение. В правильно спроектированных антениах вклад в шумовую температуру из-за приема радиоизлучения Земли и космических источников может быть снижен до 20—5 К. На таком низком фоне существенную роль играют флуктуационные шумы $T_0(1-\eta)$. Например, при $\eta=0,95$ этот вклад составляет около 15 К и оказывается соизмеримым с величиной T_A . Следовательно, в малошумящих приемных антениах дециметровых и сантиметровых волн КПД должен иметь максимальное значение.

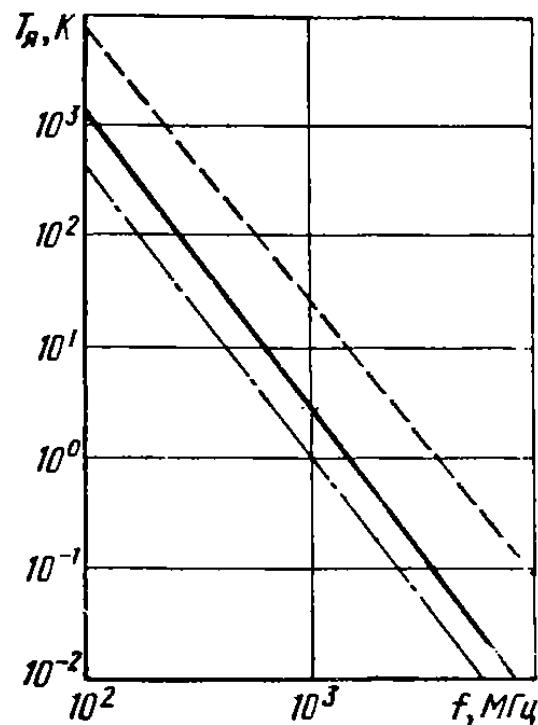


Рис. 8.3. Яркостная температура небесного свода на различных частотах

§ 8.5. ВЗАИМНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ РАЗНЕСЕННЫХ АНТЕНН

Вернемся к случаю передачи мощности между двумя антеннами (см. рис. 8.1). Будем считать входы антенн входами некоторого эквивалентного взаимного четырехполюсника,ключающего в себя антенны и пространство между ними. По-прежнему считаем, что каждая антenna находится в дальней зоне другой антены. Если входы антенн согласованы с линиями ($\dot{z}_{A1}=\dot{z}_{A2}=1$) и наличие другой антены с режимом холостого хода не нарушает этого согласования, то эквивалентный четырехполюсник может быть охарактеризован нормированной матрицей сопротивлений

$$\begin{pmatrix} \dot{u}_1 \\ \dot{u}_2 \end{pmatrix} = Z \begin{pmatrix} \dot{i}_1 \\ \dot{i}_2 \end{pmatrix}, \quad Z = \begin{bmatrix} 1 & \dot{z}_{12} \\ \dot{z}_{12} & 1 \end{bmatrix}, \quad (8.16)$$

в которой недиагональные элементы представляют собой *взаимные сопротивления* антенн.

Пусть генератор с нормированной ЭДС \dot{e}_1 и внутренним нормированным сопротивлением \dot{z}_1 подключен к первой антенне, а вторая антенна является приемной и имеет нагрузку \dot{z}_2 . Соответствующая определению (8.16) система контурных уравнений Кирхгофа имеет вид

$$\begin{aligned}\dot{u}_1 &= \dot{i}_1 + \dot{i}_2 \dot{z}_{12}, \\ 0 &= \dot{i}_1 \dot{z}_{12} + \dot{i}_2 (1 + \dot{z}_2),\end{aligned}\quad (8.17)$$

где $\dot{u}_1 = \dot{e}_1 - \dot{i}_1 \dot{z}_1$ — нормированное напряжение на входе первой антенны. Из второго уравнения (8.17) нормированное взаимное сопротивление выражается в виде $\dot{z}_{12} = -\dot{i}_2 (1 + z_2) / \dot{i}_1$. Представляя \dot{i}_2 по формуле (8.8) и используя (8.2), получаем

$$\dot{z}_{12} = -j (G_1 G_2)^{1/2} \langle \dot{F}_1 \dot{F}_2^* \rangle e^{-j\beta R / (\beta R)}, \quad (8.18)$$

где G_1 и G_2 — максимальные коэффициенты усиления каждой антенны; скалярное произведение выборок из нормированных векторных комплексных ДН $\langle \dot{F}_1 \dot{F}_2^* \rangle$ берется в направлении, соединяющем центры антенн. Впервые формула типа (8.18) была получена Г. Т. Марковым в 1948 г.

Физический смысл формулы (8.18) достаточно ясен. Модуль взаимного сопротивления при расположении антенн в дальней зоне друг относительно друга представляет медленно убывающую функцию вида $1/(\beta R)$ (если только значения ДН и поляризационный коэффициент передачи отличны от нуля). Фаза взаимного сопротивления изменяется с расстоянием по закону, характерному для движения электромагнитной волны в свободном пространстве. Формула (8.18) является *асимптотической*, т. е. строго справедливой, когда расстояние между антennами стремится к бесконечности. Практически ее можно пользоваться при расстояниях, превышающих размер промежуточной области (области Френеля) каждой антенны, т. е. при $R \geq 2L^2/\lambda$, где L — размер наибольшей из антенн.

По взаимному сопротивлению между антеннами можно определить реакцию каждой из них на изменение нагрузки другой антенны. Согласно определению матрицы Z (8.16), каждая антенна является идеально согласованной при режиме холостого хода на выходе другой антенны. При включении на выход приемной антенны нагрузки с сопротивлением \dot{z}_2 входное сопротивление передающей антенны, как следует из (8.17), изменяется: $\dot{z}_{\text{вх}} = \dot{u}_1 / \dot{i}_1 = 1 - \dot{z}_{12}^2 / (1 + \dot{z}_2)$ — и оказывается практически нерассогласованным при $|\dot{z}_{12}| \leq 0,1$.

§ 8.6. О ПЕРЕДАЧЕ МОЩНОСТИ МЕЖДУ ДВУМЯ АНТЕННАМИ

Формулы (7.25) для интенсивности излучения произвольной антенны и формулы (8.12) для мощности в нагрузке приёмной антенны могут быть объединены для расчета «сквозного» коэффициента передачи мощности между двумя антеннами, расположенным в свободном пространстве в дальней зоне друг относительно друга. Мощность полезного сигнала на выходе приемной антенны P_c может быть записана с учетом соотношения связи между КНД и эффективной поверхностью $S_{\text{эфф}} = D\lambda^2/(4\pi)$ в следующих трех альтернативных формах:

$$\frac{P_c}{P_{\text{пред}}} = \frac{\eta_1 \eta_2 F_1^2 F_2^2 |\dot{\xi}|^2 (1 - |\dot{\rho}_1|^2) (1 - |\dot{\rho}_2|^2)}{R^2} \left\{ \begin{array}{l} D_1 S_{\text{эфф}2}/(4\pi), \\ D_1 D_2 \lambda^2/(16\pi^2), \\ S_{\text{эфф}1} S_{\text{эфф}2}/\lambda^2, \end{array} \right. \quad (8.19a)$$

$$D_1 D_2 \lambda^2/(16\pi^2), \quad (8.19b)$$

$$S_{\text{эфф}1} S_{\text{эфф}2}/\lambda^2, \quad (8.19c)$$

где $P_{\text{пред}}$ — мощность падающей волны передатчика на входе передающей антенны; R — расстояние между антеннами; D_i — КНД; η_i — КПД; $S_{\text{эфф}i}$ — эффективная поверхность; F_i^2 — выборка из амплитудной ДН по мощности в направлении на другую антенну; ρ_i — коэффициент отражения; $|\dot{\xi}|^2$ — поляризационный коэффициент передачи по мощности; индекс i указывает номер антенны, причем безразлично, какая антenna является передающей, а какая — приемной.

Формулы (8.19) носят название *формул идеальной радиопередачи*, поскольку в них не учитывается влияние окружающей антенну среды (т. е. влияние Земли, атмосферы и препятствий на пути распространения радиоволн). Чаще всего эти формулы используются при расчете радиолиний связи между наземным пунктом и каким-либо летающим объектом, например самолетом или космическим кораблем, находящимся в условиях прямой видимости.

Рассмотрим такой случай. Пусть параметры наземной антенны фиксированы и система управления положением ее луча обеспечивает постоянную ориентацию максимума ДН на летающий объект. Тогда коэффициент передачи мощности между антеннами оказывается пропорциональным величине $D_6 F_6^2(\theta, \phi) |\dot{\xi}(\theta, \phi, \beta)|^2$, где D_6 — максимальный КНД бортовой антенны; $F_6(\theta, \phi)$ — выборка из нормированной ДН бортовой антенны по мощности; $|\dot{\xi}(\theta, \phi, \beta)|^2$ — поляризационный коэффициент передачи, зависящий как от углов θ, ϕ , задающих направление на наземную станцию связи, так и от угла β , характеризующего поворот бортовой антенны вокруг направления связи. При эволюциях объекта в пространстве происходит изменение всех трех углов, а также меняется расстояние между объектом и наземным пунктом связи. Можно выделить два характерных случая:

1) траектория объекта и его ориентация в пространстве заранее известны (выведение на орбиту космических кораблей и искусственных спутников Земли);

2) объект характеризуется сложным движением и не предсказуемым заранее положением в пространстве, так что возможно случайное изменение всех трех углов в максимальных пределах.

В первом случае в местных координатах объекта известны положение линии связи и расстояние R для каждого текущего момента времени, причем, как правило, область телесных углов, охватывающих всевозможные направления связи, составляет только некоторую часть полного телесного угла. Это позволяет сформулировать требования к форме ДН и поляризации бортовой антенны, при выполнении которых обеспечивается необходимый коэффициент передачи в каждый момент времени. Далее, может быть выбрана конструкция бортовой антенны, в той или иной степени удовлетворяющая этим требованиям. Существенным здесь является то, что требования к векторной ДН предъявляются лишь в части полного телесного угла и имеется принципиальная возможность выполнить эти требования и указать в соответствии с формулой (7.18) реализуемый КНД антенны.

Во втором случае ситуация совершенно иная. Здесь для осуществления непрерывной связи необходима изотропная антenna с постоянной поляризацией. Однако в теории антенн доказана такая теорема: *если амплитудная ДН не имеет нулей, то поляризация излучения существенно зависит от направления и в полном телесном угле 4π обязательно найдется хотя бы одно направление, в котором коэффициент эллиптичности примет любое наперед заданное значение — $1 \leq r \leq 1$.*

В применении к случаю радиосвязи с не ориентированным объектом следствием теоремы является то, что существует хотя бы одна тройка углов θ, ϕ, β , для которой коэффициент передачи мощности между антеннами обращается в нуль и связь оказывается прерванной. Возникает вопрос: как в такой ситуации оценить степень отличия какой-либо конкретной антенны от изотропного излучателя? Можно воспользоваться функцией распределения случайной величины $D_6 F_6^2(\theta, \phi) |\xi(\theta, \phi, \beta)|^2$ в трехмерном пространстве углов θ, ϕ, β для вычисления полной вероятности того, что для большого числа независимых сочетаний углов $\theta_i, \phi_i, \beta_i$ будет выполнено условие $D_6 F_6^2(\theta_i, \phi_i) |\xi(\theta_i, \phi_i, \beta_i)|^2 \geq D_{\text{эфф}}$, где $D_{\text{эфф}}$ — некоторый фиксированный уровень.

Часто такую статистическую функцию называют «вероятностью связи» и обозначают $P\{D_{\text{эфф}}\}$, что подразумевает применение эргодического принципа, согласно которому интегральный закон распределения $P\{D_{\text{эфф}}\}$, полученный при независимых испытаниях, не изменится, если изменение сочетания углов θ, ϕ, β при эволюциях объекта во времени — стационарный случайный процесс с равной вероятностью любых ориентаций. Когда мощность передатчика и расстояние между антеннами фиксированы, а $D_{\text{эфф}}$ имеет смысл минимально допустимого значения, при котором еще воз-

можно выделение полезного сигнала на фоне шумов, вероятность $P\{D_{\text{эф}}\}$ действительно представляет вероятность наличия связи.

Расчет функции распределения вероятности $P\{D_{\text{эф}}\}$ можно выполнить на ЭВМ методом статистических испытаний (методом Монте-Карло). По известной векторной ДН бортовой антенны и заданному вектору поляризации наземной антенны составляется подпрограмма вычисления функции $D_{\text{эф},i} = D_6 F_6^2(\theta_i, \phi_i) |\xi(\theta_i, \phi_i, \beta_i)|^2$. Затем к ней присоединяется подпрограмма генерирования троек случайных чисел $\theta_i, \phi_i, \beta_i$ (возможно, с требуемыми законами распределения совместной плотности вероятности ориентации в пространстве). По этим подпрограммам ведется последовательный расчет M значений функции $D_{\text{эф},i}$ и определяется число случаев $K(D_{\text{эф}})$, для которых $D_{\text{эф},i} \geq D_{\text{эф}}$, где $D_{\text{эф}}$ — фиксированный уровень. Для каждого значения $D_{\text{эф}}$ отношение $K(D_{\text{эф}})/M$ представляет оценку вероятности связи $P\{D_{\text{эф}}\}$. Результат расчета тем точнее, чем больше число M . Например, при $M=100$ найденное значение $P\{D_{\text{эф}}\}$ с вероятностью 90% заключено в интервале $\pm 10\%$. Метод статистических испытаний можно использовать и при экспериментальном определении функции $P\{D_{\text{эф}}\}$ без предварительного измерения ДН бортовой антенны.

Три характерных примера расчетного определения вероятности связи для бортовых антенн с простейшей тороидальной формой ДН приведены на рис. 8.4. Кривая 1 показывает вероятность связи для бортовой антенны в виде диполя Герца при использовании на Земле антенны линейной поляризации. Максимальное значение $D_{\text{эф}}$ здесь, естественно, равно 1,5, так как поляризационный коэффициент передачи обращается в единицу, когда диполь располагается в плоскости вектора \mathbf{E} наземной антенны. Однако для вероятности связи 80% эффективный КНД диполя Герца составит только 0,06. Положение может быть улучшено, если на Земле применена антenna круговой поляризации (кривая 2). Здесь для 80%-ной вероятности связи эффективный КНД диполя Герца составляет уже 0,27. Однако максимальное значение $D_{\text{эф}}$ всего 0,75, так как поляризационный коэффициент передачи по мощности равен 0,5.

Для улучшения поляризационного коэффициента передачи на Сорту также следует применить antennу круговой поляризации. Для такой антенны с ДН вида $F^2(\theta, \phi) = \sin^2 \theta$ вероятность связи показана на рис. 8.4 кривой 3. Для 80%-ной вероятности эффективный КНД составляет уже 0,54, что в девять раз превышает ана-

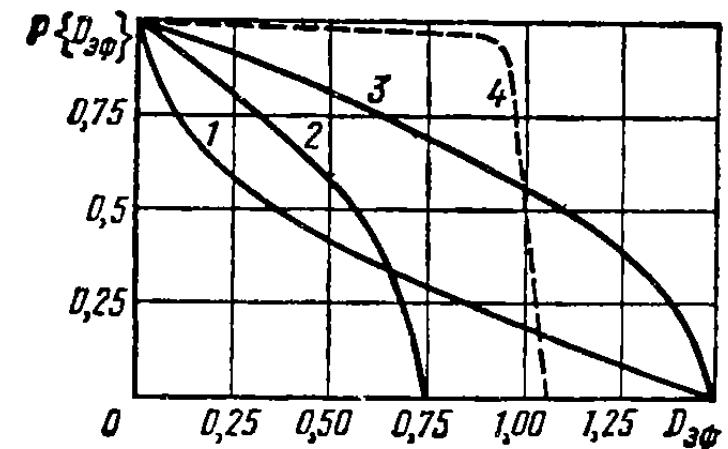


Рис. 8.4. Расчетные кривые вероятности связи

логичное значение для кривой 1 (две линейно поляризованные антенны). Для сравнения на рис. 8.4 построена идеализированная кривая 4 вероятности связи, к которой следует стремиться при оптимальном конструировании бортовой антенны. К сожалению, обязательное отсутствие связи хотя бы в одном направлении не позволяет превратить эту кривую в идеально прямоугольную.

Если все же в радиосистеме требуется обеспечить 100%-ную вероятность связи, то приходится наводить максимум излучения бортовой антенны на наземный пункт связи либо вести на Землю раздельный прием сигналов ортогональных поляризаций и использовать бортовую антенну с амплитудной ДН без нулей излучения.

Глава 9

ВИБРАТОРНЫЕ И ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ

§ 9.1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВИБРАТОР. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА И ЗАРЯДА

Электрическим вибратором называют излучатель электромагнитных волн в виде тонкого проводника длины $l_1 + l_2$ и радиуса a , возбуждаемого в точках разрыва генератором ВЧ (рис. 9.1, а).

Вибраторы широко применяются как в качестве самостоятельных антенн, так и в виде элементов сложных антенных систем. Под воздействием ЭДС генератора в вибраторе возникают продольные электрические токи, которые распределяются по его поверхности таким образом, что создаваемое ими электромагнитное поле удовлетворяет уравнениям Максвелла, граничным условиям на поверхности проводника и условию излучения на бесконечности. Вследствие осевой симметрии электрические токи на боковой поверхности проводника вибратора имеют только продольные составляющие j_z^3 , а на торцевых поверхностях — радиальные составляющие j_ρ^3 . На цилиндрической поверхности радиуса a , затягивающей зазор вибратора, наряду с фиктивными продольными электрическими токами существуют также фиктивные азимутальные магнитные

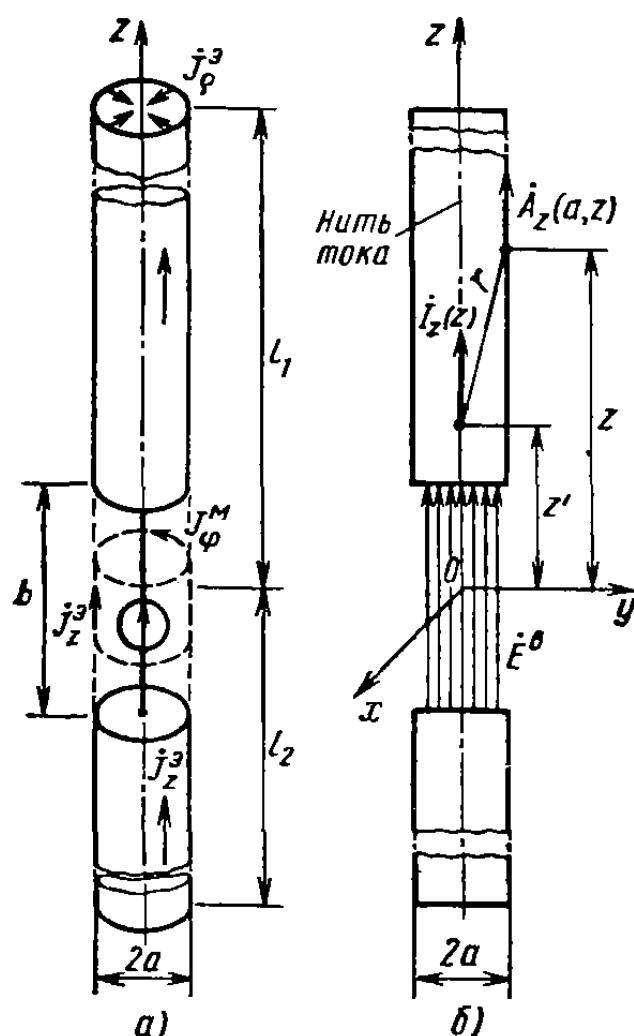


Рис. 9.1. Электрический вибратор (а) и его электродинамическая модель (б)

поверхностные токи \dot{J}_ϕ^M , эквивалентно заменяющие внутреннюю область зазора вместе с возбуждающим генератором (см. принцип эквивалентности источников полей в приложении).

При теоретическом исследовании вибратора прежде всего следует установить закон распределения излучающих токов на его поверхности, т. е. решить *внутреннюю задачу*. После этого можно приступить к *внешней задаче* — определению ДН вибратора и других параметров.

Интегральные уравнения для распределения тока на вибраторе. Для тонких вибраторов ($a \ll l_1, l_2, \lambda$) электродинамическая модель для внутренней задачи строится на основании следующих предположений.

1. Поверхностные электрические токи \dot{J}_z^S вместе с магнитными эквивалентными токами \dot{J}_ϕ^M в области зазора заменяются расположенной на оси вибратора бесконечно тонкой нитью продольного электрического тока $\dot{I}_z(z) = 2\pi a \dot{J}_z^S(z)$. Этот ток считается непрерывным в области зазора и обращается в нуль на концах вибратора. Торцевые токи игнорируются.

2. Касательная составляющая вектора электрического поля $\dot{E}_z(z)$, создаваемая нитью тока на боковой поверхности воображаемого цилиндра, охватывающего нить тока при $\rho=a$, обращается в нуль всюду, кроме области зазора шириной b , где она приравнивается некоторой возбуждающей функции $\dot{E}^B(z)$. Для узких зазоров функцию $\dot{E}^B(z)$ можно считать постоянной.

Согласно (7.1), неизвестное распределение токов $\dot{I}_z(z)$ создает на воображаемой боковой поверхности вибратора векторный потенциал (рис. 9.1, б) с единственной составляющей

$$\dot{A}_z^S(z) = \frac{1}{4\pi} \int_{z'=-l_2}^{l_1} \dot{I}_z(z') \dot{\mathcal{K}}(z-z') dz', \quad (9.1)$$

где $\dot{\mathcal{K}}(z-z') = e^{-j\beta r}/r$ — так называемое ядро интеграла, зависящее от разности координат z точек наблюдения и интегрирования, так как $r = \sqrt{(z-z')^2 + a^2}$. Используя формулу перехода (П.4) от векторного потенциала электрических токов к вектору электрической напряженности и налагая граничное условие на поведение функции \dot{E}_z на боковой поверхности вибратора ($\rho=a$), получаем

$$E_z|_{\rho=a} = \frac{1}{j4\pi\omega\epsilon_a} \left(\beta^2 + \frac{d^2}{dz^2} \right) \int_{z'=-l_2}^{l_1} \dot{I}_z(z') \dot{\mathcal{K}}(z-z') dz' = \\ = \begin{cases} 0 & \text{при } |z| > b/2, \\ \dot{E}^B & \text{при } |z| \leq b/2. \end{cases} \quad (9.2)$$

Неизвестная функция $\dot{I}_z(z)$ в уравнении (9.2) подвергается действию оператора интегрирования с ядром $\dot{\mathcal{K}}(z-z')$, а этот

оператор в свою очередь подвергается действию дифференциального оператора $\left(\frac{d^2}{dz^2} + \frac{d^2}{dz'^2}\right)$. Поэтому (9.2) является интегродифференциальным уравнением относительно $I_z(z)$ с ядром $\mathcal{K}(z-z')$. Впервые подобное уравнение было составлено в 1897 г. англичанином Поклингтоном и носит его имя.

Входящий в уравнение (9.2) дифференциальный оператор может быть подвергнут обращению, что равносильно решению (9.2) как дифференциального уравнения второго порядка относительно функции, представленной определенным интегралом. После проведения соответствующих выкладок [1] получается так называемое интегральное уравнение Галлена (подробно исследованное в 30—40-х годах нашего столетия шведским ученым Е. Галленом и советскими учеными М. А. Леоновичем и М. Л. Левиным) относительно неизвестной функции распределения тока по вибратору:

$$\int_{z'=-l_1}^{l_1} I_z(z') \mathcal{K}(z-z') dz' = \dot{A} \cos \beta z + \dot{B} \sin \beta z - \frac{2\pi \dot{U}}{Z_c} \sin |\beta z|, \quad (9.3)$$

где $\dot{U} = \dot{E}^b b$ — напряжение возбуждающего вибратор генератора; \dot{A} и \dot{B} — произвольные константы, определяемые из граничных условий обращения тока в нуль на концах вибратора; $Z_c = \sqrt{\mu_a/\epsilon_a}$ — характеристическое сопротивление среды, окружающей вибратор; $\beta = \omega \sqrt{\mu_a \epsilon_a}$ — коэффициент фазы для плоской электромагнитной волны в среде.

Строгое решение интегральных уравнений Галлена или Поклингтона в аналитическом виде неизвестно, поэтому при инженерных расчетах чаще всего используют упрощенное решение в так называемом *первом приближении*. Это приближение основано на ярко выраженному «резонансном» характере ядра уравнения \mathcal{K} в окрестности точки $z=z'$. На рис. 9.2 построены графики функций, с помощью которых выражаются вещественная и мнимая части ядра интегрального уравнения:

$$\mathcal{K}(z-z') = \beta \left(\frac{\cos \beta r}{\beta r} - j \frac{\sin \beta r}{\beta r} \right); \quad r = \sqrt{(z-z')^2 + a^2}.$$

График вещественной части ядра четко показывает, что значение векторного потенциала нити электрического тока на боковой поверхности вибратора в основном определяется токами, текущими вблизи точки $z=z'$, и при $a/\lambda \rightarrow 0$ можно пренебречь влиянием на векторный потенциал всех остальных участков нити тока. Поэтому в левой части уравнения (9.3) интегрирование можно провести в пределах от $z' = z-h$ до $z' = z+h$, где h — некоторая постоянная величина, малая по сравнению с длиной волны. При этом можно принять, что $\mathcal{K} \approx [(z-z')^2 + a^2]^{-1/2}$, а электрический ток в

пределах промежутка интегрирования считать постоянным и равным току в точке $z' = z$. После приближенного вычисления интеграла уравнение (9.3) сводится к равенству

$$\dot{I}_z(z)\Omega \approx \dot{A} \cos \beta z + \dot{B} \sin \beta z - (2\pi \dot{U}/Z_c) \sin \beta |z|, \quad (9.4)$$

где $\Omega \approx 2 \ln(2h/a)$ — результат интегрирования ядра на малом промежутке $2h$ после вынесения тока из под интеграла.

Используя граничные условия для тока на концах вибратора $\dot{I}_z(-l_2) = 0$ и $\dot{I}_z(l_1) = 0$, находим постоянные \dot{A} и \dot{B} и, подставляя их (в 9.4), получаем окончательные выражения для распределения тока на тонком вибраторе в первом приближении

$$\dot{I}_z(z) = \dot{I}_0 \begin{cases} [\sin \beta(l_1 - z)]/\sin \beta l_1 & \text{при } z > b/2, \\ [\sin \beta(l_2 + z)]/\sin \beta l_2 & \text{при } z < -b/2, \end{cases} \quad (9.5)$$

где $\dot{I}_0 = (j4\pi \dot{U} \sin \beta l_1 \sin \beta l_2) / [Z_c \Omega \sin \beta(l_1 + l_2)]$ — значение тока в точках питания (фактически при $z=0$). Для симметричного вибратора с равной длиной плеч ($l_1 = l_2 = l$) распределение тока симметрично относительно его середины:

$$\dot{I}_z(z) = [\dot{I}_0 \sin \beta(l - |z|)]/\sin \beta l. \quad (9.6)$$

Помимо распределения тока представляет интерес и распределение электрического заряда вдоль вибратора. Знание его необходимо, например, при оценке предельной мощности на входе вибратора, вызывающей пробой окружающей среды. В первом приближении распределение заряда можно найти через уравнение непрерывности (П.3), которое для линейного тока принимает вид

$$d\dot{I}_z(z)/dz + j\omega \dot{Q}(z) = 0, \quad (9.7)$$

где $\dot{Q}(z)$ — заряд, приходящийся на единицу длины вибратора, Кл/м. Применяя (9.7) к (9.5) и учитывая тождество $\beta/\omega = \sqrt{\mu_a \epsilon_a} = 1/c$, где c — скорость света в окружающей вибратор среде, получаем закон распределения заряда

$$\dot{Q}(z) = \frac{\dot{I}_0}{jc} \begin{cases} [\cos \beta(l_1 - z)]/\sin \beta l_1 & \text{при } z > b/2, \\ [-\cos \beta(l_2 + z)]/\sin \beta l_2 & \text{при } z < -b/2. \end{cases} \quad (9.8)$$

В частности, для симметричного вибратора $\dot{Q}(z) = [\pm \dot{I}_0 \cos \beta \times$

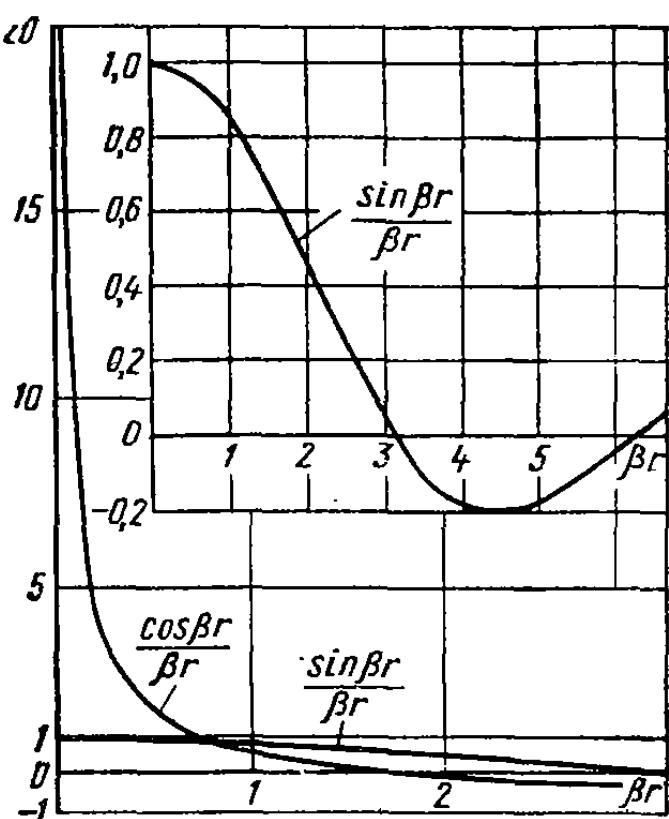
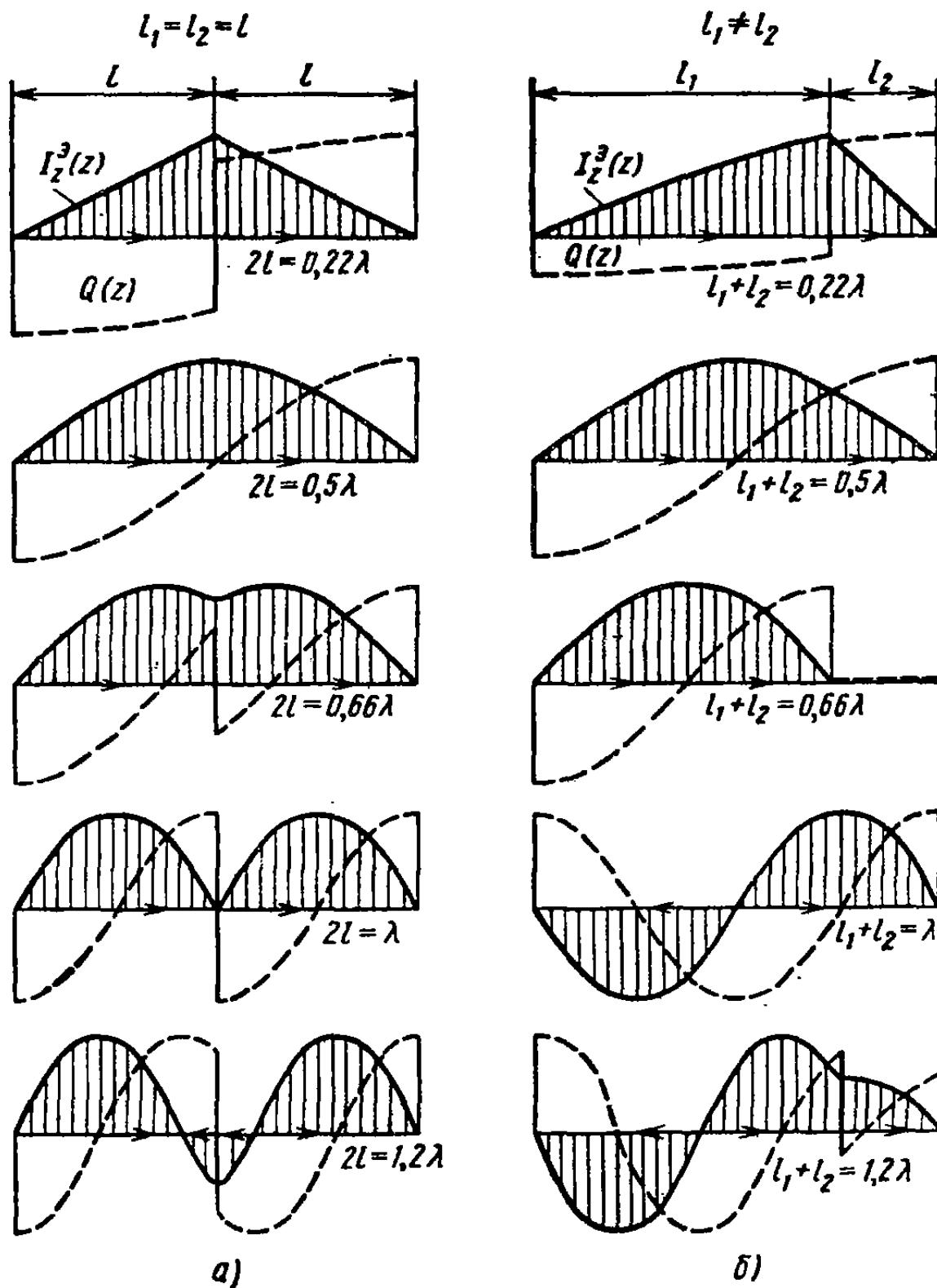


Рис. 9.2. Функции, определяющие ядро интегрального уравнения Галлена

$\times (l - |z|) / (j c \sin \beta l)$. Здесь знак плюс относится к положительным, а минус — к отрицательным z .

Таким образом, в тонком вибраторе ток и заряд приблизенно распределяются по закону кругового синуса. Характерные особен-



Фиг. 9.3. Распределение тока и заряда в электрическом вибраторе

ности этих распределений можно проследить по рис. 9.3, а, б, где показано распределение тока и заряда вдоль симметричных и несимметричных вибраторов различной электрической длины. Особый интерес представляет наиболее распространенный *полуволновый вибратор* полной длины $l_1 + l_2 = 0,5\lambda$. Важной особенностью

полуволнового вибратора является то, что функции распределения тока и заряда в нем не зависят от положения генератора. Во всех других случаях распределения тока и заряда существенно зависят от положения возбуждающего источника.

Сформулируем практические правила для нахождения распределений тока и заряда в тонких вибраторах:

1) на концах вибратора имеют место узлы (нули) тока и пучности заряда. На расстоянии $0,25\lambda$ от концов образуются пучности тока и узлы (нули) заряда, еще через $0,25\lambda$ — узлы тока и пучности заряда и т. д.;

2) ток и заряд в каждой точке вибратора сдвинуты между собой по фазе (во времени) на угол 90° ;

3) фаза тока и фаза заряда меняются скачком на 180° при переходе через нуль;

4) ток в точках питания остается непрерывным, а заряд изменяется скачком;

5) в несимметричном вибраторе пучности токов и зарядов на разных плечах не одинаковы и их отношение зависит от соотношения l_1 и l_2 :

$$I_{n1}/I_{n2} = Q_{n1}/Q_{n2} = \sin \beta l_2 / \sin \beta l_1.$$

В частности, при $l_1 \approx 0,5\lambda$, $l_2 \neq 0,5\lambda$ ток и заряд в любой точке плеча l_2 близки нулю ($l_1 + l_2 = 0,66\lambda$ на рис. 9.3).

Следует подчеркнуть, что распределения тока и заряда только стремятся к синусоидальному закону при $a/\lambda \rightarrow 0$, никогда не становясь точно синусоидальными. Выражение (9.5) особенно несправедливо вблизи узлов тока, где векторный потенциал определяется уже не локальным значением тока в данной точке вибратора, а суммарным действием токов, текущих по достаточно удаленным участкам. Действительное распределение тока в узлах не может обращаться в нуль и отличается от синусоидального закона тем сильнее, чем толще вибратор.

Так как в первом приближении векторный потенциал определяется в основном локальным током в данной точке вибратора, то законы распределения тока и заряда (9.5) и (9.8) остаются справедливыми и для изогнутых вибраторов, например углковых или свернутых в дугу. Под координатой z в этом случае следует понимать расстояние вдоль оси изогнутого проводника.

Несмотря на приближенность синусоидальных распределений тока в вибраторных антенах, эти распределения успешно используются во внешней задаче при расчете ДН, КНД и сопротивления излучения вибратора. Это объясняется тем, что указанные параметры являются интегральными характеристиками от функций распределения тока и небольшие ошибки вблизи узлов распределения не дают заметного вклада при интегрировании.

§ 9.2. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ, СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И КНД ВИБРАТОРА

С целью упрощения выкладок здесь и в дальнейшем будем рассматривать только симметричный вибратор. Воспользуемся общей методикой расчета полей излучения, сформулированной в § 7.3. Ориентируем симметричный вибратор вдоль оси z и совместим центр вибратора, т. е. точку возбуждения, с началом сферической системы координат (рис. 9.4). Векторный потенциал в дальней зоне имеет только составляющую z , согласно (7.7) равную

$$\hat{A}_{z,\infty} = -\frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} \int_{-l}^l I_z(z) e^{j\beta z \cos \theta} dz,$$

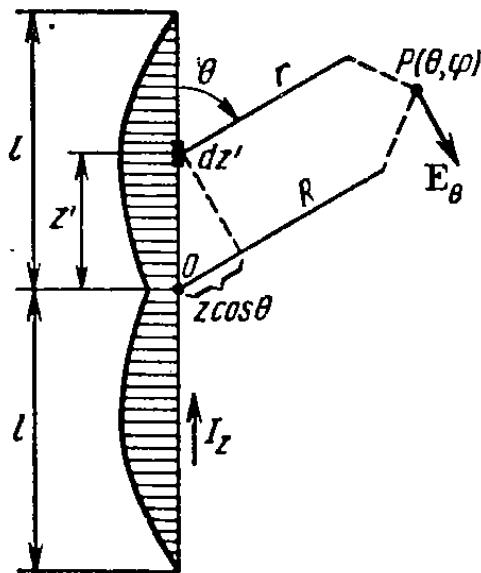


Рис. 9.4. К вычислению дальнего поля вибратора

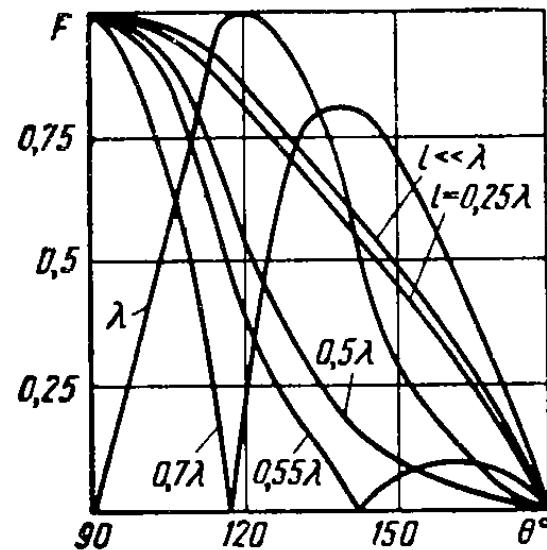


Рис. 9.5. Диаграммы направленности симметричного вибратора

где $z \cos \theta$ в показателе подынтегральной экспоненты есть разность хода лучей, проведенных в точку наблюдения поля из начала координат и текущей точки интегрирования. Подставляя под интеграл синусоидальный закон распределения тока (9.6), используя очевидную связь $\hat{A}_\theta = -\hat{A}_z \sin \theta$ и применяя первую формулу (7.6), получаем выражение для напряженности электрического поля вибратора:

$$\begin{aligned} \hat{E}_\theta = & \frac{jI_0 Z_c \sin \theta}{2\lambda} \left[\int_0^l \sin \beta(l-z) e^{j\beta z \cos \theta} dz + \right. \\ & \left. + \int_{-l}^0 \sin \beta(l+z) e^{j\beta z \cos \theta} dz \right] \frac{e^{-j\beta R}}{R}, \end{aligned}$$

где вместо тока I_0 на входе вибратора использовано никогда не

обращающееся в нуль значение тока в пучности распределения $I_p = I_0 / \sin \beta l$.

Интегралы легко вычисляются двукратным применением правила интегрирования «по частям»:

$$\int \sin(ax+b) e^{cx} dx = \frac{e^{cx}}{a^2 + c^2} [c \sin(ax+b) - a \cos(ax+b)].$$

Окончательно напряженность поля в дальней зоне

$$\dot{E}_\theta = \frac{jI_p Z_c}{2\pi} \frac{\cos(\beta l \cos \theta l) - \cos \beta}{\sin \theta} \frac{e^{-j\beta R}}{R}. \quad (9.9)$$

Сформулируем характерные особенности поля излучения симметричного вибратора, следующие из анализа выражения (9.9).

1. Фаза напряженности поля в дальней зоне не зависит от углов наблюдения. Поэтому *вибратор имеет фазовый центр*, совпадающий с его серединой.

2. Излучение вибратора не зависит от азимутального угла ϕ , т. е. *ДН в экваториальной плоскости (в плоскости вектора Н) равномерна*.

3. В направлении оси вибратора поле излучения равно нулю.

4. Форма ДН в меридиональной плоскости (плоскости вектора **E**) зависит от отношения длины плеча вибратора к рабочей длине волны.

Семейство характерных ДН вибратора в меридиональной плоскости для различных l/λ приведено на рис. 9.5. Полная ширина ДН вибратора по уровню половинной мощности равна 90° при $l/\lambda \rightarrow 0$, 80° при $l/\lambda = 0,25$ и уменьшается до 44° при $l/\lambda = 0,55$. При $l/\lambda > 0,5$ в ДН вибратора возникают боковые лепестки. Это объясняется появлением при таких длинах противофазных участков в функции распределения тока вдоль вибратора (рис. 9.3). При $l/\lambda = 1$ излучение вибратора в направлении $\theta = 90^\circ$ исчезает и в ДН вибратора остаются два одинаковых лепестка, отклоненных на углы $\pm 32^\circ$ относительно нормали к оси z . Из-за отмеченного разрушения формы ДН при длинах плеч более $0,55\lambda$ столь длинные вибраторы применяются крайне редко.

Наиболее распространенным является *полуволновой вибратор* с длиной плеча $0,25\lambda$, нормированная ДН которого в соответствии с (9.9) имеет вид $\dot{E}_\theta(\theta) = j \cos[(\pi/2) \cos \theta] / \sin \theta$.

Для коротких симметричных вибраторов ($\beta l \ll 1$) косинусы малого аргумента в формуле (9.9) могут быть заменены первыми членами разложения Тейлора: $\cos a \approx 1 - a^2/2$, что после подстановки в (9.9) и тождественных преобразований с учетом $I_p = I_0 / \sin \beta l \approx I_0 / (\beta l)$ приводит к следующему выражению для поля излучения:

$$\dot{E}_\theta = jI_0 Z_c \left(\frac{l}{2\lambda} \right) \sin \theta \frac{e^{-j\beta R}}{R} \quad \text{при } \beta l \ll 1. \quad (9.10)$$

В (9.10) осуществлен обратный переход к току в точке питания, так как при $l/\lambda < 0,25$ пучности тока на самом вибраторе отсутствуют.

Из сравнения (9.10) с формулами (П.12 а) для электрического поля диполя Герца следует, что короткий симметричный вибратор с синусоидальным (а фактически — треугольным) распределением тока эквивалентен по дальнему полю диполю Герца *вдвое меньшей длины* и обладает аналогичной нормированной ДН $F(\theta) = -j \sin \theta$.

Сопротивление излучения симметричного вибратора принято относить к току в пучности распределения, т. е.

$$R_{\Sigma n} = \frac{2P_{\Sigma}}{|\dot{I}_{n!}|^2} = \frac{1}{Z_c |\dot{I}_{n!}|^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} |\dot{E}_0|^2 R^2 \sin \theta d\theta d\varphi.$$

Подставляя сюда выражение (9.9) для напряженности поля вибратора, приходим к формуле для сопротивления излучения в пучности:

$$R_{\Sigma n} = \frac{Z_c}{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{[\cos(\beta l \cos \theta) - \cos \beta l]^2}{\sin \theta} d\theta. \quad (9.11)$$

Интеграл в (9.11) может быть выражен через комбинации интегральных синусов и косинусов, однако целесообразнее проводить прямое численное интегрирование на ЭВМ. Результат интегрирования представлен на рис. 9.6. Полезно запомнить, что сопротивление излучения полуволнового вибратора равно 73,1 Ом, а сопротивление излучения волнового вибратора ($l=0,5\lambda$) равно 199 Ом. Осциллирующий характер графика $R_{\Sigma n}$ на рис. 9.6 при $l > 0,5\lambda$ объясняется появлением противофазных участков в функции распределения тока вдоль вибратора. От сопротивления излучения в пучности можно перейти к сопротивлению излучения в точке питания с помощью соотношений

$$P_{\Sigma} = 0,5R_{\Sigma n} |\dot{I}_{n!}|^2 = 0,5R_{\Sigma 0} |\dot{I}_0|^2, \text{ т. е.}$$

$$R_{\Sigma 0} = R_{\Sigma n} / \sin^2 \beta l. \quad (9.12)$$

Например, для коротких вибраторов при $\beta l \rightarrow 0$ приближенное вычисление интеграла в (9.11) приводит к формуле $R_{\Sigma n} = Z_c (\beta l)^4 / (6\pi)$, которая после отнесения сопротивления к току в точке питания принимает более удобную форму (с учетом того, что $\sin \beta l \approx \beta l$):

$$R_{\Sigma 0} = 20 (\beta l)^2 = 80\pi^2 (l/\lambda)^2 \text{ при } l/\lambda \ll 1.$$

Для определения КНД симметричного вибратора в направлении $\theta = 90^\circ$ (при $l/\lambda < 0,64$ это направление максимального излучения)

удобно использовать формулу (7.17), которая принимает вид

$$D = \Pi_{\max}/\Pi_{\text{ср}} = |\dot{E}_{0\max}|^2 4\pi R^2 / (Z_c |\dot{I}_n|^2 R_s).$$

Подставляя сюда напряженность поля из (9.9) для $\theta = 90^\circ$, получаем удобную расчетную формулу для КНД:

$$D = Z_c (1 - \cos \beta l)^2 / (\pi R_s).$$

График изменения КНД симметричного вибратора в зависимости от отношения l/λ показан на рис. 9.7. Полезно обратить внимание на три характерные цифры: для полуволнового вибратора

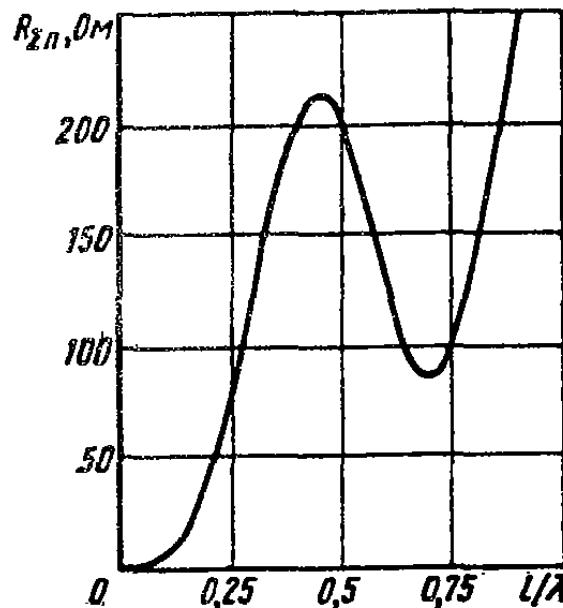


Рис. 9.6. Сопротивление излучения электрического вибратора

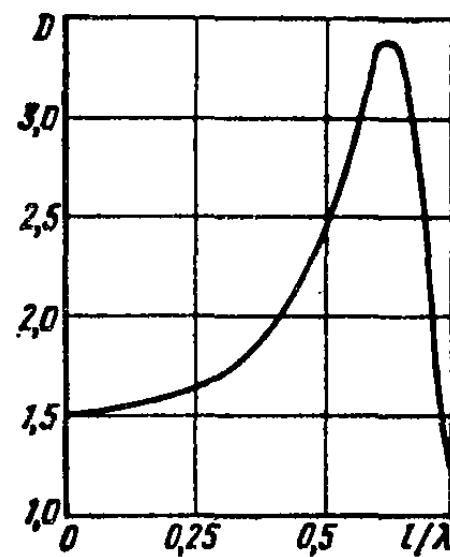


Рис. 9.7. КНД симметричного вибратора в направлении $\theta = 90^\circ$

$D = 1,64$, для симметричного волнового вибратора $D = 2,41$ и для вибратора длиной $l = 0,625\lambda$ $D = 3,36$. Падение КНД при $l > 0,625\lambda$ объясняется изменением формы ДН, а именно уменьшением главного лепестка и возрастанием боковых лепестков.

По известным значениям КНД и сопротивления излучения по формуле (7.21) можно найти *действующую длину вибратора, приведенную к входному току*:

$$h_d = \lambda \sqrt{DR_{z0}/(Z_c \pi)} = \lambda (1 - \cos \beta l) / (\pi \sin \beta l).$$

К такому же выражению можно было бы прийти и иначе, а именно приведением формулы для напряженности электрического поля (9.9) к виду, аналогичному (7.11), путем проведения нормировки ДН к максимальному значению. Можно убедиться, что *действующая длина вибратора определяется равновеликой площадью входного тока*. Действительно, интегрируя функцию синусоидального распределения (9.6) по всей длине вибратора и относя этот

интеграл к току в точках питания, получаем

$$\frac{2}{I_0} \int_0^l i_0 \frac{\sin \beta(l-z)}{\sin \beta l} dz = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1 - \cos \beta l}{\sin \beta l} = h_d.$$

Следовательно, под действующей длиной можно понимать длину гипотетического вибратора с равномерным распределением тока, который в направлении максимума излучения создает ту же напряженность поля, что и реальная антенна. Например, для полуволнового вибратора действующая длина составляет 0,637 его полной длины, а для очень короткого вибратора ($\beta l \ll 1$) — половину его полной длины, т. е. $h_d = l$.

§ 9.3. РАСЧЕТ ВХОДНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ВИБРАТОРА МЕТОДОМ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ СХЕМ

Входное сопротивление вибратора определяется отношением напряжения к току в точках питания: $Z_{bx} = U/I_0$ — и является важным параметром, определяющим возможность согласования входа антенны в нужной полосе частот. Определить входное сопротивление вибратора, основываясь на решении интегрального уравнения Галлена в первом приближении, не удается, так как вход-

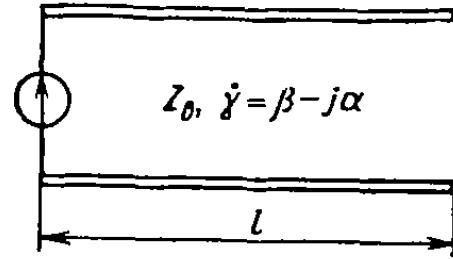


Рис. 9.8. Схема замещения электрического вибратора

на физической интуиции.

В инженерной практике хорошо зарекомендовал себя метод эквивалентных схем, допускающий распространение и на другие типы антенн. Согласно этому методу, анализируемой антенне ставится в соответствие некоторая эквивалентная цепь с распределенными или сосредоточенными параметрами. Значения параметров подбираются таким образом, чтобы входное сопротивление цепи наилучшим образом аппроксимировало входное сопротивление антенны в нужной полосе частот и правильно передавало зависимость Z_{bx} от размеров антенны.

Для симметричного вибратора очень удачной оказалась схема замещения в виде отрезка разомкнутой на конце двухпроводной линии с потерями (рис. 9.8). Параметрами этой схемы являются длина отрезка l , его волновое сопротивление Z_b и комплексный

входное сопротивление, определяемое из приближенной формулы (9.6) для распределения тока, во-первых, оказывается чисто мнимым (т. е. не учитывается излучение), а во-вторых, неопределенным из-за произошла при выборе интервала интегрирования h при получении промежуточной формулы (9.4). Приходится прибегать или к численным методам решения интегральных уравнений (9.3) или (9.2) с помощью ЭВМ, или к различным аппроксимациям, основанным

коэффициент распространения $\gamma = \beta' - ja$ ($\beta' = 2\pi\xi/\lambda$ — эквивалентный коэффициент фазы; ξ — поправочный множитель; $a = R_1/Z_b$ — эквивалентный коэффициент затухания; R_1 — погонное активное сопротивление одного проводника линии). Распределение тока в эквивалентном разомкнутом отрезке линии описывается законом гиперболического синуса и уже не обращается в нуль в узлах тока.

Условия эквивалентности состоят в следующем:

1) длина отрезка полагается равной длине плеча вибратора l ;

2) полная мощность потерь в схеме замещения и мощность излучения вибратора на всех частотах полагаются равными между собой;

3) волновое сопротивление эквивалентной линии для вибратора длиной плеча l и радиусом проводника a определяется приближенной формулой

$$Z_b = (Z_c/\pi) [\ln(l/a) - 1], \quad (9.13)$$

по структуре похожей на формулу для волнового сопротивления двухпроводной линии (длина плеча играет роль усредненного расстояния между проводниками линии);

4) эквивалентный коэффициент фазы выбирается немного больше волнового числа в окружающей вибратор среде — на поправочный множитель ξ , определяемый по экспериментальным данным (рис. 9.9). Коэффициент ξ фактически учитывает емкости торцов вибратора, а также то, что вибратор в действительности не является однородной линией с равномерно распределенными погонными параметрами.

Остановимся подробнее на втором условии эквивалентности, которое может быть записано в виде

$$0,5 |i_{\text{п}}|^2 R_{\Sigma\text{п}} = 2 \int_{z=0}^l 0,5 |i_z(z)|^2 R_1 dz,$$

где интеграл в правой части представляет собой общую рассеиваемую мощность в двухпроводной линии передачи с погонным сопротивлением R_1 . Подставляя под интеграл синусоидальный закон распределения тока в вибраторе с учетом коэффициента замедления, получаем

$$R_{\Sigma\text{п}} = 2R_1 \int_{z=0}^l \sin^2 [\xi\beta(l-z)] dz.$$

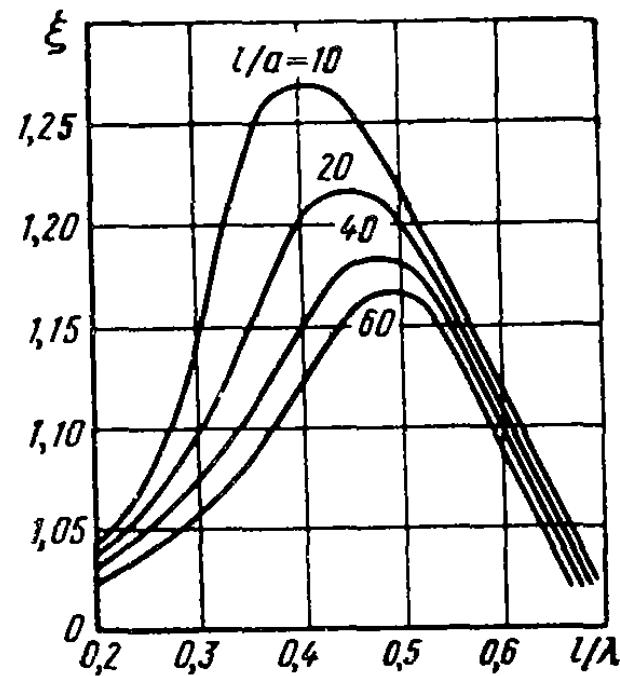


Рис. 9.9. Поправочный множитель ξ

экспериментальным данным (рис. 9.9). Коэффициент ξ фактически учитывает емкости торцов вибратора, а также то, что вибратор в действительности не является однородной линией с равномерно распределенными погонными параметрами.

Остановимся подробнее на втором условии эквивалентности, которое может быть записано в виде

$$0,5 |i_{\text{п}}|^2 R_{\Sigma\text{п}} = 2 \int_{z=0}^l 0,5 |i_z(z)|^2 R_1 dz,$$

где интеграл в правой части представляет собой общую рассеиваемую мощность в двухпроводной линии передачи с погонным сопротивлением R_1 . Подставляя под интеграл синусоидальный закон распределения тока в вибраторе с учетом коэффициента замедления, получаем

$$R_{\Sigma\text{п}} = 2R_1 \int_{z=0}^l \sin^2 [\xi\beta(l-z)] dz.$$

Преобразуя подынтегральное выражение с помощью тождества $\sin^2 a = 0,5(1 - \cos 2a)$ и производя интегрирование, находим требуемое расчетное соотношение для распределенного сопротивления излучения симметричного вибратора, приходящегося на единицу длины:

$$R_1 = \frac{R_{\Sigma n}}{l [1 - \sin(2\xi\beta l) (2\xi\beta l)]}.$$

Поскольку распределенное сопротивление излучения значитель но, следует учесть его влияние на волновое сопротивление вибратора:

$$\dot{Z}_{v1} = \sqrt{\frac{2R_1 + j\omega L_1}{j\omega C_1}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \sqrt{1 - j\frac{2R_1}{\omega L_1}} \approx Z_v \left(1 - j\frac{R_1}{\omega L_1}\right),$$

где L_1 и C_1 — погонные индуктивность и емкость эквивалентной линии.

Принимая во внимание, что $R_1/(\omega L_1) = aZ_v/(\omega L_1) = a/(\omega \sqrt{L_1 C_1}) = a/\beta$, имеем $\dot{Z}_{v1} \approx Z_v (1 - ja/\beta)$, т. е. эквивалентное волновое сопротивление \dot{Z}_{v1} — комплексная величина.

И наконец, пользуясь формулами теории длинных линий с потерями, получаем расчетное выражение для входного сопротивления вибратора

$$\dot{Z}_{vx} \approx Z_v (1 - ja/\beta) \operatorname{cth}(al + j\beta l),$$

где волновое сопротивление дается формулой (9.13), коэффициент затухания $a = R_1/Z_v$ и поправочный коэффициент на замедление фазовой скорости берется из экспериментальных графиков (рис. 9.9).

На рис. 9.10 приведены графики зависимости активной и реактивной составляющих входного сопротивления симметричного вибратора от отношения l/λ для трех значений диаметра проводника. Анализ этих графиков показывает, что:

1) при изменении отношения l/λ от нуля до 0,6 входное сопротивление вибратора имеет два резонансных участка. Первый последовательный резонанс получается в окрестности значения $l/\lambda \approx 0,25$ и второй параллельный резонанс — при l/λ несколько менее 0,5. При $l/\lambda < 0,25$ реактивная часть входного сопротивления отрицательна. При утолщении проводника вибратора резонансные значения отношения l/λ уменьшаются, особенно для параллельного резонанса;

2) частотная зависимость входного сопротивления вибратора выражена тем слабее, чем толще вибратор, т. е. эквивалентная добротность вибратора на частотах как первого, так и второго резонанса получается тем ниже, чем меньше волновое сопротивление вибратора. Это свойство можно объяснить следующим образом. Добротность цепи пропорциональна отношению запасенной элек-

тромагнитной энергии к энергии, теряемой за период высокочастотных колебаний на резонансной частоте. В случае вибратора энергия теряется на излучение, причем ее расход определяется только отношением l/λ и практически не зависит от толщины плеча. Запасенная же электромагнитная энергия сосредоточена в непосредственной близости к проводникам вибратора, и она тем больше, чем меньше их толщина. Для «толстого» вибратора запас электромагнитной энергии меньше, так как электромагнитное поле «вытеснено» металлом из области наивысшей концентрации. Таким образом, при стремлении обеспечить широкую полосу частот целесообразно использовать толстые вибраторы с целью выравнивания входного сопротивления на различных частотах.

Заметим, что на входное сопротивление вибраторной антенны сильное влияние оказывает конструктивное выполнение точки питания, никак не учитываемое в расчетной формуле. То же самое относится и к большинству антенн других типов.

Поэтому в практических разработках антенных устройств расчеты входного сопротивления обычно считаются ориентировочными и уточняются при экспериментальных исследованиях на опытном образце антенны.

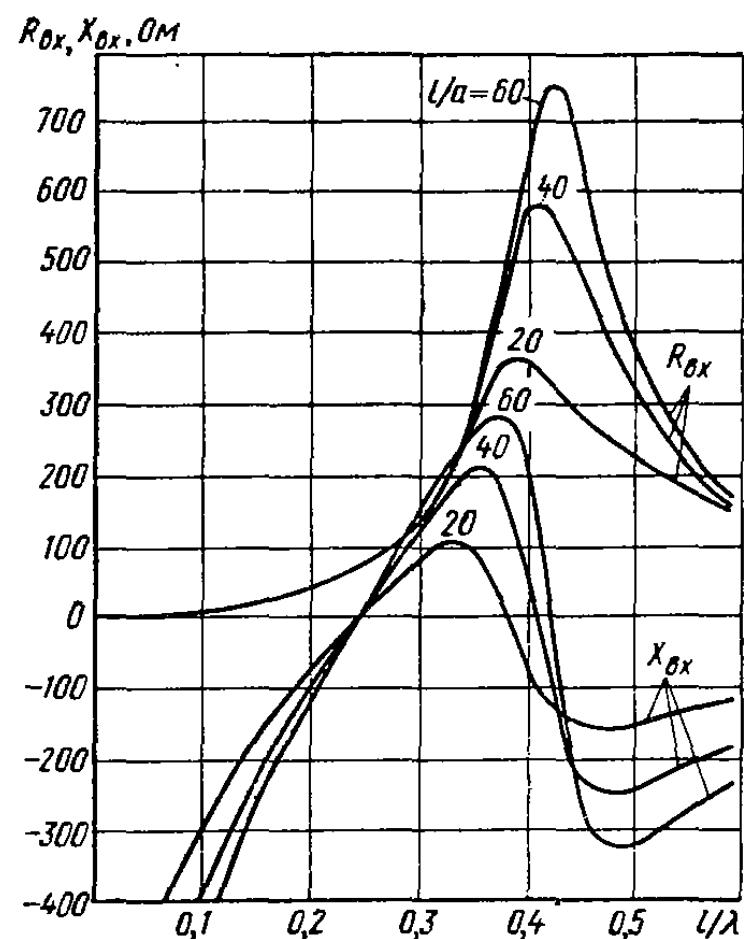


Рис. 9.10. Входное сопротивление электрического вибратора

§ 9.4. СИММЕТРИЧНЫЙ МАГНИТНЫЙ ВИБРАТОР. ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ В ПЛОСКОМ БЕСКОНЕЧНОМ ЭКРАНЕ

Рассмотрим вибратор цилиндрической формы длины $2l$ и радиуса a , выполненный из идеального магнитного проводника и симметрично возбуждаемый в середине магнитодвижущей силой (МДС) $H_z^B(z)$, действующей в зазоре шириной b (рис. 9.11). Так как векторный потенциал магнитных токов подчиняется тому же уравнению, что и векторный потенциал электрических токов, и граничные условия в отношении магнитного поля в случае магнитного вибратора совпадают с граничными условиями в отношении электрического поля в случае электрического вибратора, то распреде-

ление магнитного тока в симметричном магнитном вибраторе должно удовлетворять такому же интегральному уравнению (типа Галлена или Поклингтона), как и для симметричного электрического вибратора. Следовательно, при $a \rightarrow 0$ распределение магнитного тока по плечам симметричного магнитного вибратора в первом приближении является синусоидальным:

$$j_z^m(z) = j_n^m \sin \beta (l - |z|), \quad (9.14)$$

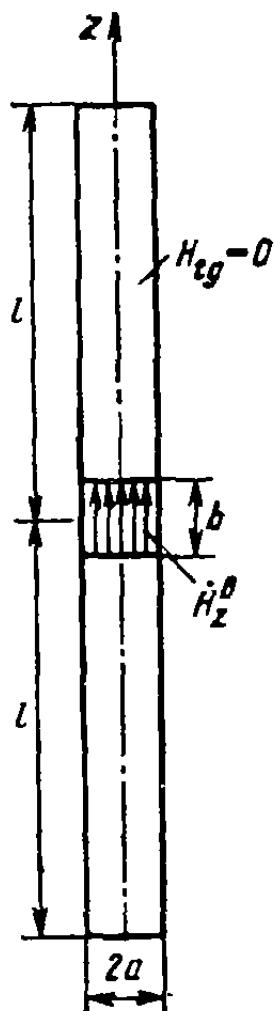


Рис. 9.11. Симметричный магнитный вибратор

где j_n^m — магнитный ток в пучности распределения.

Следующие из принципа перестановочной двойственности (см. приложение) замены $I^3 \rightarrow I^m$, $\dot{E} \leftrightarrow \dot{H}$ и $Z_c \rightarrow 1/Z_c$ дают возможность исходя из формулы (9.9) для поля электрического вибратора в дальней зоне сразу же получить дальнее электромагнитное поле симметричного магнитного вибратора

$$\dot{H}_\theta = \frac{j j_n^m}{2\pi Z_c} \frac{\cos(\beta l \cos \theta) - \cos \beta l}{\sin \theta} \frac{e^{-j\beta R}}{R}, \quad \dot{E}_\varphi = -\dot{H}_\theta Z_c, \quad (9.15)$$

а также установить связи проводимости излучения $G_{\Sigma p}^m$ и входной проводимости магнитного вибратора $G_{v p}^m$ с сопротивлением излучения $R_{\Sigma p}^3$ и входным сопротивлением $\dot{Z}_{v p}^3$ электрического вибратора (имеются в виду вибраторы одинаковой формы и размеров): $G_{\Sigma p}^m = R_{\Sigma p}^3 / Z_c^2$, $G_{v p}^m = \dot{Z}_{v p}^3 / Z_c^2$. Отсюда следует, что входная проводимость магнитного вибратора имеет такую же частотную зависимость, как и входное сопротивление соответствующего электрического вибратора. В частности, если полуволновый электрический вибратор в окрестности своей резонансной частоты эквивалентен (по схеме замещения)

последовательному колебательному контуру с потерями, то магнитный полуволновый вибратор в окрестности резонансной частоты эквивалентен параллельному колебательному контуру.

Проанализируем теперь свойства узких щелевых антенн в плоских экранах, используя результаты, полученные для магнитного вибратора. Предположим, что форма поперечного сечения магнитного вибратора прямоугольная с размерами широкой стороны d и узкой стороны t , причем $d \ll \lambda$. Расположим этот ленточный магнитный вибратор на поверхности идеально проводящей бесконечной плоскости. В результате приходим к электродинамической модели *односторонней щели* в экране, возбуждаемой в центре проводником с электрическим током I_v^3 (рис. 9.12). Длина щели равна $2l$, и ширина щели равна d . Распределение магнитного тока (т. е. напряженности электрического поля) в такой модели щели,

очевидно, определяется формулой (9.14). Пользуясь методом зеркального изображения, найдем, что электромагнитное поле в верхнем полупространстве, куда излучает щель, удваивается по сравнению с полем магнитного вибратора в свободном пространстве, т. е. оно определяется удвоенным выражением (9.15). В нижнем, теневом, полупространстве экрана поле повсюду равно нулю.

Проводимость излучения и входная проводимость односторонней щели также удваиваются:

$$G_{\Sigma \text{п}}^{\text{ощ}} = 2R_{\Sigma \text{п}}^3/Z_c^2, \quad \dot{Y}_{\text{вх}}^{\text{ощ}} = 2\dot{Z}_{\text{вх}}^3/Z_c^2, \quad (9.16)$$

где $R_{\Sigma \text{п}}^3$ и $\dot{Z}_{\text{вх}}^3$ — сопротивление излучения и входное сопротивление электрического вибратора с поперечными размерами $d \times t$, находящегося в той же среде, в которую излучает щелевая антенна; $G_{\Sigma \text{п}}^{\text{ощ}}$ и $\dot{Y}_{\text{вх}}^{\text{ощ}}$ — проводимость излучения и входная проводимость односторонней щели в бесконечном экране, размеры которой соответствуют размерам электрического вибратора. Как показал М. А. Леонович, поперечное сечение металлической ленты шириной $d \ll \lambda$ в расчетах входных сопротивлений (проводимостей) эквивалентно круговому сечению радиуса $a = d/4$. С учетом этого при расчете входной проводимости щелевой антенны могут быть использованы формулы из § 9.3, относящиеся к электрическому вибратору цилиндрической формы.

Наряду с удвоением входных проводимостей для односторонней щели в плоском бесконечном экране происходит удвоение и КНД по сравнению с его значением для соответствующего вибратора в свободном пространстве. Это объясняется тем, что из-за наличия экрана вектор Пойнтинга односторонней щели в дальней зоне возрастает в четыре раза, хотя излучаемая мощность увеличивается только в два раза по сравнению с магнитным вибратором в свободном пространстве. Например, КНД узкой односторонней полуволновой щелевой антенны в бесконечном плоском экране равен 3,28.

В реальных односторонних щелевых антенах экранирование излучения в нижнее полупространство осуществляется с помощью объемных резонаторов или волноводов. Здесь существенную роль играют два момента: 1) резонатор изменяет характер распределения возбуждающей МДС вдоль щели по сравнению со случаем сосредоточенного возбуждения в центре, это может привести к отличию распределения напряжения в щели от синусоидального закона; 2) резонатор обладает собственной реактивной проводи-

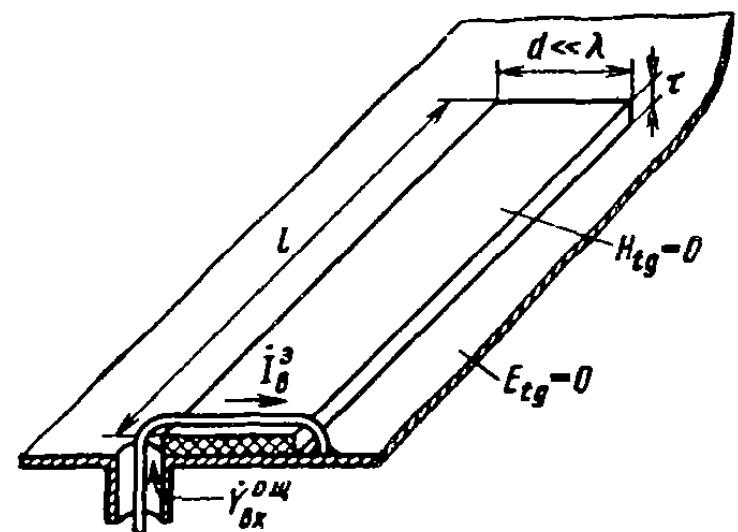


Рис. 9.12. Электродинамическая модель односторонней щелевой антенны

мостью, которая суммируется с входной проводимостью щели и изменяет общую входную проводимость антенны.

На практике чаще всего используются *полуволновые резонансные щели*, в которых закон распределения напряжения практически не зависит от распределения возбуждающей МДС. Зависимость же суммарной входной проводимости щелевой антенны от размеров резонатора и способа его возбуждения используется для по-

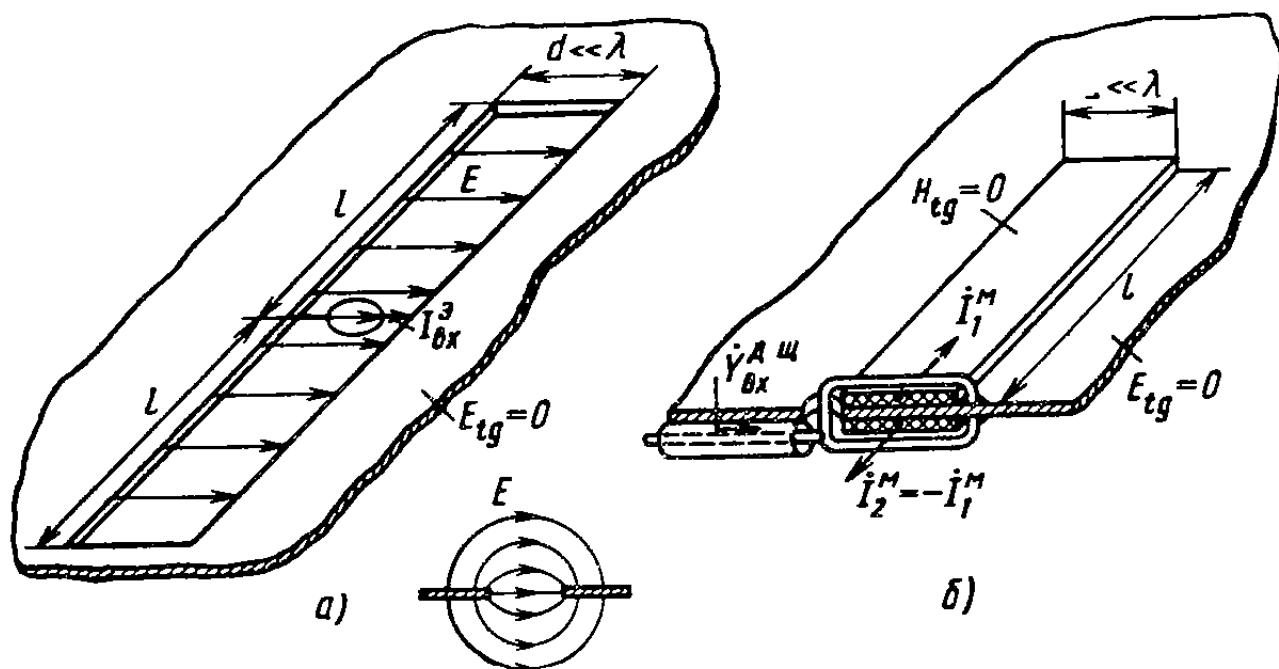


Рис. 9.13. Двусторонняя щель в экране (а) и ее электродинамическая модель (б)

путного согласования входа антенны (схема замещения полуволновой щелевой антенны вместе с резонатором в окрестности резонансной частоты имеет вид параллельного колебательного контура с регулируемым коэффициентом включения во входную линию).

Наряду с односторонними находят применение и *двусторонние щелевые излучатели* в тонком металлическом листе больших размеров (рис. 9.13, а). Электродинамической моделью такой антенны может служить пара ленточных магнитных вибраторов, расположенных точно один над другим по разные стороны сплошного бесконечного металлического листа и возбуждаемых синфазными полувитками электрического тока, подключенными параллельно к общему генератору (рис. 9.13, б). Составляющие векторов электромагнитного поля двусторонней щели по-прежнему могут быть определены по формулам (9.15) с добавочным коэффициентом 2, учитывая действие зеркальных изображений. Однако здесь проводимость излучения и входная проводимость двусторонней щели из-за излучения в оба полупространства вдвое больше соответствующих проводимостей односторонней щели:

$$G_{\Sigma\text{п}}^{\text{дщ}} = 4R_{\Sigma\text{п}}^{\text{з}}/Z_c^2, \quad \dot{Y}_{\text{вх}}^{\text{дщ}} = 4\dot{Z}_{\text{вх}}^{\text{з}}/Z_c^2, \quad (9.17)$$

где $R_{\Sigma p}$ и $\dot{Z}^3_{вх}$ — сопротивление излучения и входное сопротивление ленточного металлического вибратора с теми же размерами, что и щель. С другой стороны, КНД двусторонней щели вдвое ниже КНД односторонней щели, т. е. совпадает с КНД ленточного металлического вибратора в свободном пространстве.

§ 9.5. СВЯЗАННЫЕ ВИБРАТОРЫ. МЕТОД НАВОДИМЫХ ЭДС

Для получения одностороннего излучения при соответствующем увеличении КНД применяют антенные системы из нескольких вибраторов. В зависимости от способа возбуждения таких систем различают *активные вибраторы*, входы которых подсоединенны к генераторам, и *пассивные вибраторы*, не подключенные к источникам колебаний и возбуждаемые электромагнитным полем других вибраторов. Входы пассивных вибраторов обычно подсоединяют к реактивным нагрузочным сопротивлениям, не вызывающим снижения КПД антенны.

Простейшая антенная система из двух одинаковых параллельных вибраторов показана на рис. 9.14, а). Для определения токов и напряжений на входах вибраторов удобно представить систему эквивалентным четырехполюсником, характеризуемым матрицей сопротивлений Z (рис. 9.14, б). Диагональные элементы матрицы \dot{Z}_{11} и \dot{Z}_{22} представляют *собственные сопротивления* вибраторов, определяемые в режиме холостого хода другого вибратора. Не-диагональные элементы $\dot{Z}_{12} = \dot{Z}_{21}$ являются *взаимными сопротивлениями*, учитывающими электромагнитную связь между вибраторами. Предпочтение матрице Z отдано вследствие того, что соответствующие ее определению режимы холостого хода как бы исключают разомкнутые вибраторы из участия в формировании поля излучения (это предположение выполняется более точно для резонансных полуволновых и более коротких вибраторов). Поэтому можно ожидать, что добавление каждого последующего вибратора в систему не приведет к изменению собственных и взаимных сопротивлений, существовавших до появления нового вибратора.

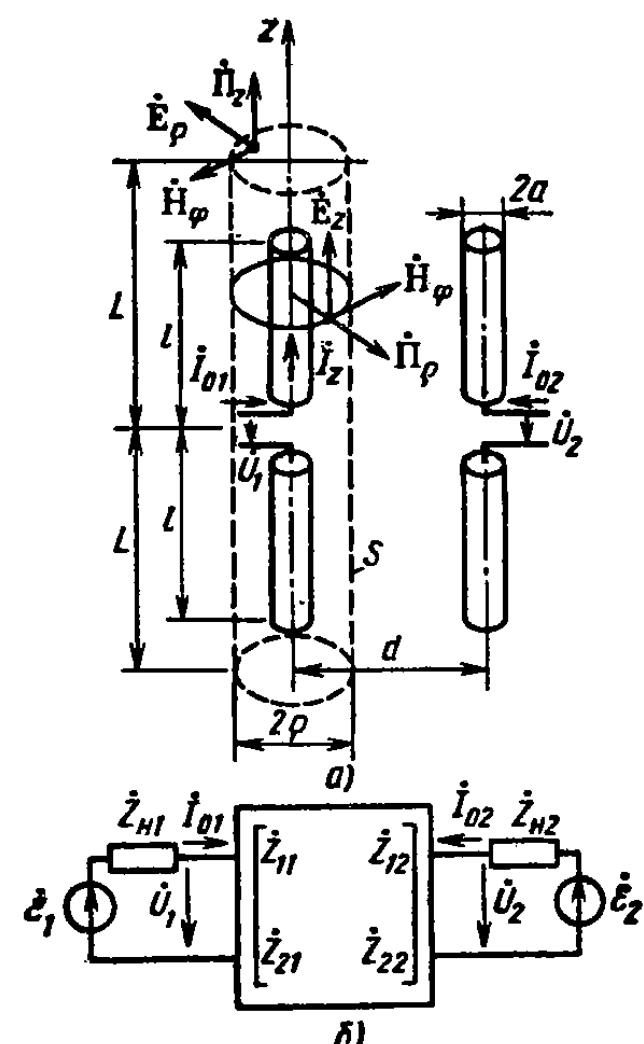


Рис. 9.14. Связанные вибраторы (а) и их схема замещения (б)

При не слишком малых расстояниях между тонкими вибраторами (т. е. при $d \gg a$, $a \ll l$) можно по-прежнему считать справедливым в первом приближении синусоидальный закон распределения тока вдоль вибраторов:

$$I_{z1,2}(z) = I_{01,2} [\sin \beta(l_{1,2} - |z|)] / \sin \beta l_{1,2}, \quad (9.18)$$

где координата z отсчитывается от середины каждого вибратора. Входные токи I_{01} и I_{02} следует определять из решения системы линейных уравнений Кирхгофа:

$$\begin{aligned}\dot{U}_1 &= i_{01} \dot{Z}_{11} + i_{02} \dot{Z}_{12} = \dot{\mathcal{E}}_1 - i_{01} \dot{Z}_{n1}, \\ \dot{U}_2 &= i_{01} \dot{Z}_{12} + i_{02} \dot{Z}_{22} = \dot{\mathcal{E}}_2 - i_{02} \dot{Z}_{n2},\end{aligned}\quad (9.19)$$

где $\dot{\mathcal{E}}_1, \dot{\mathcal{E}}_2$ — ЭДС возбуждающих генераторов; \dot{Z}_{ni} и \dot{Z}_{nn} — внутренние сопротивления генераторов (в пассивном вибраторе следует полагать $\dot{\mathcal{E}}_i = 0$ и считать \dot{Z}_{ni} сопротивлением нагрузки).

Для нахождения взаимных и собственных сопротивлений вибраторов в 1922 г. независимо Д. А. Рожанским в СССР и Л. Брилюэном во Франции был предложен приближенный метод наводимых ЭДС, впоследствии усовершенствованный И. Г. Кляцкиным, В. В. Татариновым и А. А. Пистолькорсом. Суть метода наводимых ЭДС сводится к следующему. Окружим один из вибраторов системы (например, первый) замкнутой цилиндрической поверхностью S (рис. 9.14, а) высотой $2L$ и радиусом r . Нормальные к этой поверхности составляющие вектора Пойнтинга в местной цилиндрической системе координат данного вибратора:

$$\dot{P}_r = -0,5 \dot{E}_z \dot{H}_\varphi^*, \quad \dot{P}_z = 0,5 \dot{E}_r \dot{H}_\varphi^*.$$

Очевидно, что интеграл от нормальной составляющей вектора Пойнтинга по поверхности цилиндра есть мощность, отбираемая вибратором от генератора. Поскольку вблизи вибратора векторы \dot{E} и \dot{H} не находятся в фазе (как это имеет место в дальней зоне), мощность оказывается комплексной величиной, причем активная составляющая при среде без потерь равна излучаемой данным вибратором мощности.

Совместим поверхность S с поверхностью вибратора, т. е. положим $r = a$ и $L = l$. Тогда при радиусе вибратора $a \rightarrow 0$ интегралы по торцевым поверхностям цилиндра от компонента \dot{P}_z вектора Пойнтинга стремятся к нулю и мощность определяется интегрированием только по боковой поверхности:

$$\dot{P}_1 = \int_{-l}^l \int_0^{2\pi} \dot{P}_r a dz d\varphi = -0,5 \int_{-l}^l \dot{E}_{z1}(a) \cdot 2\pi a \dot{H}_{\varphi 1}^* dz,$$

где учтено, что при $a \rightarrow 0$ и $a \ll d$ поле вблизи вибратора практически не зависит от азимутальной координаты φ .

Представим полную касательную составляющую $\dot{E}_{z1}(a)$ на боковой поверхности вибратора в виде суммы $\dot{E}_{z1} = \dot{E}_{z11} + \dot{E}_{z12}$, где \dot{E}_{z11} — составляющая, порождаемая токами первого вибратора, и \dot{E}_{z12} — составляющая, порождаемая токами второго вибратора, а также примем во внимание, что $2\pi a \tilde{H}_\phi^* = I_{z1}^*$ есть комплексно-сопряженный ток первого вибратора. Тогда формула для мощности \dot{P}_1 примет вид

$$\dot{P}_1 = -0,5 \left(\int_{-l}^l \dot{E}_{z11} I_{z1}^* dz + \int_{-l}^l \dot{E}_{z12} I_{z1}^* dz \right).$$

Мощность \dot{P}_1 можно записать и иначе: через напряжение и ток на входе вибратора. Принимая во внимание (9.19), имеем

$$\dot{P}_1 = 0,5 \dot{I}_{01}^* \dot{U}_1 = 0,5 (I_{01}^* I_{01} \dot{Z}_{11} + I_{01}^* I_{02} \dot{Z}_{12}).$$

Сопоставляя оба выражения для мощности \dot{P}_1 , приходим к основным расчетным соотношениям метода наводимых ЭДС для определения взаимных и собственных сопротивлений вибраторов:

$$\dot{Z}_{12} = -\frac{1}{I_{01}^* I_{02}} \int_{-l}^l \dot{E}_{z12} I_{z1}^* dz, \quad \dot{Z}_{11} = -\frac{1}{|I_{01}|^2} \int_{-l}^l \dot{E}_{z11} I_{z1}^* dz. \quad (9.20)$$

Выражения для \dot{Z}_{22} и $\dot{Z}_{21} = \dot{Z}_{12}$ получаются очевидной заменой индексов: $1 \leftrightarrow 2$. Вместо взаимных и собственных сопротивлений вибраторов по входам вибраторов можно также использовать взаимные и собственные сопротивления \dot{Z}_{12n} и \dot{Z}_{11n} , отнесенные к токам в пучностях распределений на каждом вибраторе. Очевидно, что имеет место простая связь [см. (9.12)]

$$\dot{Z}_{12n} = \dot{Z}_{12} \sin \beta l_1 \cdot \sin \beta l_2, \quad \dot{Z}_{11n} = \dot{Z}_{11} \sin^2 \beta l_1.$$

Касательные составляющие \dot{E}_{z12} и \dot{E}_{z11} в выражениях (9.20), по существу, представляют собой ЭДС, приходящиеся на единицу длины вдоль боковой поверхности вибратора и порождаемые токами либо второго, либо первого вибратора, что и объясняет название «метод наводимых ЭДС». Возникает вопрос: почему же на боковой поверхности вибратора касательные составляющие отличны от нуля и интегрирование в (9.20) распространено на всю длину вибратора вместо ожидаемой области возбуждающего зазора, где должно быть сосредоточено касательное электрическое поле? Ответ обусловлен двумя обстоятельствами: во-первых, на боковой поверхности вибратора должна обращаться в нуль касательная составляющая *полного* электрического поля, а не отдельных его частей; во-вторых, и это главное, в методе наводимых ЭДС вместо неизвестных точных распределений токов в вибраторах используют первое синусоидальное приближение (9.18), которое не может обеспечить строгого выполнения граничных условий.

Замечательной особенностью формул (9.20) для связанных вибраторов является то, что небольшие ошибки в задании закона распределения тока (первого порядка малости) приводят к значительно меньшим ошибкам во взаимных и собственных сопротивлениях (второго порядка малости). Именно этим и объясняется широкое применение метода наводимых ЭДС в инженерных расчетах вибраторных антенн.

Наилучшие результаты метод наводимых ЭДС дает для взаимных сопротивлений полуволновых резонансных вибраторов, когда распределение тока не зависит от места включения генератора и характера распределения возбуждающей ЭДС. Расчеты же собственных сопротивлений по методу наводимых ЭДС по точности заметно уступают методу эквивалентных схем. Численная реализация метода наводимых ЭДС требует нахождения ближних электромагнитных полей, т. е. применения строгого оператора $\hat{\mathcal{E}}(j\omega)$ согласно (7.2). Для синусоидальных распределений тока типа (9.18) расчет ближних полей заметно упрощается и возможно получение относительно несложных аналитических представлений (см. [1], § 2.5, 2.6), положенных в основу стандартных подпрограмм для ЭВМ.

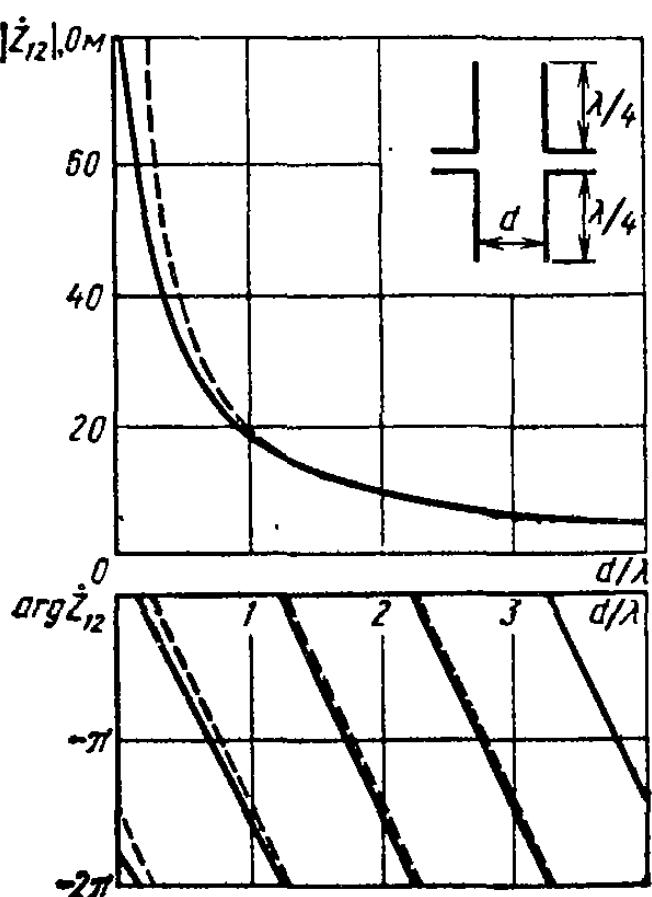


Рис. 9.15. Модуль и фаза взаимного сопротивления вибраторов

и фаз взаимных сопротивлений параллельных полуволновых вибраторов приведены на рис. 9.15. В предельном случае при $d \rightarrow 0$, т. е. при совмещении двух вибраторов, взаимное сопротивление превращается в собственное сопротивление (Ом) тонкого полуволнового вибратора и принимает значение $73,1 + j42,5$. С увеличением d модуль Z_{12} плавно убывает, а фаза изменяется почти по линейному закону, соответствующему запаздыванию на 2π при увеличении d на одну длину волны. На рис. 9.15 штриховыми линиями показано взаимное сопротивление вибраторов, определенное по асимптотической формуле (8.18), которая для параллельных полуволновых вибраторов в воздухе сводится к выражению $Z_{12} = 60j\lambda e^{-j\theta d}/(\pi d)$. Можно видеть, что асимптотическая формула (9.40) обеспечивает хорошую точность при расстояниях между вибраторами, превышающих длину волны.

С помощью принципа взаимозаменяемости полей электрических и магнитных токов [см. формулы (П.8)] метод наводимых ЭДС легко превратить в *метод наводимых магнитодвижущих сил* для тонких магнитных вибраторов и узких щелей в плоских экранах. При этом в уравнениях (9.19) производят замены: $\dot{U} \rightarrow I$, $I \rightarrow \dot{U}$ и $\dot{Z}_{ik} \rightarrow \dot{Y}_{ik}$, т. е. матрица сопротивлений Z при описании системы излучателей заменяется на матрицу проводимостей Y .

§ 9.6. ТЕОРЕМА ПЕРЕМНОЖЕНИЯ ПРИ АНАЛИЗЕ ДН СИСТЕМЫ ОДИНАКОВЫХ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ВИБРАТОРОВ

В силу линейности уравнений Максвелла электромагнитное поле системы излучателей (так называемой *антенной решетки*) представляет собой сумму полей отдельных элементов. Если эти элементы имеют равные размеры, характеризуются одним и тем же законом распределения излучающих токов и ориентированы в пространстве одинаковым образом (рис. 9.16), то дальнее электромагнитное поле оказывается представимым в виде произведения векторной ДН одного элемента $\dot{F}_{\text{эл}}(\theta, \varphi)$ на скалярный множитель направленности $f_{\Sigma}(\theta, \varphi)$ системы точечных изотропных излучателей, расположенных в местах нахождения элементов системы:

$$\dot{\mathbf{E}}(R, \theta, \varphi) = \dot{A} \dot{F}_{\text{эл}}(\theta, \varphi) f_{\Sigma}(\theta, \varphi) \times e^{-j\beta R/R} \text{ при } R \rightarrow \infty, \quad (9.21)$$

где \dot{A} — амплитудный множитель, зависящий от общей мощности когерентных генераторов, питающих систему излучателей. *Множитель системы* $f_{\Sigma}(\theta, \varphi)$ иногда называют *множителем решетки* или *множителем комбинирования*.

Соотношение (9.21) представляет математическую запись *теоремы перемножения* диаграмм направленности для системы одинаковых излучателей. Для доказательства этой теоремы свяжем с каждым излучателем местную систему координат с параллельными осями x_n, y_n, z_n , где n — номер излучателя. Начала систем координат совместим с какими-либо характерными точками, например с фазовыми центрами (или центрами излучения) излучателей. В местных координатах векторные ДН излучателей можно вычислить по методике, сформулированной в § 7.3 [см. формулы (7.6) — (7.8)]. Есте-

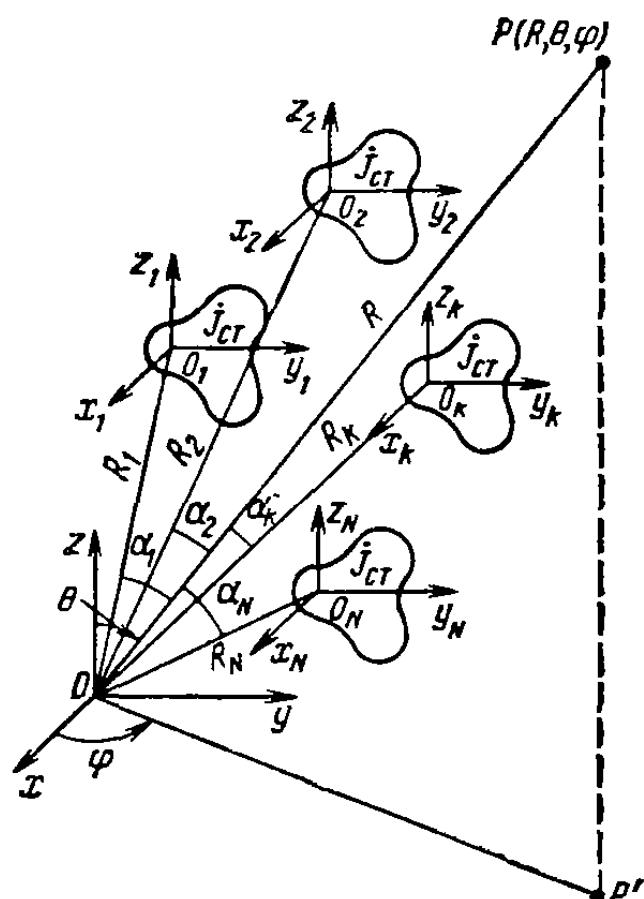


Рис. 9.16. Система одинаковых источников излучения (антенная решетка)

ственю, что в силу сделанных предположений эти ДН окажутся одинаковыми и могут быть охарактеризованы общей функцией $\dot{F}_{\text{эл}}(\theta, \varphi)$. В главной системе координат x, y, z , сохраняющей параллельность осей с местными системами, ДН отдельных излучателей в соответствии с формулой (7.16) окажутся различающимися по фазовым характеристикам направленности на зависящую от углов наблюдения величину $\beta R_n \cos \alpha_n$, где R_n — расстояние до начала системы координат n -го излучателя; α_n — угол между направлением в точку наблюдения в дальней зоне и направлением на начало местной системы координат n -го излучателя (рис. 9.16).

Учитывая, что комплексные амплитуды возбуждения отдельных излучателей могут быть различными, получим следующее представление суммарной ДН системы излучателей с числом элементов N :

$$\dot{f}(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N I_n \dot{F}_{\text{эл}} e^{j\beta R_n \cos \alpha_n} = \dot{F}_{\text{эл}} \left(\sum_{n=1}^N I_n e^{j\beta R_n \cos \alpha_n} \right).$$

Итак, равенство (9.21) доказано, причем входящий в него скалярный множитель системы имеет вид

$$\dot{f}_s(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N I_n e^{j\beta R_n \cos \alpha_n}, \quad (9.22)$$

где $R_n \cos \alpha_n = x_n \sin \theta \cos \varphi + y_n \sin \theta \sin \varphi + z_n \cos \theta$.

Теорема перемножения позволяет проследить, какие особенности общей ДН антенной системы порождаются свойствами одного элемента (в первую очередь это относится к поляризации поля) и какие особенности обусловлены интерференцией полей изотропных источников, описываемой множителем системы. Электрический вибратор, например, может трактоваться как суперпозиция бесконечного числа диполей Герца, распределенных вдоль плеч.

Применим теорему перемножения к анализу ДН системы параллельных вибраторов (см. рис. 9.14, а). Полагая, что начало главной системы координат совпадает с центром первого вибратора, а второй вибратор вынесен вдоль оси y на расстояние d , сразу можем записать выражение для множителя системы

$$\dot{f}_s(\theta, \varphi) = 1 + \dot{m} e^{j\beta d \sin \theta \sin \varphi},$$

где $\dot{m} = I_{02}/I_{01} = m e^{j\Delta\Phi}$ — соотношение входных токов, определяемое из решения системы уравнений (9.19); φ — азимутальный угол; θ — меридиональный угол. Множитель системы имеет вид тела вращения вокруг оси y . Вид сечения множителя направленности системы плоскостью xy при равноамплитудном возбуждении вибраторов при $d = 0,25\lambda$ и при различных сдвигах фаз возбуждающих токов показан на рис. 9.17.

В направлении оси x (где разность хода лучей равна нулю) при синфазном возбуждении вибраторов получается максимум излучения, а при противофазном возбуждении — нуль излучения. При квадратурном возбуждении (т. е. при $\Delta\Phi = \pi/2$), множитель системы при $d=0,25\lambda$ имеет вид кардиоиды с максимумом, направленным в сторону вибратора с запаздывающим током. В этом случае вибратор, отражающий энергию излучения в сторону другого вибратора, называют *активным рефлектором*. Активный рефлектор

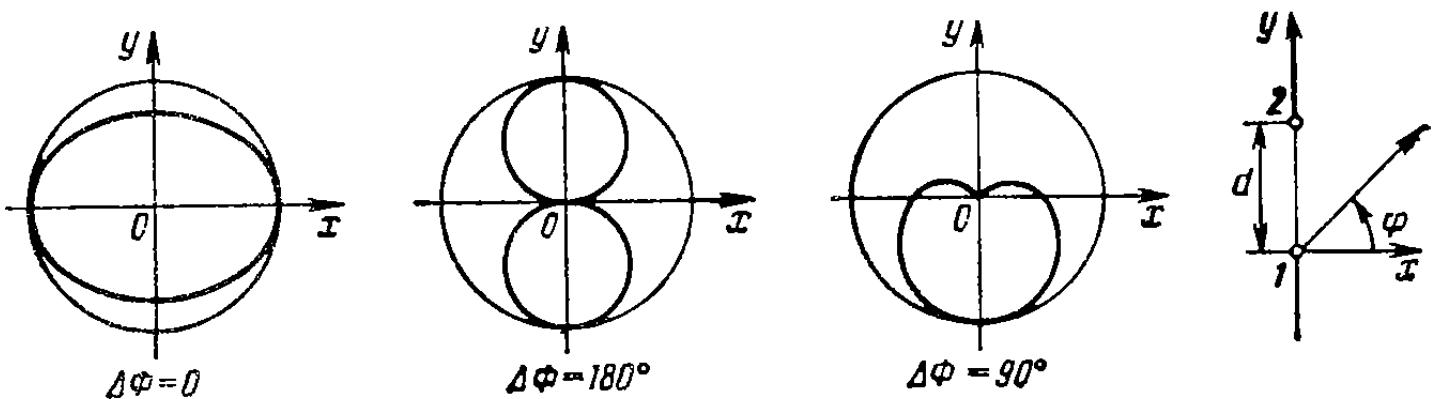


Рис. 9.17. Множитель направленности двух равноамплитудных изотропных источников ($d/\lambda = 0,25$)

удваивает КНД одиночного вибратора в направлении максимального излучения.

Если второй вибратор *пассивный*, то из второго уравнения (9.19) при $\dot{\mathcal{E}}_2 = 0$ и $\dot{Z}_{n2} = jX_{n2}$ сразу можно найти соотношение токов:

$$\dot{I} = \dot{I}_{02}/\dot{I}_{01} = -\dot{Z}_{12}/(\dot{Z}_{22} + jX_{n2}). \quad (9.23)$$

Согласно (9.23), при $X_{n2} = 0$, т. е. при коротком замыкании входа пассивного вибратора, ток в нем всегда меньше, чем в активном вибраторе, и уменьшается с увеличением расстояния между вибраторами. Пассивный вибратор может быть настроен в резонанс (когда $X_{22} + X_{n2} = 0$) либо регулированием реактивной нагрузки при неизменной длине вибратора, либо подбором длины плеч при коротком замыкании входа. В режиме резонанса ток в пассивном вибраторе достигает максимального значения при любых d и, если d мало, может даже стать больше, чем ток в активном вибраторе.

На практике наибольшее значение имеют два режима настройки пассивного вибратора: *режим рефлектора* с максимумом излучения в сторону активного вибратора и *режим директора* с максимумом излучения в сторону пассивного вибратора. Расстояние между вибраторами в обоих случаях выбирают равным ($0,15 \div 0,25\lambda$). Для подбора соотношения токов в вибраторах имеется лишь одна степень свободы — значение реактивного нагрузочного сопротивления. Поэтому полную компенсацию излучения в заднем направлении (противоположном максимуму излучения) осуществ-

вить не удается и форма множителя системы с пассивным вибратором отличается от кардиоиды. Обычно пассивный вибратор настраивают так, чтобы получить минимум излучения в заднем направлении.

В пассивном рефлекторе ток должен опережать по фазе ток в активном вибраторе. Анализ формулы (9.23), с учетом поведения \hat{Z}_{12} (см. рис. 9.15) показывает, что для этого настроичное сопротивление в сумме с реактивной частью собственного сопротивления должно быть индуктивным: В пассивном директоре ток должен отставать по фазе от тока активного вибратора. Это достигается с помощью емкостного настроичного сопротивления. Часто пассивный вибратор закорачивают и ведут настройку, изменяя его длину. *В режиме рефлектора длина пассивного вибратора должна несколько превышать $0,5\lambda$, а в режиме директора — быть несколько короче $0,5\lambda$.* Необходимая степень удлинения или укорочения пассивного полуволнового вибратора зависит от расстояния между вибраторами и от толщины проводника $2a$.

Для увеличения общей направленности в системе кроме активного вибратора могут быть применены рефлектор и одновременно один или несколько директоров. Такая более сложная антенная система носит название *директорной антенны*. Иногда по имени японских изобретателей ее называют антенной Уда — Яги.

Глава 10

СЛАБОНАПРАВЛЕННЫЕ И ЧАСТОТНО-НЕЗАВИСИМЫЕ АНТЕННЫ

§ 10.1. КОНСТРУКЦИИ ВИБРАТОРНЫХ АНТЕНН

Простейшей и наиболее распространенной антенной является *полуволновый вибратор*. При подключении двухпроводной линии к вибратору (рис. 10.1, *a*) КСВ в линии составляет 5—7, поэтому требуется настройка линии на бегущую волну. Вибратор оказывается узкополосным. Удобной является схема полуволнового вибратора с *шунтовым питанием* (рис. 10.1, *б*). Подбирая размеры L и l шунта, удается получить в линии без дополнительных элементов настройки режим, близкий к режиму бегущей волны. Преимущество такого способа питания заключается еще и в том, что в точке *a* вибратора устанавливается узел напряжения и это дает возможность крепить вибратор к опоре без изоляторов.

Для повышения входного сопротивления полуволновый вибратор может быть сделан *петлеобразным* (схема Пистолькорса). Как показано на рис. 10.1, *в* два элемента вибратора одинакового диаметра закорачиваются на концах перемычками и к разрыву одного из них подключается двухпроводная линия. Токи в параллельных

элементах вибратора оказываются синфазными с максимумами в середине, и, поскольку расстояние между проводниками мало по сравнению с длиной волны, ДН петлевого вибратора совпадает с ДН простого полуволнового вибратора.

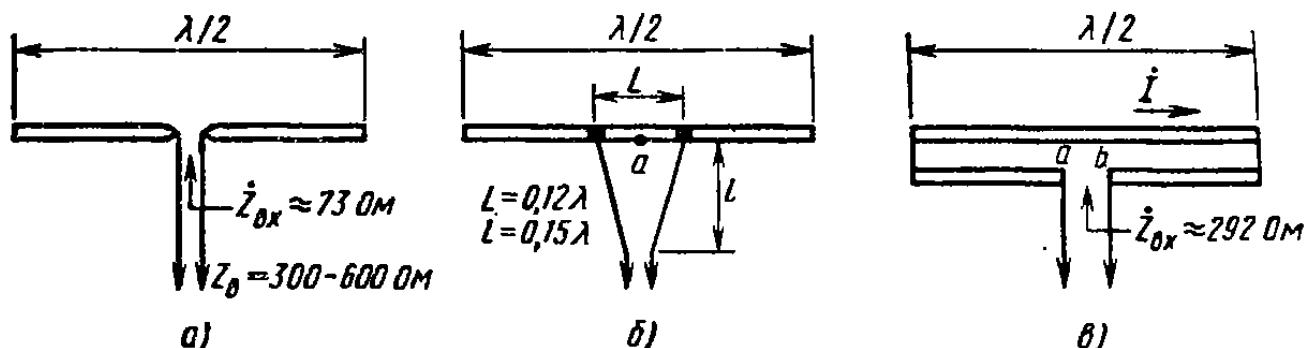


Рис. 10.1. Разновидности полуволновых вибраторов

Входное сопротивление петлеобразного вибратора может быть рассчитано исходя из баланса мощностей. Пусть действующее значение тока в пучности каждого вибратора равно I . Тогда полная излучаемая мощность составит $P_x = (2I)^2 R_{\text{сп}}$. С другой стороны, эта мощность может быть выражена через входное сопротивление $P_x = I^2 R_{ab}$. Отсюда входное сопротивление петлеобразного вибра-

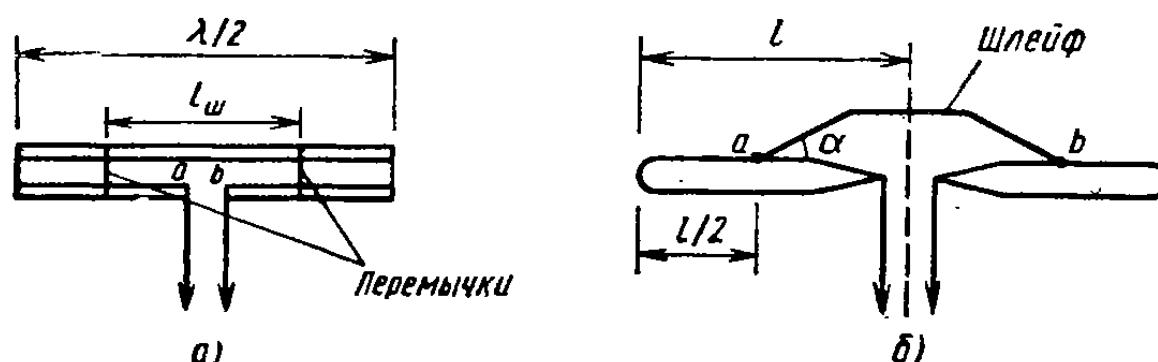


Рис. 10.2. Шунтовые вибраторы

тора $R_{ab} = 4R_{\text{сп}}$. При $R_{\text{сп}} = 73,1$ Ом имеем $R_{ab} \approx 292$ Ом, что близко к волновым сопротивлениям двухпроводных линий, и согласующее устройство становится необязательным.

Петлеобразный вибратор может быть снабжен дополнительными перемычками (рис. 10.2, а). В этом случае, подбирая длину шунта l_{sh} , а также соотношения диаметров проводов, образующих вибратор, можно добиться хорошего согласования входного сопротивления антенны с волновым сопротивлением двухпроводной линии в довольно широкой полосе частот. Еще одна разновидность симметричного вибратора с шунтом показана на рис. 10.2, б. При правильном подборе точек включения шунта, его размеров, угла α и волнового сопротивления линии удается получить неплохое согласование примерно в четырехкратном диапазоне длин волн (от $\lambda = 6,5l$ до $\lambda = 1,5l$) при КСВ не более 3,3. Полуволновые симметричные вибраторы могут питаться также от гибкого коаксиального

кабеля или жесткого коаксиального волновода. В этих случаях возникает необходимость применения симметрирующих устройств, например в виде «U-колена» (см. рис. 1.19).

В схеме рис. 10.3, а входное сопротивление вибратора равно примерно 73 Ом, а сопротивления, нагружающие отрезки кабелей, составляют $R_{a0}=R_{b0}\approx 36,5$ Ом. Если кабель имеет волновое сопротивление $Z_b=75$ Ом, а длина отрезка $l_1=\lambda_b/4$, то сопротивление в точке *c*, нагружающее входной кабель антенны, $R_c=Z_b^2/(2R_{a0})\approx 77$ Ом и КСВ в кабеле питания антенны близок единице.

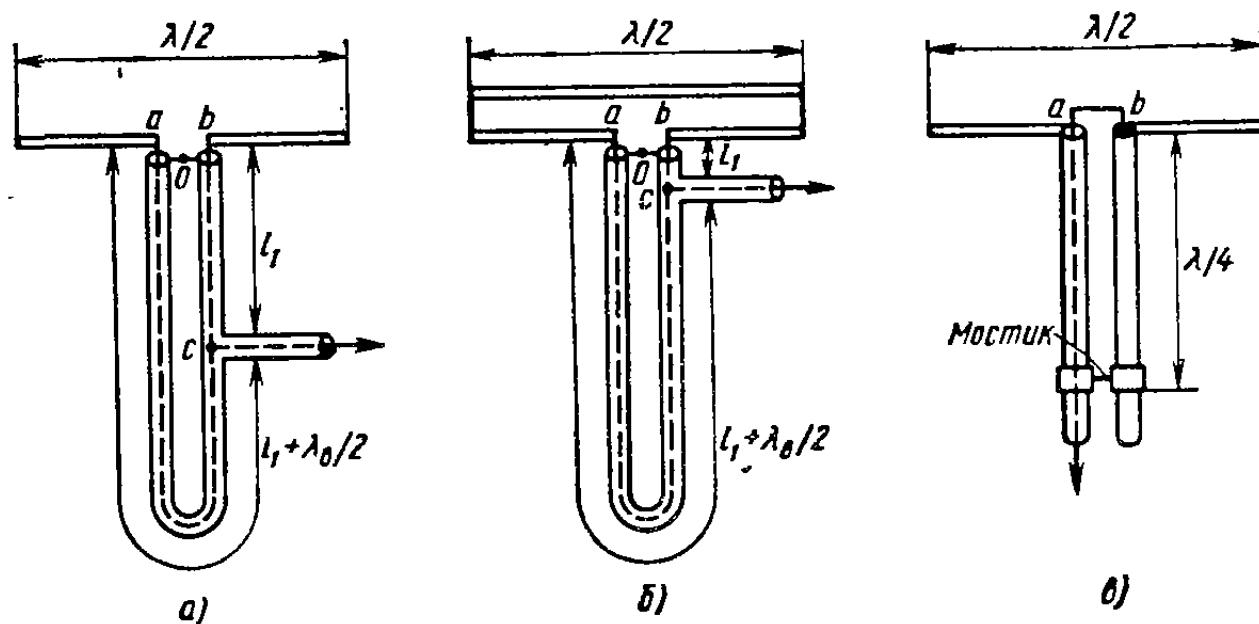


Рис. 10.3. Способы питания вибратора коаксиальным кабелем

В схеме рис. 10.3, б петлеобразный вибратор Пистолькорса имеет входное сопротивление около 292 Ом, поэтому сопротивления, нагружающие отрезки кабелей, равны: $R_{a0}=R_{b0}\approx 146$ Ом. Если длину l_1 выбрать равной нулю, то сопротивление, нагружающее кабель питания в точке *c*, в два раза меньше, т. е. около 73 Ом, что обеспечивает режим, близкий полному согласованию.

Более широкополосное *мостиковое симметрирующее* устройство показано на рис. 10.3, в. Здесь к вибратору присоединяются две трубы с закорачивающим мостиком, образующие четвертьвольновый металлический изолятор. Через одну трубку пропускается коаксиальный кабель, внешний проводник которого соединяется с ней в точке *a*, а внутренний проводник соединяется с другой трубкой в точке *b*. Это устраняет возбуждение внешней поверхности кабеля и обеспечивает симметричное питание обеих половин вибратора. При волновом сопротивлении кабеля 75 Ом в нем устанавливается режим, близкий к бегущей волне. Металлический изолятор попутно играет роль параллельного шлейфа, компенсирующего реактивную составляющую входного сопротивления и расширяющей полосу частот согласования. Для устранения паразитного излучения и защиты от внешних воздействий симметрирующий шлейф может помещаться в дополнительный экран.

В диапазоне сантиметровых волн питание полуволновых симметричных вибраторов осуществляют с помощью жестких коаксиальных волноводов. Здесь также нужны симметрирующие устройства, устраниющие вытекание тока на внешнюю поверхность проводника коаксиальной линии. В показанном на рис. 10.4, а устройстве на коаксиальный волновод надевается трубка четвертьволновой длины, соединенная накоротко с внешним проводником коаксиальной линии на нижнем конце. Дополнительная коаксиальная

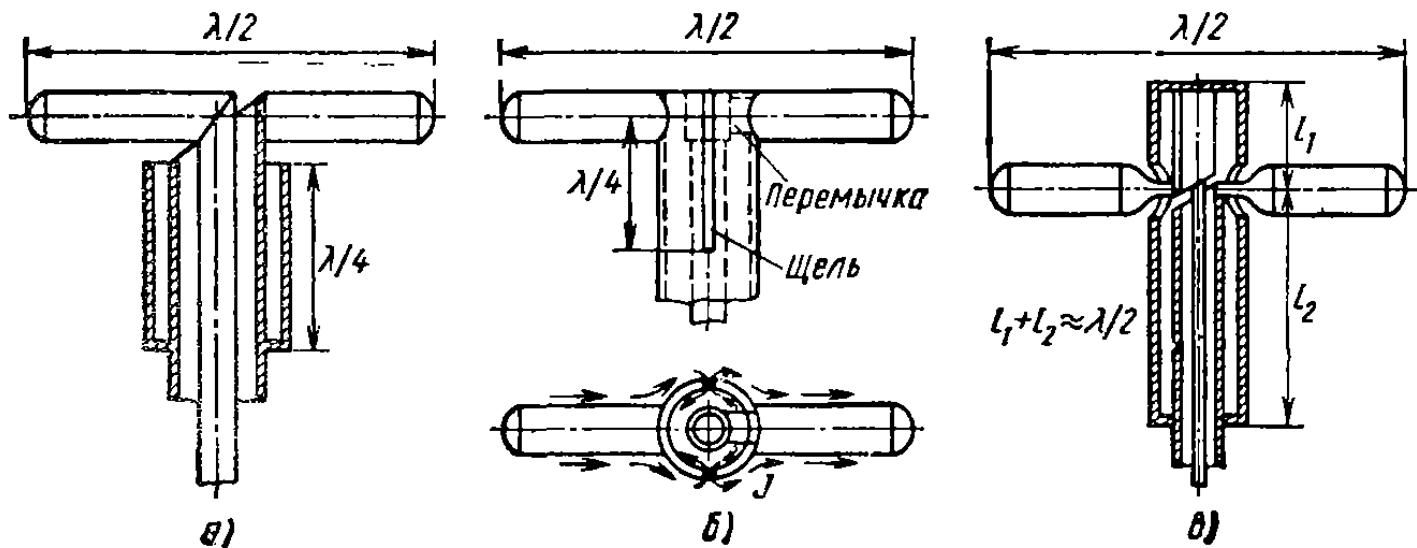


Рис. 10.4. Способы питания вибратора жесткой коаксиальной линней

линия, часто называемая «четвертьволновым стаканом», представляет собой металлический изолятор, препятствующий ответвлению тока на внешнюю поверхность коаксиального волновода и обеспечивающий тем самым симметричное возбуждение плеч вибратора.

В другом распространенном устройстве (рис. 10.4, б) симметричный вибратор возбуждается с помощью двух продольных щелей, прорезанных во внешнем проводнике коаксиального волновода. В месте расположения щелей внутренний проводник волновода соединяют с внешним проводником перемычкой. Перемычка закорачивает Т-волну коаксиального волновода, и текущий по ней ток возбуждает волны высших типов, в первую очередь волну H_{11} в коаксиальном волноводе. Хотя волна этого типа не может распространяться, ее появление сопровождается возникновением местных поперечных электрических токов. Эти токи пересекают щели во внешнем проводнике и, таким образом, возбуждают внешнее пространство. Следовательно, на внешней поверхности коаксиального волновода также возникают поперечные токи, возбуждающие плечи симметричного вибратора. Наиболее интенсивное возбуждение вибратора имеет место при резонансной длине щелей (около $\lambda/4$).

Питание симметричного вибратора с помощью широкополосного симметрирующего и согласующего устройства показано на рис. 10.4, в. Здесь на коаксиальный волновод надета закороченная на концах труба длиной $l_1 + l_2$, через отверстия в которой проходят

плечи полуволнового вибратора. Одно из плеч присоединено к концу внешнего проводника коаксиального волновода, другое — к внутреннему проводнику коаксиального волновода, который, утолщаясь на длине l_1 , соединяется с трубкой. Общая длина симметрирующего двойного коаксиального шлейфа $l_1 + l_2 \approx 0,5\lambda$, а отношение длин l_1/l_2 выбирается из условия получения максимальной полосы частот согласования.

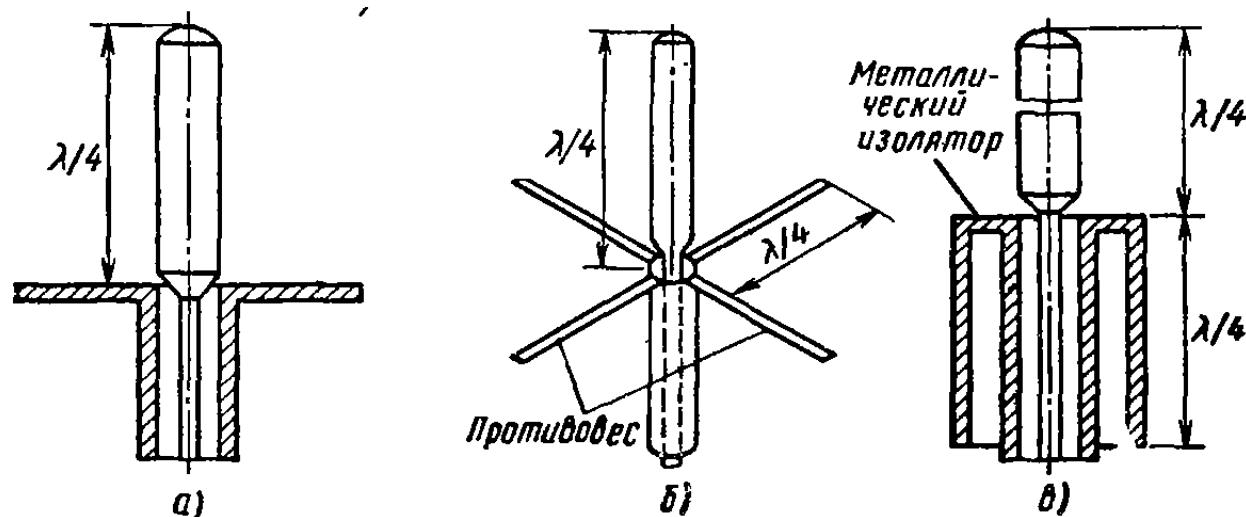


Рис. 10.5. Способы питания несимметричных вибраторов

Перейдем к рассмотрению *несимметричных вибраторов*, питаемых с помощью коаксиальных линий передачи и устанавливаемых автономно или на проводящих поверхностях различных объектов. На рис. 10.5, *а* показан вертикальный четвертьволновый вибратор, возбуждаемый с помощью проводящего диска, к которому присоединяется внешний проводник коаксиальной линии. Диск может

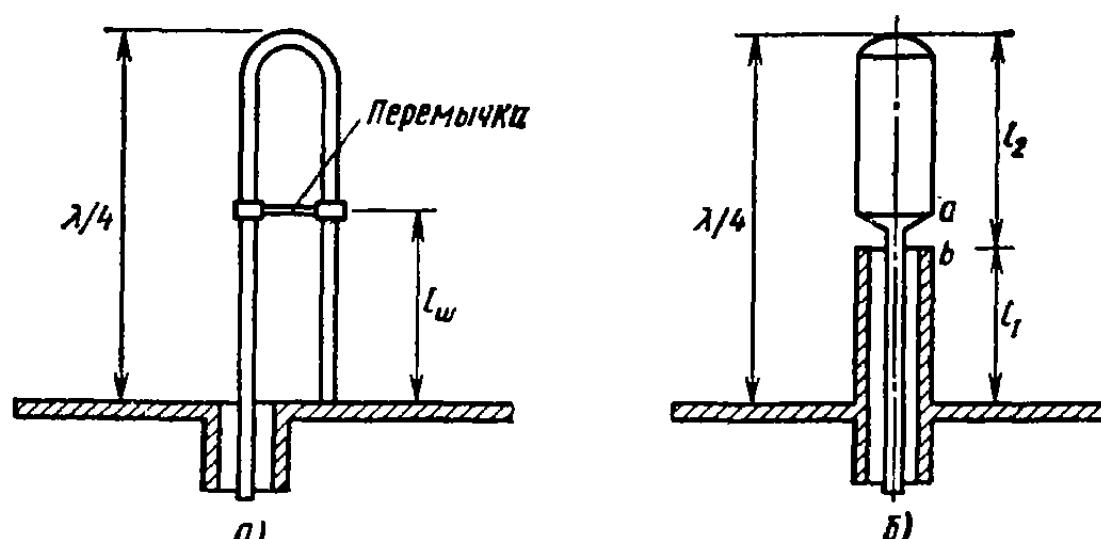


Рис. 10.6. Несимметричные вибраторы с расширенной полосой частот

быть заменен четырьмя (или более) горизонтальными проводами (рис. 10.5, *б*) длиной $\lambda/4$ каждый. В другом случае диск или провода, играющие роль противовеса, могут быть заменены четвертьволновым стаканом, закороченным на одном конце (рис. 10.5, *в*). В этом случае внешняя поверхность стакана возбуждается так, что

он совместно с выступающим внутренним проводником коаксиальной линии образует полуволновый вибратор.

На проводящих поверхностях могут быть применены петлеобразные четвертьволновые вибраторы, в частности с использованием шунта (рис. 10.6, а). Вибраторы с шунтом имеют увеличенную эквивалентную толщину по сравнению с простым вибратором и поэтому обладают расширенной рабочей полосой частот.

Схема широко распространенного четвертьволнового вибратора с приподнятой точкой питания показана на рис. 10.6, б. Здесь емкостное реактивное сопротивление верхней половины вибратора в точках питания a и b компенсируется последовательно включенным с ним индуктивным сопротивлением нижней половины вибратора. Подбирая диаметр вибратора и соотношения длин l_1 и l_2 , можно получить 10—15%-ную полосу пропускания антенны.

Более широкополосна так называемая *дискоконусная антenna* (рис. 10.7), возбуждаемая коаксиальной линией передачи. Экранный проводник присоединяется к металлическому конусу 1, а внутренний проводник — к металлическому диску 2. Начиная с некоторой максимальной длины волны λ_{\max} КСВ линии оказывается близким единице, причем с укорочением длины волны согласование улучшается. Экспериментально подобранные размеры антенны следующие: $a/\lambda_{\max} = 0,175$; $b/\lambda_{\max} = 0,25$; $c/\lambda_{\max} = 0,275$. В диапазоне длин волн от $a/\lambda = 0,175$ до $a/\lambda = 0,45$ ДН антенны в вертикальной плоскости изменяет свою форму незначительно — она близка ДН обычного вибратора.

§ 10.2. ТУРНИКЕТНЫЕ АНТЕННЫ

Систему из двух перпендикулярных вибраторов с совмещенными центрами принято называть *турникетной антенной* (рис. 10.8). В зависимости от соотношения токов на выходах вибраторов могут быть реализованы различные режимы работы антенны.

Режим всенаправленного излучения. При питании вибраторов токами равных амплитуд с фазовым сдвигом $\pi/2$ пространственная амплитудная ДН имеет вид, показанный на рис. 10.8, б. *Нули излучения отсутствуют*, максимумы получаются в перпендикулярных обоим вибраторам направлениях, т. е. вдоль положительной и отрицательной полуосей z . В плоскости расположения вибраторов поляризация излучения линейная, в остальных направлениях — эллиптическая. В направлении оси z поляризация излучения чисто круговая. Направления вращения вектора поляризации в двух полупространствах, разделенных плоскостью xOy , противоположны.

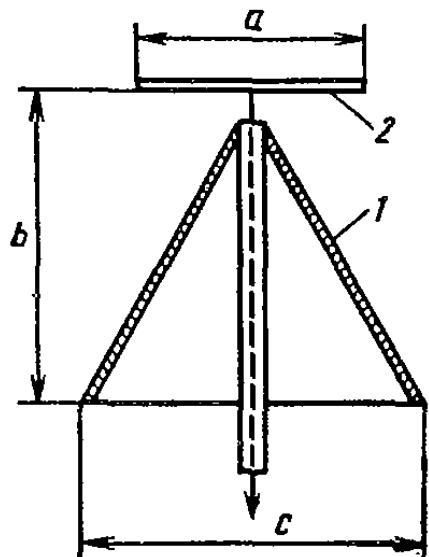


Рис. 10.7. Дискоконусная антenna

Таким образом, в поле излучения содержатся все возможные состояния вектора поляризации. Интересен вид фазовых характеристик направленности в плоскости xOy (рис. 10.8, в) — они аналогичны спирали Архимеда. Незамкнутость линий равных фаз при обходе вокруг антенны в плоскости xOy в дальней зоне свидетельствует об отсутствии фазового центра.

Режим всенаправленного излучения используют при создании телевизионных передающих антенн с горизонтальной поляризацией,

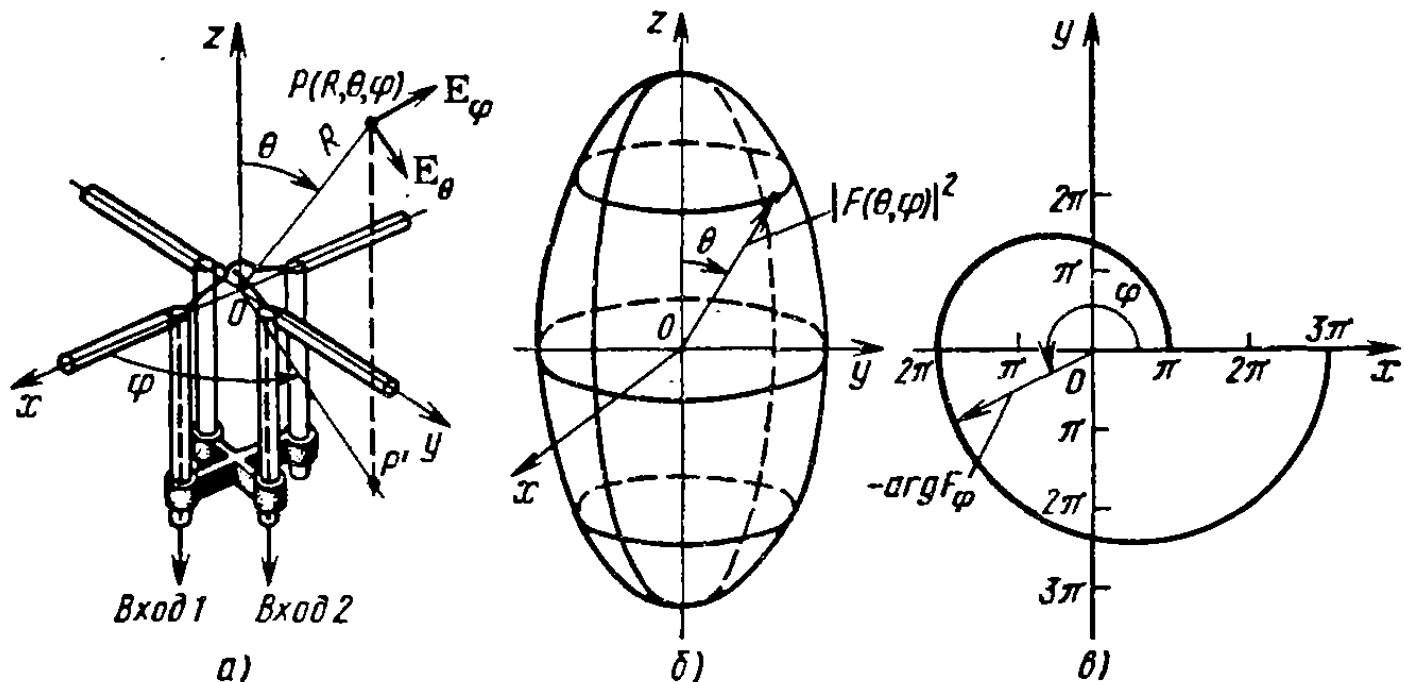


Рис. 10.8. Турникетный вибратор:

a — конструкция; *б* — амплитудная ДН, *в* — фазовая ДН

располагаемых на высоких мачтах. В качестве элементов таких антенн наряду с обычными цилиндрическими удобно использовать *плоскостные шунтовые вибраторы*, предложенные Б. В. Брауде (рис. 10.9). Плечи вибратора выполняются из ряда параллельных металлических трубок, заполняющих окаймляющую прямоугольную рамку. В точках *bb* плечи вибратора замыкаются на мачту (что обеспечивает молниезащиту), а в точках *aa* прикладывается возбуждающее напряжение. Оптимальные размеры плоского вибратора: $a=0,26\lambda_{ср}$; $l=0,16\lambda_{ср}$. В этом случае в полосе частот $\pm 7,5\%$ входное сопротивление почти постоянно и равно 140 Ом.

Для сужения ДН телевизионной антенны в вертикальной плоскости может быть использовано несколько синфазных этажей из турникетных вибраторов, расположенных на примерно полуволновых расстояниях один от другого (рис. 10.9, б). При четном числе этажей излучение вверх и вниз отсутствует и максимум излучения создается в горизонтальной плоскости. Вибраторы разных этажей, находящиеся в одной вертикальной плоскости, питаются одной двухпроводной линией, а находящиеся в другой вертикальной плоскости — другой двухпроводной линией (рис. 10.9, в). Линии настраиваются на бегущую волну и соединяются параллельно, причем одна из линий выполняется длиннее другой на $\lambda/4$, что обеспе-

чивает сдвиг фаз в вибраторах каждого турникета на $\pi/2$. Двухпроводные линии «перекрещиваются» между этажами, чем обеспечивается синфазность возбуждения вибраторов в разных этажах.

Режим регулируемой поляризации поля. Очевидно, что подбором соотношения амплитуд и фаз токов на входах скрещенных вибраторов можно менять направление излучения.

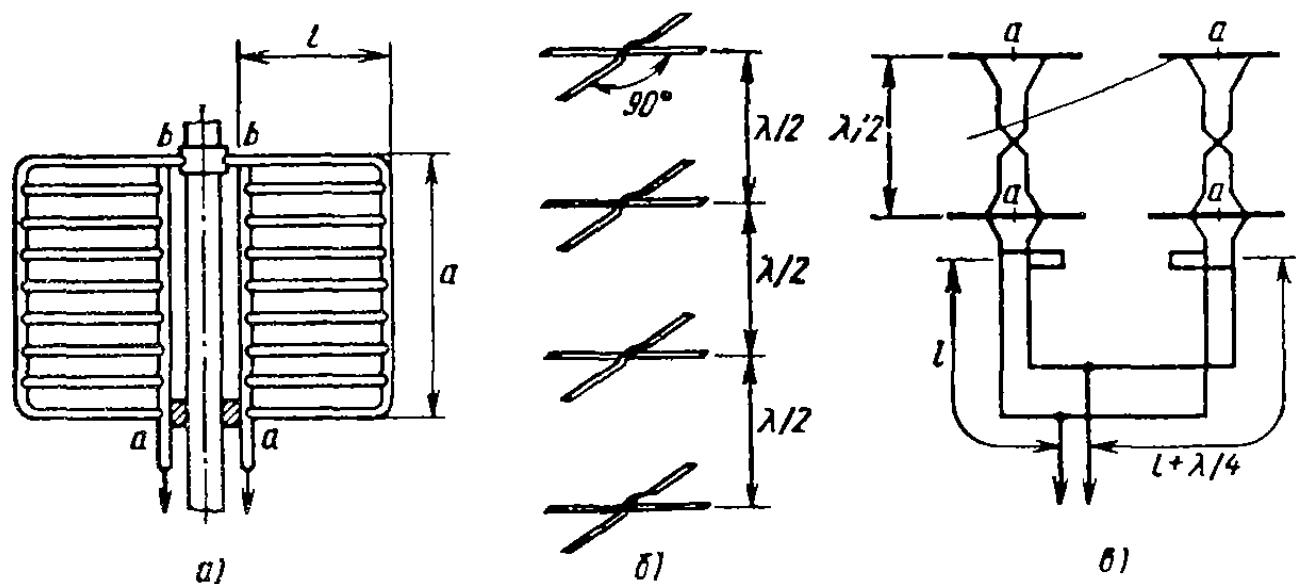


Рис. 10.9. Плоскостной шунтовой вибратор (а) для многоэтажной турникетной телевизионной передающей антенны (б) со схемой питания на двухпроводных линиях (в)

раторов в направлении оси z (т. е. в направлении максимального излучения) может быть обеспечена любая желаемая поляризация поля. Это открывает дополнительные возможности осуществления *поляризационной избирательности* в радиосистеме. При передаче регулирование токов на входах вибраторов можно осуществить с помощью электрически управляемых фазовращателей и делителей мощности (см. § 4.8, 6.6, 6.9). При радиоприеме вибраторы турникетной антенны могут быть присоединены к отдельным приемникам и сложение сигналов от каждого радиоканала может производиться на промежуточной или даже на низкой частоте (т. е. после детектирования). В последнем случае приемная антenna вместе с приемниками может принимать волны любой поляризации.

§ 10.3. ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ

Возможность выполнения щелевых антенн заподлицо с металлической поверхностью делает их чрезвычайно удобными для применения на летающих объектах с низким аэродинамическим сопротивлением. Излучающие щели в бесконечной металлической плоскости сравнительно просто анализируются с помощью принципа двойственности и метода зеркального изображения. В реальных условиях щели располагаются на ограниченных поверхностях неправильной формы, и при расчетах характеристик излучения приходится использовать приближенные подходы. Самый простой подход заключается в замене криволинейной металлической поверхности

касательной металлической плоскостью — бесконечным фланцем. Установлено, что этот подход пригоден для расчета проводимостей излучения резонансных щелей на поверхностях, линейные размеры и радиусы кривизны которых не менее длины волны.

Простейшая полуволновая щелевая антenna на металлической площадке конечных размеров может быть возбуждена резонатором в виде короткозамкнутого четвертьволнового отрезка прямоугольного волновода с волной H_{10} (рис. 10.10, а). Питание подво-

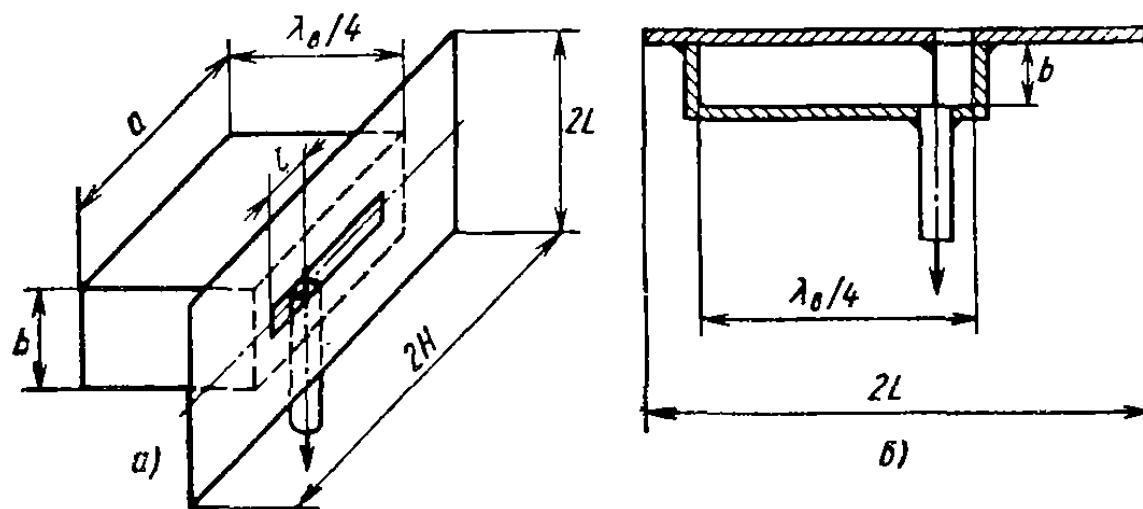


Рис. 10.10. Способы возбуждения щелевой антенны с резонатором

дится коаксиальным кабелем, внешний проводник которого присоединяется к одной стороне щели, а внутренний — к другой. Резонатор играет роль металлического изолятора, и его реактивная проводимость компенсирует собственную реактивную проводимость щели.

Согласно (9.16), входное сопротивление полуволновой щелевой антенны с настроенным резонатором на экране больших электрических размеров в пучности напряжения (в центре щели) равно $R_{\text{щ}} = Z_c^2 / (2R_{\text{зп}}) = 970 \text{ Ом}$. Чтобы согласовать это сопротивление с волновым сопротивлением коаксиальной линии Z_b , следует подключить линию ближе к краю щели, на расстоянии l от края, определяемом из уравнения $\sin^2 \beta l = Z_b / R_{\text{щ}}$. Конструктивно удобно расположить резонатор так, чтобы одной широкой стороной он прымкал к экрану и ввести коаксиальную линию внутрь резонатора через другую широкую сторону (рис. 10.10, б).

Обсудим особенности ДН щелевых антенн на экране конечных размеров. В плоскости вектора \mathbf{H} (т. е. в плоскости, проходящей через щель) излучение вдоль щели равно нулю, явление дифракции волн на краю экрана оказывается слабо и ДН почти не зависит от размеров экрана. В переднем полупространстве она примерно совпадает с ДН щели в бесконечном экране, в заднем полупространстве имеется небольшой лепесток.

В плоскости вектора \mathbf{E} (т. е. в плоскости, перпендикулярной щели) ДН сильно зависит от размера экрана $2L$ и незначительно за-

висит от размера $2H$. В этой плоскости ярко выражена дифракция волн на краю экрана. На собственное излучение щели иакладывается добавочное излучение, появляющееся из-за возбуждения краев экрана, что приводит, с одной стороны, к появлению поля за теневой стороной экрана, с другой — к искажению формы ДН в переднем полупространстве. Вследствие интерференции волн, излу-

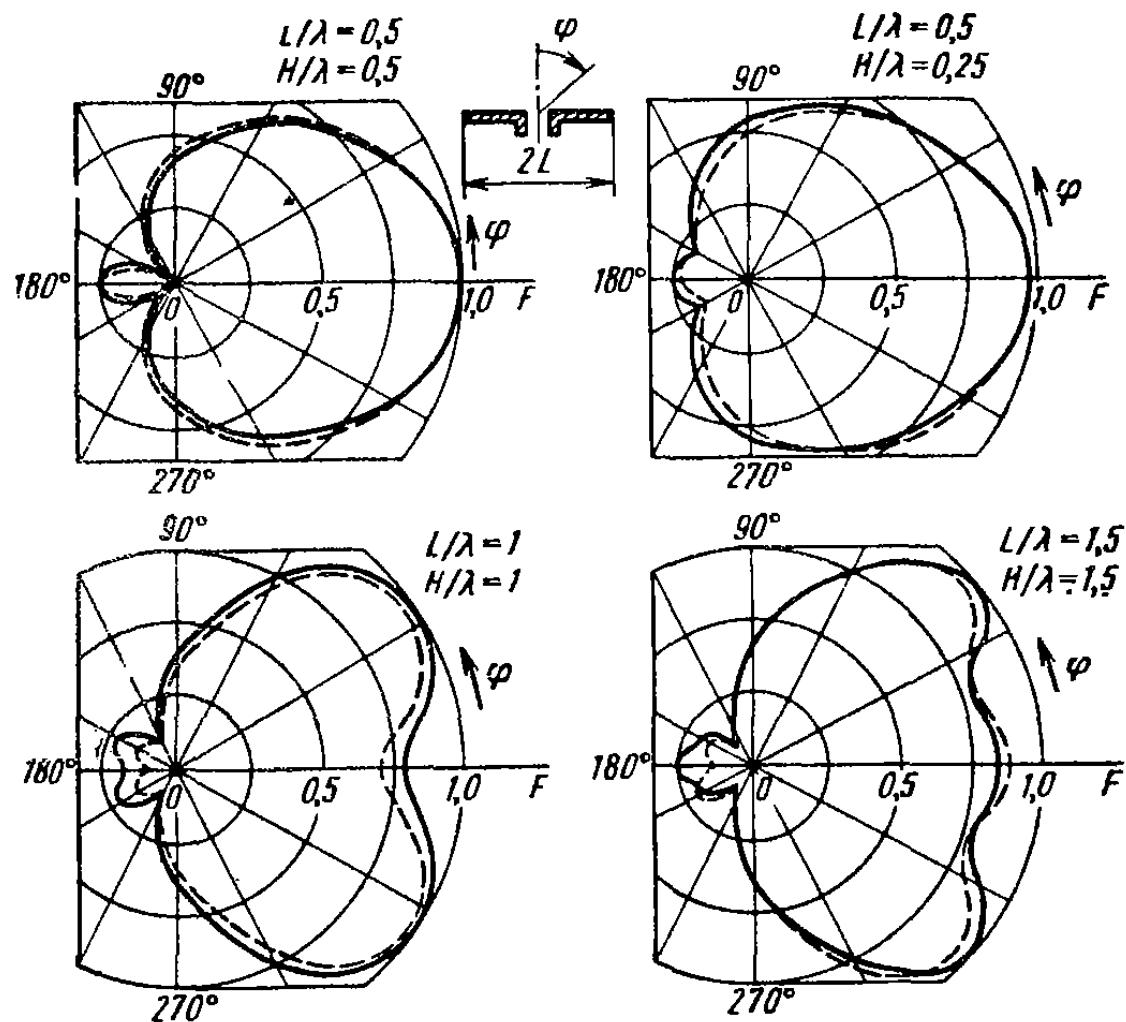


Рис. 10.11. ДН щелевой антенны на конечном экране в плоскость вектора \mathbf{E}

чаемых непосредственно щелью и излучаемых при дифракции у краев экрана, появляются максимумы и минимумы излучения, число которых тем больше, чем больше отношение $2L/\lambda$.

На рис. 10.11 штриховыми линиями показаны экспериментальные ДН щелевой антенны в плоскости вектора \mathbf{E} (штриховые кривые) в зависимости от размеров экрана. На том же рисунке приведены теоретические ДН (сплошные кривые), рассчитанные по приближенной методике, когда распределение поверхностного электрического тока на передней стороне экрана предполагается совпадающим с распределением поверхностного электрического тока в бесконечном экране (так называемое *приближение физической оптики*). На рис. 10.12 приведены теоретические ДН в плоскости вектора \mathbf{H} , вычисленные в предположении, что размер $2H$ является конечным, а размер $2L$ бесконечно велик. Экран в этом случае представляет собой бесконечную полосу, являющуюся вырожден-

ным эллиптическим цилиндром. Теоретические расчеты здесь приведены строгим методом собственных функций.

На практике применяются не только односторонние, но и *двусторонние щели*, расположенные на площадках ограниченных раз-

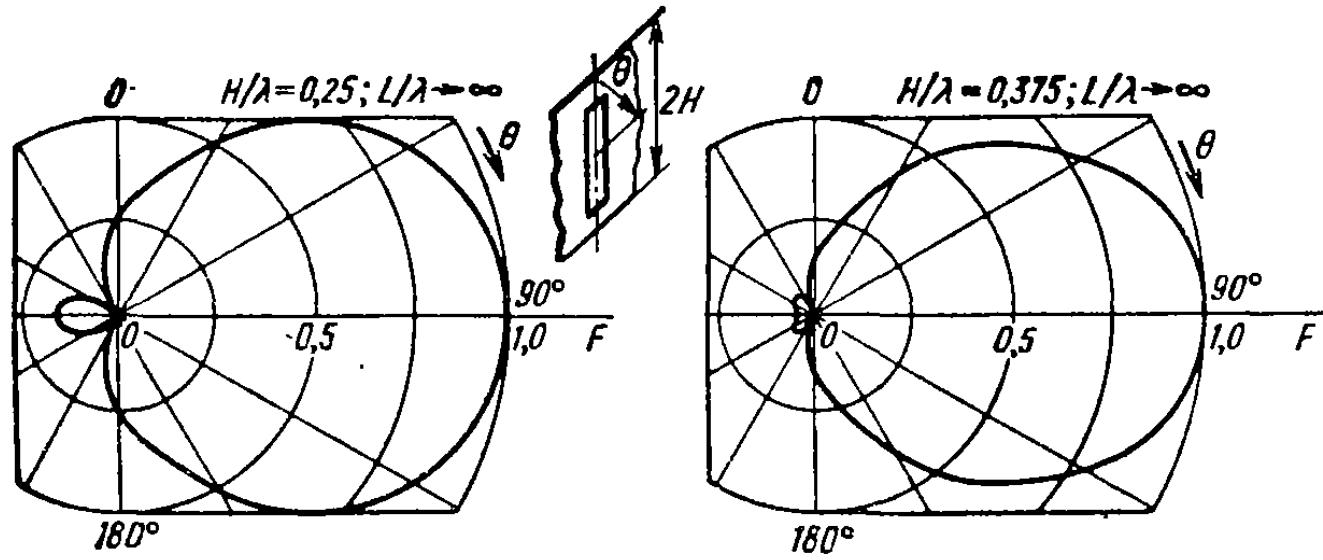


Рис. 10.12. ДН щелевой антенны на конечном экране в плоскости вектора **H**

меров. Если в антенне на рис. 10.10, *a* удалить резонатор, то получится двусторонняя щелевая антенна. ДН в каждом полупространстве примерно такие же, как ДН на рис. 10.11 и 10.12 для освещенной области пространства. Однако в плоскости вектора **E** из-

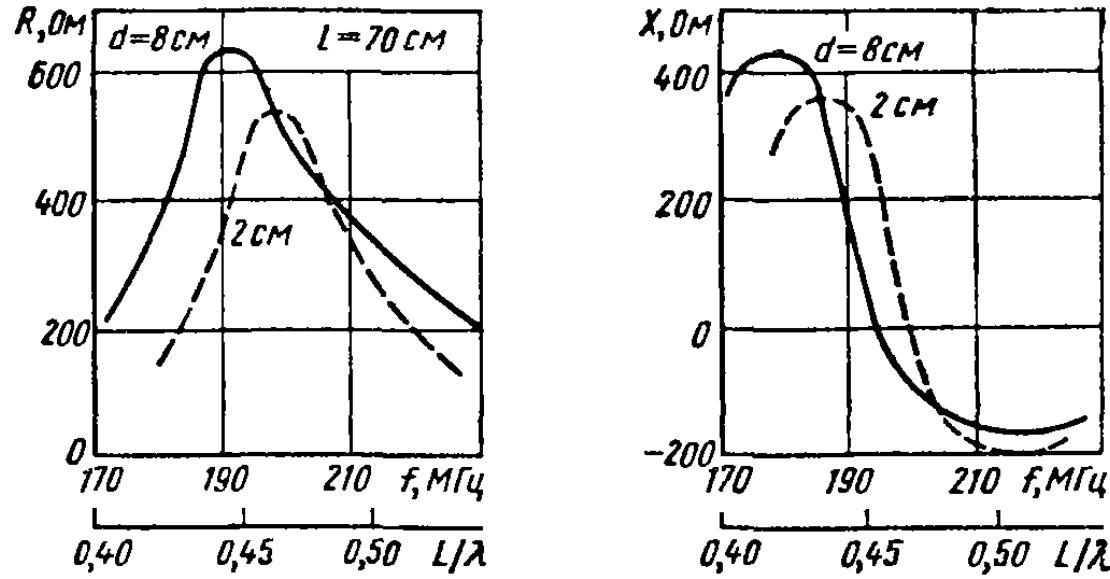


Рис. 10.13. Экспериментальные графики входного сопротивления двусторонней щелевой антенны

лучение вдоль поверхности экрана оказывается строго равным нулю. Входное сопротивление двусторонней щелевой антенны на большом по сравнению с длиной волны экране может быть определено по формулам (9.17). Для резонансной полуволновой щели оно равно примерно 485 Ом. На рис. 10.13 приведены эксперимен-

тельные графики активной и реактивной составляющих входного сопротивления вблизи резонанса двусторонней щелевой антенны в большом экране. Из графиков следует, что резонансная длина щели L оказывается несколько меньше полуволны и уменьшается с увеличением ширины щели d .

В качестве всенаправленных антенн СВЧ получили распространение *кольцевые щелевые антенны*, располагаемые на телах вра-

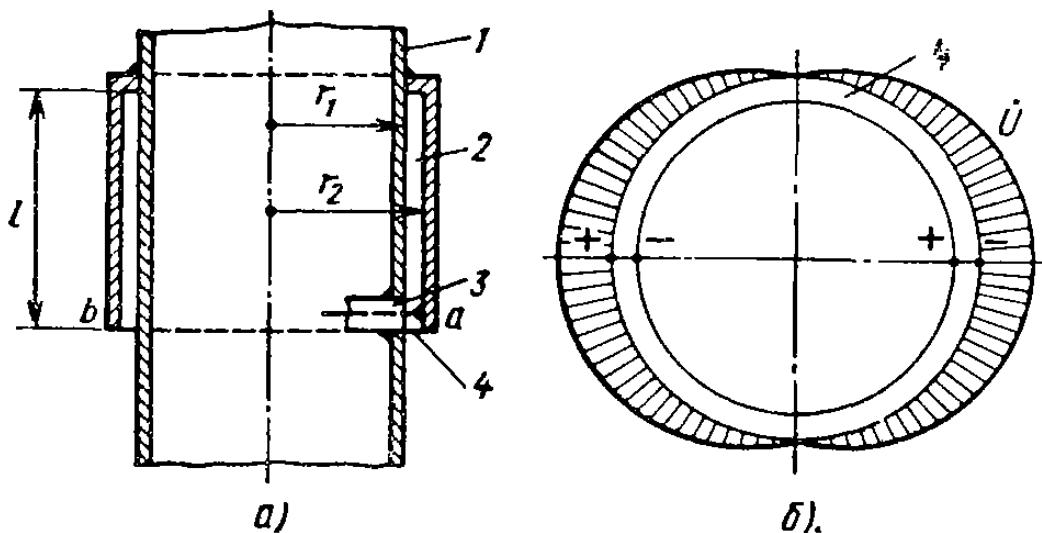


Рис. 10.14. Кольцевая щелевая антenna на цилиндре

щения, в частности на круговом металлическом цилиндре 1 (рис. 10.14, а). Кольцевая щель 4 выполняется с помощью коаксиального резонатора 2 в виде закороченного сверху на цилиндр четвертьволнового металлического стакана. Питание к резонатору подводится коаксиальной линией 3 в точке a . Если средняя длина периметра резонатора $\pi(r_1+r_2) < \lambda$, в нем существует и наиболее интенсивно возбуждается только Т-волна. Напряжение в щели при настройке стакана в резонанс распределяется равномерно по азимуту, на поверхности цилиндра возникают продольные электрические токи, и получается антenna, подобная цилиндрическому электрическому вибратору. В азимутальной плоскости излучение равномерно, а в меридиональной плоскости ДН существенно зависит от длины возбуждаемого цилиндра.

Если же $\pi(r_1+r_2) > \lambda$, то в резонаторе кроме Т-волны возбуждается еще волна типа H_{11} коаксиальной линии, критическая длина волны которой $\lambda_{кр} \approx \pi(r_1+r_2)$. Пусть длина резонатора $l = \lambda/2$. Тогда Т-волна оказывается подавленной, в то время как существует H_{11} . Напряжение в щели оказывается распределенным в азимутальном направлении по закону синуса, при этом на цилиндре возникают помимо продольных поперечные составляющие поверхностных электрических токов и излучение антены существенно изменяется. Наличие поперечных составляющих токов приводит к появлению излучения вдоль оси цилиндра. Антenna излучает по всем направлениям, причем ДН очень слабо зависит от длины цилиндра.

На рис. 10.14, б показано распределение напряжения в щели при питании антенны в двух диаметрально противоположных точках резонатора. Напряжение в щели в точке *a* отличается по фазе на π от напряжения в точке *b*, поэтому при любой длине резонатора *l* Т-волна оказывается подавленной и напряжение в щели распределяется по азимуту по закону синуса.

Особый интерес представляет *кольцевая щелевая антenna с бегущей по азимуту волной напряжения в щели*. В этом случае питание к резонатору (рис. 10.14) подводится в четырех равноотстоящих точках щели с относительным фазовым сдвигом последовательно на $-\pi/2$. Если длину резонатора выбрать равной $\lambda_{\text{в}}/4$ для волны H_{11} , то напряжение в щели (без учета высших типов волн) изменяется по закону бегущей волны $U(\phi) = U_0 \exp(-j\phi)$. Кольцевая щелевая антenna с бегущей волной напряжения излучает вдоль оси *z* электромагнитное поле круговой поляризации, подобное полулю турникетной антенны (см. рис. 10.8). Как показывают расчеты и эксперименты, ДН такой антенны слабо зависит от размеров и формы металлического корпуса.

§ 10.4. ПОЛОСКОВЫЕ И МИКРОПОЛОСКОВЫЕ АНТЕННЫ

Полосковые и микрополосковые антены выполняют по интегральной технологии, как и другие устройства СВЧ (делители мощности, фазовращатели, согласующие элементы). К достоинствам этого вида антенн относятся простота, сравнительно небольшие

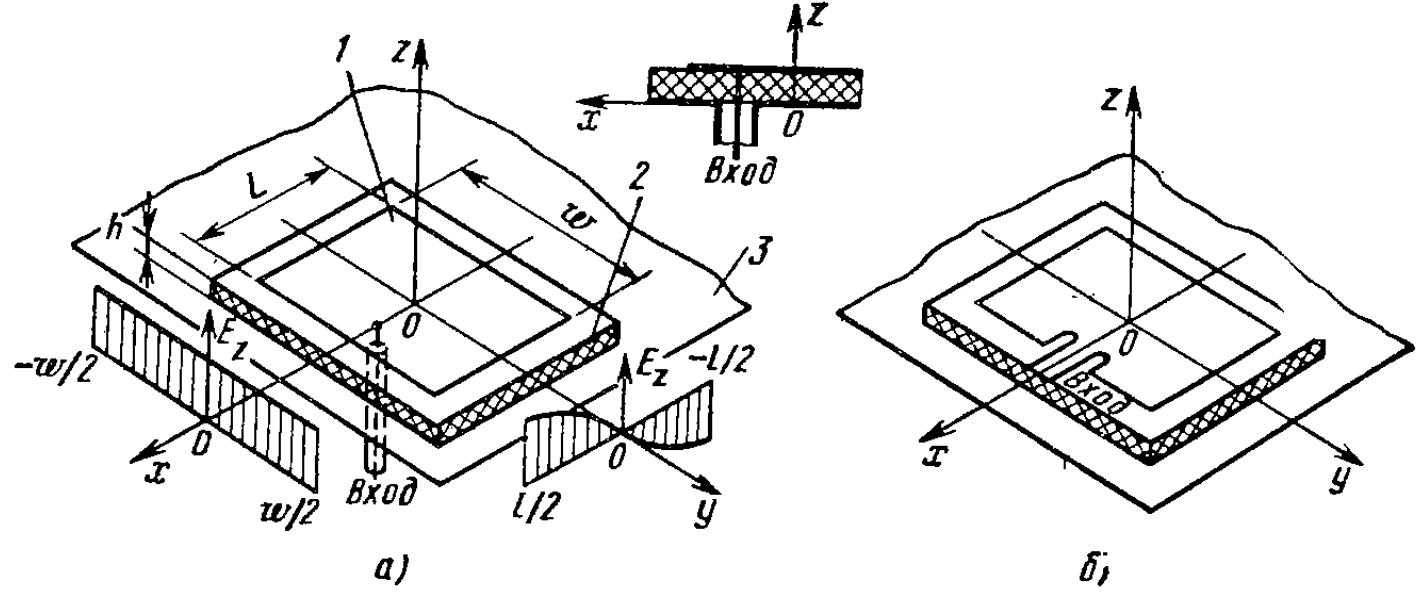


Рис. 10.15. Прямоугольные микрополосковые антены с питанием коаксиальной (а) и полосковой линией (б)

объем и масса и низкопрофильность, т. е. малое аэродинамическое сопротивление при размещении на поверхности летающих объектов.

Составными частями простейшего полоскового излучателя (рис. 10.15) являются *металлическая пластина 1*, *экран 3* и *диэлектрическое основание 2* (подложка). Форма металлических пластин-из-

лучателей весьма разнообразна. Наиболее распространены пластины прямоугольной, круглой и эллиптической формы. Возбуждение пластин может осуществляться либо коаксиальной линией через отверстие в экране и подложке (рис. 10.15, а), либо полосковой линией в плоскости пластины (рис. 10.15, б). В первом случае экран коаксиального кабеля присоединяется к экрану, а центральный проводник пропускается через подложку и соединяется с металлической пластиной в специально подбираемой точке. Во втором случае возбуждение к точке питания подводится несимметричной полосковой линией, для чего в пластине делается соответствующий вырез (вырез не обязательен, если точка питания смешена к краю пластины). В качестве диэлектрического основания обычно используются диэлектрики с параметрами: $\epsilon_r \approx 2,5 \div 10,0$ и $\operatorname{tg} \delta \approx 10^{-4} \div 10^{-3}$. Толщина основания h может составлять $(0,1 \div 0,01)\lambda$.

Микрополосковые излучатели относятся к *резонансным антеннам*. Упрощенно можно считать, что объемный резонатор микрополоскового излучателя ограничен вертикальными стенками из идеального магнитопроводящего материала, расположенными по периметру пластины. В прямоугольных микрополосковых антennaх обычно используется низший тип резонанса, при котором $L \approx \lambda_b/2$, где $\lambda_b \approx \lambda_0 \sqrt{\epsilon_r}$ — длина волны в полосковой линии передачи с шириной проводника $w \leq \lambda/2$. Составляющая электрического поля E_z в поперечном сечении полосковой линии (вдоль координаты y) между пластиной и экраном распределена почти равномерно, а в продольном (вдоль координаты x) — по синусоидальному закону с пучностями на краях пластины. Заметные отклонения от такого идеализированного распределения наблюдаются только вблизи углов пластины и в окрестностях точки питания.

Модель излучающей системы микрополосковой антенны можно строить различными способами. Например, можно учесть поверхностные электрические токи, текущие по пластине и по экрану, а также вертикальные токи электрической поляризации в диэлектрике подложки. Однако нахождение распределения излучающих электрических токов представляет сложную электродинамическую задачу и область растекания этих токов заметно превышает размеры пластины. Поэтому такая модель излучающей системы используется сравнительно редко, в основном при стремлении учесть конечные размеры экрана по методу физической оптики. Чаще применяют более простую модель излучающей системы, согласно которой *микрополосковая антenna трактуется как эквивалентная щелевая антenna в плоском бесконечном экране без диэлектрика*. Специальные исследования подтвердили, что точность этой модели вполне достаточна для понимания принципа действия антенны и орнентировочных расчетов поля излучения. Форма эквивалентной щели полагается совпадающей с формой краев металлической пластины.

На рис. 10.16 показано распределение магнитных токов J_x^m и J_y^m в эквивалентной щели, построенное исходя из картины распре-

деления поля \dot{E}_z в резонаторе прямоугольной микрополосковой антенны. Главную роль в формировании излучаемого поля играют равномерно распределенные синфазные токи $j_m^{y_1}$ и $j_m^{y_3}$, создающие линейно поляризованное излучение с вектором E , параллельным оси x . Токи $j_m^{x_2}$ и $j_m^{x_4}$ содержат на каждой боковой стороне пластины по два противофазных участка, излучение которых в значительной степени взаимно компенсируется (точная компенсация имеет место в плоскостях zOx и zOy). Пользуясь методикой расчета полей излучения антенн, сформулированной в § 7.3, можно получить следующие выражения для ДН прямоугольной микрополосковой антенны:

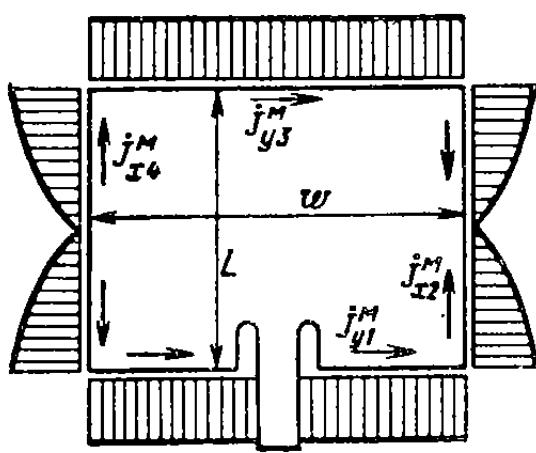


Рис. 10.16. Распределение магнитных токов в щелевом излучателе, эквивалентном микрополосковой антенне

Поле излучения антенн, сформулированной в § 7.3, можно получить следующие выражения для ДН прямоугольной микрополосковой антенны:

$$\dot{f}_\theta(\theta, \varphi) = \cos v \sin \varphi \frac{\sin u}{u},$$

$$\dot{f}_\varphi(\ell, \varphi) = \cos v \cos \varphi \cos \theta \frac{\sin u}{u} \times \\ \times \left[1 - \frac{(\beta_0 L \sin \theta)^2}{\pi^2 - (\beta_0 L \cos \theta)^2} \right],$$

где $u = 0.5\beta_0 w \sin \theta \cos \varphi$; $v = 0.5\beta_0 L \cos \theta$; $\beta_0 = 2\pi/\lambda_0$. В выражении для \dot{f}_φ первый член в скобках соответствует излучению двух торцевых щелей с равномерным распределением магнитного тока, второй член — излучению боковых щелей. Напомним, что размер L должен определяться из условия резонанса, т. е. из соотношения $L \approx 0.5\lambda_0/\sqrt{\epsilon_r}$. Характерный вид ДН прямоугольной микрополосковой антенны изображен на рис. 10.17. Из-за совместного участия в излучении двух торцевых щелей КНД прямоугольной микрополосковой антенны получается несколько выше, чем КНД односторонней полуволновой щелевой антенны, и составляет 3,5—7,0 (меньшим значениям КНД соответствуют более высокие значения диэлектрической проницаемости подложки, уменьшающие размеры пластины и снижающие направленность).

При оценке КПД полосковых антенн следует учитывать три вида потерь мощности: 1) омические потери в пластине и экране; 2) потери в неидеальном диэлектрике подложки; 3) ответвление части подводимой к антенне мощности в возникающую поверхностную волну (диэлектрическая подложка на экране представляет собой замедляющую структуру, способную поддерживать такую волну). Совместное действие трех факторов снижает КПД до 50—80%, причем меньшие значения соответствуют более тонким подложкам.

Существенным недостатком одиночного микрополоскового излучателя является узкополосность, связанная с резонансным механизмом действия антенны. Установлено, что добротность квадратной

микрополосковой антенны без учета омических потерь — так называемую *добротность излучения* — можно приближенно оценить с помощью соотношения $Q_e \approx \epsilon_r D [\lambda_0 / (16h)]$, где D — КНД; h — толщина подложки. Характерные значения добротности излучения для одиночных излучателей составляют 30—80. Входное сопротивление микрополоскового излучателя легко регулируется подбором положения точки питания. Входное сопротивление антенны прямоугольной формы максимально при питании на краю (несколько сотен ом) и изменяется пропорционально множителю $\sin^2(\pi a/L)$ при

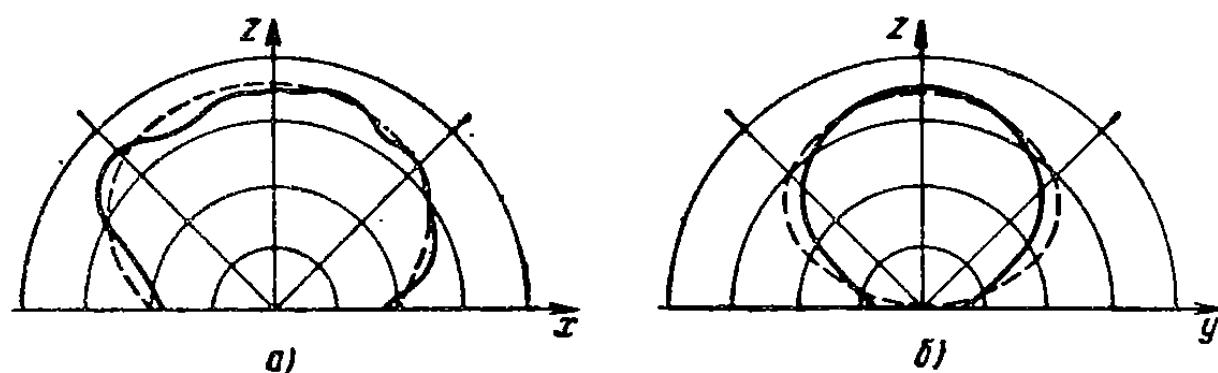


Рис. 10.17. ДН микрополосковой антенны с прямоугольной пластиной в плоскости **E** (а) и в плоскости **H** (б):

— эксперимент; — — расчет

расположении точки питания на расстоянии a от центра антенны. Выбор правильного положения точки питания при сохранении настройки на резонанс избавляет от необходимости применять отдельные согласующие устройства.

Микрополосковые антенны могут быть легко приспособлены для излучения волн с круговой поляризацией. В квадратных излучателях для этого необходимо возбудить в резонаторе колебания двух ортогональных линейных поляризаций с равной амплитудой и взаимным фазовым сдвигом $\pm\pi/2$. В конструкции рис. 10.18, а для этого используется 3-дБ квадратурный направленный ответвитель, отдельные и развязанные входы которого соответствуют излучению волн с правым или левым вращением вектора поляризации. В конструкции рис. 10.18, б точка питания располагается в угле пластины, а размеры сторон пластины несколько отличаются. Вследствие этого резонансные частоты антенны для двух ортогональных линейных поляризаций оказываются выше и ниже рабочей частоты, причем разницу между частотами выбирают исходя из необходимости получения фазового сдвига 90° между колебаниями двух линейных поляризаций. В конструкции рис. 10.18, в питающая линия возбуждает в микрополосковом резонаторе колебания, соответствующие излучению линейной поляризации. Колебания с ортогональной линейной поляризацией возбуждаются с помощью щели, прорезанной наклонно в металлической пластине антенны. Щель связи вызывает «расщепление» резонансных частот для двух линейных поляризаций, и при правильном подборе этого «расщепления» удается вы-

полнить условия излучения круговой поляризации на средней частоте.

В настоящее время происходит интенсивное становление теории и совершенствование технологии микрополосковых антенн, отличающихся большим разнообразием конструкций и пригодных для

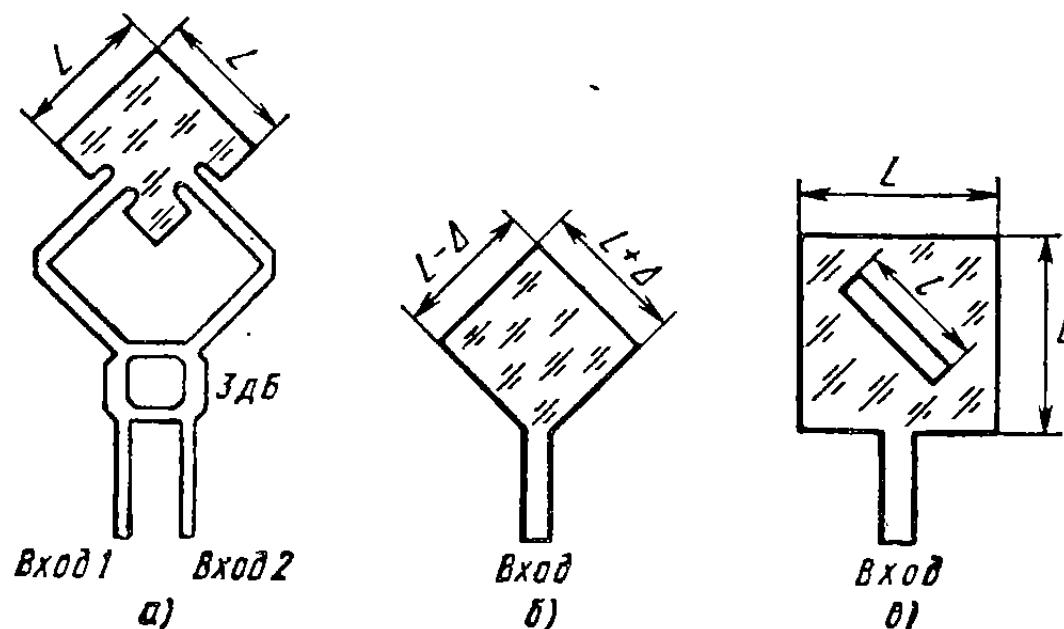


Рис. 10.18. Способы получения круговой поляризации в микрополосковых антенах

применений в качестве как самостоятельных антенн, так и элементов антенных решеток. Освоенный диапазон частот микрополосковых антенн простирается от 300 МГц до 20 ГГц. Основными направлениями исследований являются создание надежных методов автоматизированного проектирования микрополосковых антенн, объединенных с питающими трактами, совершенствование конструкций излучателей и антенных решеток, расширение рабочей полосы частот, повышение КПД и продвижение в диапазон миллиметровых волн.

§ 10.5. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ЧАСТОТНО-НЕЗАВИСИМЫХ АНТЕНН

К частотно-независимым антennам относят слабонаправленные излучатели, способные работать в диапазоне с отношением верхней и нижней граничных частот 5:1 и более, при сохранении хорошего качества согласования входа и при не слишком сильном изменении формы ДН. Потребность в таких антенах возникает при создании широкополосных систем связи, систем радиоразведки и радиопротиводействия. В понимании механизма действия частотно-независимых антенн основным является принцип электродинамического подобия. Этот принцип устанавливает идентичность ДН и входных сопротивлений двух различных антенн без потерь на частотах ω_1 и ω_2 , если форма этих антенн одинакова (рис. 10.19), а соответствующие размеры обратно пропорциональны отношению частот

$L_1/L_2 = \omega_2/\omega_1$. Такие антенны с одинаковыми размерами в длинах волн называют **электродинамически подобными**.

Выполнить единственную антенну так, чтобы она оставалась в строгом смысле электродинамически подобной самой себе на различных частотах, можно лишь в том случае, если ее форма определяется только угловыми размерами. Простейший пример — бесконечно длинный вибратор с плечами конической формы. Другие

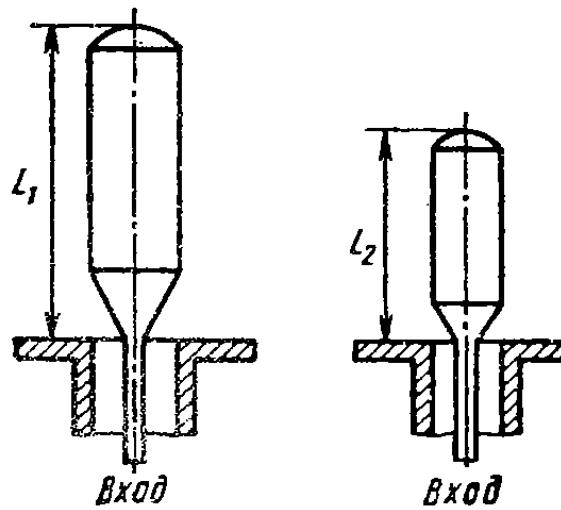


Рис. 10.19. Электродинамически подобные вибраторные антенны

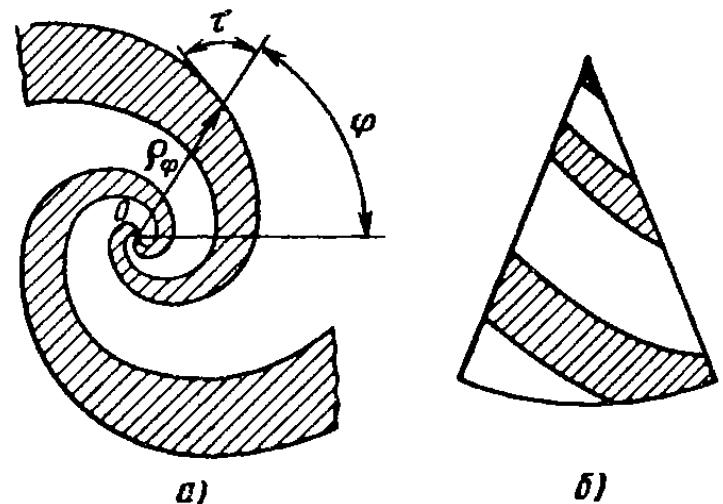


Рис. 10.20. Бесконечные структуры, определяемые угловыми размерами:
а — плоская; б — на конической поверхности

формы структур, задаваемых в сферических координатах параметрическим уравнением $R = g(\theta, \varphi)$ и определяемых только угловыми размерами, можно найти, решая уравнение $\mathcal{X}g(\theta, \varphi) = g(\theta', \varphi')$. Это уравнение предполагает, что первоначальная форма антенны $g(\theta, \varphi)$ после увеличения масштаба по радиусу в K раз совпадает с исходной формой, повернутой в пространстве. К числу решений принадлежат, например, пространственные эквиугловые спирали, задаваемые параметрическим уравнением $R(\theta, \varphi) = e^{a(\varphi+\varphi_0)}T(\theta)$, где $T(\theta)$ — произвольная функция, в частном случае — константа.

Пример плоской бесконечной эквиугловой структуры, образуемой парой металлических плеч, показан на рис. 10.20, а. Края плеч определяются уравнениями эквиугловых спиралей $\rho(\varphi) = A \exp a(\varphi + \varphi_0)$, где A и φ_0 — постоянные величины, определяющие масштаб по координате ρ и первоначальный угол поворота плеча, а параметр a равен котангенсу угла τ между радиусом и касательной к спирали. Вблизи центра плечи структуры обрезают и в образовавшийся зазор подводят возбуждающее напряжение. Заметим, что пространственные структуры из эквиугловых спиралей можно создавать, располагая металлические плечи по поверхности конуса (рис. 10.20, б).

Замечательной особенностью как плоских, так и пространственных эквиугловых спиральных структур является своеобразная ав-

томатическая отсечка излучающих токов. Это явление состоит в том, что амплитуды токов, возникающих в спиральных плечах под действием генератора, резко уменьшаются (в 100 раз и более) после прохождения витка спирали, периметр которого примерно равен длине волны. Остающаяся невозбужденной внешняя часть структуры может быть отброшена, и это почти не сказывается на ДН антенны и входном сопротивлении. Явление отсечки токов впервые было обнаружено экспериментально и впоследствии подтверждено с помощью электродинамических расчетов.

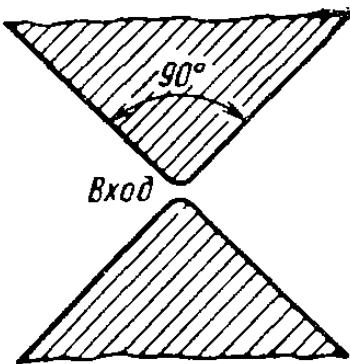


Рис. 10.21. К пояснению принципа дополнительности

Вследствие отсечки токов в излучении эквиугловой спиральной структуры конечных размеров участвует только центральная часть с диаметром, примерно равным $\lambda/3$ (так называемая *активная область*). При изменении частоты электрические размеры активной области остаются постоянными и в результате возможно создание антенн с почти постоянным входным сопротивлением и мало меняющейся ДН в 10-кратном и даже большем диапазоне частот. Нижняя граница рабочего диапазона определяется из условия равенства длины волны периметру последнего витка структуры. Верхняя граница рабочего диапазона определяется соизмеримостью с длиной волны размеров области возбуждения антенны, где геометрия спиральных линий оказывается нарушенной из-за наличия соединения с линией питания антенны.

При создании плоских спиральных эквиугловых антенн, а также в ряде других случаев положительное значение имеет еще одно обстоятельство, связанное с принципом перестановочной двойственности. Дело в том, что плоская структура, определяемая угловыми размерами, может одновременно трактоваться и как электрическая (вибраторная), и как магнитная (щелевая) излучающая система. Обозначим ее входное сопротивление через \hat{Z}_1 и заметим, что согласно принципу двойственности при взаимной замене металлической и щелевой частей структуры ее сопротивление изменяется и принимает значение \hat{Z}_2 , определяемое, согласно (9.17), формулой $\hat{Z}_2 = Z_c^2 / (4\hat{Z}_1) = (60\pi)^2 / \hat{Z}_1$. При совпадении формы электрической и дополнительной магнитной частей структуры имеет место равенство $\hat{Z}_1 = \hat{Z}_2$ и входное сопротивление оказывается равным $\hat{Z}_1 = \hat{Z}_2 = 60\pi$ Ом на любой частоте. Простейший пример выполнения этого условия показан на рис. 10.21.

Итак, можно сформулировать следующие принципы создания частотно-независимых антенн:

- 1) в антенне должно выполняться условие автоматической отсечки излучающих токов, гарантирующее постоянство электрического размера излучающей части антенны,— принцип отсечки токов;

2) форма антенны должна определяться в основном угловыми размерами;

3) форма щелевой части плоской антенны должна совпадать с формой вибраторной части (принцип дополнительности).

Первостепенное значение принадлежит принципу отсечки токов. Нарушение второго и третьего принципов в реальных антенах не обязательно приводит к заметному ухудшению частотных свойств.

§ 10.6. ЧАСТОТНО-НЕЗАВИСИМЫЕ СПИРАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

На рис. 10.22 изображена простейшая плоская диапазонная антenna, плечи которой ограничены четырьмя логарифмическими спиральюми:

$$p_1 = A \exp(a\varphi), p_2 = Mp_1, p_3 = A \exp[a(\varphi - \pi)], p_4 = Mp_3.$$

Питание такой антенны, прорезанной в металлическом листе больших размеров, осуществляется с помощью гибкого коаксиаль-

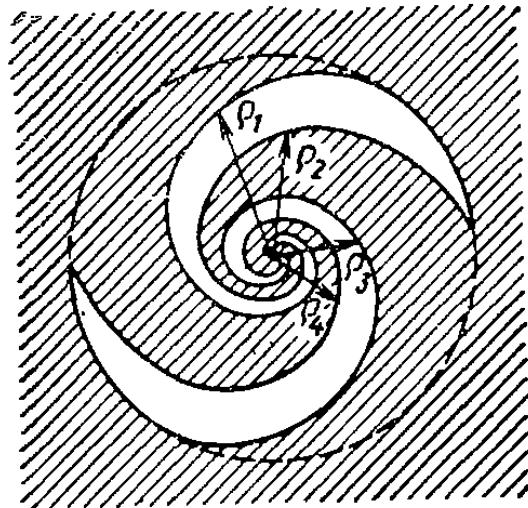


Рис. 10.22. Эквиугловая спиральная антenna

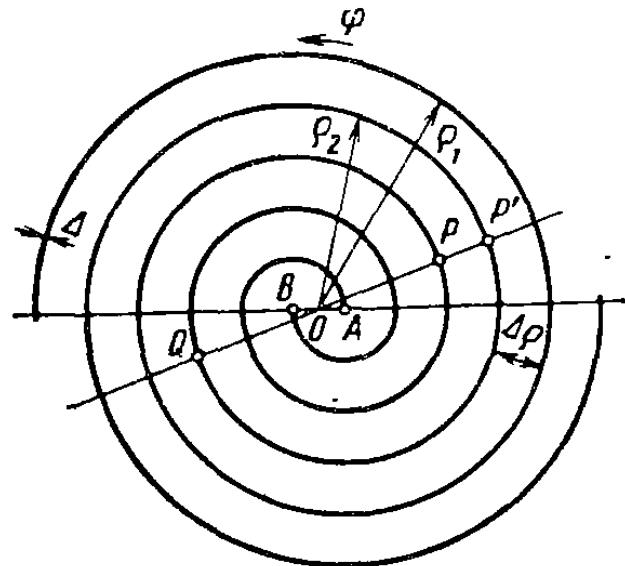


Рис. 10.23. Плоская двухзаходная спираль Архимеда

ного кабеля, проложенного вдоль одного из плеч. При числе витков 1,5—2,5 ДН антенны состоит из двух широких лепестков, максимумы которых перпендикулярны плоскости антенны. Излученное поле в главных направлениях имеет в рабочем диапазоне частот 20:1 эллиптическую поляризацию с коэффициентом эллиптичности не менее 0,5. Так как изменение частоты для такой антенны эквивалентно ее повороту в пространстве вокруг оси, перпендикулярной плоскости листа, то ширина лепестков не остается постоянной а периодически изменяется в пределах 40—50° во всем рабочем диапазоне частот.

Коэффициент стоячей волны в 50-Ом коаксиальной линии на любых частотах рабочего диапазона не превышает 2,0. Изменение параметров a и M не оказывает значительного влияния на диапазон

зонные свойства антенны и приводит лишь к изменению среднего значения входного сопротивления. Экспериментально установлено, что хорошие результаты получаются при $a=0,30$ и $M=0,62$.

Определенными недостатками эквиугловых спиральных антенн являются сложность формы и заметное «плавание» параметров при изменении частоты. Эти недостатки преодолены в плоских архиме-

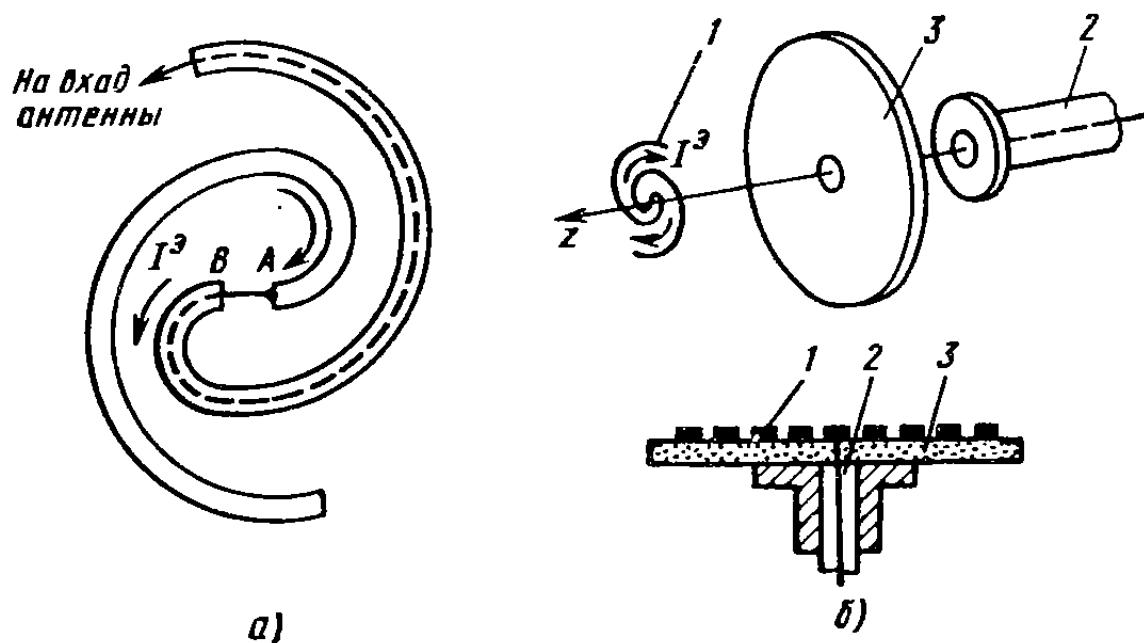


Рис. 10.24. Противофазное (а) и синфазное (б) возбуждение архимедовских спиральных антенн

довских спиральных антенах, построенных на основании принципа автоматической отсечки тока. Такие антенны проще по форме, а главное — их параметры являются более стабильными в диапазоне частот. Здесь рассмотрим простейшие антенны на основе двухзаходных спиралей Архимеда, хотя на практике число заходов может быть увеличено до четырех и более.

Плечи плоской двухзаходной спирали Архимеда описываются уравнениями $\rho_1(\phi)=a\phi+b$, $\rho_2(\phi)=a(\phi-\pi)+b$, где ρ , ϕ — полярные координаты; a и b — постоянные величины.

Антенна выполняется из двух проводников, которые, в частности, могут иметь плоскую форму и выполняться печатным способом на тонком листе высокочастотного диэлектрика (рис. 10.23). Расстояние между проводниками $\Delta\rho$ и ширина проводников Δ постоянны по углу ϕ , причем обычно расстояние между проводниками берется равным ширине проводников (принцип дополнительности). Возможны два режима возбуждения антенны: *противофазный* и *シンфазный*. В противофазном режиме начальные точки спиралей A и B присоединяются к двухпроводной линии или же возбуждаются коаксиальными кабелем, проложенным вдоль одного из плеч. Направления токов в начальных точках спирали показаны на рис. 10.24, а. В синфазном режиме начальные точки спиралей I замы-

каются между собой и присоединяются к внутреннему проводнику коаксиального кабеля 2 (рис. 10.24, б). Наружный проводник кабеля присоединяется к противовесу в виде плоской металлической шайбы. Противовес может выполняться печатным способом на обратной стороне диэлектрического листа 3, несущего спиральные проводники. Центральная часть синфазной антенны вместе с противовесом представляет собой распределитель в виде несимметричной полосковой линии и в излучении не участвует. Направления токов в начальных точках спиралей при синфазном возбуждении показаны на рис. 10.24, б.

Рассмотрим с физических позиций механизм образования излучения архимедовских спиральных антенн. В первом приближении антенну можно рассматривать как двухпроводную линию, свернутую в спираль. Предположим, что на каждом проводнике спирали имеется бегущая волна тока, причем расстояние между проводниками $\Delta r \ll \lambda$. Выясним фазовые соотношения токов в проводниках спирали при двух режимах возбуждения.

Противофазное возбуждение. Пусть в начальных точках спирали (см. рис. 10.23) фазы токов равны: $\Phi_A = \pi$ и $\Phi_B = 0$. Выделим две точки спирали, расположенные на разных ветвях, на одинаковых расстояниях l от точек A и B . Запаздывание фазы в этих точках по отношению к A и B одинаково и равно βl , и, следовательно, фазы токов в точках P и Q : $\Phi_P = -\beta l + \pi$, $\Phi_Q = -\beta l$. Пусть точки P и Q лежат на окружности радиуса r . Рассмотрим точку P' , соседнюю с точкой P , но лежащую на другом проводнике спирали. Дополнительное запаздывание фазы в точке P' по отношению к точке Q при $\Delta r \ll \lambda$ приближенно составит $-\pi \beta r$, и, следовательно, в точке P' фаза тока $\Phi_{P'} = -\beta l - \pi \beta r$. Разность фаз токов $\Delta\Phi$ в соседних проводниках спирали в точках P' и P составит $\Delta\Phi = \Phi_{P'} - \Phi_P = \pi \beta r + \pi$. Найдем значения радиуса r_n , при которых $\Delta\Phi = 2\pi n$, $n = 1, 2, \dots$, и токи в соседних проводниках в точках P и P' синфазны. Соответствующее условие имеет вид $2\pi r_n = (2n-1)\lambda$, $n = 1, 2, \dots$. Из него следует, что на окружностях с периметром, равным нечетному числу длин волн, токи в соседних проводниках спирали находятся в фазе и могут интенсивно излучать электромагнитные волны. Наибольшую интенсивность имеет излучение токов в районе окружности с радиусом $\lambda/(2\pi)$, причем после прохождения витков с таким радиусом токи в проводниках спиральной линии резко уменьшаются. Последующие витки спирали, для которых условие синфазности выполняется при $n = 2, 3, \dots$, практически оказываются невозбужденными и не влияют на работу антенны. Таким образом, активная область плоской архимедовской спиральной антенны в режиме противофазного возбуждения условно может быть заменена одним витком радиуса $\lambda/(2\pi)$ с распределением эквивалентного электрического тока по закону бегущей волны (одноволновая рамка):

$$I_{\varphi\text{Ф}}(\varphi) = I_0 e^{-j\varphi}. \quad (10.1)$$

Периметр этого эквивалентного витка равен длине волны. Так как приведенные рассуждения справедливы для любой длины волны, то противофазная спиральная антenna является частотно-независимой как по входному сопротивлению, так и по ДН, если только рабочая частота превышает некоторое граничное значение, зависящее от наружного диаметра антенны.

Синфазное возбуждение. Рассматривая аналогично фазовые соотношения токов в проводниках спирали при синфазном возбуждении, можно легко установить, что токи в соседних витках синфазны на окружностях с радиусами r_m , удовлетворяющими условию $2\pi r_m = 2m\lambda$, $m = 1, 2, \dots$. Из-за интенсивного излучения токов в районе окружности с радиусом λ/π происходит автоматическая отсечка токов и витки с радиусами $r > \lambda/\pi$ оказываются невозбужденными. Таким образом, активная область плоской архимедовской спиральной антены в режиме синфазного возбуждения условно может быть заменена одним витком радиуса λ/π с распределением эквивалентного электрического тока по закону бегущей волны (двухволновая рамка):

$$I_{\varphi \text{ сф}}(\varphi) = I_0 e^{-j2\varphi}, \quad (10.2)$$

Границы рабочего диапазона антены определяются из условия $R_{\text{пф}} < \lambda/\pi < R_{\text{вн}}$, где $R_{\text{вн}}$ — внешний радиус антены; $R_{\text{пф}}$ — радиус металлического противовеса в возбуждающем устройстве.

Характеристики направленности архимедовских спиральных антенн. При расчете ДН удобно расположить архимедовскую спиральную антенну в экваториальной плоскости сферической системы координат (начало координат совпадает с центром спирали). Тогда, предполагая, что излучение антены обусловлено распределением сторонних токов (10.1) или (10.2), и основываясь на методике расчета полей, изложенной в § 7.3, можно получить следующие формулы для расчета ДН:

$$\begin{aligned} \dot{f}_\theta(\theta, \varphi) &= j [J_{n-1}(n \sin \theta) + J_{n+1}(n \sin \theta)] \cos \theta e^{-jn\varphi}, \\ \dot{f}_\varphi(\theta, \varphi) &= [J_{n-1}(n \sin \theta) - J_{n+1}(n \sin \theta)] e^{-jn\varphi}, \end{aligned} \quad (10.3)$$

где $J_{n\pm 1}(x)$ — функции Бесселя, причем $n=1$ относится к противофазному возбуждению спирали, $n=2$ — к синфазному. Формулы (10.3) позволяют также рассчитывать излучение круглых рамочных антенн с радиусом $a = (\lambda/2\pi)n$ и распределением стороннего тока $I_\varphi \equiv \exp(-jn\varphi)$, $n = 1, 2, \dots$.

На рис. 10.25 показаны рассчитанные по формулам (10.3) ДН в меридиональной плоскости $\varphi=0$. Ввиду симметрии антены ДН построены лишь для одного квадранта. Полные пространственные ДН имеют вид тел вращения вокруг оси z антены. Как следует из формул (10.3), составляющие \dot{f}_θ и \dot{f}_φ всюду находятся в фазовой квадратуре. Поэтому полное поле излучения антены имеет преимущественно эллиптическую поляризацию. Однако в плоскости спи-

рали составляющая f_θ всегда обращается в нуль и получается линейно поляризованное поле. Чисто круговая поляризация возникает в осевом направлении $\theta=0$ (или π) при противофазном возбужде-

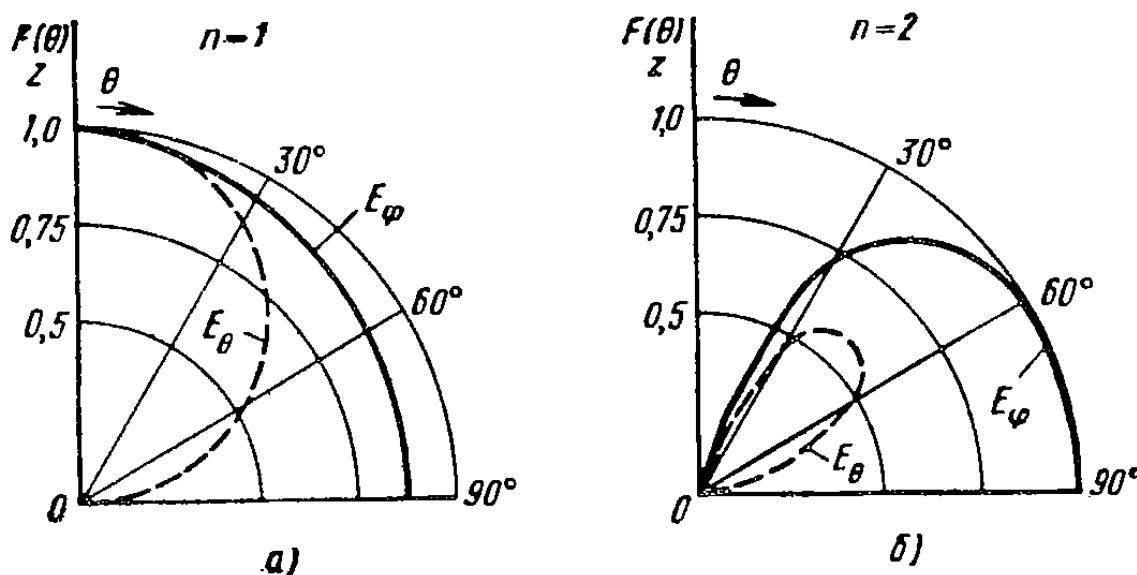


Рис. 10.25. ДН архимедовских спиральных антени:
а — противофазное; б — синфазное возбуждение

ния спирали. При синфазном возбуждении излучение вдоль оси отсутствует.

В архимедовских спиральных антенах можно реализовать одностороннее излучение, если с нижней стороны спирали расположить экран или замкнутый короб. Однако это приводит к дополнительной частотной зависимости параметров антенны и снижает ее диапазонность.

§ 10.7. ЛОГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ

Принцип автоматической отсечки излучающих токов воплощен также в антенах с логарифмической периодичностью параметров в зависимости от частоты, для краткости называемых просто логопериодическими антеннами. Одна из первых антенн такого типа показана на рис. 10.26. Плечами антены являются своеобразные структуры из взаимно чередующихся вибраторов в форме выступов и впадин. Геометрия структур характеризуется безразмерным периодом $\tau=R_n/R_{n+1}$, коэффициентом формы $\sigma=r_n/R_n$ и углами α и β . Обычно используются структуры с параметром $\sigma=\sqrt{\tau}$. Плечи антены в начале координат разделены зазором. Возбуждающий коаксиальный кабель припаивается оплеткой к одному плечу антенны на всем его протяжении, внутренний проводник кабеля присоединяется к началу другого плеча антенны.

Экспериментально было установлено, что электрический ток в выступах структуры при удалении от центра возрастает, достигая максимума в месте расположения резонансных выступов примерно четвертьволновой длины. Направления наиболее интенсивных то-

ков, определяющих излучение антенны, показаны стрелками на рис. 10.26. После прохождения резонансных выступов токи резко уменьшаются, т. е. происходит их отсечка. С уменьшением частоты излучаемых колебаний последовательно возникают резонансы выступов, более удаленных от центра. Отношение двух частот, на которых резонируют соседние выступы, составляет в точности величину $\tau = \omega_1 / \omega_2$. Поэтому входное сопротивление и ДН антенны оказываются периодическими функциями логарифма частоты колебаний.

При правильном подборе параметров структуры изменение характеристик антенны в пределах одного периода оказывается небольшим. Точное повторение этих изменений от периода к периоду обеспечивает удовлетворительное поведение характеристик антенны в очень широком диапазоне частот. Границы рабочего диапазона в первом приближении определяются частотами резонанса крайних выступов, наиболее близких к центру антенны и наиболее удаленных от него. Легко может быть достигнут рабочий диапазон частот 10 : 1 и более.

Среднее входное сопротивление плоской логопериодической антенны обычно превышает 100 Ом и зависит от зна-

чения углов α и β . При $\alpha = \beta = 45^\circ$ форма металлической части антенны совпадает с формой ее щелевой дополнительной части и в соответствии с формулой $Z_1 Z_2 = (60\pi)^2$ входное сопротивление должно составлять около 188 Ом. Измерения дают несколько меньшее значение, равное примерно 150 Ом. Уменьшение среднего входного сопротивления, желательное для облегчения согласования входа антенны с 75-ом коаксиальным кабелем, может быть достигнуто уменьшением угла β . ДН плоской логопериодической антенны состоит из двух широких лепестков, ориентированных перпендикулярно плоскости плеч. Излучение в плоскости антенны невелико для всех направлений. Вектор E в направлении максимального излучения поляризован параллельно оси x , а излучение с поляризацией, параллельной оси y , мало. Ширина лепестков ДН зависит от безразмерного периода структуры τ . При изменении τ от 0,80 до 0,25 при углах $\alpha = \beta = 45^\circ$ происходит плавное уменьшение ширины лепестков по половинной мощности от 73 до 38°.

При совершенствовании логопериодических антенн были найдены значительно более простые формы плеч (на рис. 10.27, $a-g$ показана только половина антенны). Было также обнаружено, что разворот плеч антенны относительно оси x на угол $\psi < 90^\circ$ может обеспечить однородное излучение в сторону вершины струк-

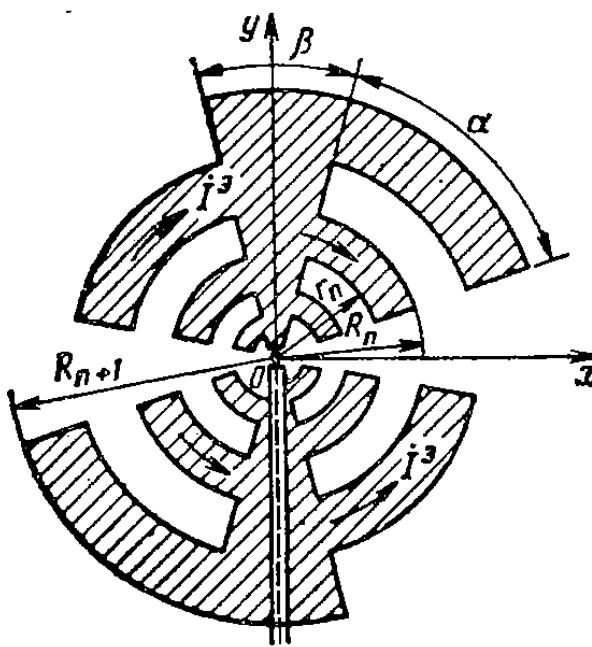


Рис. 10.26. Плоская логопериодическая антenna

туры (рис. 10.28, а). Направление максимума излучения совпадает с биссектрисой угла ϕ .

В предельном случае $\phi=0$ оба плеча антенны совмещаются и образуется плоская логопериодическая антenna (рис. 10.28, б). Та-

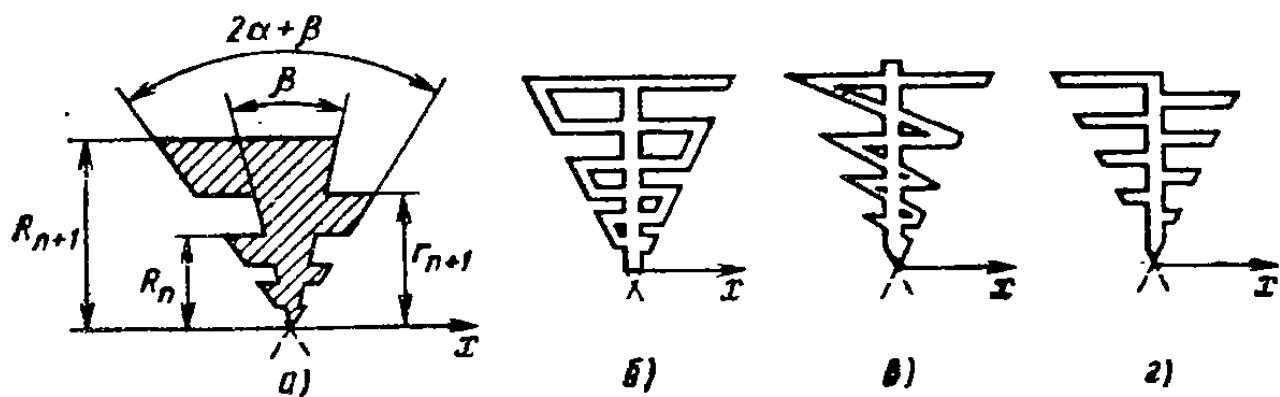


Рис. 10.27. Формы логопериодических структур

кую антенну удобно трактовать как линейную решетку симметричных вибраторов монотонно изменяющейся длины, возбуждаемых двухпроводной линией с перекрещивающимися проводниками. Линия возбуждается от генератора со стороны вибраторов меньшей

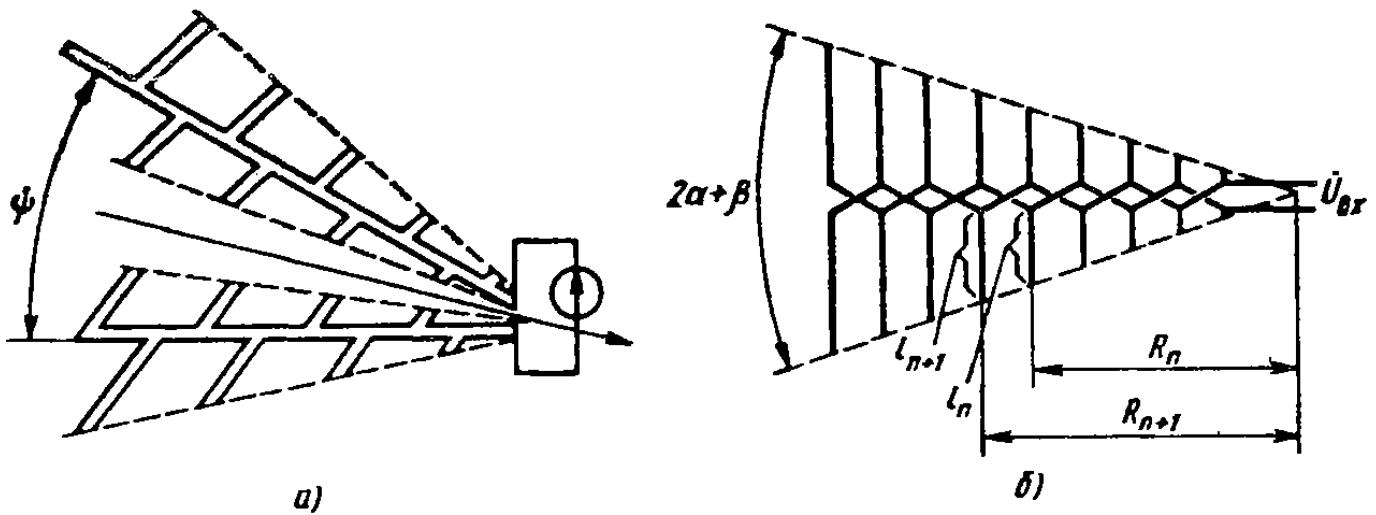


Рис. 10.28. Однонаправленные логопериодические вибраторные антенны:
а — пространственная; б — плоская

длины. Конструктивное выполнение плоской антенны, не требующее специального симметрирующего устройства, показано на рис. 10.29, а. Для объяснения действия вибраторной логопериодической антенны следует вначале выделить активную область с наибольшими излучающими токами. В первом приближении эта область включает в себя вибратор резонансной длины (размер плача около $\lambda/4$) и пару вибраторов, примыкающих к нему с двух сторон. Другие вибраторы из-за значительной расстройки возбуждаются слабее, и их влияние на излучаемое поле невелико.

Условия возбуждения и взаимное влияние вибраторов активной области сочетаются таким образом, что более длинный вибратор

ведет себя как рефлектор и ток в нем опережает по фазе ток резонансного вибратора. Напротив, ток в более коротком вибраторе отстает по фазе от тока резонансного вибратора, и короткий вибратор играет роль директора. Совместное излучение нескольких вибраторов активной области усиливается в направлении вершины антенны и компенсируется в обратном направлении, т. е. в сторону расположения более длинных вибраторов. Форма измеренной ДН

в плоскостях **E** и **H** для одного из образцов плоской антенны показана на рис. 10.29, б. В плоскости **E** ДН получается уже из-за направленных свойств одного вибратора в этой плоскости.

Рабочая полоса частот вибраторной логопериодической антенны снизу ограничивается допустимыми габаритами самых больших вибраторов ($l_{\max} \approx \lambda_{\max}/4$) и сверху — размерами самого малого вибратора ($l_{\min} \approx \lambda_{\min}/4$). Однако для сохранения удовлетворительного направленного действия на крайних частотах рабочего диапазона следует позаботиться, чтобы вибратор, резонирующий на самой длинной волне, имел после себя еще один-два более длинных вибратора-рефлектора, а вибратор, резонирую-

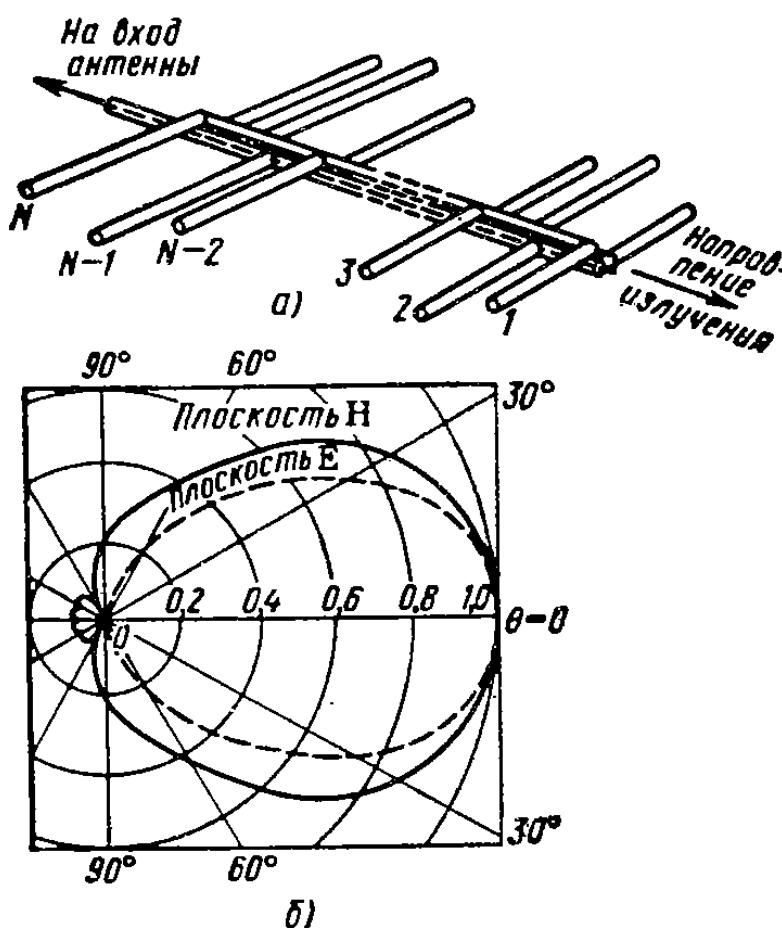


Рис. 10.29. Вибраторная логопериодическая антenna

щий на самой короткой волне, имел впереди себя, т. е. ближе к точкам возбуждения, два-три более коротких вибратора-директора. Практически удается в 10-кратном диапазоне длин волн с помощью вибраторных логопериодических антенн получать почти неизменные характеристики направленности при коэффициенте отражения на входе $|\rho| \leq (0,20—0,25)$.

Участок двухпроводной линии между точкой возбуждения и началом активной области антенны используется для канализации мощности. Короткие вибраторы, расположенные на этом участке, обладают большим реактивным сопротивлением и почти не нагружают линию, лишь несколько уменьшая ее эквивалентное волновое сопротивление. Мощность, проходящая по распределительной двухпроводной линии, интенсивно излучается активной областью, и поэтому участок линии от вершины антенны до начала активной области работает в режиме бегущей волны.

Глава 11

ЛИНЕЙНЫЕ АНТЕННЫ И РЕШЕТКИ

§ 11.1. ЛИНЕЙНЫЕ ИЗЛУЧАЮЩИЕ СИСТЕМЫ. ИДЕАЛЬНЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ

Линейной излучающей системой называют систему из одинаковых источников электромагнитного поля, называемых элементами, расположенных непрерывно или дискретно вдоль заданного направления в пространстве. Примерами таких систем являются прямолинейный провод с электрическим током, протяженная щель в плоском экране с напряжением, приложенным между ее краями, система одинаковых вибраторов, центры которых расположены на прямой линии, и т. д. Продольный размер линейной излучающей системы произволен, а поперечные размеры чаще всего малы или соизмеримы с длиной волны. Парциальные ДН элементов системы предполагаются одинаковыми, что эквивалентно постулированию одинакового закона распределения излучающих токов внутри каждого элемента. В целом линейная излучающая система полностью определяется законом размещения центров излучателей вдоль оси и законом распределения комплексных амплитуд возбуждения по отдельным элементам, так называемым *амплитудно-фазовым распределением* возбуждения.

В соответствии со сформулированной в § 9.6 теоремой перемножения ДН линейной излучающей системы можно представить в виде $\dot{f}(\theta, \phi) = \dot{F}_{\text{эл}}(\theta, \phi) \dot{f}_z(\theta)$, где $\dot{F}_{\text{эл}}(\theta, \phi)$ — векторная комплексная ДН элемента в собственной системе координат, определяющая поляризацию излучения; $\dot{f}_z(\theta)$ — скалярный комплексный множитель направленности системы изотропных излучателей, располагаемых в точках размещения центров элементов вдоль оси системы.

Для дискретной системы излучателей, располагаемых в N заданных точках z_n на оси, т. е. для линейной антенной решетки (рис. 11.1, *a*), множитель направленности в соответствии с формулой (9.22) может быть записан в виде

$$\dot{f}_z(\theta) = \sum_{n=1}^N i_n e^{j\beta z_n \cos \theta}, \quad (11.1)$$

где $i_n = I_n \exp(j\Phi_n)$ — комплексная амплитуда возбуждения излу-

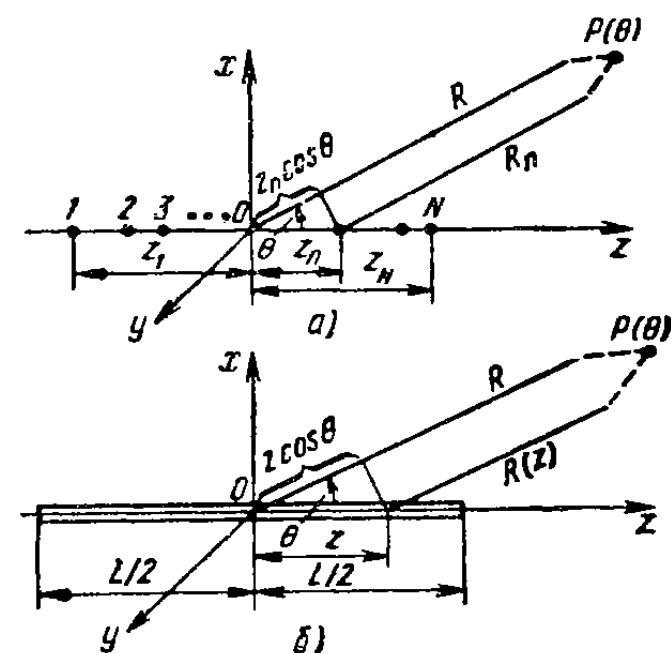


Рис. 11.1. К расчету множителя направленности

чателя с номером n ; $z_n \cos \theta$ — разность хода лучей, идущих из начала общей системы координат и из точки расположения излучателя с номером n в точку наблюдения.

Непрерывную линейную излучающую систему — *линейный излучатель* — можно рассматривать как предельный случай линейной антенной решетки длиной L с числом элементов, стремящимся к бесконечности (рис. 11.1, б). Тогда суммирование в (11.1) заменяется интегрированием и множитель направленности линейного излучателя приобретает вид

$$\dot{f}(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} I(z) e^{j\beta z \cos \theta} dz, \quad (11.2)$$

где $I(z) = I(z) \exp [j\Phi(z)]$ — амплитудно-фазовое распределение по длине излучателя; $z \cos \theta$ — разность хода лучей.

Множители направленности дискретной и непрерывной излучающих систем не зависят от азимутальной координаты и обладают симметрией вращения вокруг оси z . В физическом отношении эти множители описывают *интерференцию сферических волн*, возбуждаемых изотропными источниками. При создании остронаправленных антенн обычно стремятся, чтобы в заданном направлении излучаемые поля элементов складывались синфазно или почти синфазно, а в других направлениях эти поля должны в возможно большей степени компенсировать друг друга. Если ДН одного элемента является достаточно широкой, то она не оказывает существенного влияния на форму общей ДН антенны в окрестности максимума излучения. Поэтому при анализе остронаправленных антенн основное внимание обычно уделяют множителю направленности.

Вводя новую переменную $x = \beta \cos \theta$, называемую *пространственной частотой*, и формально расширяя пределы интегрирования до бесконечности (для этого достаточно доопределить функцию распределения возбуждения нулем вне интервала L), выражение (11.2) можно привести к виду интегрального преобразования Фурье

$$\dot{f}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} I(z) e^{jxz} dz. \quad (11.3)$$

Таким образом, между множителем направленности и функцией возбуждения линейного излучателя существует такая же связь, как и между формой импульса напряжения в электрической цепи и его частотным спектром. Отмеченная аналогия является достаточно глубокой и допускает перенесение многих результатов спектральной теории сигналов в теорию антенн. Еще одним преимуществом представления множителя направленности линейной антенны в виде (11.3) является возможность проведения расчетов на ЭВМ при сколь угодно сложных амплитудно-фазовых распределениях возбуждения по стандартным программам *быстрого преобразования Фурье*.

зования Фурье, дающим выигрыш в скорости вычислений в десятки и сотни раз по сравнению с программами обычного численного интегрирования.

Идеальный линейный излучатель. Так называют линейную излучающую систему с распределением возбуждения

$$I(z) = I_0 e^{-j\xi\beta z} \quad \text{при } |z| \leq L/2, \quad (11.4)$$

где I_0 — постоянная амплитуда; $\beta = 2\pi/\lambda$ — волновое число среды, окружающей излучатель; $\xi = c/v$ — коэффициент замедления фазовой скорости возбуждения v по отношению к скорости света c . Распределение амплитуды возбуждения в идеальном линейном излучателе равномерно, а распределение фазы подчинено линейному закону, характерному для бегущей вдоль координаты z волны (рис. 11.2). При $\xi = 0$ фаза возбуждения постоянна вдоль излучателя, что соответствует бесконечной скорости распространения возбуждения. При $|\xi| < 1$ фазовая скорость возбуждения превышает скорость света в окружающем антенну пространстве. При $|\xi| = 1$ фазовая скорость точно равна скорости света, и, наконец, при $|\xi| > 1$ возбуждение идеального линейного излучателя осуществляется замедленной бегущей волной. Положительным ξ соответствует движение волны возбуждения в сторону положительных значений z , отрицательным — в обратную сторону.

Идеальный линейный излучатель является своеобразным эталоном, относительно которого оцениваются свойства и параметры линейных излучателей с другими распределениями возбуждения. Найдём множитель направленности идеального линейного излучателя. Подставляя (11.4) в (11.2), производя интегрирование и отбрасывая несущественный амплитудный множитель $I_0 L$, получаем

$$f(\theta) = \sin \Psi / \Psi, \quad (11.5)$$

где $\Psi = 0.5\beta L (\cos \theta - \xi)$. Новая обобщенная угловая переменная Ψ имеет смысл половины разности фаз колебаний, приходящих в удаленную точку наблюдения от крайних точек излучателя, с учетом как пространственной разности хода $\beta L \cos \theta$, так и полной разности фаз возбуждения крайних точек излучателя.

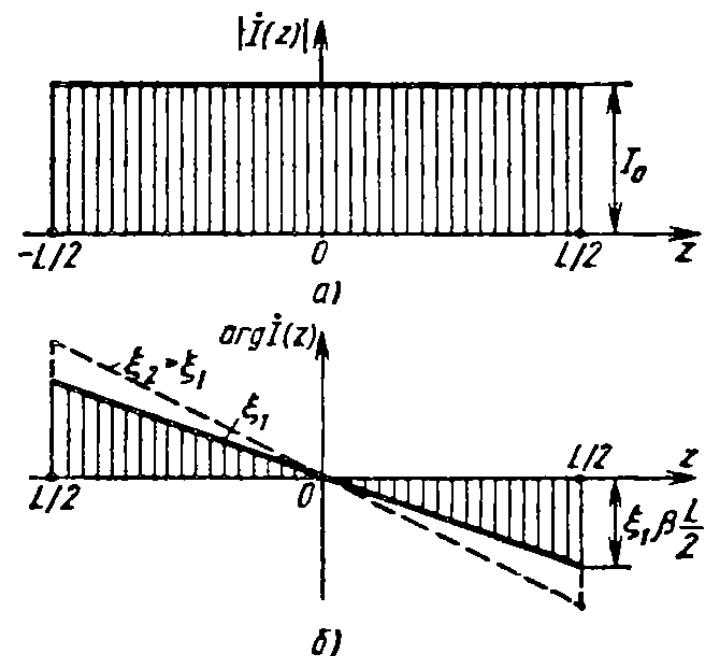


Рис. 11.2. Равномерное амплитудное (а) и линейное фазовое (б) распределение возбуждения в идеальном линейном излучателе

Множитель направленности (11.5) представляет собой вещественную функцию. Поверхности равных фаз излученного поля в дальней зоне имеют вид сфер с центром в середине излучателя. Следовательно, независимо от значения коэффициента замедления фазовой скорости волны возбуждения фазовый центр линейного идеального излучателя находится в его середине.

§ 11.2. АНАЛИЗ МНОЖИТЕЛЯ НАПРАВЛЕННОСТИ ИДЕАЛЬНОГО ЛИНЕЙНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Обратимся к рис. 11.3, в верхней части которого построен график модуля функции $\sin \Psi / \Psi$ в зависимости от обобщенной угловой переменной. Эта функция имеет один главный лепесток единичной величины при $\Psi = 0$ и ряд боковых лепестков, располага-

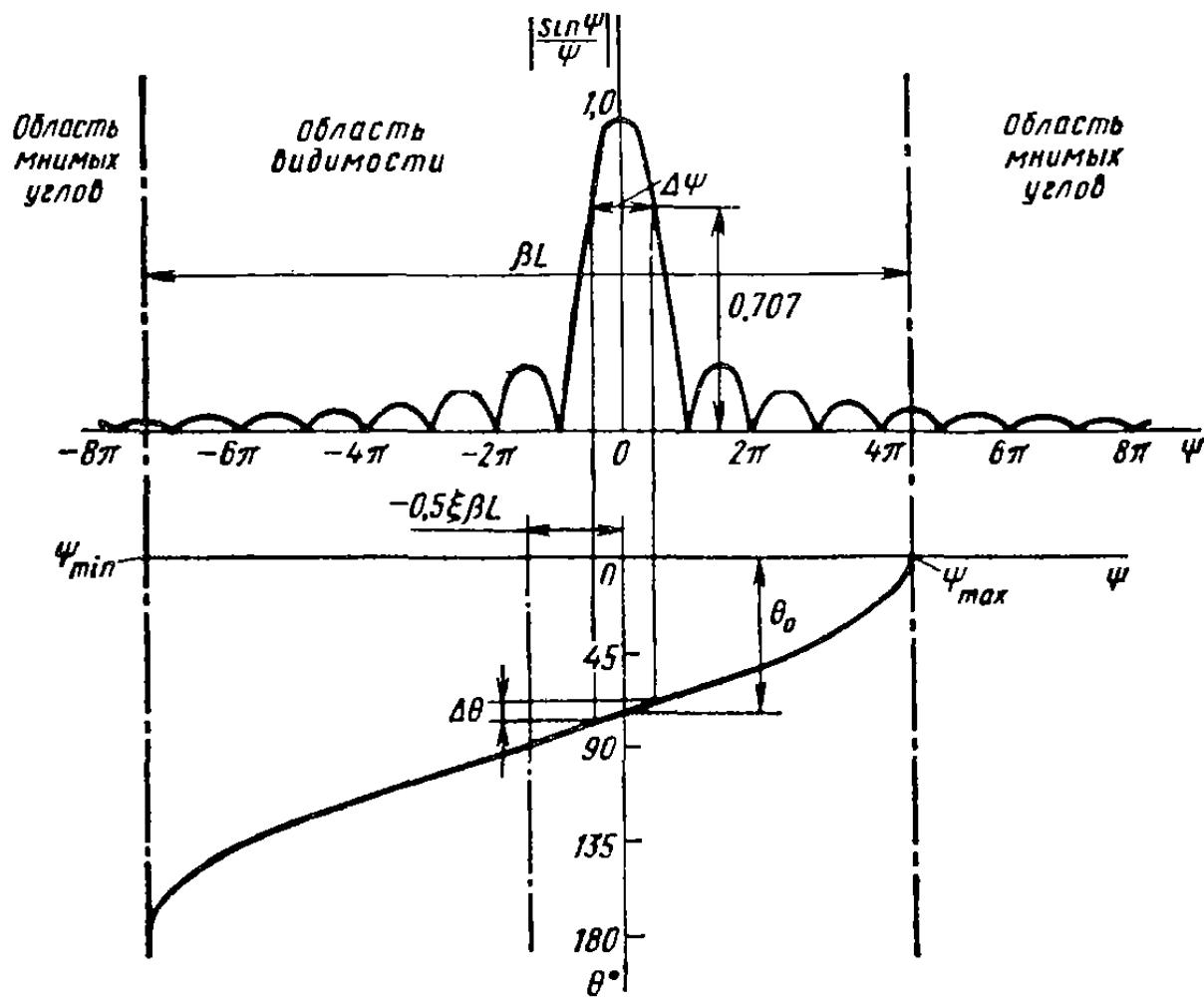


Рис. 11.3. К анализу множителя направленности

ющихихся симметрично по обе стороны главного лепестка. Формирование главного максимума происходит в результате синфазного сложения парциальных колебаний, приходящих от отдельных элементов системы. В направлениях $\Psi \neq 0$ парциальные колебания суммируются с неодинаковыми фазами, и это снижает их «равнодействующую» тем сильнее, чем больше $|\Psi|$. Главный лепесток имеет ширину по нулям 2π , а ширина каждого бокового лепестка вдвое уже. Нули излучения располагаются в точках $n\pi$, $n = \pm 1; \pm 2; \dots$, а положения боковых максимумов примерно соответствуют

серединам отрезков между соседними нулями. Уровни боковых лепестков определяются простой формулой $1/[\pi(n+0,5)]$, где n — номер бокового лепестка. Уровень самого большого первого лепестка около 0,21, или $-13,2$ дБ.

Проследим, как осуществляется переход от переменной Ψ к физическому углу наблюдения θ . Для этого в нижней части рис. 11.3 построена зависимость $\Psi(\theta)$. Несложным построением можно по любому заданному углу наблюдения θ найти соответствующее значение $\Psi = 0,5\beta L (\cos \theta - \xi)$ и далее, перейдя к верхнему графику $|\sin \Psi/\Psi|$, определить множитель направленности.

Максимальное $\Psi_{\max} = 0,5\beta L(1 - \xi)$ и минимальное $\Psi_{\min} = -0,5\beta L(1 + \xi)$ значения функции $\Psi(\theta)$ ограничивают рабочий участок функции $f(\Psi)$, влияющий на формирование множителя направленности. Полная протяженность этого участка $\Psi_{\max} - \Psi_{\min} = \beta L$ определяется только электрической длиной антенны. Чем больше длина антенны, тем больше лепестков попадает внутрь рабочего участка. Положение середины рабочего участка $-\xi\beta L/2$ определяется коэффициентом замедления. Рабочий участок функции $f(\Psi)$ принято называть *областью реальных углов наблюдения*. Значениям Ψ вне рабочего участка должны соответствовать значения $|\cos \theta| > 1$, которые могут интерпретироваться как косинусы «мнимых» углов. Область реальных углов иногда называют *областью видимости*, ей соответствуют пространственные частоты $-\beta \leq \omega \leq \beta$.

Режимы излучения линейной антенны. Угловое положение главного максимума излучения определяется условием $\Psi_0 = 0$, из которого следует

$$\cos \theta_0 = \xi \text{ или } \theta_0 = \arccos \xi \text{ при } |\xi| \leq 1. \quad (11.6)$$

При синфазном возбуждении угловое положение главного максимума перпендикулярно оси антенны и имеет место *режим попечного излучения*.

При $0 < |\xi| < 1$ главный лепесток множителя направленности отклоняется от нормали к оси антенны в сторону движения волны возбуждения. Это *режим наклонного излучения*. Изменение положения главного лепестка в пространстве называется *сканированием*. При изменении ξ в пределах $[-1, 1]$ главный лепесток сканирует в пределах $180^\circ > \theta_0 > 0$.

При $|\xi| \rightarrow 1$ главный лепесток начинает «ходить» за границу области видимости и при $|\xi| = 1$ главный максимум оказывается ориентированным точно в направлении оси антенны. Это *режим осевого излучения*. При $|\xi| > 1$ главный максимум оказывается за пределами области реальных углов. Здесь при значениях $|\xi|$, близких единице, вначале сохраняется *режим осевого излучения* с замедленной фазовой скоростью, пока остающаяся в области видимости часть главного лепестка превышает по уровню первый боковой лепесток. При дальнейшем увеличении $|\xi|$ в области реаль-

ных углов остаются только боковые лепестки функции $|\sin \Psi/\Psi|$ и в пространстве нет ни одного направления, в котором излучение всех элементов было бы синфазным. Парциальные волны, излучаемые отдельными элементами антенны, в значительной степени компенсируют друг друга, и антenna оказывается плохо излучающей.

Ширина луча идеальной линейной антенны. Из-за нелинейной зависимости $\Psi(\theta)$ ширина луча по половинной мощности оказывается непостоянной при сканировании и резко изменяется при переходе к осевому излучению. Обратимся вновь к рис. 11.3. На верхнем графике ширина главного лепестка на уровне 0,707 равна 2,78 рад. При переходе к угловой переменной θ следует учесть крутизну функции $\Psi(\theta)$:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta\Psi}{|\partial\Psi/\partial\theta|_{\theta=\theta_0}} = \frac{2,78}{0,5\beta L \sin\theta_0} = \frac{0,886\lambda}{L \sin\theta_0} = \frac{51^\circ\lambda}{L \sin\theta_0}. \quad (11.7)$$

Таким образом, ширина луча тем уже, чем больше длина антенны L/λ и чем ближе направление излучения к экваториальной плоскости $\theta=\pi/2$. Наименьшая ширина луча получается в режиме поперечного излучения.

Аналогично может быть получена оценка ширины главного лепестка по нулям излучения:

$$\Delta\theta_0 = 2\lambda/(L \sin\theta_0) = 114^\circ\lambda/(L \sin\theta_0).$$

Приведенные оценки основаны на спрямлении функции $\Psi(\theta)$ в окрестности максимального излучения и поэтому выполняются с лучшей точностью для больших значений L/λ и при направлениях излучения, не слишком близких к оси антенны. Для $L \geq 5\lambda$ формула (11.7) дает ошибку менее 0,2% при поперечном излучении. При наклонном излучении ошибка может возрасти до 4%, когда луч подходит к оси антенны на угол, равный его удвоенной ширине.

Перейдем теперь к оценкам ширины луча при осевом излучении. Сначала рассмотрим случай $|\xi|=1$, когда волна возбуждения распространяется вдоль антенны точно со скоростью света. Формирование главного лепестка множителя направленности происходит при этом в соответствии с рис. 11.4, а. Полуширина главного лепестка по половинной мощности в масштабе переменной Ψ составляет около 1,39, и для нахождения угловой ширины луча необходимо решить уравнение

$$-1,39 = \frac{\pi L}{\lambda} \left(\cos \frac{\Delta\theta}{2} - 1 \right).$$

При больших L/λ аргумент косинуса близок нулю и поэтому может быть использовано приближенное выражение $\cos a \approx 1 - a^2/2 + \dots$. Подставляя его в уравнение, находим

$$\Delta\theta \approx 2\sqrt{0,886\lambda/L} = 108^\circ\sqrt{\lambda/L} \quad \text{при } |\xi|=1, \quad (11.8)$$

что существенно больше, чем при поперечном излучении.

Главный лепесток при осевом излучении можно заметно сузить, если перейти к режиму небольшого замедления $|\xi| > 1$. В этом случае центральная часть главного лепестка функции $|\sin \Psi/\Psi|$ уходит в область мнимых углов (рис. 11.4, б) и главный лепесток множителя направленности существенно обостряется. Однако одновременно наблюдается повышение уровня боковых лепестков, опреде-

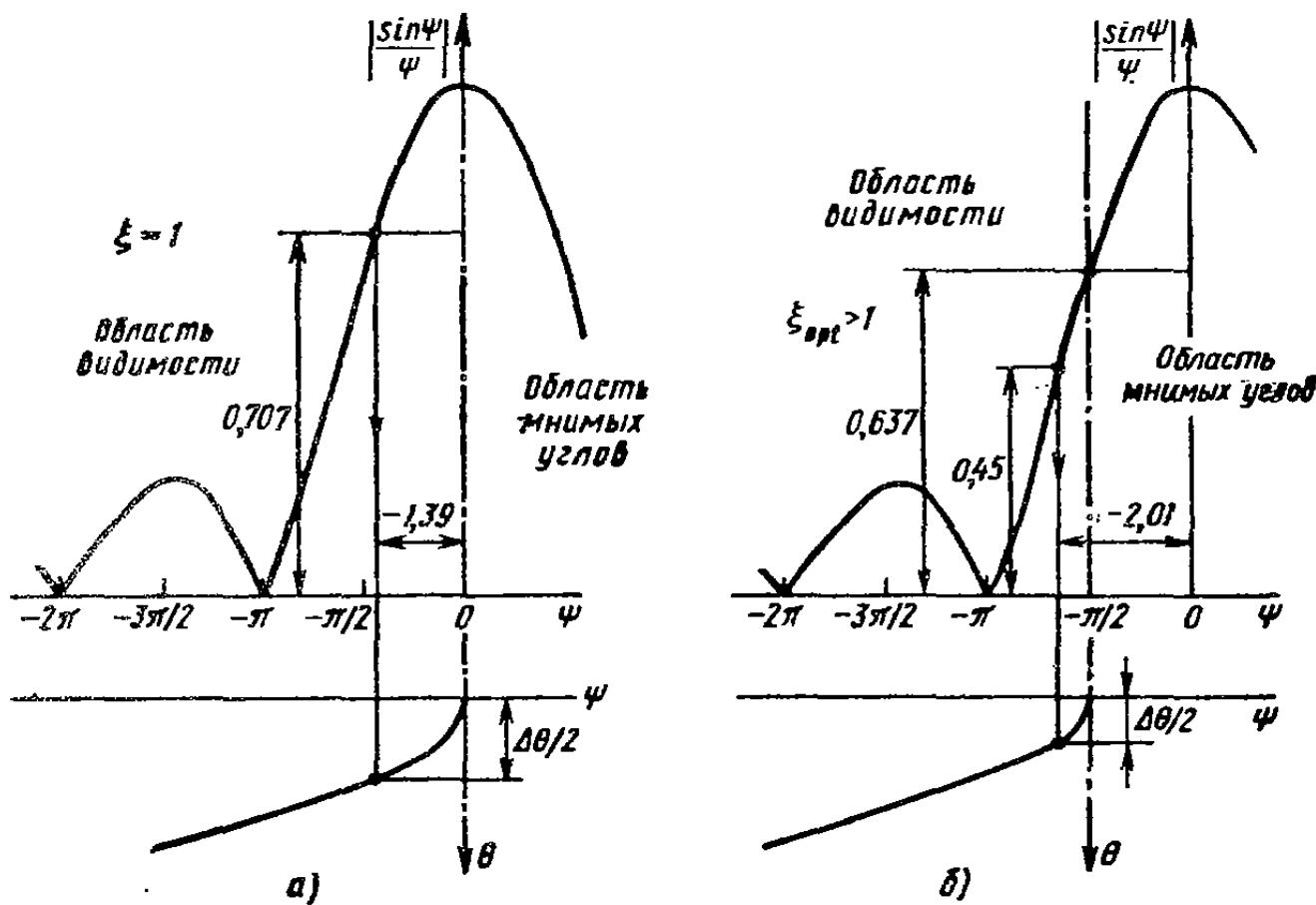


Рис. 11.4. К оценке ширины луча линейной антенны при осевом излучении

ляемых теперь не по отношению к главному максимуму функции $|\sin \Psi/\Psi|$, а по отношению к значению этой функции на границе области видимости. Удовлетворительный компромисс между сужением главного лепестка и ростом уровня боковых лепестков достигается при расположении границы области видимости в точке $\Psi(0) \approx -\pi/2$. Как будет показано далее, это условие одновременно обеспечивает максимальный КНД линейной антенны с замедленной фазовой скоростью и поэтому называется *условием оптимальности линейной антенны с замедленной фазовой скоростью возбуждения* (условие Хансена — Вудворда). Из развернутого вида этого условия $-\pi/2 = \pi L (1 - |\xi|)/\lambda$ следуют соотношения

$$|\xi_{\text{opt}}| \approx 1 + \lambda/(2L), \quad L_{\text{opt}} \approx \lambda/2(|\xi| - 1), \quad (11.9)$$

которые позволяют найти оптимальный коэффициент замедления при заданной длине антенны или же вычислить оптимальную длину при заданном коэффициенте замедления.

Значение множителя направленности на границе области видимости при $\Psi_{\max}(0) = -\pi/2$ составляет $2/\pi$, и первый боковой

лепесток относительно этого значения имеет уровень 1/3, т. е. $-9,54$ дБ. Точка половинной мощности излучения соответствует уровень функции $|\sin \Psi/\Psi| \approx 0,45$, приходящийся на значение аргумента $-2,01$ рад. Отсюда следует уравнение для нахождения ширины луча по половинной мощности $-2,01 = \frac{\pi L}{\lambda} \left(\cos \frac{\Delta\theta_{\text{opt}}}{2} - \xi_{\text{opt}} \right)$, которое после подстановки значения ξ_{opt} из (11.9) и приближенной замены $\cos a \approx 1 - a^2/2...$ приводит к расчетной формуле

$$\Delta\theta_{\text{opt}} \approx 2\sqrt{0,28\lambda/L} = 60,6^\circ \sqrt{\lambda/L}. \quad (11.10)$$

Таким образом, переход от случая $|\xi|=1$ к оптимальному коэффициенту замедления сужает главный лепесток ДН при осевом излучении примерно в 1,8 раза.

Отметим что линейный излучатель при осевом излучении имеет более широкие ДН по сравнению с режимом поперечного излучения. Например, для $L=10\lambda$ ширина луча составляет $\Delta\theta=5,1^\circ$ при $\xi=0$; $\Delta\theta=34^\circ$ при $\xi=1$ и $\Delta\theta_{\text{opt}}=19^\circ$ при $\xi_{\text{opt}}=1,05$. Однако линейные антенны осевого излучения обеспечивают направленность в двух перпендикулярных плоскостях, в то время как синфазные линейные антенны поперечного излучения концентрируют мощность в узкий пучок только в экваториальной плоскости.

§ 11.3. КНД ИДЕАЛЬНОГО ЛИНЕЙНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Для получения точного значения КНД идеального линейного излучателя в общую формулу для КНД (7.18) следует подставить полную нормированную ДН антенны с учетом амплитудной ДН одного элемента. Для упрощения вычислений можно предположить элементы ненаправленными (изотропными) и вычислить КНД только множителя направленности системы. В силу независимости множителя направленности линейного излучателя от азимутального угла интеграл по ϕ в знаменателе (7.18) оказывается равным 2π , и поэтому расчетная формула для КНД упрощается:

$$D = 2f^2(\theta_0) \int_0^\pi f^2(\theta) \sin \theta d\theta,$$

где $f(\theta)$ задается формулой (11.5); $f^2(\theta_0)=1$ при $|\xi| \leq 1$ и добавочный коэффициент $f^2(\theta_0) = \sin^2 \Psi(0)/\Psi^2(0)$ при $|\xi| > 1$ предусматривается для перехода к нормированной на единицу ДН.

Интеграл в знаменателе приводится к виду

$$\int_0^\pi f^2(\theta) \sin \theta d\theta = \frac{2}{\beta L} \int_{\Psi_{\text{min}}}^{\Psi_{\text{max}}} \frac{\sin^2 \Psi}{\Psi^2} d\Psi,$$

где пределы интегрирования совпадают с границами области видимости (см. рис. 11.3). После ряда преобразований [1] получаем

окончательное выражение для КНД множителя направленности идеального линейного излучателя

$$D = \beta L f^2(\theta_0) / \left[\frac{\sin^2 \Psi_{\min}}{\Psi_{\min}} - \frac{\sin^2 \Psi_{\max}}{\Psi_{\max}} + \text{Si}(2\Psi_{\max}) - \text{Si}(2\Psi_{\min}) \right], \quad (11.11)$$

где функция $\text{Si}(x) = \int_0^x (\sin t/t) dt$ есть интегральный синус.

Исследуем подробнее зависимость КНД от коэффициента замедления ξ . Для поперечного или наклонного излучения при $|\xi| < < 1 - \lambda/L$ главный лепесток множителя направленности полностью расположен в области видимости и ограничен значениями $\Psi = \pm \pi$. Подставляя эти значения в формулу (11.11), находим в соответствии с определением (7.19) КНД линейного излучателя по главному лепестку ДН:

$$D' = \beta L / 2 \text{Si}(2\pi) \approx 2,22L/\lambda, \quad (11.12)$$

где использованы табличные значения $\text{Si}(2\pi) = -\text{Si}(-2\pi) \approx 1,418$.

Формула (11.12) дает верхнюю оценку КНД идеальной линейной антенны в режиме наклонного излучения, поскольку игнорируется боковое излучение. Нижняя оценка КНД получается в предположении, что длина антенны стремится к бесконечности и в область видимости попадает бесконечное число боковых лепестков. Тогда

$$D = 2L/\lambda \quad \text{при } L \gg \lambda. \quad (11.13)$$

Между полным КНД антенны и КНД по главному лепестку имеется связь $D = D'(1 - \beta_b)$, где β_b — коэффициент рассеяния мощности в боковые лепестки. Сравнивая (11.12) и (11.13), заключаем, что коэффициент рассеяния идеального линейного излучателя не превышает 10%, стремясь к этому значению при $L/\lambda \rightarrow \infty$.

Итак, величина $2L/\lambda$ при $L \gg \lambda$ является стандартным значением КНД идеальной линейной антенны в режимах поперечного и наклонного излучения и не зависит от направления сканирования. На первый взгляд это может показаться парадоксальным, так как при отклонении луча от нормали к антенне ширина главного лепестка увеличивается по закону $1/\sin \theta_0$, а расширение главного лепестка обычно ведет к падению КНД. Разгадка в том, что при отклонении главного максимума от экваториальной плоскости антенны одновременно уменьшается доля телесного угла, приходящегося на один меридиональный градус $d\Omega = \sin \theta_0 d\theta d\phi$, и это компенсирует расширение луча по закону $1/\sin \theta_0$.

При увеличении коэффициента замедления от значения $1 - \lambda/L$ до единицы главный лепесток плавно подходит к оси антенны, а КНД возрастает. При $\xi = 1$ имеем $\Psi_{\max} = 0$ и верхняя и нижняя

границы КНД оказываются соответственно следующими:

$$D' = 4,44L/\lambda, \quad D = 4L/\lambda. \quad (11.14)$$

Таким образом, в режиме осевого излучения при $\xi=1$ стандартный КНД линейной антенны вдвое превышает КНД в режиме наклонного излучения, а коэффициент рассеяния по-прежнему не превышает 10%.

Когда ξ становится больше единицы, КНД вначале возрастает по сравнению со значением $4L/\lambda$ из-за сужения главного лепестка. Однако с ростом ξ увеличивается уровень боковых лепестков, что приводит к своеобразному «насыщению» и последующему падению

КНД. Соответствующие зависимости $D(\Psi_{\max})$ и $D'(\Psi_{\max})$ построены на рис. 11.5, где также приведена кривая $1-\beta_b$, отражающая долю мощности излучения, приходящуюся на главный лепесток ДН. При изменении Ψ_{\max} от нуля до $-5\pi/8$ КНД по главному лепестку резко увеличивается (за счет его сужения), однако этот процесс сопровождается возрастанием коэффициента рассеяния β_b и снижением эффективности главного лепестка ($1-\beta_b$). Оптимум достигается при $\Psi_{\max \text{ opt}} \approx -\pi/2$, где полный КНД длинной линейной антенны

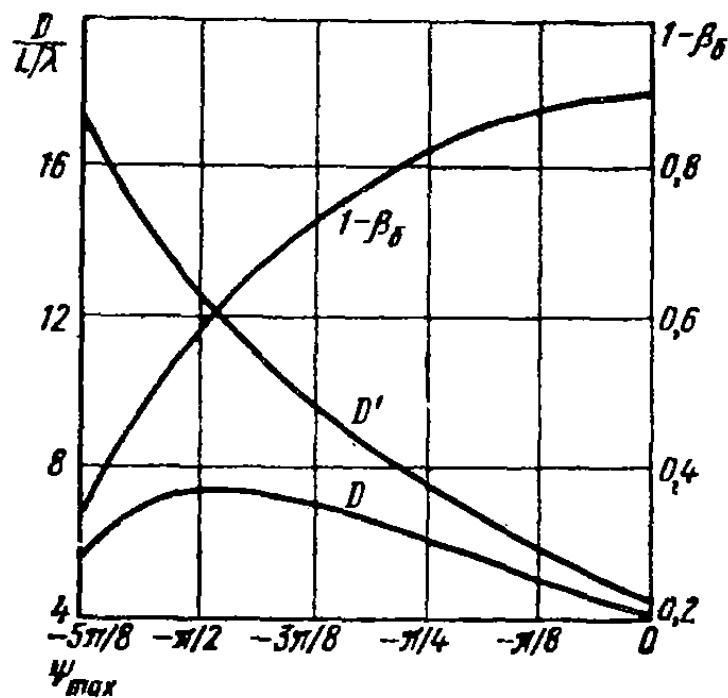
$$D_{\text{opt}} \approx 7,2L/\lambda \quad (11.15)$$

Рис. 11.5. К определению оптимального режима при осевом излучении

при коэффициенте рассеяния $\beta_b = 0,43$. Кривая $D(\Psi_{\max})$ в районе оптимума является тупой, и поэтому на практике можно выбирать Ψ_{\max} несколько правее точки $-\pi/2$, например равным $-3\pi/8$. При этом КНД уменьшается всего на 3%, однако коэффициент рассеяния становится равным примерно 0,27 (т. е. ниже на 40%).

Поведение КНД идеального линейного излучателя в зависимости от коэффициента замедления показано на рис. 11.6 для двух значений L . Видно, что с увеличением размера антенны расширяется область наклонного излучения (из-за уменьшения ширины главного лепестка) и происходит резкое сужение области оптимальных замедлений, ведущих к максимуму КНД при осевом излучении.

Подчеркнем, что приведенные результаты по КНД относятся к антенне из ненаправленных элементов. Собственная направленность элемента может изменить как общий КНД (например, при поперечных токах), так и вид его графика (рис. 11.6). Например,



для линейной антенны с продольными токами нуль излучения элемента ориентирован по оси антенны и режим осевого излучения в принципе невозможен.

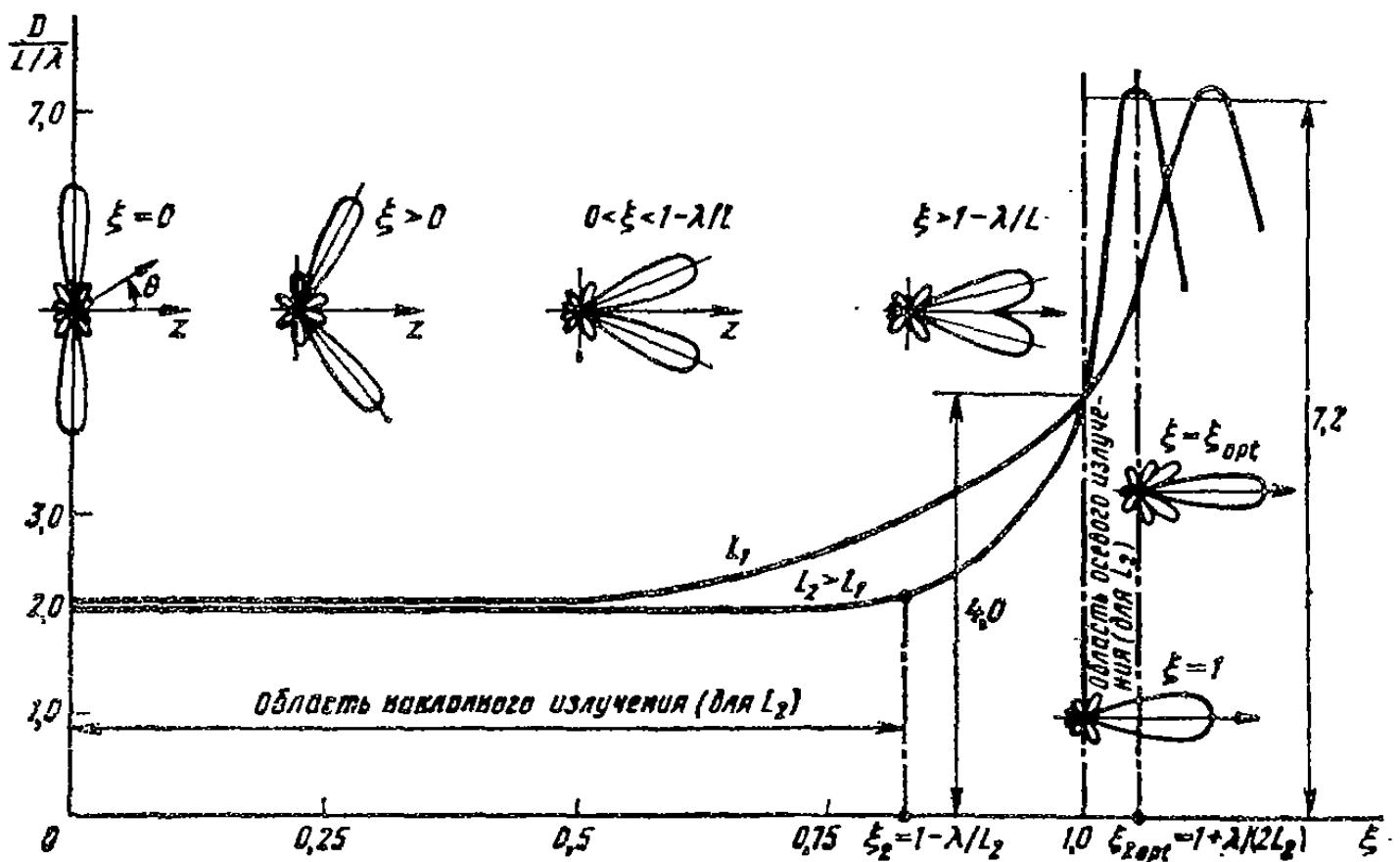


Рис. 11.6. Изменение КНД и формы множителя направленности линейной антенны при различных коэффициентах замедления ξ

§ 11.4. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ АМПЛИТУДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ

Линейные антенны с равномерным амплитудным распределением обладают довольно высоким уровнем боковых лепестков ($-13,2$ дБ), часто недопустимым на практике. Оказывается, что снижение этого уровня можно осуществить, используя неравномерное амплитудное распределение возбуждения, спадающее к краям антенны. Для обоснования этого утверждения рассмотрим линейную антенну длиной L , в которой фазу возбуждения будем считать постоянной, а амплитуду возбуждения — изменяющейся вдоль антенны по закону $I(z) = 1 + \Delta \cos(2\pi z/L)$, $z \leq L/2$, где параметр Δ определяет относительное уменьшение возбуждения на краю антенны. Разлагая косинус в сумму двух экспонент, приведем амплитудное распределение к сумме трех равномерных распределений с линейно меняющимися фазовыми сдвигами, являющими начальными членами ряда Фурье:

$$I(z) = \sum_{n=-1}^1 a_n e^{jn\pi z/L}, \quad |z| \leq L/2, \quad (11.16)$$

где коэффициенты равны $a_0=1$, $a_1=a_{-1}=\Delta/2$, а коэффициент замедления $\xi=\lambda/L$.

На основании (11.5) множитель направленности, соответствующий распределению вида (11.16), также определяется суммой

$$f(\theta)=\sum_{n=-1}^1 a_n \frac{\sin(\Psi_0 - n\pi)}{\Psi_0 - n\pi}, \quad (11.17)$$

где $\Psi_0=0,5\beta L \cos \theta$. Множитель направленности оказался представленным начальным отрезком ряда Котельникова, встречающегося во многих разделах радиотехники.

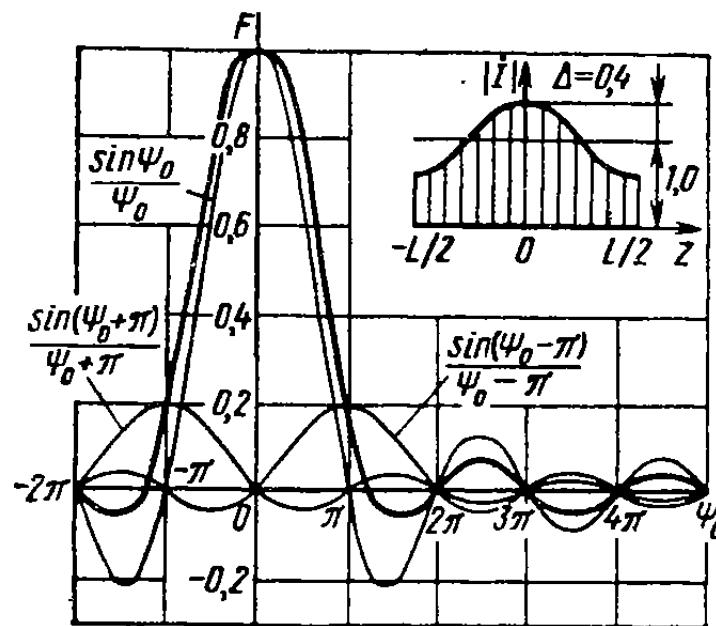
Способ, с помощью которого был получен множитель направленности (11.17), в теории антенн называется *методом парциальных ДН*. Согласно этому методу, каждому члену ряда, представляющему амплитудно-фазовое распределение антенны, соответствует своя парциальная ДН. Метод парциальных ДН облегчает физическое понимание особенностей формирования множителя направленности излучающей системы и часто используется в задачах *синтеза* антенн, т. е. в задачах определения функций возбуждения антенны по заданной ДН.

Рис. 11.7. Снижение уровня боковых лепестков при спадающем амплитудном распределении

Суммирование трех парциальных ДН, входящих в (11.17), показано на рис. 11.7 для случая $\Delta=0,4$. Из рисунка видно, что добавление к основной ДН вида $\sin \Psi_0 / \Psi_0$ двух сдвинутых на $\pm \pi$ поправочных ДН с амплитудой $\Delta/2$ приводит к резкому уменьшению уровня боковых лепестков, сопровождающемуся некоторым расширением главного лепестка. Изменяя значение Δ , можно снизить уровень наибольшего бокового лепестка (дБ) до значений $t \approx -(13+13\Delta+22\Delta^2)$. При этом ширина луча по половинной мощности $\Delta\theta \approx (1+0,636\Delta^2)51^\circ\lambda/L$, где множитель в скобках представляет собой так называемый *коэффициент расширения луча* (КРЛ). Например, для $\Delta=0,4$ (рис. 11.7) $t=-22$ дБ, а ширина луча составляет примерно $56^\circ\lambda/L$, при коэффициенте расширения луча около 1,1.

Расширение главного лепестка приводит к снижению КНД, нижняя оценка которого

$$D=D_0 \sqrt{\sum_{n=-1}^n |a_n|^2}=D_0/(1+0,5\Delta^2), \quad (11.18)$$



где $D_0 = 2L/\lambda$ — КНД идеального излучателя большой длины с равномерным амплитудным распределением.

Приведенный анализ множителя направленности может быть распространен и на более сложные распределения возбуждения, описываемые отрезком ряда Фурье не с тремя, а с большим числом гармоник, обладающих коэффициентами замедления $n\lambda/L$. При этом формула (11.18) сохраняет свою структуру при условии, что число гармоник ограничено значением $|n_{\max}| < L/\lambda$ (гармоники с большими номерами оказываются почти неизлучающими, так как их главные максимумы располагаются в области мнимых углов).

Итак, переход к спадающему амплитудному распределению ведет к снижению КНД антенны и за уменьшение уровня боковых лепестков приходится расплачиваться не только расширением луча, но и определенным уменьшением КНД. Относительное снижение КНД D/D_0 в теории антенн носит название *коэффициента использования поверхности* (КИП). Имеется в виду уменьшение эффективной поверхности антенны, связанной с КНД формулой $D = 4\pi S_{\text{эфф}}/\lambda^2$.

Формула (11.18) для КНД остается верной и при отрицательных Δ , т. е. при амплитудных распределениях с подъемом к краям антенны. В этом случае добавление сдвинутых поправочных функций $\sin(\Psi_0 \pm \pi)/(\Psi_0 \pm \pi)$ на рис. 11.7 заменяется их вычитанием. Легко понять, что это приведет к существенному увеличению уровня боковых лепестков (УБЛ) при незначительном сужении главного лепестка. Уменьшение КНД происходит теперь вследствие увеличения доли мощности излучения, приходящейся на боковые лепестки, т. е. из-за роста коэффициента рассеяния β_b . Ввиду этого при проектировании антенн стремятся избегать амплитудных распределений возбуждения с подъемом к краям антенны. Из изложенного также следует, что синфазные линейные антенны с равномерным амплитудным распределением имеют наибольший КНД по сравнению с любым другим плавным амплитудным распределением. Встречающиеся на практике спадающие амплитудные распределения и характерные значения соответствующих им параметров приведены в табл. 11.1.

В теории антенн известны также различные виды так называемых оптимальных и квазиоптимальных амплитудных распределений, например обеспечивающих наименьшую ширину луча при заданном уровне боковых лепестков или дающих нужный закон снижения уровня боковых лепестков при удалении от главного максимума. Эти распределения находятся методами теории синтеза антенн и приводятся в руководствах по проектированию.

В заключение отметим, что параметры синфазных антенн со спадающими амплитудными распределениями возбуждения (это относится к УБЛ, КИП, КРЛ) сохраняются и в режиме сканирования, если только главный лепесток ДН не приближается к оси линейной антенны ближе двух-трех значений его ширины по половинной мощности.

Таблица 11.1

Амплитудное распределение	Множитель направленности	Δ	КРЛ*	УБЛ	КИП	β_6
$(1-\Delta) + \Delta \cos(\pi z/L)$ «косинус на пьедестале»	$(1-\Delta) \frac{\sin \Psi}{\Psi} +$ $+ \Delta \frac{2 \cos \Psi}{\pi(1-4\Psi^2/\pi^2)}$	0 0,33 1,0	1,0 1,12 1,35	-13,2 -20,5 -23,5	1,0 0,93 0,81	0,1 <0,03 <0,005
$1-(1-\Delta)4z^2/L^2$ «парабола на пьедестале»	$\frac{\sin \Psi}{\Psi} + (1-\Delta) \times$ $\times \frac{d^2}{d \Psi^2} \left(\frac{\sin \Psi}{\Psi} \right)$	0,8 0,5 0	1,04 1,09 1,29	-15,8 -17,1 -20,6	0,99 0,97 0,83	0,07 0,03 <0,005

* КРЛ — коэффициент расширения луча.

§ 11.5. ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ НА ПАРАМЕТРЫ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ

Из-за несовершенства конструкции распределителя и ошибок изготовления элементов антенной системы линейность фазового распределения возбуждения искажается, что ведет к нарушению формы ДН и снижению КНД. Различают *детерминированные* (систематические) и *случайные* фазовые искажения. Распределение детерминированных фазовых ошибок обычно является гладким, и его представляют в форме степенного ряда:

$$I(z) = I(z) e^{j[\Phi(z) - \xi \beta z]}, \quad \Phi(z) = \Phi_1 \left(\frac{2z}{L} \right) + \Phi_2 \left(\frac{2z}{L} \right)^2 + \Phi_3 \left(\frac{2z}{L} \right)^3 + \dots,$$

где $I(z)$ — амплитудное распределение; $\exp(-j\xi\beta z)$ — фазовое распределение, обеспечивающее сканирование; $\Phi(z)$ — распределение фазовой ошибки возбуждения. Константы Φ_n представляют собой максимальные значения фазовой ошибки степени n на краю антенны при $z=L/2$.

Линейные фазовые искажения. Общий линейный закон распределения фазы сохраняется, однако коэффициент замедления изменяется: $\xi_{\text{эк}} = \xi - 2\Phi_1/(\beta L)$. Поэтому при равномерном амплитудном распределении множитель направленности $f(\theta) = \sin(\Psi + \delta\Psi)/(\Psi + \delta\Psi)$, где $\Psi = 0,5\beta L(\cos\theta - \xi)$; $\delta\Psi = -\Phi_1$. Таким образом, линейная фазовая ошибка Φ_1 на краю антенны по отношению к ее середине приводит к сдвигу ДН вдоль оси Ψ на величину $\delta\Psi = -\Phi_1$ (рис. 11.8). Так как положение области видимости по оси Ψ не изменяется, то происходит отклонение луча в пространстве на некоторый угол $\delta\theta$ в сторону края антенны, получившего дополнитель-

ное запаздывание. Удобно измерять небольшое паразитное отклонение максимума по отношению к ширине луча по половинной мощности, т. е. к значению $\Delta\Phi = 2,78$ рад. Для длинных антенн ($L \gg \lambda$) такое же относительное смещение луча произойдет и в масштабе углов наблюдения:

$$\delta\theta/\Delta\theta = -\Phi_1/2,78 = -\Phi_1/158^\circ. \quad (11.19)$$

При спадающем амплитудном распределении абсолютное смещение максимума излучения для фиксированного Φ_1 остается неизменным, однако относительная угловая ошибка уменьшается из-за расширения луча: $\delta\theta/\Delta\theta = -\Phi_1^\circ/(158^\circ K_{рл})$, где $K_{рл}$ — коэффициент расширения луча. Уменьшение относительной угловой ошибки положения луча при спадающем амплитудном распределении обусловлено уменьшением роли краевых участков антенны, где фазовая ошибка наибольшая.

Квадратичные фазовые искажения. Вычислить интеграл для множителя направленности линейной антенны (11.2) при квадратичных (а также и при кубических) фазовых искажениях в общем виде затруднительно, поэтому целесообразнее произвести численные исследования с помощью ЭВМ по программе быстрого преобразования Фурье. Результаты вычислений показаны на рис. 11.9. Квадратичные фазовые искажения не вызывают смещения максимума ДН, однако приводят к расширению главного лепестка и заплыvанию минимумов излучения. Наиболее сильно квадратичные фазовые искажения сказываются при равномерном амплитудном распределении. Здесь для случая $\Phi_2 > \pi$ наблюдается даже развоение главного лепестка. При спадающем амплитудном распределении наиболее сильно расфазированные края антенны дают меньший вклад в общее излучаемое поле и искажение ДН получается меньше.

Квадратичные фазовые искажения чаще всего встречаются в коротких рупорных антенах и в параболических зеркальных антенах при осевом смещении облучателя из фокуса параболоида. Поэтому эти искажения часто называют погрешностью фокусировки или просто дефокусировкой. Изменение формы ДН при квадратичных фазовых искажениях приводит к снижению КНД, т. е. к уменьшению коэффициента использования поверхности антенны,

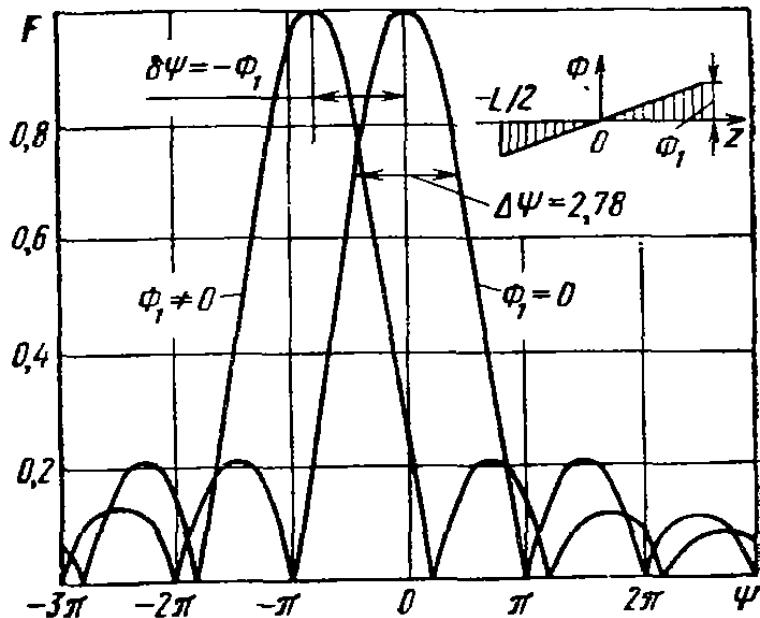


Рис. 11.8. Поведение множителя направленности при линейных фазовых искажениях в равнамплиидной антenne

Рис. 11.9. Квадратичные фазовые искажения не вызывают смещения максимума ДН, однако приводят к расширению главного лепестка и заплыvанию минимумов излучения. Наиболее сильно квадратичные фазовые искажения сказываются при равномерном амплитудном распределении. Здесь для случая $\Phi_2 > \pi$ наблюдается даже развоение главного лепестка. При спадающем амплитудном распределении наиболее сильно расфазированные края антенны дают меньший вклад в общее излучаемое поле и искажение ДН получается меньше.

Квадратичные фазовые искажения чаще всего встречаются в коротких рупорных антенах и в параболических зеркальных антенах при осевом смещении облучателя из фокуса параболоида. Поэтому эти искажения часто называют погрешностью фокусировки или просто дефокусировкой. Изменение формы ДН при квадратичных фазовых искажениях приводит к снижению КНД, т. е. к уменьшению коэффициента использования поверхности антенны,

которое при равноамплитудном возбуждении может быть оценено с помощью графика на рис. 11.10.

Кубичные фазовые искажения (в оптике — «кома»). Результаты вычислений множителя направленности для случая равноамплитудного возбуждения показаны на рис. 11.11. Прежде всего следует отметить сдвиг максимума ДН в сторону края антенны с до-

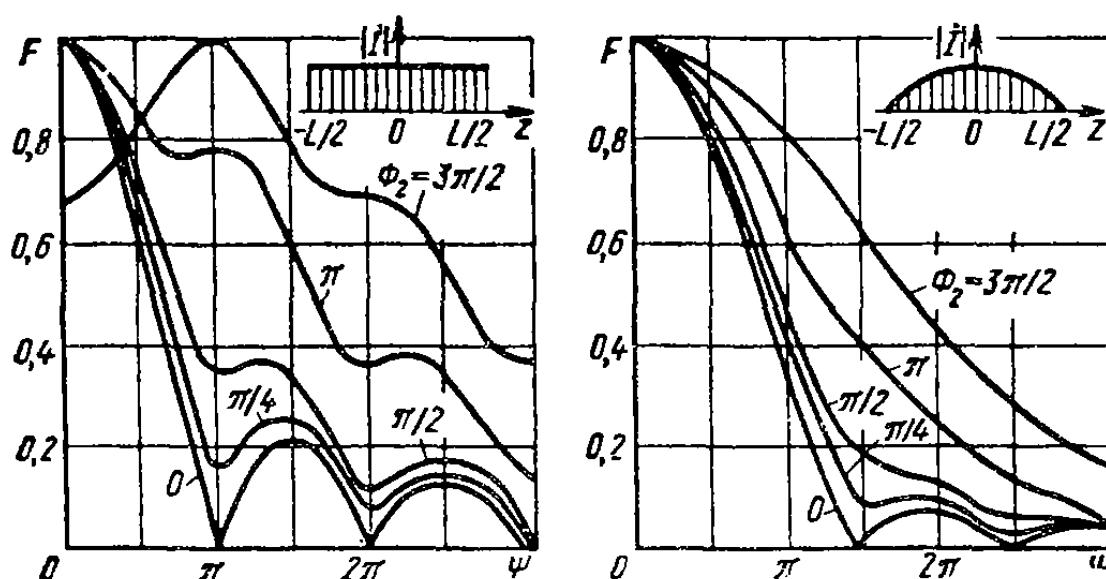


Рис. 11.9. Искажения множителя направленности линейной антенны при квадратичных фазовых ошибках

полнительным фазовым запаздыванием. При небольших Φ_3 сдвиг максимума излучения по отношению к ширине луча неискаженной ДН определяется формулой

$$\delta\theta/\Delta\theta \approx -\Phi_3/(1,48\pi) = -\Phi_3^{\circ}/266^{\circ}. \quad (11.20)$$

Из сравнения формул (11.19) и (11.20) видно, что отклонение максимума при равноамплитудном распределении и кубичной фазовой ошибке в 1,7 раза меньше, чем при линейной ошибке. Искажение формы ДН заключается в том, что главный лепесток ДН расширяется и становится несимметричным, боковые лепестки по одну сторону главного лепестка увеличиваются, а по другую — уменьшаются, причем возрастание наблюдается с той стороны, в которую смещается главный максимум излучения. Сопутствующее снижение КНД антенны может быть оценено по графику зависимости коэффициента использования поверхности от Φ_3 (см. рис. 11.10). Если используется спадающее к краям амплитудное распределение, то влияние кубической фазовой ошибки на форму ДН ослабляется, так как снижается вклад в излучаемое поле от наиболее расфазированных краевых участков антенны.

Кубичные фазовые ошибки встречаются, например, в параболических зеркальных антенах при смещении облучателя из фокуса в боковом направлении (вместе с сопутствующим линейным изменением фазы по раскрыву).

Случайные фазовые искажения. Будем считать, что амплитудно-фазовое распределение возбуждения в отдельной реализации антенны имеет вид

$$I(z) = I_0 e^{j[\Phi(z) - \epsilon \beta z]}, \quad (11.21)$$

где $\Phi(z)$ — стационарный случайный процесс с нулевым средним значением и дисперсией $\overline{\Phi^2}(z) = a$. При небольших дисперсиях структурную функцию, т. е. средний квадрат разности фаз в точках z_1 и z_2 , можно аппроксимировать соотношением

$$K(z_1, z_2) = [\overline{\Phi(z_1) - \Phi(z_2)}]^2 = a(1 - e^{-\Delta z^2/\rho^2}), \quad (11.22)$$

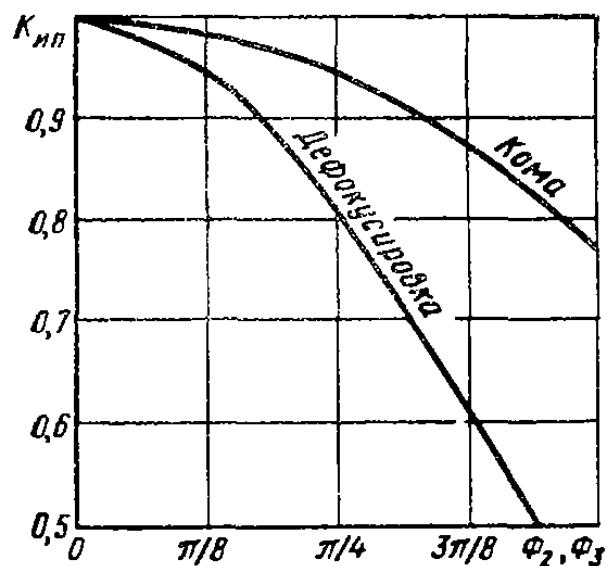


Рис. 11.10. Снижение КИП линейной равноамплитудной антенны при квадратичных и кубических фазовых ошибках

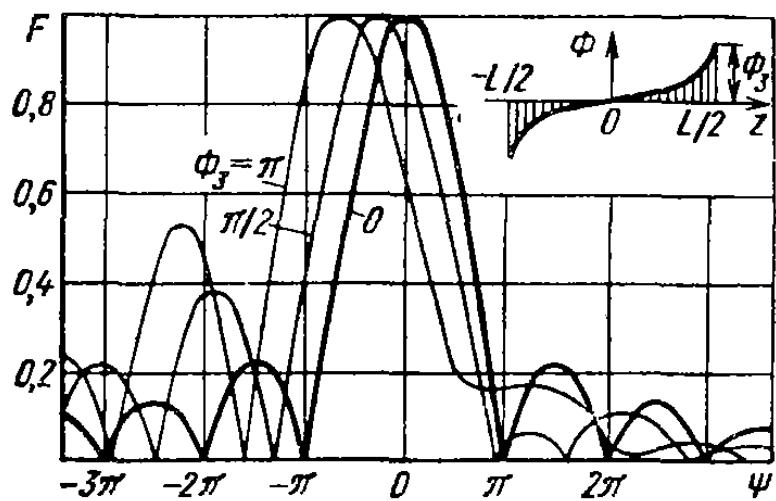


Рис. 11.11. Искажения множителя направленности линейной антенны при кубических фазовых ошибках

где ρ — характерный размер, называемый *радиусом корреляции*; $\Delta z = z_2 - z_1$. Среднеквадратическая разность фаз между точками, разнесенными на расстояние ρ , составляет примерно $0,79 \sqrt{a}$ рад, т. е. случайные отклонения фазы в этих точках почти не коррелированы между собой.

Каждой реализации распределения (11.21) соответствует определенная реализация множителя направленности антенны. Если произвести усреднение по большому числу реализаций, то можно установить зависимость средних параметров линейной антенны от дисперсии фазовых ошибок a и радиуса корреляции ρ . Наибольший интерес представляют следующие характеристики: форма средней ДН по мощности; среднее значение КНД; наиболее вероятный уровень боковых лепестков. Соответствующие выкладки достаточно сложны, поэтому ограничимся изложением наиболее важных результатов.

Для небольших фазовых ошибок $\alpha \ll 1$ и радиусов корреляции $\rho \ll L$ средняя ДН линейной антенны с равномерным амплитудным распределением

$$\overline{|f(\Psi)|^2} \approx e^{-\alpha} \left[\left(\frac{\sin \Psi}{\Psi} \right)^2 + \sqrt{\pi} \alpha \frac{\rho}{L} e^{-\Psi^2 \rho^2 / L^2} \right],$$

где $\Psi = 0,5\rho L (\cos \theta - \xi)$. При $\alpha \rightarrow 0$ (или $\rho \rightarrow 0$) множитель направленности стремится к неискаженному виду $\sin \Psi / \Psi$. Фазовые ошибки приводят к уменьшению главного максимума [множитель $\exp(-\alpha)$] и к наложению на неискаженную ДН дополнительного распределенного фона бокового излучения. Распределенный фон вызывает «заплывание» нулей излучения и приводит к росту уровня боковых лепестков. При $\rho \ll L$ добавочный фон почти не имеет направленности, медленно убывая в обе стороны от главного максимума излучения.

При постоянном произведении $a\rho$ *боковой фон меньше у более длинных антенн*. Для объяснения этого эффекта разобъем антенну на отдельные участки длиной ρ . Число таких участков $N = L/\rho$. Образование добавочного фона можно объяснить суммированием парциальных излучений отдельных участков со случайными фазовыми сдвигами. В результате плотность потока мощности излучения фона пропорциональна N , а угловое распределение фона повторяет форму ДН одного участка, т. е. почти не направлено при $\rho \leq \lambda$. В главном максимуме излучения преобладает эффект синфазного сложения излучений отдельных участков, т. е. плотность потока мощности детерминированной составляющей излучения пропорциональна N^2 и добавочный случайный фон почти незамечен. Таким образом, в направлении главного максимума фон по порядку величины равен $1/N$, т. е. обратно пропорционален длине антенны.

Добавочный фон бокового излучения снижает КНД из-за роста коэффициента рассеяния. Наибольшее снижение КНД происходит при радиусе корреляции $\rho_0 = 0,3\lambda \sqrt{\ln(2L/\lambda)}$, причем справедлива оценка

$$D = D_0 e^{-\alpha} \approx D_0 (1 - a), \quad (11.23)$$

где $D_0 = 2L/\lambda$ — КНД при отсутствии случайных ошибок.

В соответствии с (11.23) снижение КНД на 10% происходит при среднеквадратической фазовой ошибке $\Phi = \sqrt{a} = \sqrt{0,105} = 0,324$ рад = $18,5^\circ$.

Снижение КНД антенны не очень критично к радиусу корреляции. При $a = 0,105$ коэффициент использования поверхности увеличивается до значения 0,916 (вместо минимального значения 0,900) при $\rho_1 = \lambda/\pi$ и $\rho_2 = L/10$. Поэтому формулой (11.23) можно пользоваться при $0,3\lambda \leq \rho \leq 0,1L$. Если $\rho \rightarrow 0$, то добавочный фон исчезает, искажения ДН пропадают и коэффициент использования поверхности стремится к единице. При переходе от малых радиусов

корреляции $\rho < 0,1L$ к большим изменяется характер искажений средних ДН, а именно наблюдается эффект расширения главного лепестка и снижение уровня боковых лепестков. При $\rho \geq L$ взаимное расфазирование отдельных участков антенны в соответствии с (11.22) уменьшается и при $\rho \rightarrow \infty$ отдельные реализации случайных ДН сохраняют неискаженную форму, отличаясь одна от другой несущественным фазовым множителем; коэффициент использования поверхности также стремится к единице. Флуктуации КНД от одной реализации возбуждения к другой оказываются незначительными при любых ρ , и поэтому КНД любой реализации в ансамбле практически совпадает со средним по ансамблю. То же самое относится и к средней ширине луча, характеризуемой соотношением $K_{\text{пл}} = 1 + 1,17 \alpha p / L$.

Наиболее неприятным следствием случайных фазовых искажений является возрастание уровня боковых лепестков. Средние значения уровня боковых лепестков, ближайших к главному,

$$\bar{f}_6^2 = f_{60}^2 + \sqrt{\pi} \alpha p / L, \quad (11.24)$$

где f_{60}^2 — уровень бокового лепестка по мощности при отсутствии фазовых ошибок; \bar{f}_6^2 — средний уровень (по многим реализациям) этого же лепестка при фазовых ошибках. Небольшая добавка $\sqrt{\pi} \alpha p / L$ к исходному уровню не гарантирует, что в отдельной реализации антенны уровень оцениваемого лепестка не выйдет за установленные пределы. Математическое исследование показывает, что при $\alpha \ll 1$ и $\rho \ll L$ модуль излучаемого поля в области бокового излучения распределен по обобщенному рэлеевскому закону с одномерной плотностью вероятности

$$w(f_6) = \frac{f_6}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{f_6^2 + f_{60}^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{f_6 f_{60}}{\sigma^2}\right), \quad (11.25)$$

где $f_{60} = |\sin \Psi / \Psi|$ — детерминированная составляющая бокового излучения; $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка; $\sigma^2 = \sqrt{\pi} \alpha p / (2L)$ — параметр закона.

Графики функций $w(f_6)$ для различных отношений f_{60}/σ представлены на рис. 11.12, а. При $f_{60} \rightarrow 0$ функция распределения переходит в обычный рэлеевский закон, а при больших f_{60}/σ она стремится к гауссовскому закону. Вероятность того, что значение f_6 окажется меньше заданного значения t , дается интегралом

$P\{f_6 < t\} = \int_0^t w(f_6) df_6$. Результат интегрирования приведен на рис. 11.12, б. Из графиков следует, что почти с единичной вероятностью уровень боковых лепестков не превышает значения

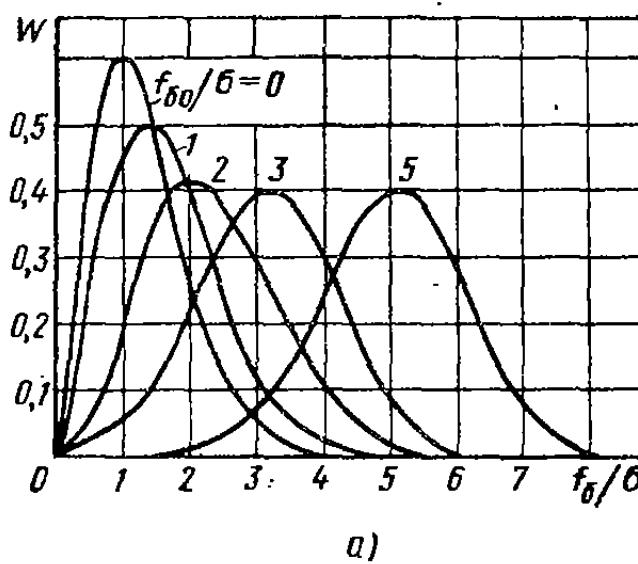
$$f_{6\max} = f_{60} + 3\sigma = f_{60} + 3\sqrt{\pi^{1/2} \alpha p / (2L)}.$$

При вероятностях, меньших единицы, оценка уровня боковых лепестков может быть произведена с помощью графиков рис. 11.12, б.

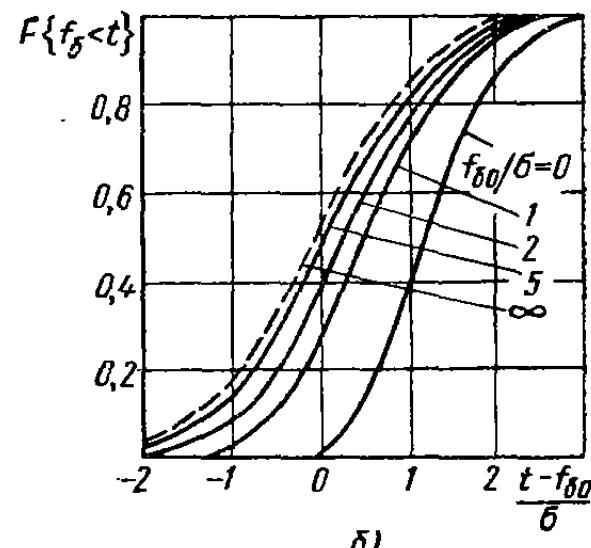
Пример. Пусть $a=0,1$; $\rho=\lambda$ и $L=10\lambda$. Тогда средний по мощности уровень боковых лепестков при равномерном амплитудном распределении согласно (11.24) составит

$$\bar{f}_6^2 = (0,21)^2 + \sqrt{\pi} \cdot 0,1 \cdot 0,1 = 0,066 \text{ (-11,8 dB).}$$

Параметр обобщенного рэлеевского закона $\sigma = \sqrt{\pi^{1/2} a \rho / (2L)} = 0,094$, и максимальное значение первого бокового лепестка в любых реализациях не превысит $f_{b0 \max} = 0,21 + 3\sigma = 0,50$.



а)



б)

Рис. 11.12. К вероятностной оценке уровня боковых лепестков

Для вероятности $P\{f_b < t\} = 0,8$ по графику рис. 11.12, б для $f_{b0}/\sigma = 2$ находим, что $t = 0,21 + 0,094 \approx 0,3$ (-10,5 dB).

Дисперсия фазовых ошибок и радиус корреляции должны определяться анализом конкретной конструкции распределителя антенны. Задаваясь допустимым уровнем боковых лепестков и вероятностью его реализации, можно сформулировать требования к точности поддержания фазового распределения возбуждения. Формулы для средней ДН, среднего КНД и для оценки уровня боковых лепестков остаются справедливыми и при наличии небольших случайных ошибок в амплитудном распределении возбуждения, несколько увеличивающих общую дисперсию ошибок a , которая не должна превышать 0,2—0,3.

§ 11.6. АНАЛИЗ МНОЖИТЕЛЯ НАПРАВЛЕННОСТИ РАВНОМЕРНОЙ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ. СПОСОБЫ ПОДАВЛЕНИЯ ПОБОЧНЫХ ГЛАВНЫХ МАКСИМУМОВ

В равномерной, или эквидистантной, линейной антенной решетке одинаковые излучатели располагаются с постоянным шагом d в точках $z_n = (n-1)d$, где n — номер излучателя (рис. 11.13), и воз-

буждаются токами равной амплитуды с линейно нарастающим вдоль решетки фазовым сдвигом $I_n = I_0 e^{-j(n-1)\Delta\Phi}$, где $\Delta\Phi$ — разность фаз между двумя любыми соседними излучателями.

Такая излучающая система является дискретным аналогом идеального линейного излучателя. Коэффициент замедления фазовой скорости возбуждения определяется соотношением $\xi = \Delta\Phi / (\beta d)$, где $\beta = 2\pi/\lambda$. По-прежнему $\xi = 0$ соответствует режиму синфазного возбуждения, $|\xi| < 1$ — режиму возбуждения с фазовой скоростью,

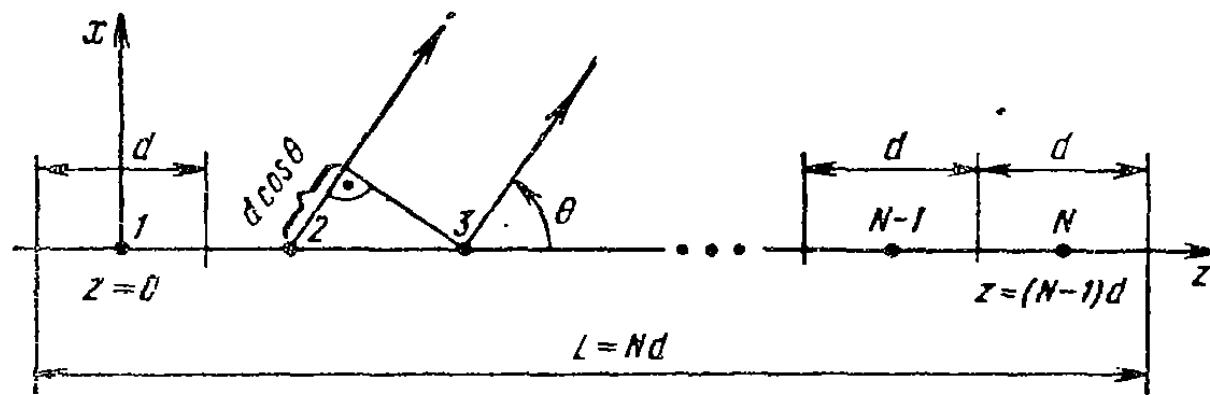


Рис. 11.13. Равномерная линейная антенна решетка

большей скорости света, $|\xi| = 1$ — режиму возбуждения с фазовой скоростью света и $|\xi| > 1$ — режиму возбуждения с замедленной фазовой скоростью.

Согласно (11.1), выражение для множителя направленности эквидистантной антенной решетки приводится к геометрической прогрессии:

$$\dot{f}_N(\theta) = \sum_{n=1}^N I_0 \exp [j(n-1)(\beta d \cos \theta - \xi)] = I_0 \sum_{n=1}^N \dot{q}^{n-1} = I_0 \frac{1 - \dot{q}^N}{1 - \dot{q}},$$

где $\dot{q} = \exp[j\beta d(\cos \theta - \xi)]$.

После проведения ряда тождественных преобразований (включая перенос начала координат в фазовый центр, совпадающий с серединой решетки), получаем следующее выражение для нормированного множителя направленности:

$$F_N(\Psi) = \frac{\sin \Psi}{N \sin(\Psi/N)}, \quad \Psi = 0,5N\beta d(\cos \theta - \xi). \quad . \quad (11.26)$$

Если при постоянной длине решетки $Nd = \text{const}$ увеличивать число излучателей до бесконечности, то $\sin(\Psi/N) \rightarrow \Psi/N$ и формула (11.26) автоматически переходит в формулу (11.5) для идеального линейного излучателя. Поэтому при больших N и малых Ψ (например, при $\Psi/N < \pi/8$) функции (11.26) и (11.5) ведут себя практически одинаково. Это означает, что форма главного лепестка и поведение ближайших к нему боковых лепестков в равномерной

решетке и в непрерывном линейном излучателе такой же длины практически совпадают и, следовательно, оценки ширины луча (11.7), (11.8) и (11.10) оказываются пригодными и для равномерной линейной антенной решетки.

Разница в поведении множителей направленности непрерывной линейной антенны и решетки обусловлена тем, что множитель направленности решетки является периодической функцией с периодом $N\pi$ и при значениях аргумента $\Psi_m/N = M\pi$, $M = \pm 1, \pm 2, \dots$, обращающих знаменатель в нуль, $F_N(\Psi)$ имеет максимумы единичного уровня. Это означает, что в ДН антенной решетки помимо основного главного лепестка с максимумом при $\Psi_0=0$ имеются еще *побочные главные максимумы* порядка M в точках $\Psi_m=MN\pi$. Формирование побочных главных лепестков поясняется рис. 11.14. Этот рисунок построен по такому же принципу, как и рис. 11.3 для идеального линейного излучателя, причем для наглядности в верхней части рисунка отдельно показано поведение числителя и знаменателя функции $|\sin \Psi / \sin(\Psi/N)|$.

На рисунке 11.14 изображены две кривые: числитель $|sin \Psi|$ и знаменатель $|sin(\Psi/N)|$. Кривая числителя имеет основной максимум при $\Psi=0$ и побочные максимумы при $\Psi = \pm N\pi$. Кривая знаменателя имеет основной минимум при $\Psi=0$ и побочные минимумы при $\Psi = \pm N\pi$. График суммы этих двух функций показывает, что при $\Psi=0$ имеем главный максимум, а при $\Psi = \pm N\pi$ — побочные максимумы. В нижней части рисунка изображена зависимость $\Psi(\theta)$, показывающая переход от обобщенной угловой переменной Ψ к реальным углам θ . На графике отмечена область видимости с границами $\Psi_{max} = 0,5N\beta d(1-\xi)$ и $\Psi_{min} = -0,5N\beta d(1+\xi)$. Полная протяженность области видимости определяется эквивалентной длиной решетки $L = Nd$, а положение области видимости вдоль оси Ψ можно регулировать, подбирая фазовый сдвиг $\Delta\Phi$, определяющий коэффициент замедления. Направление главного максимума излучения, как и в случае идеальной линейной антенны, дается соотношением $\cos \theta_0 = \xi$. На рис. 11.14 в область видимости помимо главного лепестка функции $F_N(\Psi)$ попадают два боковых главных максимума. На практике такое положение обычно недопустимо, так как из-за распределения излучаемой мощности по нескольким главным лепесткам ухудшается КНД, появляется неоднозначность пеленгации целей и ухудшается помехозащищенность. Рассмотрим возможные способы подавления побочных главных максимумов, а именно: ограничение шага решетки, применение направленных элементов и неэквидистантного расположения излучателей.

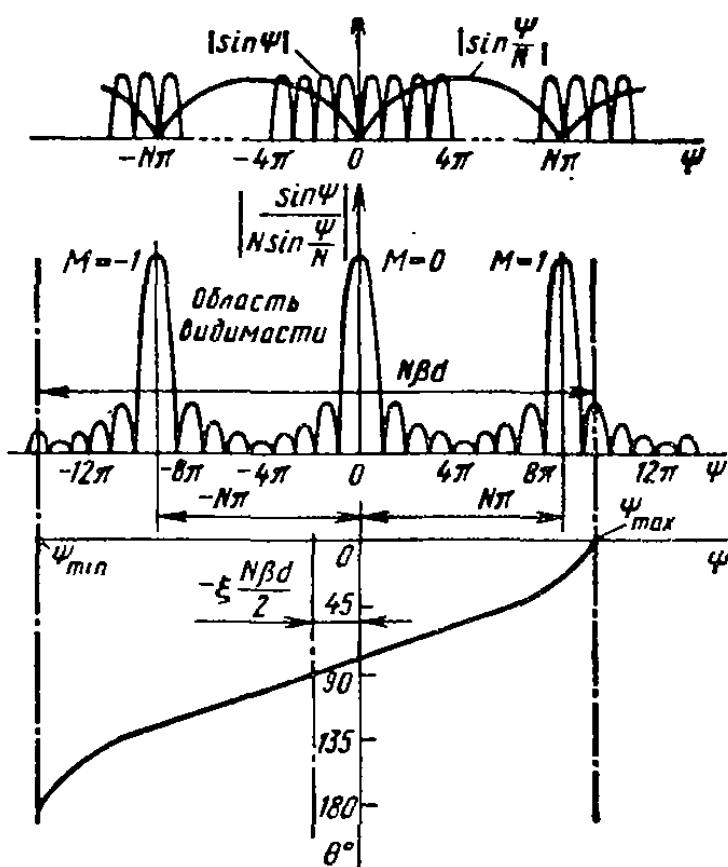


Рис. 11.14. К анализу множителя направленности решетки

изображена зависимость $\Psi(\theta)$, поясняющая переход от обобщенной угловой переменной Ψ к реальным углам θ . На графике отмечена область видимости с границами $\Psi_{max} = 0,5N\beta d(1-\xi)$ и $\Psi_{min} = -0,5N\beta d(1+\xi)$. Полная протяженность области видимости определяется эквивалентной длиной решетки $L = Nd$, а положение области видимости вдоль оси Ψ можно регулировать, подбирая фазовый сдвиг $\Delta\Phi$, определяющий коэффициент замедления. Направление главного максимума излучения, как и в случае идеальной линейной антенны, дается соотношением $\cos \theta_0 = \xi$. На рис. 11.14 в область видимости помимо главного лепестка функции $F_N(\Psi)$ попадают два боковых главных максимума. На практике такое положение обычно недопустимо, так как из-за распределения излучаемой мощности по нескольким главным лепесткам ухудшается КНД, появляется неоднозначность пеленгации целей и ухудшается помехозащищенность. Рассмотрим возможные способы подавления побочных главных максимумов, а именно: ограничение шага решетки, применение направленных элементов и неэквидистантного расположения излучателей.

Ограничение шага решетки. На рис. 11.15 выделен интервал изменения обобщенной угловой переменной $-(N-1)\pi \leq \Psi \leq (N-1)\pi$, в котором отсутствуют побочные главные максимумы и уровень боковых лепестков не превышает уровня первого бокового лепестка, ближайшего к главному максимуму. Если границы области видимости при выбранном числе элементов не выходят за пределы этого интервала:

$$\Psi_{\min} = 0,5N\beta d(-1-\xi) > -(N-1)\pi,$$

$$\Psi_{\max} = 0,5N\beta d(1-\xi) < (N-1)\pi,$$

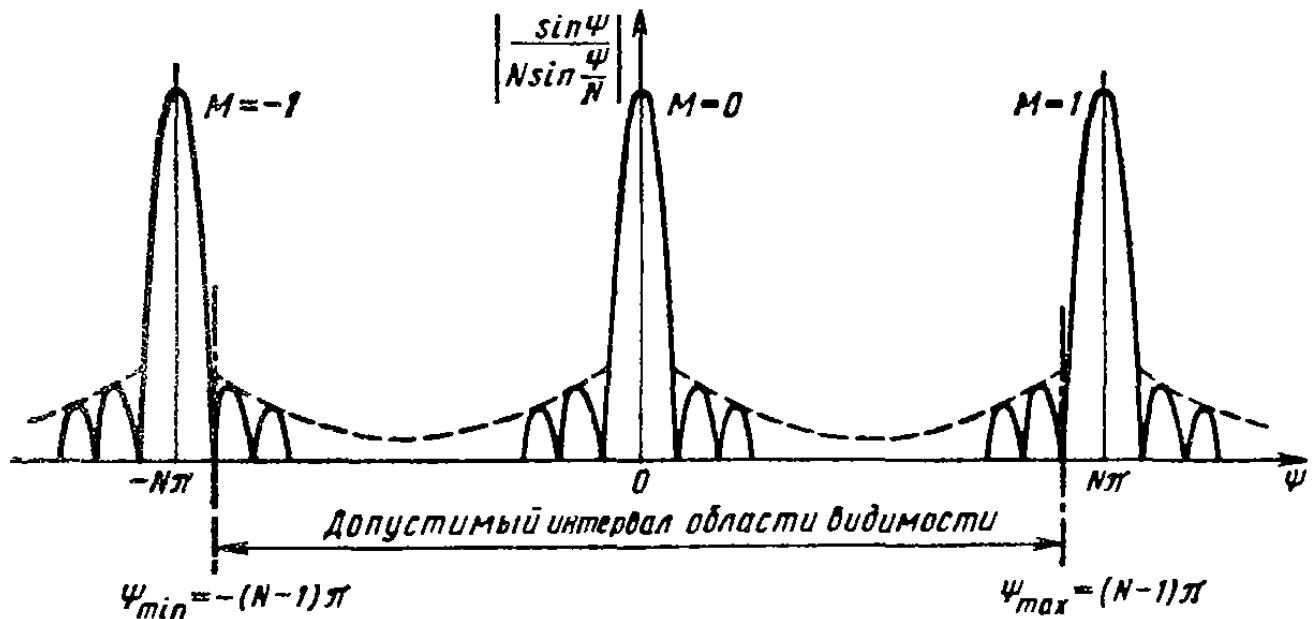


Рис. 11.15. К выводу условия отсутствия побочных главных максимумов

то появление побочных главных лепестков в области реальных углов невозможно. Оба неравенства эквивалентны одному условию

$$d \leq \left(\frac{N-1}{N}\right) \frac{\lambda}{1 + |\xi|}. \quad (11.27)$$

Отсюда в режиме поперечного излучения ($\xi=0$) допустимое расстояние между соседними излучателями $d_{\max} = (N-1)\lambda/N$, т. е. несколько меньше длины волны. При сканировании в секторе углов от θ_0 до $\pi - \theta_0$ коэффициент замедления изменяется в пределах $-\cos \theta_0 \leq \xi \leq \cos \theta_0$ и допустимое расстояние между излучателями уменьшается до значений

$$d_{\max} = \left(\frac{N-1}{N}\right) \frac{\lambda}{1 + |\cos \theta_0|}.$$

В режиме осевого излучения ($|\xi| \geq 1$) допустимое расстояние между элементами в соответствии с (11.27) должно быть менее полуволны.

Иногда допустимый интервал изменения переменной Ψ полагают $-N\pi/2 \leq \Psi \leq N\pi/2$, что гарантирует в области видимости убывающий закон изменения уровня боковых лепестков в обе стороны

от главного лепестка. Тогда ограничение на шаг решетки принимает вид $d < \lambda/[2(1+|\xi|)]$ и решетка должна иметь полуволновый шаг при поперечном и четвертьволновый шаг при осевом излучении.

Итак, при выполнении неравенства (11.27) ДН линейной антенной решетки отличается от ДН непрерывной линейной антенны длины $L=Nd$ лишь поведением дальних боковых лепестков (они несколько выше в антенной решетке), и эти излучающие системы можно считать практически эквивалентными. Эквивалентность сохраняется и при других видах амплитудно-фазовых распределений и, таким образом, все выводы о влиянии амплитудного распределения и фазовых искажений в линейной антенне на форму ДН оказываются справедливыми и для антенных решеток.

Применение направленных элементов. В соответствии с теоремой перемножения полная ДН антенной решетки есть произведение ДН одного элемента на множитель направленности решетки. Если один элемент имеет незначительное излучение в направлении побочного максимума решетки, то последний окажется подавленным.

Пример. Пусть N -элементная синфазная равноамплитудная антенна решетка с произвольным шагом d состоит из одинаковых идеальных излучателей длины l (рис. 11.16, *a*). Полная ДН такой решетки

$$f(\theta) = f_{\text{эл}}(\theta) f_{\Sigma}(\theta) = \begin{vmatrix} \sin(0,5\beta l \cos \theta) & \sin(0,5N\beta d \cos \theta) \\ 0,5\beta l \cos \theta & N \sin(0,5\beta d \cos \theta) \end{vmatrix}.$$

Введем обобщенную угловую переменную $\Psi(\theta) = 0,5N\beta d \cos \theta$. Тогда $0,5\beta l \cos \theta = l\Psi(\theta)/(Nd)$ и ДН решетки принимает вид

$$f(\Psi) = \left| \frac{\sin[l\Psi/(Nd)]}{l\Psi/(Nd)} \right| \cdot \left| \frac{\sin \Psi}{N \sin(\Psi/N)} \right|.$$

Соответствующие сомножители построены на рис. 11.16, *b*. Потребуем, чтобы первый побочный максимум при $\Psi_1 = N\pi$ во втором сомножителе был подавлен первым сомножителем до уровня 0,21, т. е. до стандартного уровня боковых лепестков в равноамплитудной линейной антенне. Поскольку $\sin x/x = 0,21$ при $x = 2,57$, приходим к условию $l\Psi_1/(Nd) = l\pi/d = 2,57$ или $l = 0,82d$. ДН решетки для такого значения l показана на рис. 11.16, *в*. Если же выбрать $l = d$, то нули первого сомножителя точно совпадут с положениями побочных главных максимумов второго сомножителя и произойдет полное подавление этих максимумов на всей оси Ψ . Однако такой результат тривиален, так как соответствует непрерывной антенне.

Применение направленных элементов ограничивает сектор сканирования линейной антенной решетки. В случае, изображенном на рис. 11.16, попытка сканирования путем введения фазовых сдвигов между соседними излучателями приводит к смещению графика $f_{\Sigma}(\Psi)$ относительно графика $f_{\text{эл}}(\Psi)$, что вызывает снижение главного максимума и возрастание побочного главного лепестка со стороны, противоположной направлению отклонения луча.

Неэквидистантное расположение излучателей. Возникновение побочных главных максимумов в разреженных эквидистантных ре-

шетках объясняется тем, что синфазное сложение излучаемых колебаний от любой пары соседних элементов возможно для ряда направлений θ_M , в котором сумма пространственной разности хода $\beta d \cos \theta$ и фазового сдвига между соседними излучателями равна иулю или кратна целому числу 2π , т. е. $\beta d \cos \theta_M - \Delta\Phi = 2\pi M$, $M=0, \pm 1, \pm 2, \dots$

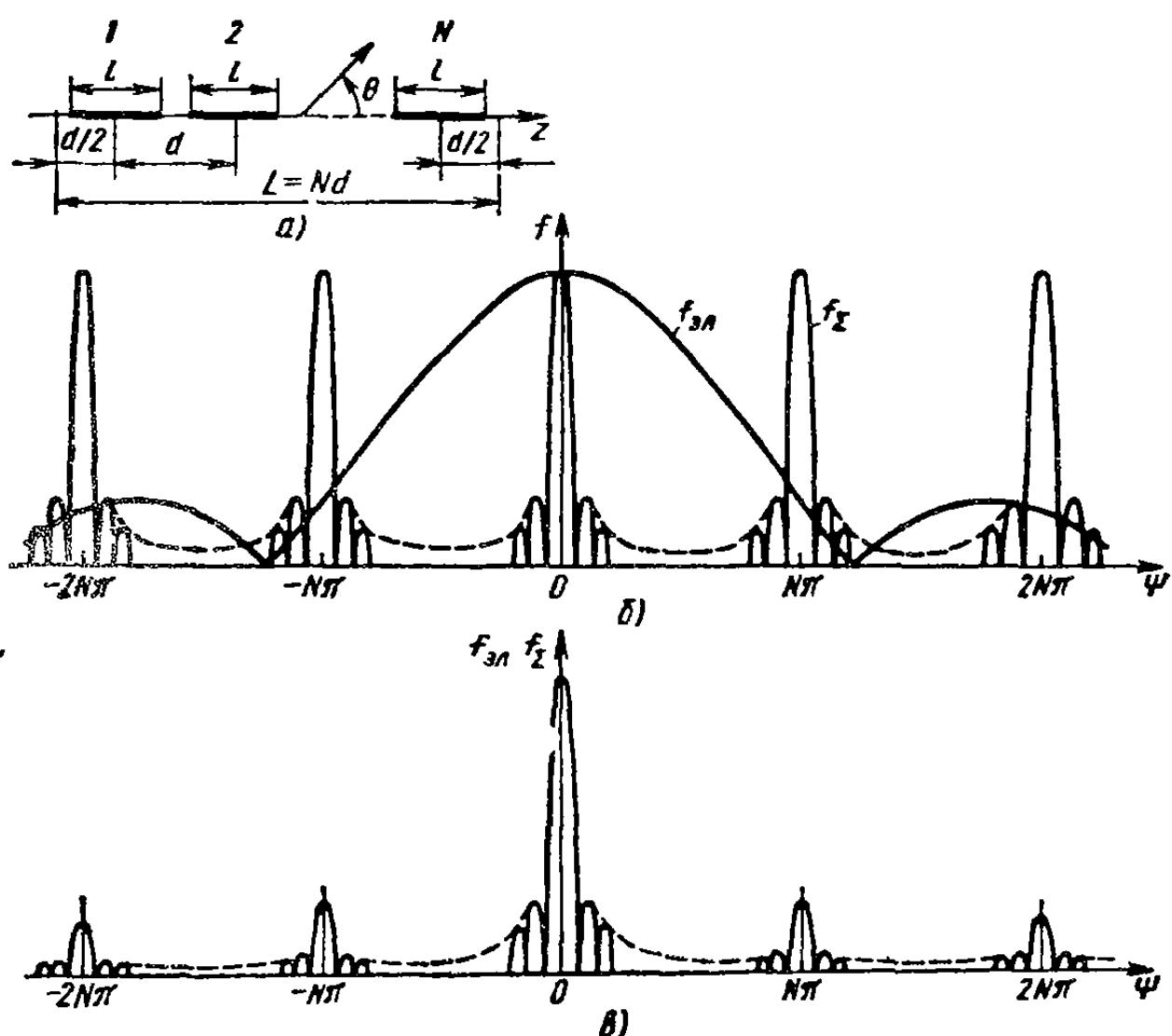


Рис. 11.16. Подавление побочных главных максимумов решетки при использовании направленных элементов

$\pm 1, \pm 2, \dots$. Отсюда ряд направлений максимального излучения может быть найден по формуле

$$\cos \theta_M = (2\pi M + \Delta\Phi)/(\beta d) = M\lambda/d + \xi.$$

Замечательным свойством главного луча решетки при $M=0$ является то, что его направление не зависит от шага решетки и определяется только коэффициентом замедления. Направления же побочных максимумов существенно зависят от шага d/λ . Если нарушить постоянство шага решетки, но сохранить значение фазовой скорости возбуждения $\xi = \Delta\Phi/(\beta d)$ (для этого надо менять $\Delta\Phi$ синхронно с изменением d/λ), то направление главного максимума для любой пары элементов сохранится неизменным, а направления побочных максимумов окажутся различными для разных пар со-

седних элементов и произойдет «размазывание» побочных главных лепестков решетки по широкой зоне углов.

Эта идея воплощена в неэквидистантной антенной решетке, в которой положения отдельных элементов не подчиняются периодическому закону. ДН неэквидистантной решетки должна вычисляться по исходной формуле (11.1), так как произвольный выбор положения элементов не позволяет воспользоваться каким-либо общим приемом суммирования. Задача определения оптимального положения элементов, ведущих к равномерному «размазыванию» побочных лепестков, оказывается сложной и решается численно на ЭВМ. Заметим, что решетки с более редким расположением элементов, чем это диктуется неравенством (11.27), имеют существенно сниженный КНД из-за рассеяния мощности в побочных лепестках. Этот недостаток сохраняется и в разреженных неэквидистантных антенах решетках.

§ 11.7. КНД ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Основываясь на эквивалентности линейной решетки и непрерывной линейной антенны, можно производить уверенную оценку КНД линейных решеток по соответствующим формулам для непрерывных линейных антенн заменой длины L на эквивалентную величину Nd . Таким путем из формул (11.13) — (11.15) получаем следующие формулы для КНД антенных решеток:

$$D \approx 2Nd/\lambda, \quad |\xi| \leq 1 - \lambda/(Nd)$$

в режиме наклонного и поперечного излучения;

$$D = 4Nd/\lambda$$

в режиме осевого излучения при $|\xi| = 1$;

$$D_{\text{opt}} \approx 7,2Nd/\lambda, \quad |\xi_{\text{opt}}| = 1 + \lambda/(2Nd)$$

в режиме осевого излучения с оптимально замедленной фазовой скоростью возбуждения.

Очевидным условием применимости этих формул является выполнение неравенства (11.27), гарантирующего отсутствие побочных максимумов в области видимости. Наряду с приведенными оценками КНД в линейных решетках полностью сохраняют свое значение и все оценки коэффициента использования поверхности при неравномерном амплитудном распределении и при наличии фазовых искажений.

Представляет интерес выяснить зависимость КНД антенной решетки от шага d/λ . Возьмем для примера случай синфазной решетки с большим числом элементов ($N \rightarrow \infty$). При $d/\lambda < 1$ в области видимости присутствует лишь один главный максимум, при $1 < d/\lambda < 2$ к нему добавляются два симметричных главных максимума первого порядка, при $2 < d/\lambda < 3$ — максимумы второго по-

рядка и т. д. Появление очередной пары побочных главных максимумов в области видимости сопровождается распределением излучаемой мощности на большее число лепестков единичного уровня, и КНД в главном максимуме принимает вид

$$D = \frac{2N(d/\lambda)}{2E(d/\lambda) + 1},$$

где $E(x)$ означает целую часть x . Поведение функции D/N в зависимости от шага решетки показано на рис. 11.17 штриховой линией. Там же сплошной линией изображен ход графика D/N при большом, но конечном числе элементов. Тогда побочные главные лепестки имеют конечную ширину и их вхождение в область видимости при возрастании d/λ происходит не скачкообразно (как при $N \rightarrow \infty$), а плавно.

В пределе при больших d/λ КНД решетки становится равным числу изотропных элементов. Поясним это нестрогим рассуждением. Пусть уединенный элемент с единичным током возбуждения при единичной излучаемой мощности создает в дальней зоне единичную напряженность поля. Если ту же мощность распределить поровну между синфазными элементами, то ток I_0 в каждом из них должен составить $1/\sqrt{N}$, а суммарная напряженность поля в направлении главного максимума возрастет в N раз и равна \sqrt{N} , что обеспечит $D=N$. Ход графика КНД на рис. 11.17 показывает, что это предположение выполняется приближенно при больших d/λ (более 1,5—2,0) и точно в отдельных точках оси d/λ , когда шаг кратен $\lambda/2$. При сближении излучателей утверждение относительно КНД становится несправедливым и выигрыш в КНД сходит на нет при $d/\lambda \rightarrow 0$. Причиной снижения КНД является взаимная связь излучателей, возрастающая при их сближении и автоматически уменьшающая ток каждого отдельного элемента синфазной антенной решетки при неизменной подводимой и излучаемой мощности. Взаимная связь излучателей решетки не позволяет трактовать их как независимые нагрузки. Систему входов антенной решетки адекватно описывает нормированная матрица сопротивлений Z , диагональные элементы которой являются собственными сопротивлениями излучателей, а внедиагональные элементы \hat{z}_{nm} представляют взаимные сопротивления. При проектировании антенных решеток собственные и взаимные сопротивления определяют из электродинамических расчетов или экспериментально. Для простых

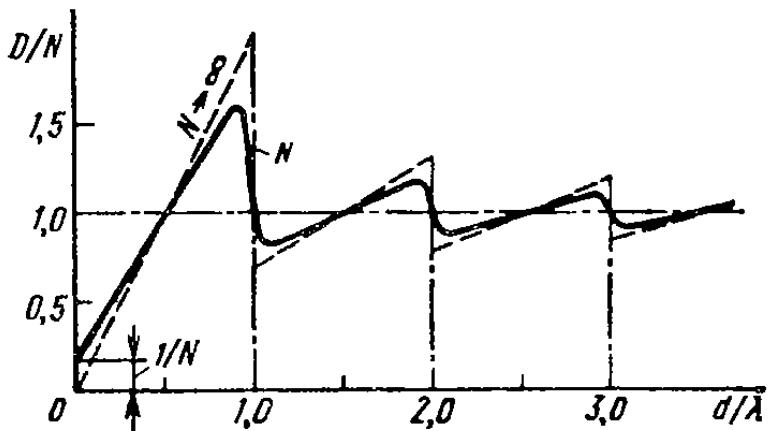


Рис. 11.17. КНД синфазной равноамплитудной антенной решетки

излучателей (например, полуволновых вибраторов) неплохое приближение обеспечивает метод наводимых ЭДС (см. § 9.5).

Используя формальное определение матрицы Z [см. формулу (3.8а)] и расписывая произведение строки с номером n на столбец амплитудно-фазового распределения тока по входам излучателей решетки, получаем

$$\dot{u}_n = \dot{z}_{n1}\dot{i}_1 + \dot{z}_{n2}\dot{i}_2 + \dots + \dot{z}_{nn}\dot{i}_n + \dots + \dot{z}_{nN}\dot{i}_N.$$

Разделив нормированное напряжение \dot{u}_n на входной ток \dot{i}_n , найдем нормированное входное сопротивление излучателя с номером n в антенной решетке:

$$\dot{z}_n = \dot{u}_n / \dot{i}_n = \sum_{m=1}^N \dot{z}_{nm} (\dot{i}_m / \dot{i}_n). \quad (11.28)$$

Согласно (11.28) входное сопротивление излучателя является суммой его собственного сопротивления \dot{z}_{nn} и набора *вносимых сопротивлений* из других излучателей. При синфазном и равноамплитудном возбуждении решетки входное сопротивление излучателя является суммой собственного и $N - 1$ взаимных сопротивлений.

Если элементы решетки стягиваются один к другому, взаимные сопротивления приближаются к собственным и происходит рост входного сопротивления излучателя. Этот рост вызывает снижение входных токов (при постоянной подводимой мощности) и приводит к уменьшению КНД решетки до КНД одного элемента (начальный участок графика КНД на рис. 11.17). При других значениях d/λ и при изменяющихся амплитудно-фазовых распределениях поведение входного сопротивления в соответствии с формулой (11.28) может быть довольно причудливым и способно вызывать серьезные рассогласования входов до значений КСВ, равных 3—5 и более. При $N \rightarrow \infty$ и при отсутствии специальных мер по уменьшению взаимных сопротивлений эффект рассогласования для некоторых углов сканирования может вызывать даже полное отражение мощности от входов излучателей (так называемые «нулевые провалы» решетки при сканировании). Таким образом, рассогласование излучателей может ограничивать сектор сканирования решетки, и взаимосвязь элементов обязательно должна приниматься во внимание при расчете согласующих схем.

Взаимосвязь излучателей проявляется по-разному для центральных и краевых элементов решетки, т. е. входные сопротивления этих элементов не равны между собой и при сканировании изменяются неодинаково. Это приводит к искажению амплитудно-фазового распределения возбуждения элементов решетки и к вытекающим отсюда нежелательным последствиям в виде ошибок положения луча, снижения коэффициента использования поверхности и возрастания боковых лепестков.

§ 11.8. ВХОДНАЯ МОЩНОСТЬ И КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Полная входная мощность антенной решетки может быть найдена суммированием мощностей, поступающих на входы отдельных излучателей, и согласно (3.17) представляется в виде

$$P_{\text{вх}} = \langle \mathbf{i}^* \mathbf{R} \mathbf{i} \rangle = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N i_n^* i_m r_{nm}, \quad (11.29)$$

где \mathbf{R} — вещественная часть матрицы сопротивлений \mathbf{Z} , симметрической в силу условия взаимности. На мощность влияют амплитудно-фазовое распределение возбуждения входов $\mathbf{i} >$ и вещественные составляющие собственных и взаимных сопротивлений (реактивные составляющие сопротивлений на входную мощность не влияют).

Выразим интенсивность излучения антенной решетки через параметры отдельных излучателей. Пусть элемент линейной антенной решетки с номером n (см. рис. 11.1, *a*) характеризуется в соответствии с формулой (7.25а) интенсивностью излучения

$$\dot{\mathcal{E}}_n(R, \theta, \varphi) = i_n \sqrt{\frac{G_n r_{nn}}{4\pi}} \dot{F}_n(\theta, \varphi) e^{j\beta z_n \cos \theta} \frac{e^{-j\beta R}}{R} = i_n f_n(\theta, \varphi) \frac{e^{-j\beta R}}{R},$$

где G_n — коэффициент усиления элемента; $\dot{F}_n(\theta, \varphi)$ — нормированная ДН элемента в его собственной (местной) системе координат; z_n — положение центра элемента на оси z ; множитель $\exp(j\beta z_n \cos \theta)$ учитывает разность хода между центром элемента и началом общей системы координат решетки.

Сумма интенсивностей излучения всех элементов решетки в матричных обозначениях имеет вид

$$\dot{\mathcal{E}}_N(R, \theta, \varphi) = \langle \mathbf{i} \mathbf{f}(\theta, \varphi) \rangle e^{-j\beta R} / R, \quad (11.30)$$

где $\langle \mathbf{i} \rangle$ — матрица-строка амплитудно-фазового распределения возбуждения; $\mathbf{f}(\theta, \varphi) >$ — матрица-столбец из ДН элементов решетки в общей системе координат. Коэффициент усиления решетки, по определению, представляет отношение модуля вектора Пойнтинга в дальней зоне к модулю вектора Пойнтинга идеальной изотропной антенны при одинаковых входных мощностях: $G_N = |\dot{\mathcal{E}}_N|^2 4\pi R^2 / P_{\text{вх}}$. Подставляя сюда выражения (11.30) и (11.29), получаем общую формулу для коэффициента усиления антенной решетки с произвольными элементами

$$G_N(\theta, \varphi) = 4\pi |\langle \mathbf{i} \mathbf{f}(\theta, \varphi) \rangle|^2 / \langle \mathbf{i}^* \mathbf{R} \mathbf{i} \rangle. \quad (11.31)$$

При одинаковых элементах решетки формулу можно упростить за счет выделения общего множителя $G_1(\theta, \varphi) = |\dot{F}_{\text{эл}}(\theta, \varphi)|^2 G_1$.

Тогда выражение для коэффициента усиления принимает вид

$$G_N(\theta, \varphi) = r_{11} G_1(\theta, \varphi) | \langle i e^{j\beta z \cos \theta} \rangle |^2 / \langle i^* R i \rangle,$$

где $\exp(j\beta z \cos \theta)$ есть столбец фазовых множителей с разностями хода относительно выбранного направления наблюдения. При фазировании решетки в заданном направлении θ_0 фазы возбуждающих токов компенсируют запаздывание за счет разностей хода $\Phi_n = -\beta z_n \cos \theta_0$ и коэффициент усиления в максимуме ДН решетки

$$G_N(\theta_0, \varphi) = r_{11} G_1(\theta_0, \varphi) \left(\sum_{n=1}^N |i_n|^2 \right) / \langle i^* R i \rangle. \quad (11.32)$$

При равноамплитудном возбуждении и невзаимодействующих излучателях ($R = E$) числитель и знаменатель (11.32) легко вычисляются и коэффициент усиления решетки оказывается равным $G_1(\theta_0, \varphi)N$, т. е. в N раз больше коэффициента усиления одного излучателя в направлении фазирования решетки. Взаимодействие элементов может изменять этот результат как в сторону уменьшения, так и в сторону увеличения.

Итак, для расчета коэффициента усиления антенных решеток из произвольных элементов с помощью формулы (11.32) необходимо знать комплексные ДН элементов и вещественные части взаимных сопротивлений, причем эти данные могут быть получены как расчетным, так и экспериментальным путем.

§ 11.9. АНТЕННЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Антенны бегущей волны реализуют режим осевого излучения и выполняются на основе замедляющих систем, способных поддерживать поверхности волны. Возбуждение антенн бегущей волны осуществляется с одного конца, а режим бегущей волны обеспечивается надлежащим выбором параметров замедляющей системы и очень редко — применением согласующих нагрузок на противоположном конце. Возбуждение само распространяется вдоль излучающей системы от одного конца к другому, и поэтому такие антенны часто называют также *антеннами последовательного питания*. С изменением частоты может изменяться фазовая скорость в замедляющей системе, а также эффективность действия и качество согласования возбудителя. Обычно антенны бегущей волны имеют рабочую полосу частот, измеряемую единицами процентов, и значительно реже — десятками процентов. Уникальным свойством этих антенн являются малые размеры поперечного сечения излучающей системы. Это позволяет размещать невыступающие антенны бегущей волны на гладкой поверхности корпусов летающих объектов.

Диэлектрические стержневые антенны применяются на частотах от 2 ГГц и выше. Они представляют диэлектрические стержни 1 (иногда трубы) круглого или прямоугольного поперечного сечения длиной несколько λ , возбуждаемые отрезком круглого или прямоугольного металлического волновода (рис. 11.18). В диэлектрическом стержне используется низшая гибридная замедленная электромагнитная волна HE_{11} (см. рис. 1.10). Удобно трактовать

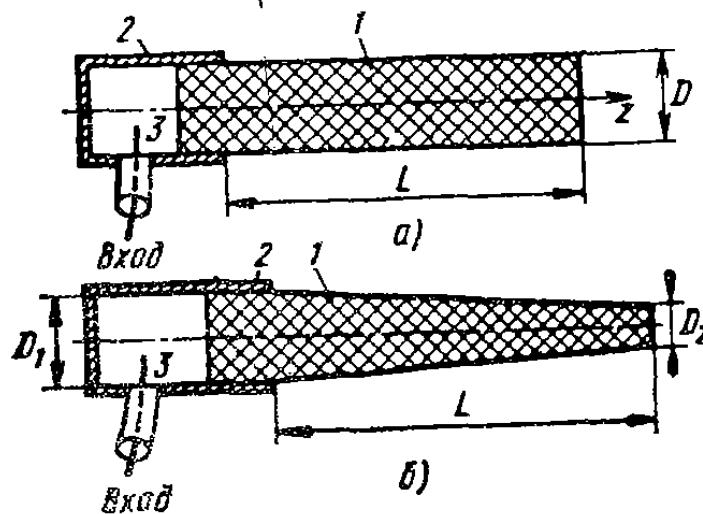


Рис. 11.18. Диэлектрические стержневые антенны:
а — цилиндрическая; б — коническая

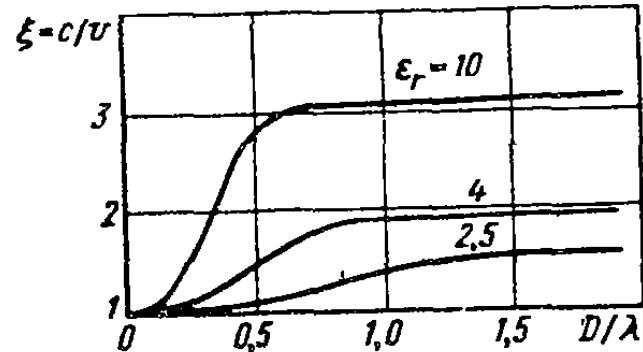


Рис. 11.19. Коэффициент замедления волны HE_{11}

излучающую систему антенны как непрерывное распределение электрических токов поляризации $\mathbf{J}_{\text{пол}}^3 = j\omega(\epsilon_a - \epsilon_0)\dot{\mathbf{E}}$, которые в основном являются поперечными и ориентированы параллельно возбуждающему вибратору 3 в волноводе. Распределение амплитуд токов поляризации в направлении оси стержня в иулевом приближении можно считать постоянным, а распределение фаз токов поляризации — изменяющимся линейно. Коэффициент замедления фазовой скорости вдоль диэлектрического стержня круглого сечения определяется графиками, приведенными на рис. 11.19. Пользуясь этими графиками, можно выбрать такой диаметр стержня, которому соответствует оптимальный коэффициент замедления (11.9). При диэлектрической проницаемости стержня $\epsilon = 2 — 5$ его диаметр обычно составляет $(0.5 — 0.3)\lambda$.

Для приближенного расчета ДН антенны может быть использована формула (11.5), которая, однако, относится к антеннам с изотропными источниками и не учитывает направленность излучения отдельного элемента антенны. Также не учитывается и излучение, создаваемое волной токов поляризации, отраженной от конца стержня. Но поскольку фазовая скорость волны в антенне близка скорости света, коэффициент отражения от конца стержня невелик — около 0,15. Поэтому излучением отраженной волны можно пренебречь.

На рис. 11.20 приведены экспериментальные ДН антенны из полистирола прямоугольного сечения размерами около $\lambda/2 \times \lambda/3$ для

трех различных длин: $L/\lambda = 3; 6; 9$. Там же указаны измеренные значения КНД. Ширина главного лепестка антенны и КНД удовлетворительно согласуются с оценками $\Delta\theta = (107 - 61)^\circ \sqrt{\lambda/L}$, $D \approx \approx (4,0 - 7,2) L/\lambda$, однако уровень боковых лепестков велик. Отсутствие нулей излучения между лепестками объясняется затуханием волны при распространении в диэлектрическом стержне.

Есть еще один фактор, искажающий ДН антенны. Это непосредственное излучение возбуждающего устройства в месте стыка металлического и диэлектрического волноводов. В результате интерференции паразитного слабонаправленного излучения возбудителя с излучением токов поляризации стержня происходит нежелательное искажение формы главного лепестка и рост бокового излучения. Если диаметр стержня велик по сравнению с λ , то большая часть мощности переходит в замедленную волну HE_{11} и лишь небольшая часть непос

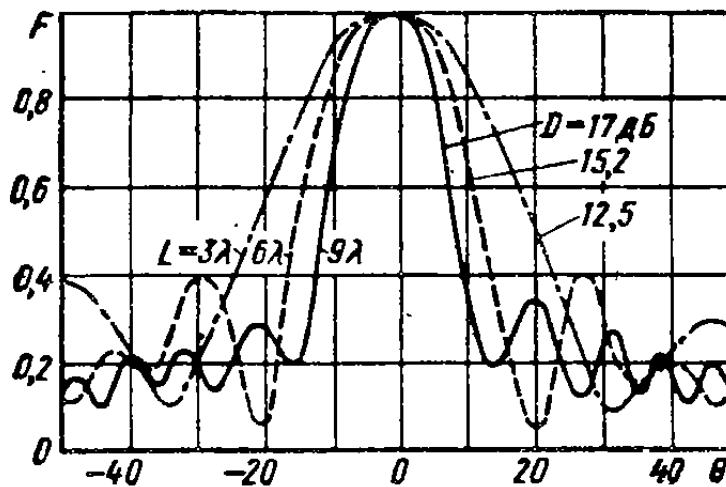


Рис. 11.20. ДН диэлектрической антенны

средственно излучается на стыке волноводов. Однако при этом коэффициент замедления ξ оказывается слишком большим, оптимальная длина антенны $L_{opt} = \lambda/2(\xi - 1)$ мала и это не позволяет получить высокий КНД. Выход заключается в применении стержней с переменным поперечным сечением. Стержню придается заостренная форма (рис. 11.18, б), что вызывает постепенное уменьшение коэффициента замедления по его длине. Регулируя конусность стержня, можно при любой заданной длине обеспечить оптимальное значение среднего коэффициента замедления.

При конструировании диэлектрических антенн возбуждающий вибратор в металлическом волноводе желательно располагать вне диэлектрика. Это приводит к повышению КПД, так как возбуждаемые вибратором волны высших типов затухают вблизи него и не проникают в диэлектрик.

Диэлектрические стержневые антенны наряду с самостоятельным применением часто используют в качестве слабонаправленных элементов при построении фазированных антенных решеток.

Сpirальные антенны. На частотах 300 МГц и выше широкое применение находят цилиндрические спиральные антенны (рис. 11.21, а), излучающие поле с круговой поляризацией в направлении оси. Антenna состоит из проволочной спирали 1 длиной несколько λ при диаметре витка, примерно равном $\lambda/п$. Один конец спирали остается свободным, а другой соединен с внутренним проводником коаксиальной линии 3. Внешний проводник коаксиальной линии присоединяется к металлическому экрану 2. В спирали

возникает бегущая волна электрического тока и максимум излучения оказывается ориентированным вдоль оси в сторону движения волны тока.

Излучающую систему можно представить набором плоских круглых витков, расположенных по оси с шагом s и питаемых последовательно (рис. 11.21, *б*). Ток в каждом витке оказывается распределенным по закону $I_0 \exp(-j\beta l)$, где I_0 — ток в начале витка; l — координата, отсчитываемая вдоль витка. По периметру витка при $D = \lambda/\pi$ укладывается точно одна длина волны, поэтому распределение тока вдоль витка можно также записать в виде $I_0 \exp(-j\varphi)$, где φ — азимутальный угол в плоскости витка. Излучение витка с таким распределением тока уже рассматривалось в § 10.6, и, следовательно, формулы (10.3) и рис. 10.25 справедливы для анализа ДН и поляризации излучения одного витка.

Однако ДН витка можно истолковать и по-другому. Распределение тока по витку $I_0 \exp(-j\beta l) = I_0 \cos \beta l - jI_0 \sin \beta l$ представляет наложение двух стоячих волн, сдвинутых по фазе на 90° , амплитуда одной из которых меняется вдоль витка по закону косинуса, а другой — по закону синуса (рис. 11.22). Получается четыре изогнутых полуволновых вибратора: одна пара синфазных между собой вибраторов ориентирована вдоль оси y и излучает максимум мощности в направлении оси z с вектором E , параллельным оси y ; другая пара также синфазных между собой вибраторов ориентирована в направлении оси x и излучает максимум мощности тоже в направлении оси z , но вектор E параллелен оси x . Пары вибраторов возбуждаются с фазовым сдвигом 90° , и излучаемое в направлении оси z поле приобретает круговую поляризацию. Под некоторым углом к оси z поляризация поля эллиптическая, а в плоскости xOy — линейная.

Вследствие синфазности колебаний вибраторов в каждой паре их общее сопротивление излучения с учетом взаимной связи оказывается довольно большим. Входное сопротивление каждого витка получается близким волновому сопротивлению, и если учесть, что соседние витки колеблются почти в фазе вследствие малости s/λ , то становится понятным, почему режим в спирали диаметром λ/π близок к режиму бегущей волны. Фазовая скорость волны возбуждения соседних витков вдоль оси z оказывается несколько

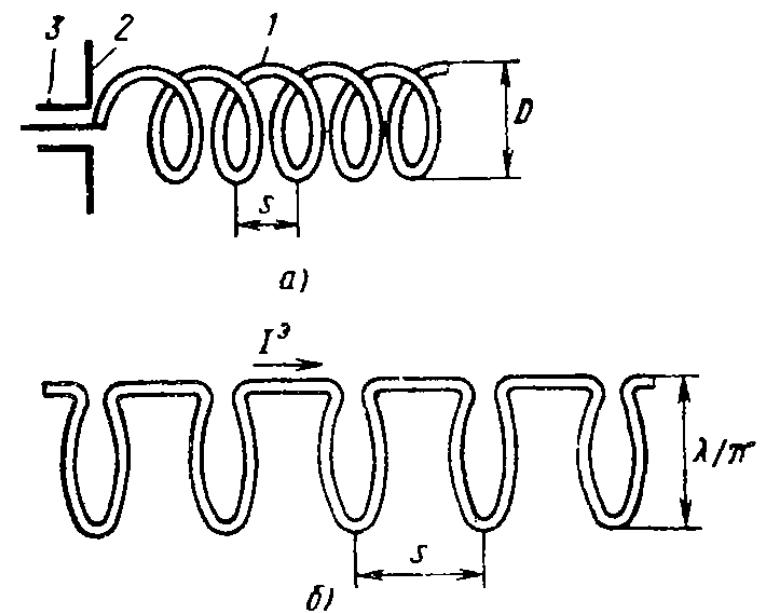


Рис. 11.21. Спиральная антенна (*а*) и ее схема замещения (*б*)

меньше скорости света, и получается антenna продольного излучения с замедленной фазовой скоростью (рис. 11.23, б).

Если же диаметр спирали $D \ll \lambda/\pi$, то токи в диаметрально противоположных точках витка имеют в пространстве противоположное направление и сопротивление излучения витка очень мало (рамочный эффект). В антенне устанавливается режим стоячей волны, излучение вдоль оси спирали равно нулю, и максимум излучения

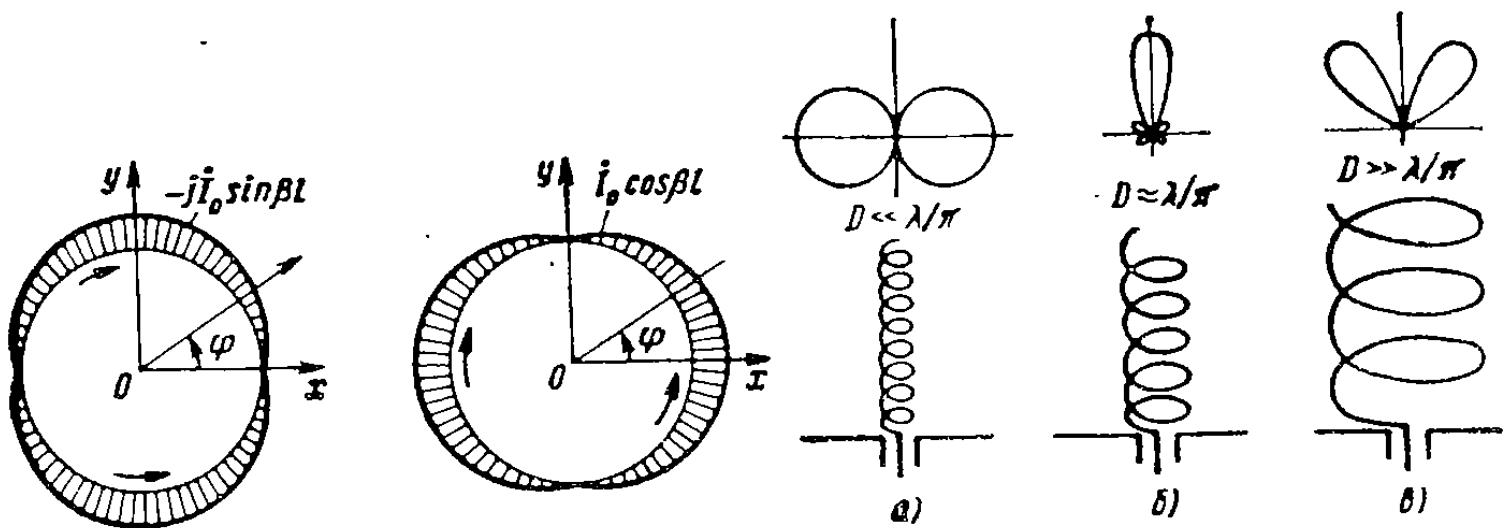


Рис. 11.22. Представление распределения тока в спиральной антенне

Рис. 11.23. Режимы излучения спиральной антенны

каждого витка и всей антенны получается в поперечной плоскости спирали (рис. 11.23, а).

При $D \gg \lambda/\pi$ токи в диаметрально противоположных точках витка и в соседних витках опять оказываются не в фазе, режим бегущей волны нарушается и излучение в направлении оси z отдельных элементов витка взаимно компенсируется; максимум излучения антенны оказывается под некоторым углом к оси (рис. 11.23, в).

Основным режимом является режим осевого излучения. Расчеты и измерения показывают, что в спиральной антенне с осевым излучением коэффициент замедления фазовой скорости уменьшается при увеличении частоты. Это способствует расширению рабочей полосы частот антенны. Так, для спиральной антенны с углом подъема витка $\alpha = 12^\circ$ при относительной длине витка $L/\lambda = 0,72 - 1,2$ коэффициент замедления изменяется от $\xi = 1,67$ на нижней частоте до $\xi = 1,1$ на верхней частоте. Для получения в направлении оси спирали излучаемого поля с круговой поляризацией должно соблюдаться условие $\beta\xi L - \beta s = 2\pi$ или

$$\xi L = s + \lambda. \quad (11.33)$$

Однако если рассматривать спиральную антенну как антенну осевого излучения с замедленной фазовой скоростью, то для получения максимального КНД фазовый сдвиг излучаемого поля от

первого и последнего элементов антенны в точке наблюдения на ее оси должен быть равен π , т. е. должно выполняться условие $\beta L - \beta s = 2\pi + \pi/n$, где n — число витков, или

$$\xi L = s + \lambda + \lambda/(2n). \quad (11.34)$$

Таким образом, при соблюдении условия (11.33) в направлении оси спирали получается точно круговая поляризация, а при соблюдении условия (11.34) — максимальный КНД при некоторой эллиптичности поляризации. Поскольку коэффициент замедления ξ с увеличением длины волны увеличивается, соотношения (11.33) или (11.34) нарушаются мало и спиральная антenna сохраняет удовлетворительные значения параметров в диапазоне длин волн (0,7—1,2) λ_0 , где λ_0 — длина волны, для которой подобраны оптимальные размеры антенны.

Кроме цилиндрических спиральных антенн применяются также более широкополосные конические спиральные антennы. Примеры таких антенн, обращенных широкой частью к экрану, показаны на рис. 11.24. В одном случае спираль питается у основания, в другом — у верхнего конца. Измерения, проведенные на конических спиральях с параметрами $n=10$; $\alpha=6^\circ$, $D_{\max}/D_{\min}=3$, показывают, что осевое излучение антенны, питаемой снизу, сохраняется примерно в двухкратном диапазоне волн, а излучение антенны, питаемой сверху, — примерно в трехкратном диапазоне волн.

Импедансные антennы. Отличительной особенностью таких антенн является использование импедансных структур, способных поддерживать поверхностные волны. На рис. 11.25 показана импедансная антenna на плоской поверхности (экране) 3. Поверхностная волна, возбуждаемая небольшим рупором 1, распространяется вдоль ребристой структуры 2 почти без изменения амплитуды, так как отражение волны от конца структуры мало. На поверхности структуры возникают компоненты электромагнитного поля \dot{H}_y и \dot{E}_z , которым согласно принципу эквивалентности могут быть поставлены в соответствие эквивалентные поверхностные токи \dot{J}_z^e и \dot{J}_y^m на плоскости yOz . Распределение этих токов вдоль оси z соответствует закону бегущей волны с замедленной фазовой скоростью, и, таким образом, ребристая структура оказывается эквивалентной линейной излучающей системе бегущей волны с замедленной фазовой скоростью. Для поддержания замедленной волны поверхностное сопротивление ребристой структуры $\dot{Z} = \dot{E}_z/\dot{H}_y$ должно быть чисто реактивным и носить индуктивный характер. Для этого глубина канавок должна быть меньше $\lambda/4$.

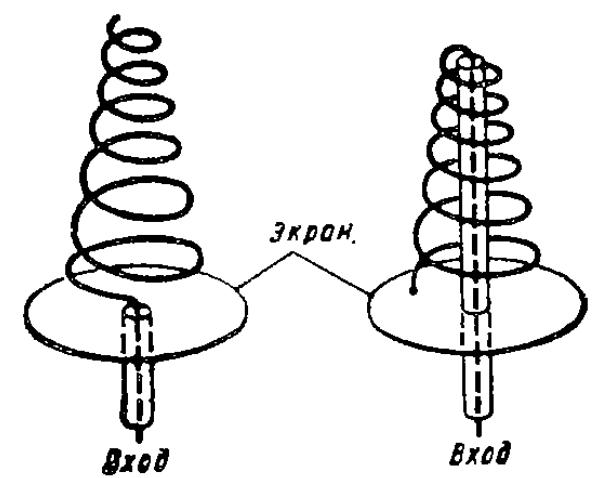


Рис. 11.24. Конические спиральные антennы

При достаточно хорошем согласовании ребристой структуры с рупором большая часть подводимой к нему мощности переходит в мощность поверхностной волны и меньшая часть непосредственно излучается. Поэтому излучение в основном определяется поверхностными магнитными токами ребристой структуры (при бесконечном размере экрана) и ДН в нулевом приближении выражается общей формулой (11.5). Максимальный КНД в направлении оси z

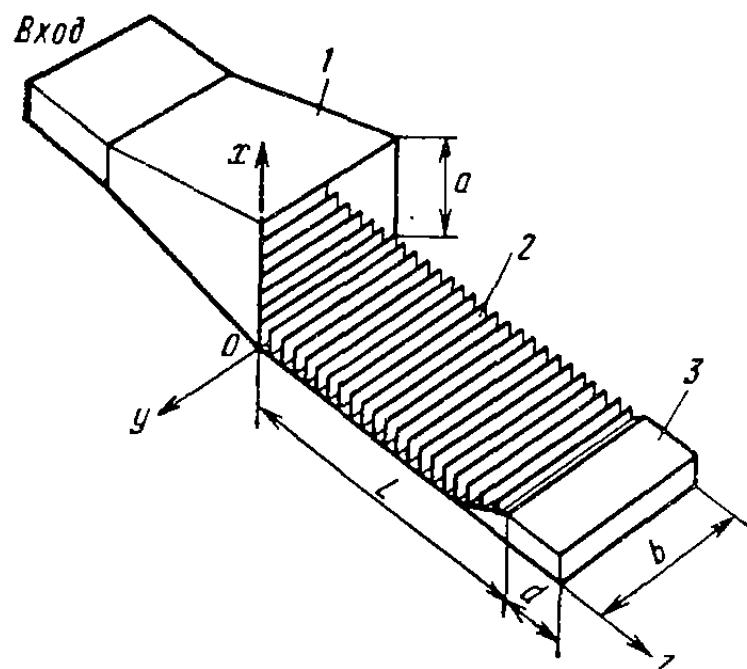


Рис. 11.25. Импедансная антenna

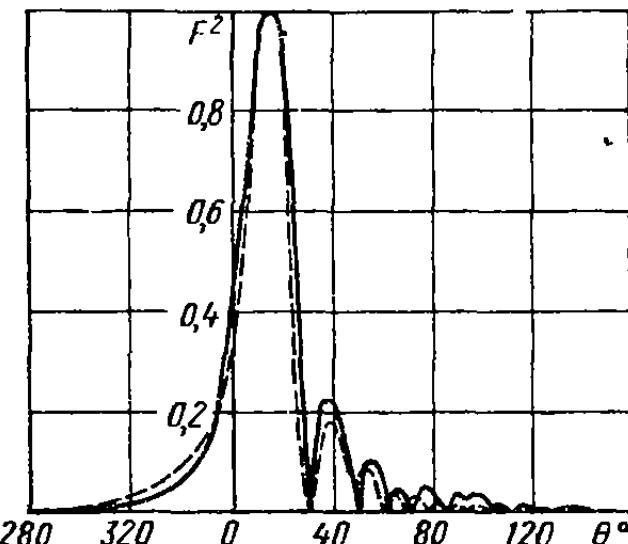


Рис. 11.26. ДН импедансной антенны на конечном экране

имеет место при оптимальном замедлении $\xi_{opt} = 1 + \lambda/(2L)$. Однако в действительности плоскость за ребристой структурой имеет конечный размер d (рис. 11.25) и главный максимум излучения из-за этого оказывается «отжатым» от плоскости экрана. Характерный вид ДН импедансной антенны в плоскости xOz показан на рис. 11.26.

Рабочая полоса частот импедансных антенн определяется в основном характеристиками согласования возбуждающего устройства и составляет обычно 15—20 %. Рупорный возбудитель может быть заменен системой нескольких щелевых излучателей, прорезанных в экране и возбуждаемых с линейным набегом фазы, соответствующим скорости движения поверхностной волны в структуре. В результате импедансная антenna получается не выступающей над металлической поверхностью экрана.

Директорные антенны образуются из ряда вибраторов, расположенных параллельно в общей плоскости и образующих «волновой канал». На частотах 100—1000 МГц директорные антенные обычно выполняют из жестких металлических вибраторов (рис. 11.27). На более высоких частотах более удобными оказываются полосковые и микрополосковые конструкции директорных антенн. Один из вибраторов в директорной антенне является актив-

ным 1, остальные — пассивными. Один из пассивных вибраторов, расположаемый позади активного, играет роль рефлектора 2, а другие, расположенные впереди активного вибратора, играют роль директоров 3 (см. § 9.6). Длина рефлектора несколько больше $\lambda/2$, а длина директоров несколько менее $\lambda/2$. В качестве рефлектора используется только один вибратор, так как последующие рефлекторы слабо возбуждаются и не могут оказать заметного влияния на излучение антенны. Число директоров может быть большим (10 и более), поскольку излучение антенны направляется в сторону директоров и вследствие этого они последовательно довольно интенсивно возбуждаются.

Вибраторы директорной антенны можно крепить средними точками к продольному металлическому стержню (рис. 11.27, а). Этот стержень не возбуждается, поскольку силовые линии вектора E пересекают его под прямым углом. Активный вибратор обычно выполняется петлеобразным и крепится к стержню в середине неразрезанной части. Таким образом, антenna может быть смонтирована без изоляторов и заземлена по постоянному току (для молниезащиты). Для получения максимального КНД расстояния между директорами и длина каждого из них должны специально подбираться на заданной частоте с тем, чтобы выполнялись определенные соотношения между токами в вибраторах. Настроенная директорная антenna весьма чувствительна к изменению частоты. Поэтому антenna является узкополосной — рабочая полоса частот при допустимом изменении КНД в два раза составляет несколько процентов.

По направленным свойствам к директорным антненам близки *ребристо-стержневые антенны* (рис. 11.28). В этих антненах систему пассивных металлических дисков, прикрепленных к центральному стержню, можно уподобить набору плоских директоров. Однако возможен и другой подход, когда набор дисков вместе с центральным стержнем трактуется как цилиндрическая импедансная замедляющая структура.

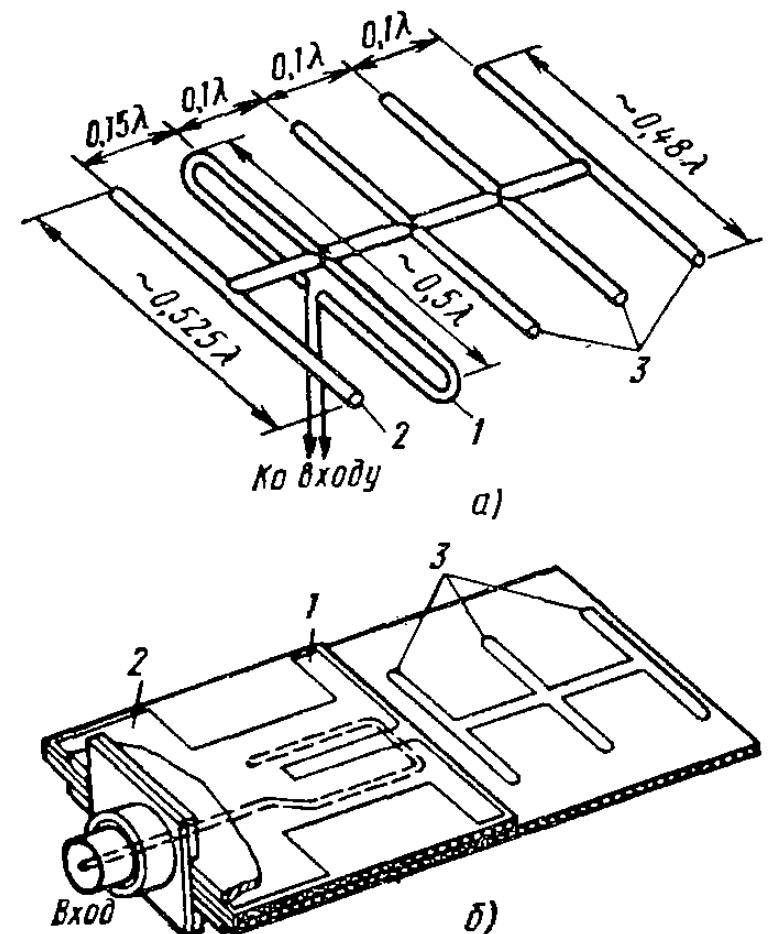


Рис. 11.27. Проволочная (а) и полосковая (б) директорные антенны

Основными преимуществами директорных и ребристо-стержневых антенн являются простота конструкции, высокий КПД (почти 100 %) из-за отсутствия диэлектрических изоляторов и относительно малая собственная масса. Для увеличения направленности возможно объединение нескольких параллельно расположенных излучателей в antennную решетку.

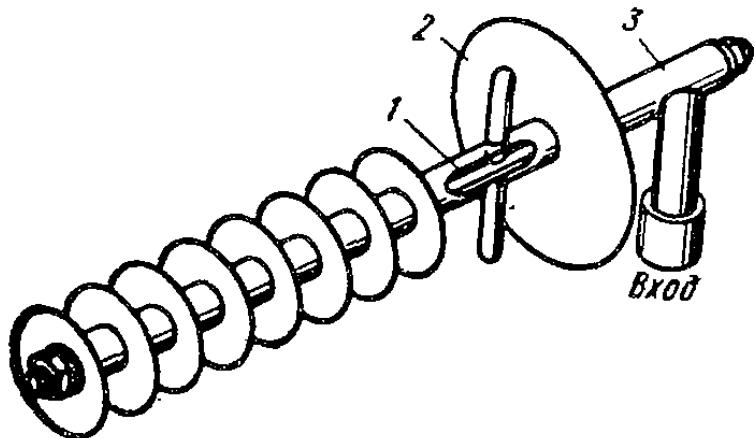


Рис. 11.28. Ребристо-стержневая антenna:

1 — симметрирующее устройство; 2 — экран;
3 — металлический изолятар

всего используют полуволновые резонансные щели, на широкой или узкой стенке прямоугольного волновода с волной типа H_{10} .

Разновидности щелей. Возбуждение одиночной щели происходит тогда, когда ее пересекают электрические токи, текущие по внутренним поверхностям стенок волновода. При распространении волны H_{10} в прямоугольном волноводе присутствуют три составляющие поверхностного электрического тока: две поперечные J_x и J_y , порождаемые продольной составляющей магнитного поля H_z , и одна продольная J_z , порождаемая поперечной составляющей H_x . Продольная составляющая тока существует только на широких стенках волновода, а находящиеся по отношению к ней в фазовой квадратуре поперечные составляющие существуют как на широких (J_x), так и на узких (J_y) стенках. Исходя из распределения поверхностных токов легко представить себе физическую картину возбуждения различных типов щелей в волноводе (рис. 11.29).

Поперечная щель I на широкой стенке возбуждается продольными токами, причем интенсивность ее возбуждения уменьшается при смещении центра щели от середины широкой стенки. Продольная щель II пересекает поперечный ток, если только она сдвинута относительно середины широкой стенки волновода. Ее излучение возрастает с приближением щели к краю широкой стенки и полностью отсутствует при $x_0 = a/2$. При размещении продольной щели по разные стороны от осевой линии волновода фаза излученного поля меняется на 180° из-за изменения направления поверхности тока. Наклонная щель III в узкой стенке возбуждается поперечным током постоянной амплитуды. Поэтому интенсивность ее возбуждения регулируют, подбирая угол наклона δ . При $\delta = 0$

§ 11.10. ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

Антенны этого типа представляют собой решетки из многих излучающих щелей, питаемых общим волноводом, и применяются преимущественно в качестве бортовых остронаправленных антенн. Чаще

щель не возбуждается, при $\delta=90^\circ$ излучение максимально. Наклонно смещенная щель IV в широкой стенке пересекается как продольными, так и поперечными токами. Следовательно, интенсивность ее излучения (а также фаза излучаемого поля) зависит как от координаты центра x_0 , так и от угла наклона δ .

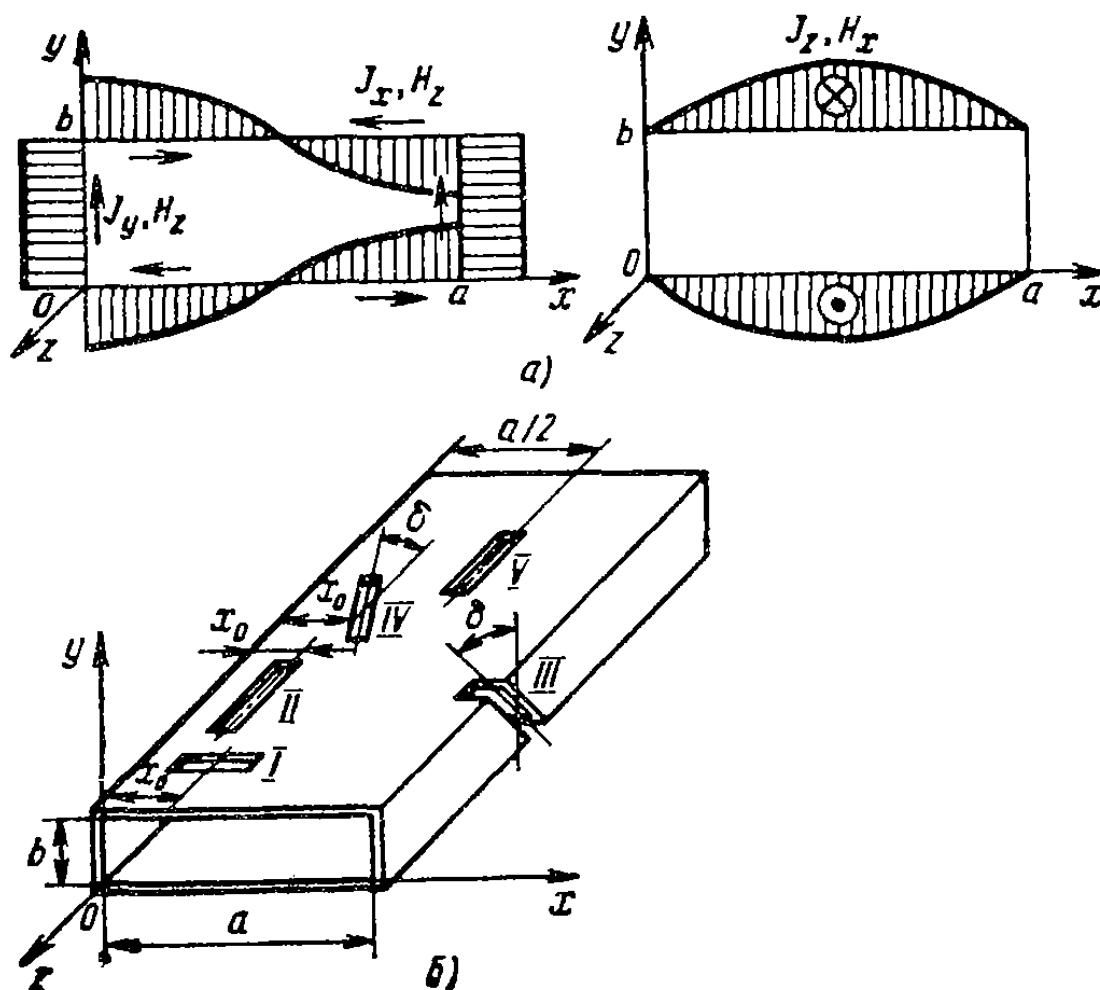


Рис. N.29. Распределение токов на стенах волновода (а) и разновидности излучающих щелей (б)

Все рассмотренные щели излучают поле линейной поляризации с вектором \mathbf{E} , перпендикулярным длинной стороне щели. Для излучения волн круговой поляризации используют крестообразные щели, получаемые совмещением центров щелей I и II. Поверхностные токи J_z и J_x , возбуждающие соответственно поперечную и продольную щели, находятся в фазовой квадратуре, что обеспечивает одно из условий получения поля круговой поляризации. Подбирай координату центра x_0 , можно реализовать другое условие — равенство амплитуд возбуждения перпендикулярных щелей. Рассполагая крестообразную щель вправо или влево относительно оси волновода (или же меняя направление движения волны в волноводе), можно выбирать правое или левое вращение круговой поляризации. Крестообразные щели могут выполняться также из двух наклонно смещенных щелей с общим центром, ориентированных под углом $\delta=45^\circ$ и перпендикулярных между собой. Такие щели имеют лучшие электрические характеристики и обеспечивают лучшие конструктивные возможности.

Для возбуждения щелей в волноводе иногда используют специальные реактивные элементы. Например, для возбуждения продольной полуволновой щели V (рис. 11.29), расположенной точно по средней линии широкой стенки, устанавливают рядом с ее центром емкостный штырь с регулируемой глубиной погружения. Поле волны H_{10} наводит в штыре электрический ток, как в приемном

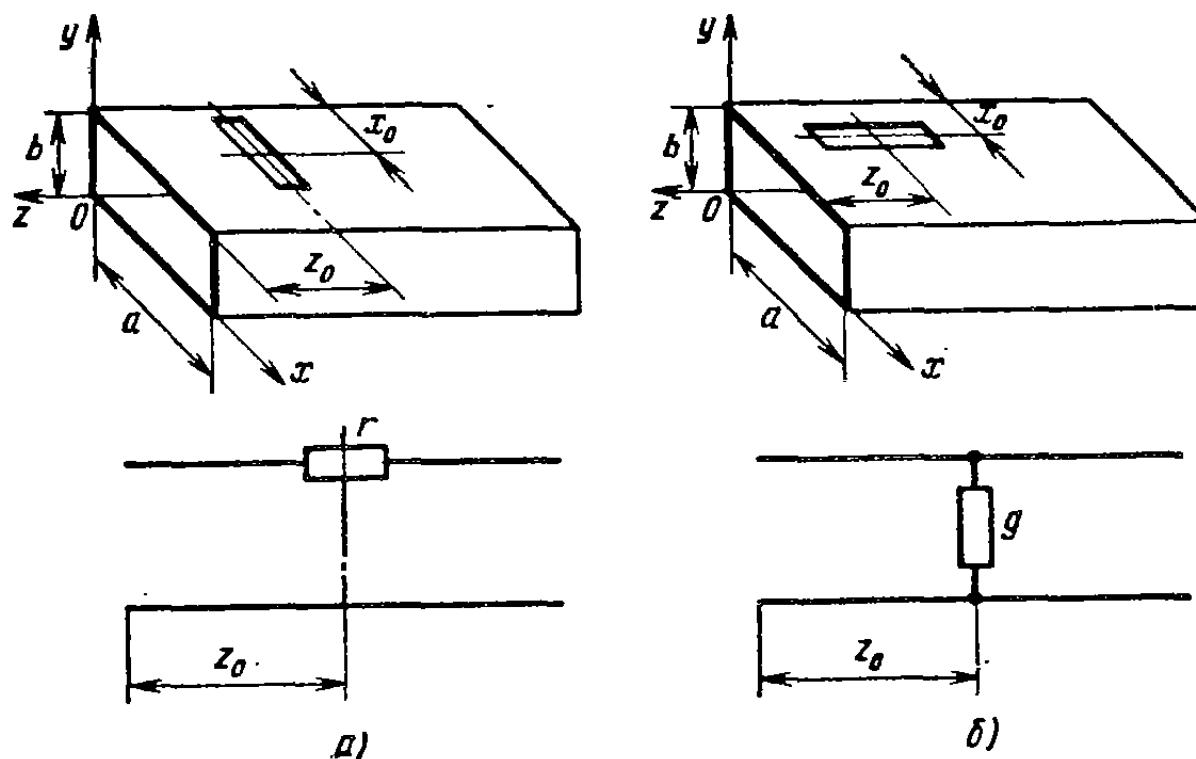


Рис. 11.30. Схемы замещения поперечной (а) и продольной (б) щели в прямоугольном волноводе

вибраторе. Этот ток продолжается и на широкой стенке волновода, растекаясь радиально вокруг штыря. Часть токов пересекает щель и возбуждает ее. Направление пересекающего тока меняется на противоположное, если переместить штырь на другую сторону щели, и это изменяет фазу возбуждения щели на 180° .

Схемы замещения щелей. Излучающая щель нагружает волновод и влияет на его режим. Часть идущей по волноводу мощности излучается щелью, часть отражается к генератору (как от любой нерегулярности), и часть проходит дальше. При анализе реакции щели на волновод последний заменяют эквивалентной длинной линией, а каждой щели ставят в соответствие схему замещения в виде четырехполюсника с потерями, имитирующими излучение. Это позволяет использовать в расчетах многощелевых антенн аналитический аппарат теории цепей СВЧ. Наиболее простыми схемами замещения обладают резонансные поперечные и продольные щели в широкой стенке волнопровода.

Поперечная щель в широкой стенке прерывает линии продольных токов, и поэтому ей соответствует схема замещения в виде со средоточенного последовательного сопротивления r в эквивалентной линии (рис. 11.30, а). Нормированное сопротивление находят ме-

тодами электродинамики исходя из баланса мощности в волноводе со щелью и в его схеме замещения. В результате получается приближенная формула

$$r \approx 0,523 \left(\frac{\lambda_b}{\lambda} \right)^3 \frac{\lambda^2}{ab} \cos^2 \left(\frac{\pi \lambda}{4a} \right) \sin^2 \left(\frac{\pi x_0}{a} \right), \quad (11.35)$$

где x_0 — расстояние от центра щели до края широкой стенки.

При коротком замыкании волновода поршнем возникает режим стоячей волны и пучности продольного электрического тока получаются на расстояниях от поршня, кратных $\lambda_b/2$. Именно в этих пучностях и должны располагаться поперечные щели в короткозамкнутом волноводе для их наиболее интенсивного возбуждения.

Продольная щель прерывает линии поперечных электрических поверхностных токов. Эти токи как бы ответвляются от проводников эквивалентной двухпроводной линии в параллельно подсоединеные короткозамкнутые четвертьволновые шлейфы. Поэтому для продольной резонансной щели схема замещения имеет вид шунтирующей нормированной проводимости g (рис. 11.30, б), определяемой приближенной формулой

$$g \approx 2,09 \frac{a}{b} \frac{\lambda_b}{\lambda} \cos^2 \left(\frac{\pi \lambda}{2\lambda_b} \right) \cos^2 \left(\frac{\pi x_0}{a} \right), \quad (11.36)$$

где x_0 — расстояние от щели до края широкой стенки.

В короткозамкнутом волноводе пучности распределения поперечных поверхностных токов получаются на расстояниях от поршня $\lambda_b/4 + m\lambda_b/2$, $m = 0, 1, 2, \dots$, и именно в этих сечениях должны располагаться продольные щели для их максимального возбуждения.

Схемы замещения могут быть введены и для других типов щелей. Значения входящих в них параметров определяют электродинамическим расчетом и используют при проектировании конкретных антенных решеток.

Резонансные волноводно-щелевые антенные решетки строят на основе закороченного на конце волновода, причем расстояние между соседними щелями выбирают точно равным λ_b для щелей, синфазно-связанных с полем волновода (рис. 11.31, а), или точно равным $\lambda_b/2$ для случая переменно-фазно-связанных щелей (рис. 11.31, б). В обоих случаях резонансные решетки имеют синфазное возбуждение всех щелей (с учетом дополнительного фазового сдвига соседних продольных щелей на 180° за счет их расположения по разные стороны от середины широкой стенки) и, следовательно, направление максимального излучения совпадает с нормалью к оси волновода. Если щели имеют одинаковые значения параметров r или g , то амплитудное распределение возбуждения равномерно (в пренебрежении взаимным влиянием щелей по внешнему пространству) и ДН в продольной плоскости, проходящей через ось волновода, определяется формулой (11.26) с включением дополнительного сомножителя в виде ДН одиночной щели в плоском эк-

ране. Нормированное входное сопротивление решетки с поперечными щелями составляет в начале волновода $r_{bx} = Nr$, а решетки с продольными щелями $r_{bx} = 1/(Ng)$, где N — число щелей. Используя условия идеального согласования входа $Nr = 1$ или $Ng = 1$, удается с помощью формул типа (11.35) или (11.36) подобрать такие параметры щелей, при которых входной КСВ равен единице на резонансной частоте решетки. Режим хорошего согласования и

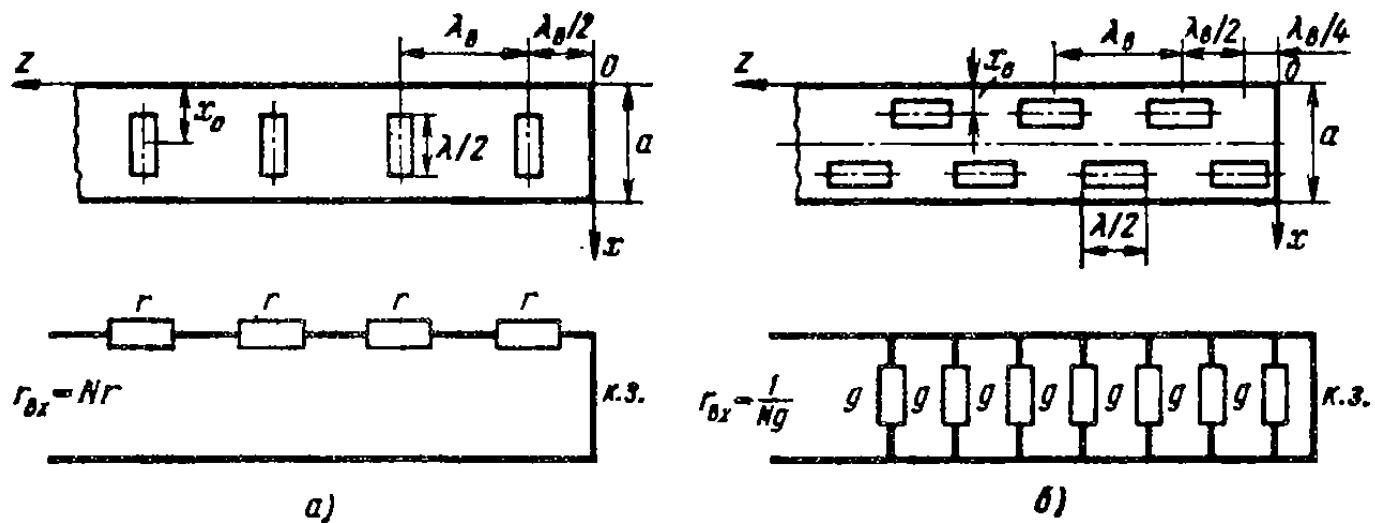


Рис. 11.31. Резонансные волноводно-щелевые решетки из синфазно-связанных (а) и переменно-фазно-связанных (б) щелей

синфазность возбуждения щелей сохраняются в относительно узкой полосе частот, не превышающей нескольких процентов.

В антенне с поперечными щелями из-за большого шага решетки в области видимости возникают побочные главные максимумы. Для их устранения можно использовать, например, параллельное расположение двух синфазно питаемых одинаковых решеток, обеспечив сдвиг всех щелей (и закорачивающего поршня) одной решетки на $\lambda_b/2$ по отношению к щелям другой решетки. В результате образуется эквивалентная линейная решетка с вдвое уменьшенным шагом и побочные главные максимумы оказываются вытесненными в область мнимых углов.

Нерезонансные волноводно-щелевые антенные решетки отличаются от резонансных решеток тем, что волновод нагружается в конце на согласованную нагрузку, так что в отсутствие щелей в нем устанавливается бегущая волна H_{10} . Щели располагаются на расстоянии d одна от другой, несколько отличном от $\lambda_b/2$ (для поперечных щелей — отличном от λ_b). Тогда щели возбуждаются с прогрессивным фазовым сдвигом $\Delta\Phi = 2\pi d/\lambda_b$ для соседних синфазно-связанных щелей и $\Delta\Phi = 2\pi d/\lambda_b \pm \pi$ для соседних переменно-связанных щелей. Пример нерезонансной решетки из наклонных щелей в узкой стенке волновода показан на рис. 11.32. Щели поочередно наклоняются в разные стороны от вертикали, и это обеспечивает

их переменно-фазное возбуждение. При известных d и $\Delta\Phi$ для расчета направления максимального излучения и формы ДН могут быть использованы формулы (11.6) и (11.26). Связь щелей с волноводом подбирается такой, что в оконечный поглотитель доходит только 5—20% входной мощности решетки и КПД оказывается равным 95—80%.

Поскольку расстояния между щелями в нерезонансных решетках отличаются от $\lambda_b/2$, отражения от отдельных щелей в значи-

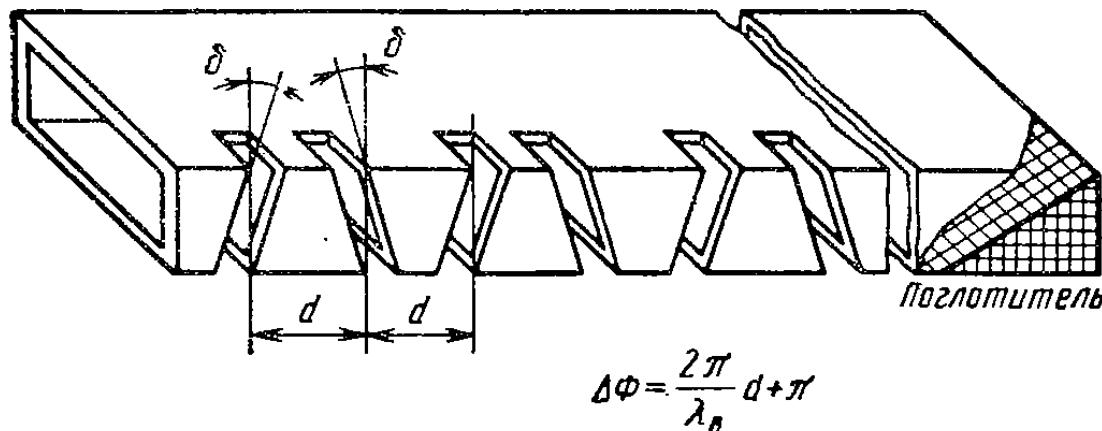


Рис. 11.32. Нерезонансная волноводно-щелевая антенна решетка

тельной мере компенсируют друг друга и входной КСВ близок единице в довольно широкой полосе частот. И только на частоте, при которой $d=\lambda_b/2$, отражения от щелей суммируются, КСВ резко возрастает и излучение, которое должно быть направлено по нормали к оси волновода, резко уменьшается (так называемый «эффект нормали»). Поэтому если в нерезонансной решетке предполагается осуществить излучение по нормали к оси волновода, то каждая щель должна быть специально согласована с волноводом индивидуальным настроенным элементом.

Чтобы сохранить режим бегущей волны вдоль нерезонансной волноводно-щелевой решетки и избавиться от нежелательного «зеркального» луча, обусловленного движением отраженной волны, необходимо использовать достаточно слабую связь щелей с волноводом. Это достигается подбором угла наклона щелей на узкой стенке волновода или координат середин щелей на широкой стенке. Надлежащим подбором степени связи различных щелей можно сформировать и желаемый закон изменения амплитуды возбуждения вдоль антенны.

Волноводно-щелевые резонансные и нерезонансные решетки отличаются большим разнообразием способов возбуждения щелей и при параллельном расположении многих щелевых линеек позволяют создавать антенны с высокой направленностью. Основные преимущества таких антенн: 1) отсутствие выступающих частей и компактность волноводной распределительной системы, что особенно важно при применении антенн на борту летательных аппаратов; 2) возможность сравнительно легкой реализации требуемых

амплитудных распределений (путем регулирования связи щелей с волноводом). Недостатком волноводно-щелевых антенн является ограниченность рабочей полосы частот, в первую очередь из-за нежелательных отклонений луча при изменении частоты (в нерезонансных антенах), а также из-за нарушения согласования входа.

Глава 12

ИЗЛУЧАЮЩИЕ РАСКРЫВЫ И РЕШЕТКИ

§ 12.1. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Линейные излучающие системы формируют остронаправленное излучение и обеспечивают сканирование только в одной плоскости, проходящей через ось антенны. Для сужения луча антенны и в другой, перпендикулярной, плоскости необходимо разместить излучающую систему на какой-либо поверхности достаточно больших размеров в сравнении с длиной волны. Возникает остронаправленная антenna с непрерывным или дискретным распределением электромагнитных источников в пределах выбранного участка поверхности, т. е. *раскрыва*. Применяя принцип эквивалентности (см. приложение), форму поверхности раскрыва можно деформировать необходимым образом. В данной главе будут рассмотрены наиболее распространенные и весьма удобные при анализе плоские излучающие раскрывы. Форма контура раскрыва может быть произвольной: прямоугольной, круглой, эллиптической и т. д.

Излучающей элемент раскрыва будем характеризовать векторной комплексной ДН $\dot{F}_{\text{эл}}(\theta, \phi)$ в его собственной местной сферической системе координат. Начало этой системы координат располагается внутри элемента (например, в его центре излучения), а ось z перпендикулярна плоскости раскрыва xOy . Для всех элементов ДН $\dot{F}_{\text{эл}}(\theta, \phi)$ полагается неизменной, что эквивалентно постулированию одинакового закона распределения плотности излучающих токов внутри элемента. Помимо ДН одного излучателя раскрыв характеризуется также способом размещения элементов (дискретным или непрерывным) и амплитудно-фазовым распределением комплексных амплитуд возбуждения элементов. В соответствии с теоремой перемножения (см. § 9.6) ДН плоского раскрыва можно представить в виде

$$\dot{f}(\theta, \phi) = \dot{F}_{\text{эл}}(\theta, \phi) \dot{f}_{\Sigma}(\theta, \phi), \quad (12.1)$$

где $\dot{f}_{\Sigma}(\theta, \phi)$ — комплексный множитель направленности системы изотропных излучателей, расположенных в точках размещения центров элементов.

Для дискретной системы из N излучателей, расположенных в точках (x_n, y_n) плоского раскрыва (рис. 12.1), формула для мно-

жителя направленности легко получается из общего выражения (9.22):

$$\dot{F}_{\Sigma} = \sum_{n=1}^N I_n e^{j\beta R_n \cos \alpha_n}, \quad (12.2)$$

где разность хода лучей в точку наблюдения $P(\theta, \varphi)$, проведенных из начала координат и из точки x_n, y_n , согласно (7.4), дается формулой

$$R_n \cos \alpha_n = \sin \theta (x_n \cos \varphi + y_n \sin \varphi). \quad (12.3)$$

В формулах (12.3) и (12.2) предполагается, что все излучатели в пределах раскрыва пронумерованы единой последовательностью чисел $1, 2, \dots, N$ и $I_n = I_n \exp(j\Phi_n)$ — комплексная амплитуда возбуждения элемента n .

Если излучатели заполняют раскрыв непрерывно, то суммирование в формуле (12.2) заменяется интегрированием по площади и формула для множителя направленности системы принимает вид

$$\dot{F}_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \int_S I(x, y) e^{j\beta \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)} dx dy, \quad (12.4)$$

где S — площадь раскрыва; $I(x, y) = I(x, y) \exp[j\Phi(x, y)]$ — функция амплитудно-фазового распределения возбуждения.

Вводя новые угловые переменные (пространственные частоты) $x_1 = \beta \sin \theta \cos \varphi$, $x_2 = \beta \sin \theta \sin \varphi$, формулу (12.4) приводим к виду двумерного преобразования Фурье от функции возбуждения:

$$\dot{F}_{\Sigma}(x_1, x_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) e^{j(x_1 x + x_2 y)} dx dy, \quad (12.5)$$

причем распределение возбуждения $I(x, y)$ отлично от нуля только в пределах раскрыва S . Поэтому множитель направленности $\dot{F}_{\Sigma}(x_1, x_2)$ является двумерной функцией с ограниченным спектром. Преобразование Фурье для функций с ограниченным спектром широко применяется в радиотехнических приложениях. Вычисления по формуле (12.5) проводятся на ЭВМ по алгоритмам быстрого преобразования Фурье. Именно поэтому излучающие системы многих типов остронаправленных антенн оказывается удобным представлять в виде плоских раскрывов той или иной формы.

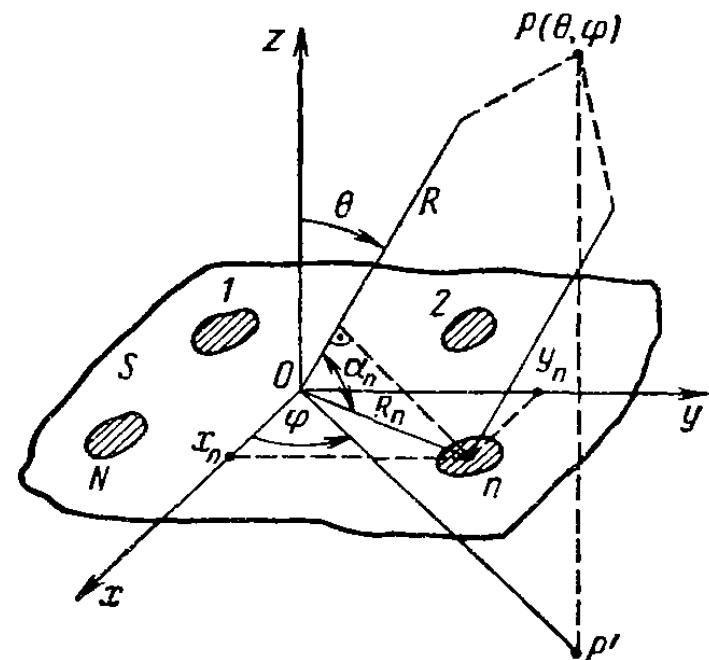


Рис. 12.1. К расчету поля излучения плоского раскрыва

§ 12.2. КНД И ЭФФЕКТИВНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ ПЛОСКОГО СИНФАЗНОГО РАСКРЫВА

Пусть излучающая система представляет собой отверстие площадью $S \gg \lambda^2$ в бесконечном плоском экране, совпадающем с плоскостью $z=0$ и разделяющем верхнее и нижнее полупространства (рис. 12.2). Возбуждение отверстия осуществляется из нижнего полупространства плоской электромагнитной волной, распространяющейся в направлении оси z и характеризуемой составляющими электромагнитного поля \dot{E}_x и $\dot{H}_y = \dot{E}_x/Z_c$, где $Z_c = \sqrt{\mu_a/\epsilon_a}$.

В соответствии с принципом эквивалентности [см. (П.10) —

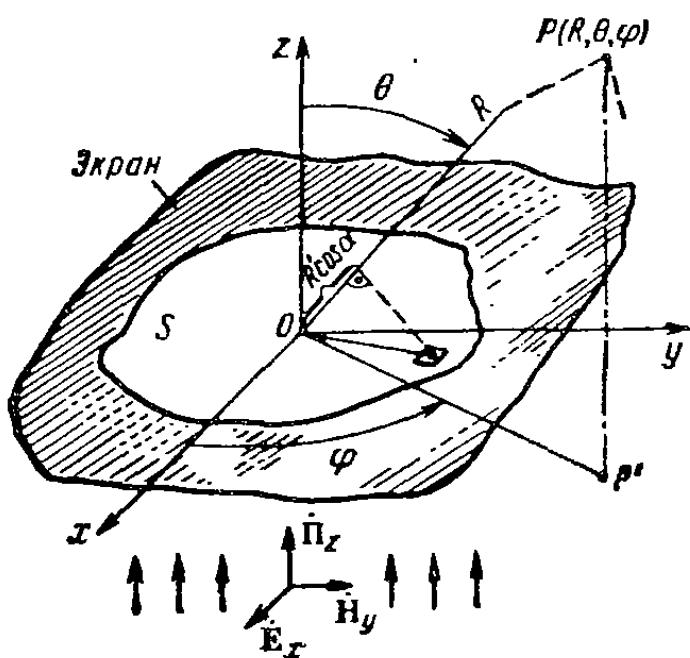


Рис. 12.2. Модель синфазного раскрыва в виде отверстия в плоском экране

возмущенной падающей плоской волны, а токи на верхней теневой поверхности экрана пренебрежимо малы по сравнению с эквивалентными токами в отверстии. Поэтому отверстие можно заменить излучающим раскрывом S и пренебречь излучением остальных участков плоскости $z=0$.

Элементарная площадка раскрыва $dS = dx dy$ представляет источник Гюйгенса, создающий при $z > 0$ и $R \rightarrow \infty$ электромагнитное поле $d\dot{E}$, описываемое формулой (П.16). Интегрируя выражение для $d\dot{E}$ по всей площади раскрыва с учетом пространственной разности хода (12.3), приходим к формуле для дальнего электромагнитного поля раскрыва

$$\dot{E} = (i_\theta \cos \varphi - i_\varphi \sin \varphi) \frac{j(1 + \cos \theta) e^{-j\beta R}}{2\lambda R} \int \dot{E}_x(x, y) \times \\ \times e^{j\beta s \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)} dx dy, \quad (12.6)$$

в которой возбуждение раскрыва $\dot{E}_x(x, y)$ для общности предполагается неравномерным и несинфазным.

(П.11)] электромагнитное поле в верхнем полупространстве можно трактовать как создаваемое излучением вторичных источников, расположенных по какой-либо поверхности, полностью охватывающей истинные источники поля. Удобно выбрать в качестве такой поверхности плоскость $z=0$. Строгий расчет распределения эквивалентных электрических и магнитных токов в плоскости $z=0$ достаточно сложен, однако физическая интуиция и знание известных положений геометрической оптики подсказывают, что полное электромагнитное поле в отверстии больших электрических размеров близко полю не-

При синфазном возбуждении раскрыва максимальное излучение оказывается ориентированным вдоль оси z , где разность хода лучей для всех элементов раскрыва равна нулю. Модуль вектора \mathbf{E} в дальней зоне в этом направлении $E_{\max} = \left| \int_S \dot{E}_x(x, y) dS \right| / (\lambda R)$.

Для определения КНД раскрыва необходимо знать также полную мощность излучения. Проще всего найти ее, вычисляя поток вектора Пойнтинга через поверхность раскрыва:

$$P_s = \frac{1}{2} \int_S \dot{E}_x \dot{H}_y^* dS = \frac{1}{2Z_c} \int_S |\dot{E}_x(x, y)|^2 dS,$$

где Z_c — характеристическое сопротивление среды. Вычисление является приближенным, так как полное поле в раскрыве не является строго равным полю плоской электромагнитной волны.

Используя первое определение КНД в виде (7.17), приходим к выражению для КНД раскрыва

$$D = \frac{|E_{\max}|^2 2\pi R^2}{Z_c P_s} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_S \dot{E}_x(x, y) dS \right|^2}{\int_S |\dot{E}_x(x, y)|^2 dS}.$$

При равномерном и синфазном распределении $\dot{E}_x = \text{const}$ интегралы легко вычисляются и приводят к результату

$$D_0 = 4\pi S/\lambda^2. \quad (12.7)$$

Из сравнения с (8.13) заключаем, что *плоский синфазный раскрыв с равномерным распределением возбуждения имеет эффективную поверхность, точно равную площади раскрыва*. Увеличивая отношение S/λ^2 , КНД синфазного раскрыва можно увеличить до очень больших значений. Например, квадратный раскрыв со стороной 10λ может иметь КНД, равный 1250.

При неравномерном и несинфазном распределении возбуждения КНД раскрыва оказывается меньше максимального значения, определяемого формулой (12.7). Это следует из неравенства Шварца:

$$\left| \int_S \dot{E}_x(x, y) dS \right|^2 \leq S \int_S |\dot{E}_x(x, y)|^2 dS.$$

Уменьшение КНД при неидеальном АФР принято оценивать так называемым *апертурным коэффициентом использования поверхности*

$$K_{\text{апа}} = \frac{S_{\text{эфф}}}{S} = \frac{D}{D_0} = \frac{\left| \int_S \dot{E}_x(x, y) dS \right|^2}{S \int_S |\dot{E}_x(x, y)|^2 dS} \leq 1, \quad (12.8)$$

Значение $K_{\text{апа}}$ не зависит от формы ДН элемента раскрыва, и поэтому в (12.8) вместо \dot{E}_x можно использовать любую функцию возбуждения $I(x, y)$.

§ 12.3. МНОЖИТЕЛЬ НАПРАВЛЕННОСТИ ПЛОСКОГО РАСКРЫВА

Так как ДН одного элемента раскрыва в полупространстве $z > 0$ является почти постоянной функцией [см. множитель перед интегралом в (12.6)], то ширина луча и уровень боковых лепестков в ДН раскрыва определяются множителем направленности системы (12.4). Рассмотрим сначала раскрыв прямоугольной формы размером $a \times b$ (рис. 12.3). Наиболее простым является случай, когда распределение возбуждения может быть представлено произведением двух множителей, зависящих только от x и только от y : $\hat{I}(x, y) = \hat{I}(x)\hat{I}(y)$ — так называемое *разделяющееся амплитудно-фазовое распределение*. Тогда множитель направленности (12.4) также имеет вид произведения

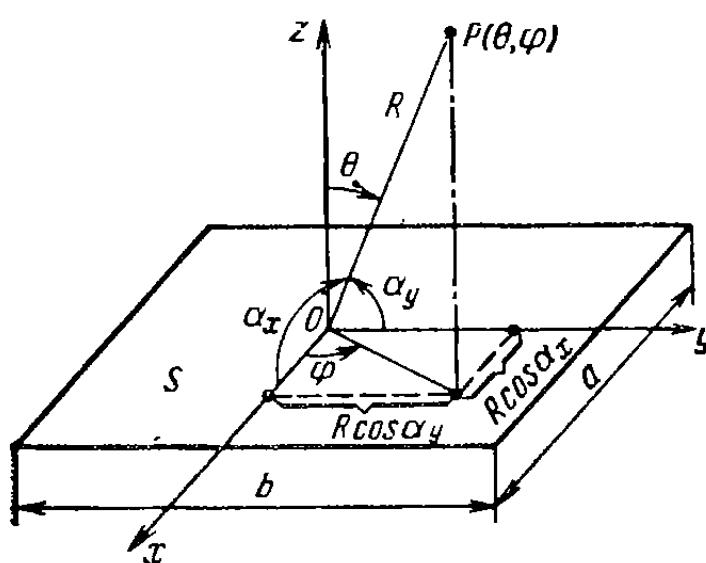


Рис. 12.3. Плоский прямоугольный раскрыв

$f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \int_{-a/2}^{a/2} \hat{I}(x) e^{j\beta x \sin \theta \cos \varphi} dx \times \int_{-b/2}^{b/2} \hat{I}(y) e^{j\beta y \sin \theta \sin \varphi} dy, \quad (12.9)$

причем каждый сомножитель совпадает с множителем направленности линейной антенны, ориентированной в одном случае по оси x , а в другом — по оси y .

При равномерном и синфазном распределении $\hat{I}(x) = \hat{I}(y) = \text{const}$ интегралы в (12.9) легко вычисляются и множитель направленности представляется в виде

$$F(\Psi_x, \Psi_y) = (\sin \Psi_x / \Psi_x) (\sin \Psi_y / \Psi_y), \quad (12.10)$$

где $\Psi_x = 0.5\beta a \sin \theta \cos \varphi$; $\Psi_y = 0.5\beta b \sin \theta \sin \varphi$.

Рельеф двумерной функции (12.10) на плоскости обобщенных угловых переменных Ψ_x, Ψ_y показан на рис. 12.4, где ввиду симметрии изображен только один квадрант плоскости. Точками обозначены максимумы главного и боковых лепестков. Уровни вершин лепестков отмечены цифрами. Вокруг каждого бокового максимума показаны сечения лепестков линиями уровня половины мощности. Линии нулевого уровня излучения, являющиеся границами отдельных лепестков, показаны тонкими линиями. Рис. 12.4 инвариантен к размерам раскрыва, поскольку они учтены в угловых переменных. Так же как и при анализе линейных антенн, на плоскости обобщенных угловых переменных Ψ_x, Ψ_y можно выделить *область видимости*, границы которой соответствуют направлениям излучения в плоскости раскрыва при $\theta = \pi/2$. Поле в нижнем полупрост-

ранстве $\theta > \pi/2$ не может быть вычислено по формуле (12.6) или (12.10), и это полупространство исключается из рассмотрения. Линии постоянного угла θ на плоскости Ψ_x , Ψ_y являются эллипсами: $[\Psi_x/(0,5\beta a)]^2 + [\Psi_y/(0,5\beta b)]^2 = \sin^2 \theta$, а граница области видимости при $\sin \theta = 1$ в параметрической форме задается соотношениями $\Psi_{x\text{ гр}} = 0,5\beta a \cos \varphi$, $\Psi_{y\text{ гр}} = 0,5\beta b \sin \varphi$.

Для примера на рис. 12.4 показана граница области видимости при $a = 4\lambda$ и $b = 5,5\lambda$. С увеличением размеров раскрыва область видимости расширяется и в нее попадает все большее число боковых лепестков. Наибольшие боковые лепестки получаются в главных плоскостях xOz и yOz . Этот вывод остается справедливым и для неравномерных амплитудно-фазовых распределений возбуждения, и поэтому анализ пространственного множителя направленности прямоугольного раскрыва обычно ограничивают изучением его сечений главными плоскостями xOz и yOz . В каждой из этих плоскостей множитель направленности фактически представляет собой ДН линейной антенны, подробно исследованную в гл. 11. Полученные там оценки ширины луча, уровня боковых лепестков, влияние вида функции возбуждения на форму множителя направленности сохраняют свое значение для главных плоскостей прямоугольного раскрыва. В частности, при равномерном и синфазном возбуждении ширина луча по половинной мощности $\Delta\theta_x = 51^\circ\lambda/a$ (в плоскости xOz) и $\Delta\theta_y = 51^\circ\lambda/b$ (в плоскости yOz). Выражая отсюда a и b и подставляя их значения в формулу для КНД (12.7), получаем $D_0 = 4\pi ab/\lambda^2 = 32700/(\Delta\theta_x^\circ \Delta\theta_y^\circ)$, что является подтверждением приближенной формулы (7.20).

Максимальный КНД прямоугольного раскрыва можно также представить в виде произведения трех множителей: $D_0 = 4\pi ab/\lambda^2 = \pi(2a/\lambda)(2b/\lambda) = \pi D_x D_y$, где $D_x = 2a/\lambda$ и $D_y = 2b/\lambda$ — КНД идеальных линейных антенн с размерами $a \gg \lambda$ и $b \gg \lambda$; множитель π можно трактовать как эквивалентный КНД одного элемента раскрыва.

При неравномерном, но разделяющемся по координатам x и y распределении возбуждения КНД прямоугольного раскрыва спи-

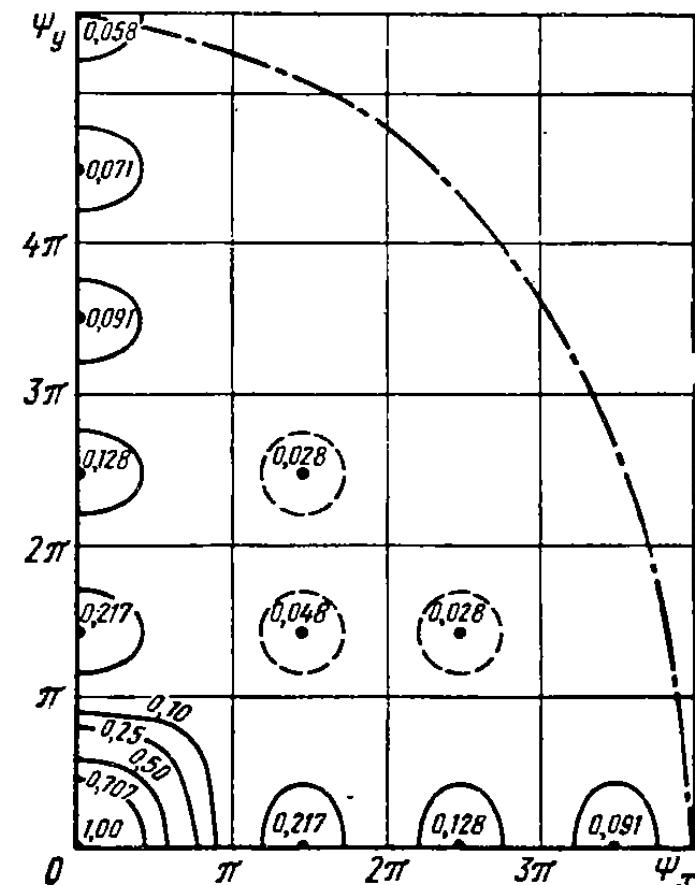


Рис. 12.4. Рельеф множителя направленности идеального прямоугольного раскрыва

Максимальный КНД прямоугольного раскрыва можно также представить в виде произведения трех множителей: $D_0 = 4\pi ab/\lambda^2 = \pi(2a/\lambda)(2b/\lambda) = \pi D_x D_y$, где $D_x = 2a/\lambda$ и $D_y = 2b/\lambda$ — КНД идеальных линейных антенн с размерами $a \gg \lambda$ и $b \gg \lambda$; множитель π можно трактовать как эквивалентный КНД одного элемента раскрыва.

При неравномерном, но разделяющемся по координатам x и y распределении возбуждения КНД прямоугольного раскрыва спи-

жается и результирующий КИП можно оценить по формуле $K_{\text{ип а}} = K_{\text{ип х}} K_{\text{ип у}}$, где $K_{\text{ип х}}$ и $K_{\text{ип у}}$ — значения КИП эквивалентных линейных антенн, параллельных осям x и y .

Оценим эффективность главного лепестка и коэффициент рассеяния прямоугольного раскрыва. Можно показать, что доля полной мощности, излучаемой через главный лепесток, т. е. эффективность главного лепестка, при $a, b \gg \lambda$ примерно равно произведению эффективностей главных лепестков эквивалентных линейных антенн, параллельных осям x и y :

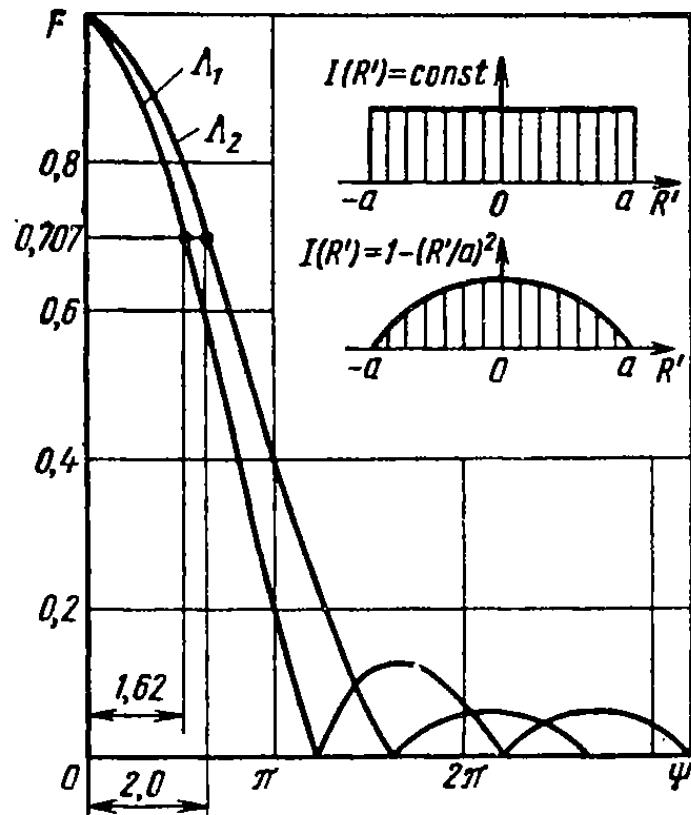


Рис. 12.5. Множители направленности круглого синфазного раскрыва при радиомериом Λ_1 и спадающем Λ_2 амплитудных распределениях

для множителя направленности круглого раскрыва радиуса a принимает вид

$$F(\theta, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_0^a I(R', \varphi') e^{j\beta R' \sin \theta \cos(\varphi - \varphi')} R' dR' d\varphi'. \quad (12.11)$$

Предположим, что функция возбуждения не зависит от азимутального угла:

$$I(R') = (1 - \Delta) + \Delta [1 - (R'/a)^2]^n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (12.12)$$

где $1 - \Delta$ — уровень поля на краю раскрыва, т. е. пьедестал. Тогда интеграл (12.11) выражается через так называемые лямбда-функции $\Lambda_n(\Psi)$:

$$F(\theta) = 2\pi a^2 [(1 - \Delta) \Lambda_1(\Psi) + \Delta \Lambda_{n+1}(\Psi)/(n+1)], \quad (12.13)$$

где $\Psi = \beta a \sin \theta$ — угловая переменная, аналогичная угловым переменным Ψ_x и Ψ_y , используемым при анализе прямоугольного раскрыва.

коэффициент рассеяния прямоугольного раскрыва; β_x и β_y — коэффициенты рассеяния эквивалентных линейных антенн. Таким образом, полный коэффициент рассеяния прямоугольного раскрыва $\beta_b = \beta_x + \beta_y - \beta_x \beta_y$. При синфазном равномерном возбуждении $\beta_x = \beta_y = 0,097$ и $\beta_b \approx 0,185$.

Множитель направленности круглого раскрыва. При вычислении интеграла типа (12.4) удобно использовать сферические координаты и выражение для элемента поверхности $dxdy = R'dR'd\varphi'$. Разность хода лучей в показателе подынтегральной экспоненты $\sin \theta(x \cos \varphi + y \sin \varphi) = R' \sin \theta \cos(\varphi - \varphi')$, и формула

$$\sin \theta(x \cos \varphi + y \sin \varphi) = R' \sin \theta \cos(\varphi - \varphi')$$

Лямбда-функции просто связаны с функциями Бесселя $J_n(\Psi)$:
 $\Lambda_n(\Psi) = \frac{n! J_n(\Psi)}{(\Psi/2)^n}$. Функции $|\Lambda_1(\Psi)|$ и $|\Lambda_2(\Psi)|$, являющиеся множителями направленности круглого раскрыва при амплитудных распределениях $I(R') = \text{const}$ и $I(R') = 1 - (R'/a)^2$, показаны на рис. 12.5. Отметим, что множитель направленности круглого раскрыва при амплитудных распределениях вида (12.12) обладает осевой симметрией и не зависит от угла ϕ . Таким образом, пространственные рельефы бокового излучения в прямоугольном и круглом раскрывах принципиально различны (рис. 12.6).

Ширина луча по уровню 0,707 круглого раскрыва с равномерным синфазным возбуждением выражается формулой $\Delta\theta = 59^\circ\lambda/(2a)$ при уровне боковых лепестков около 0,132 (по полю), или $-17,6$ дБ. При спадающем к краям раскрыва амплитудном распределении $1 - (R'/a)^2$ ширина луча возрастает в 1,23 раза, а уровень боковых

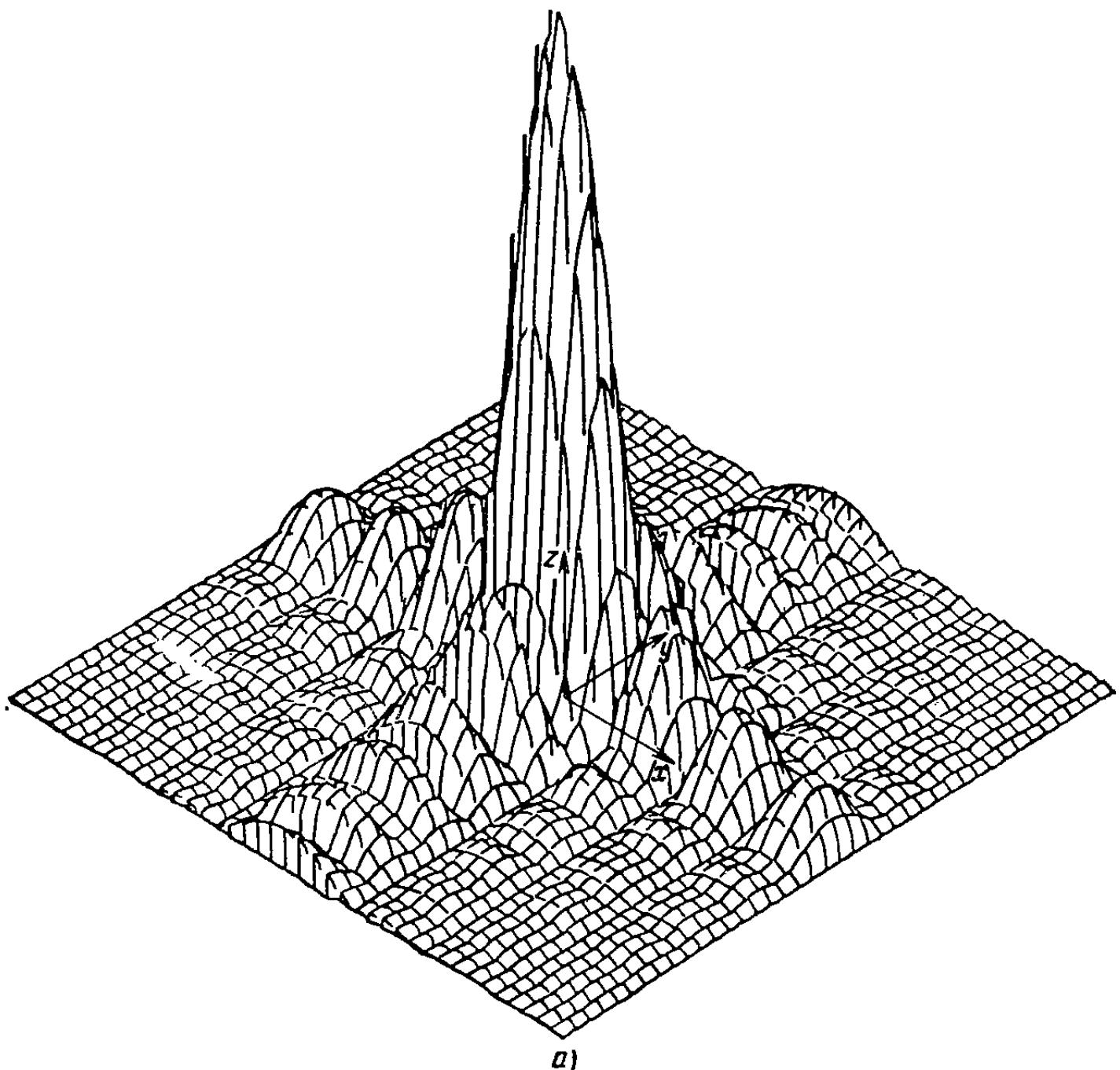


Рис. 12.6. Рельефы множителей направленности прямоугольного (a) и круглого (б) раскрывов

лепестков снижается до $-24,7$ дБ. Одновременно происходит снижение КИП до 0,75 и уменьшение коэффициента рассеяния до значения $\beta_b \approx 0,02$ против первоначального значения $\beta_b \approx 0,162$ при равномерном амплитудном распределении.

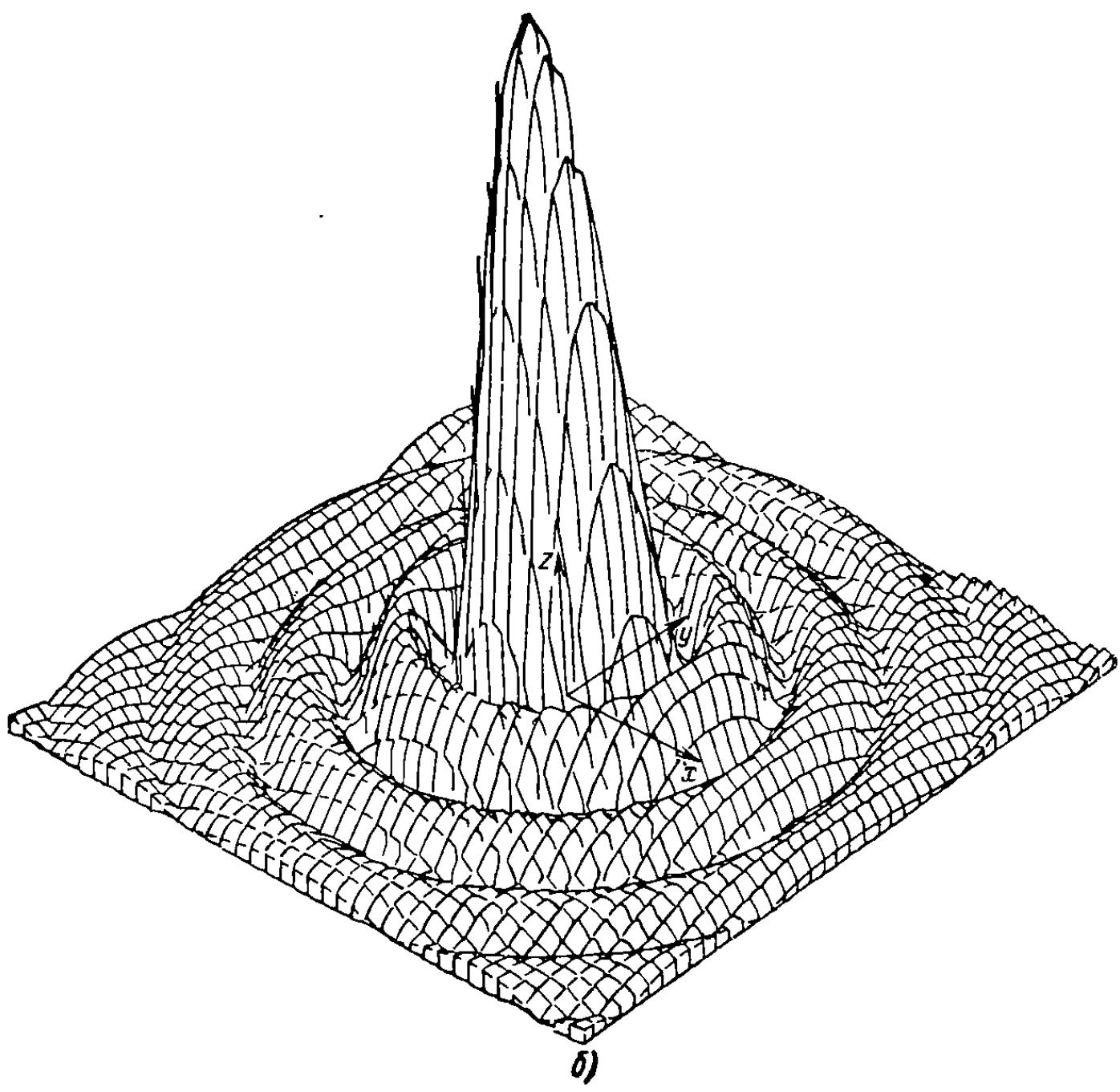


Рис. 12.6. Продолжение

§ 12.4. МЕТОД ЭКВИВАЛЕНТНОГО ЛИНЕЙНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В АНАЛИЗЕ ПЛОСКОГО РАСКРЫВА

Рассмотрим произвольный по форме плоский раскрыв с заданным амплитудно-фазовым распределением $I(x, y)$. Если раскрыв возбужден синфазно, то направление главного максимума перпендикулярно его плоскости. Множитель направленности раскрыва выражается интегралом (12.4). Входящую в показатель подынтегральной экспоненты величину $x_q \cos \phi_0 + y_q \sin \phi_0 = u(\phi_0)$ можно трактовать как расстояние в плоскости раскрыва от начала коор-

динат до проекции точки интегрирования Q на направление u , задаваемое углом φ_0 (рис. 12.7). Принимая это во внимание и переходя к повернутым на угол φ_0 декартовым координатам u, v, z , легко привести формулу (12.4) к виду множителя направленности эквивалентной линейной антенны длиной $L_{\text{эк}} = u_{\max} - u_{\min}$:

$$\dot{f}(\theta, \varphi_0) = \int_{u_{\min}}^{u_{\max}} I_{\text{эк}}(u) e^{j\beta u \sin \theta} du, \quad (12.14)$$

где эквивалентное амплитудно-фазовое распределение возбуждения

выражается интегралом $I_{\text{эк}}(u) = \int_{v_1(u)}^{v_2(u)} I(u, v) dv$. Здесь $v_1(u)$ и

$v_2(u)$ — уравнения кривых, определяющих нижнюю и верхнюю границы раскрытия. При синфазном и равномерном амплитудном распределении значение $I_{\text{эк}}(u)$ фактически равно длине хорды, проходящей через точку Q параллельно оси v .

Пример 1. В круглом раскрытии радиуса a с равномерным синфазным возбуждением эквивалентное амплитудное распределение в линейной антенне длиной $L_{\text{эк}} = 2a$ имеет вид

$$I_{\text{эк}}(u) = \int_{-\sqrt{a^2 - u^2}}^{\sqrt{a^2 - u^2}} I_0 dv = \\ = 2I_0 \sqrt{a^2 - u^2} \text{ при } |u| < a.$$

Такое распределение является спадающим к краям, и это объясняет расширение главного лепестка на 16% и снижение уровня боковых лепестков на 4,3 dB в круглом раскрытии по сравнению с квадратным раскрытием со стороной $2a$. Снижение уровня боковых лепестков и расширение луча в круглом раскрытии не сопровождаются падением $K_{\text{пп}}$, который при равномерном возбуждении равен единице.

Пример 2. Для диагональной плоскости равномерно возбужденного синфазного квадратного раскрытия со стороной a эквивалентное амплитудно-фазовое распределение в линейной антенне длиной $L_{\text{эк}} = a\sqrt{2}$ является линейно спадающей к краям функцией

$$I_{\text{эк}}(u) = I_0 a \sqrt{2} (1 - |u|) \text{ при } |u| < a\sqrt{2}.$$

Подстановка этого распределения в формулу (12.14) и интегрирование приводят к множителю направленности $F(\theta, \pi/4) = \sin^2 \Psi / \Psi^2$, где $\Psi = 0,707 \beta a \sin \theta$, характеризующему ширину луча по уровню 0,707 $\Delta\theta \approx 52^\circ \lambda/a$ и весьма низким уровнем боковых лепестков: -26,5 dB. Ширина луча в диагональной плоскости квадратного раскрытия лишь на 2% превышает ширину луча в главных плоскостях. Это объясняется тем, что спадание амплитуды возбуждения к краям эквивалентной линейной антенны компенсируется увеличением ее длины в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с размером раскрытия в главной плоскости.

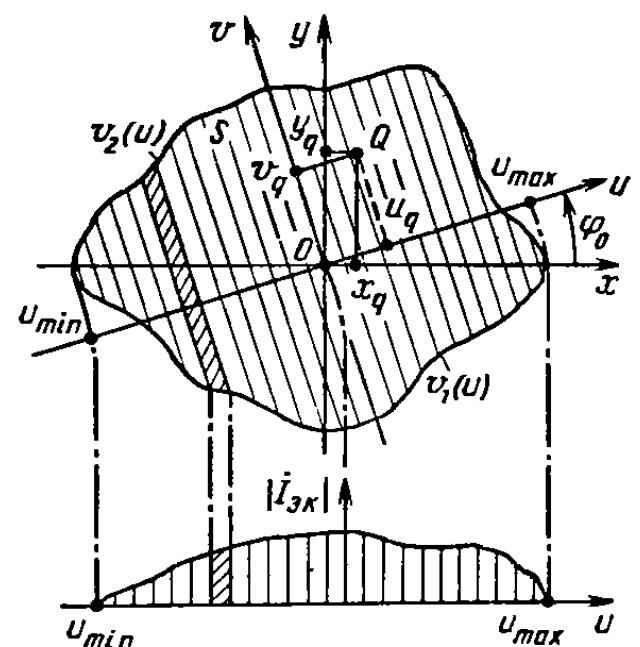


Рис. 12.7. К определению понятия эквивалентной линейной антенны

Введение понятия эквивалентной линейной антенны позволяет, таким образом, просто и наглядно объяснить влияние формы раскрыва на характеристику направленности в любой плоскости, проходящей через ось z .

§ 12.5. ВЛИЯНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ОШИБОК ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛОСКОГО РАСКРЫВА

При наличии случайных ошибок амплитудно-фазовое распределение возбуждения в отдельной реализации раскрыва имеет вид

$$i(x, y) = i_0(x, y)[1 + A(x, y)] e^{j\Phi(x, y)}, \quad (12.15)$$

где $i_0(x, y)$ — детерминированная часть амплитудного распределения; $A(x, y)$ и $\Phi(x, y)$ — случайные функции, описывающие амплитудные и фазовые ошибки, обладающие нулевыми средними значениями и заданными дисперсиями $\bar{A}^2 \ll 1$ и $\bar{\Phi}^2 \ll 1$. Помимо дисперсий считается известным также радиус корреляции r , определяющий характерное расстояние между двумя точками на раскрыве, на котором случайные ошибки в этих точках оказываются почти не коррелированными [см. формулу (11.22) и комментарии к ней]. Каждой реализации функции возбуждения (12.15) соответствует реализация множителя направленности раскрыва, определяемая формулой (12.4). С помощью усреднения по ансамблю реализаций случайных множителей направленности могут быть найдены зависимости параметров раскрыва от общей дисперсии ошибки АФР $\alpha = (\bar{\Phi}^2 + \bar{A}^2) \ll 1$ и от радиуса корреляции r аналогично тому, как это было сделано для линейной излучающей системы в § 11.5.

Для плоского прямоугольного раскрыва размером $a \times b$ с равномерным и синфазным номинальным возбуждением средняя характеристика направленности по мощности

$$|F(\theta, \varphi)|^2 \approx e^{-\alpha} \{F_0^2(\theta, \varphi) + \alpha [4\pi^2 r^2 / D_0 \lambda^2]\} e^{-(\pi r \sin \theta / \lambda)^2},$$

где $F_0(\theta, \varphi)$ — нормированная ДН раскрыва по мощности в отсутствие случайных ошибок [см. (12.10)], а второе слагаемое — добавочный «фон» бокового излучения, медленно убывающий во все стороны от главного максимума: $D_0 = 4\pi ab / \lambda^2$ — КНД раскрыва при отсутствии случайных ошибок.

К такому же виду могут быть приведены средние ДН по мощности и при других формах раскрыва, а также при неравномерных распределениях возбуждения (вид функции распределения возбуждения учитывается косвенно в значении D_0). Итак, полученный результат для средней ДН аналогичен выводам, сформулированным при анализе влияния случайных фазовых ошибок в линейной антенне. Добавочный фон бокового излучения уменьшается с ростом

размеров раскрыва. Разница получается лишь в количественной оценке бокового фона, который при тех же значениях α и r ниже в плоском раскрыве.

Оценку вероятности появления увеличенных боковых лепестков по-прежнему можно производить с помощью графиков рис. 11.12. Однако вместо формулы (11.24) следует использовать аналогичную ей формулу для плоского раскрыва: $f_6^2 = f_{60}^2 + \alpha [4\pi^2 r^2 / (D_0 \lambda^2)]$, где f_{60}^2 — уровень оцениваемого бокового лепестка при отсутствии случайных ошибок. Кроме того, параметр обобщенного рэлеевского закона (11.25) следует принять равным $\sigma^2 = \alpha [2\pi^2 r^2 / (D_0 \lambda^2)]$ вместо $\alpha \sqrt{\pi r / (2L)}$ для линейной антенны.

Коэффициент направленного действия плоского раскрыва со случайными ошибками возбуждения при $r \geq \lambda$ может быть найден по формуле, аналогичной (11.23), т. е. $D \approx D_0 \exp(-\alpha)$, где $D_0 = 4\pi S_{\text{эфф}} / \lambda^2$ — номинальное значение КНД при отсутствии случайных ошибок. При уменьшении радиуса корреляции по сравнению с длиной волны уровень добавочного бокового фона в плоском раскрыве снижается пропорционально $(r/\lambda)^2$, т. е. более быстро, чем в линейной антенне, и при $r/\lambda \rightarrow 0$ КНД плоского раскрыва $D = D_0 [1 - 3\pi^2 \alpha r^2 / (4\lambda^2)]$. Этой формулой следует пользоваться при $r/\lambda < 0,35$.

§ 12.6. СКАНИРОВАНИЕ ЛУЧА В ПЛОСКОМ РАСКРЫВЕ

Положением луча плоского раскрыва в пространстве можно управлять, создавая линейное фазовое распределение возбуждения. Зададим в плоском прямоугольном раскрыве размером $a \times b$ амплитудно-фазовое распределение возбуждения в виде суперпозиции двух волн, бегущих вдоль осей x и y :

$$I(x, y) = I_0 e^{-j\beta(\xi_x x + \xi_y y)}, \quad \beta = 2\pi/\lambda,$$

где $|\xi_x| < 1$ и $|\xi_y| < 1$ — коэффициенты замедления фазовой скорости. Фактически эта суперпозиция двух бегущих волн эквивалентна одной бегущей волне, распространяющейся в направлении $\phi_0 = \arctg(\xi_y / \xi_x)$ в плоскости раскрыва.

Выражение для нормированного множителя направленности (12.4) после интегрирования примет вид

$$F(\Psi_x, \Psi_y) = \left| \frac{\sin \Psi_x}{\Psi_x} \frac{\sin \Psi_y}{\Psi_y} \right|, \text{ где } \Psi_x = 0,5\beta a (\sin \theta \cos \varphi - \xi_x); \\ \Psi_y = 0,5\beta b (\sin \theta \sin \varphi - \xi_y). \quad (12.16)$$

Направление главного максимума излучения определится из условий $\Psi_x = 0$; $\Psi_y = 0$, приводящих к так называемым *формулам фазирования*: $\xi_x = \sin \theta_0 \cos \varphi_0$, $\xi_y = \sin \theta_0 \sin \varphi_0$. Эти формулы позволяют найти коэффициенты замедления фазовой скорости, необходимые для ориентации главного максимума излучения в заданном

направлении θ_0 , ϕ_0 , и являются справедливыми при любой форме раскрыва и произвольном амплитудном распределении.

Входящие в формулу (12.16) выражения $\sin \theta \cos \varphi = \cos \alpha_x$, $\sin \theta \sin \varphi = \cos \alpha_y$ являются направляющими косинусами углов α_x и α_y , образуемых направлением наблюдения θ , φ с осями раскрыва x и y (см. рис. 12.3). Рассмотрим рельеф множителя направленности (12.16) на плоскости направляющих косинусов (рис. 12.8).

Окружность $\cos^2 \alpha_x + \cos^2 \alpha_y = 1$ ограничивает область видимости. Направление главного максимума излучения находится в точке с координатами ξ_x , ξ_y . Сечение главного лепестка по уровню 0,707 с хорошей степенью точности представляется эллипсом с размерами главных осей $\Delta \alpha_x = 0,886 \lambda/a$, $\Delta \alpha_y = 0,886 \lambda/b$. Положение боковых лепестков указано точками. При изменении коэффициентов замедления лепестки пространственного рельефа $F(\Psi_x, \Psi_y)$ совершают плоскопараллельное перемещение на плоскости направляющих косинусов, причем форма всех лепестков сохраняется.

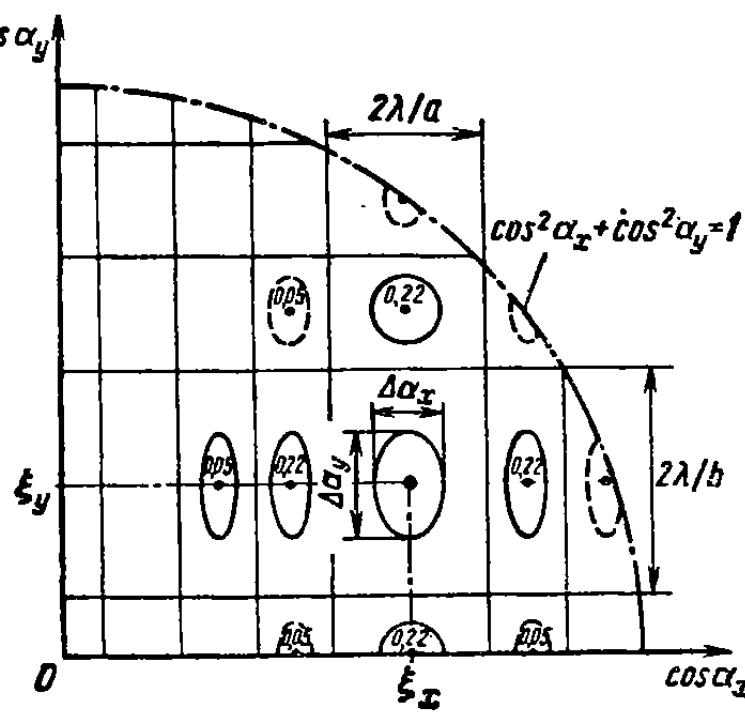


Рис. 12.8. Рельеф множителя направленности прямоугольного раскрыва с линейным фазовым распределением

Этот вывод оказывается справедливым для раскрызов любой формы с произвольным АФР.

Плоскость направляющих косинусов может рассматриваться как проекция полусферы единичного радиуса на экваториальную плоскость, совпадающую с плоскостью раскрыва (см. рис. 12.9). Расположение и форма контура сечения главного лепестка пространственного множителя направленности по уровню половинной мощности на сфере единичного радиуса определяются линией пересечения этой сферы с эллиптическим цилиндром, параллельным оси z и имеющим в основании контур главного лепестка по уровню 0,707 на плоскости $\cos \alpha_x$, $\cos \alpha_y$ (рис. 12.9).

Площадь, ограниченная контуром главного лепестка на сфере единичного радиуса, при отклонении луча от нормали к раскрыву увеличивается пропорционально $1/\cos \theta_0$ по сравнению с площадью, охватываемой тем же контуром при $\theta_0=0$, т. е. при синфазном раскрыве. В результате расширения главного лепестка при отклонении луча от нормали к раскрыву КНД раскрыва уменьшается по закону

$$D = D_0 \cos \theta_0 = 4\pi S_{\text{эф}} \cos \theta_0 / \lambda^2, \quad (12.17)$$

где $S_{\text{эфф}}$ — эффективная поверхность синфазного раскрыва. Формула (12.17) верна при условии, что направление главного максимума не приближается к плоскости раскрыва ближе двух-трех значений угловой ширины главного лепестка.

Фундаментальное правило о снижении КНД при сканировании по «закону косинуса» (12.17) можно объяснить и по-другому, используя принцип эквивалентности. Для этого следует мысленно совершить переход от исходного раскрыва 1 с линейным распре-

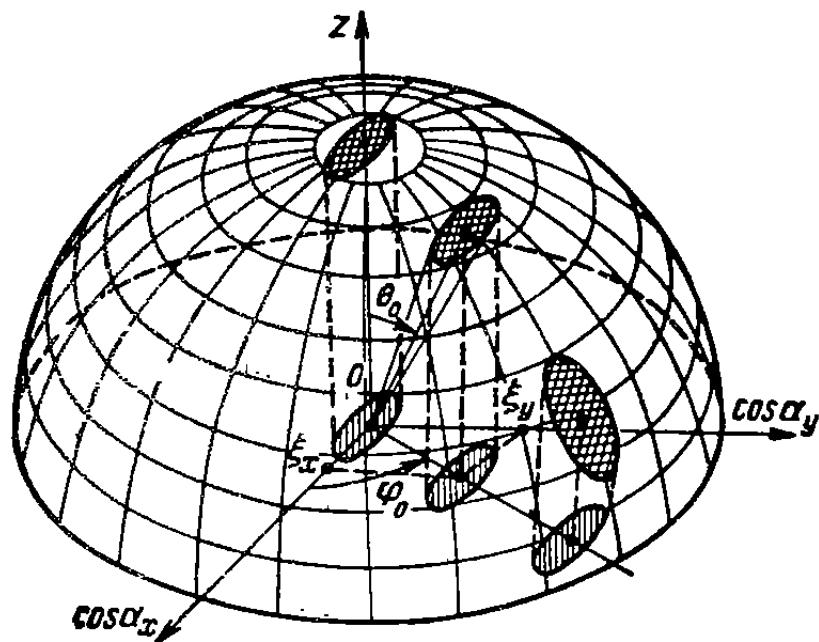


Рис. 12.9. Изменение формы главного лепестка множителя направленности прямоугольного раскрыва при сканировании

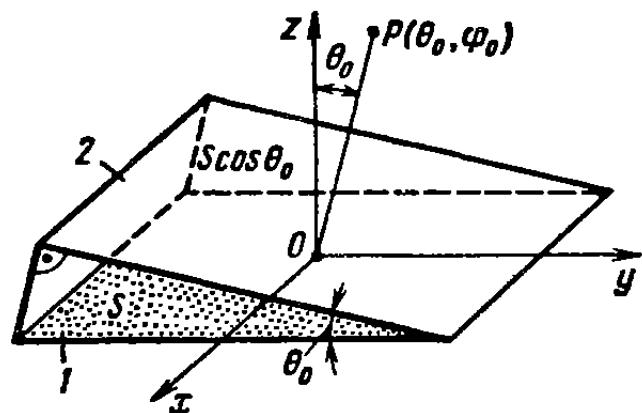


Рис. 12.10. Уменьшение эффективной площади раскрыва при сканировании

делением фаз возбуждения к эквивалентному синфазному раскрыву 2, перпендикулярному направлению максимального излучения (рис. 12.10). Площадь такого эквивалентного раскрыва уменьшается пропорционально $\cos \theta_0$, и это вновь приводит к формуле (12.17).

Уменьшение КНД при сканировании сопровождается расширением главного лепестка в плоскости отклонения луча. Если сканирование происходит в главных плоскостях прямоугольного равноамплитудного раскрыва, то изменение ширины луча описывается простыми формулами: $\Delta\theta_x = 51^\circ\lambda/(a \cos \theta_0)$, $\Delta\theta_y = 51^\circ\lambda/(b \cos \theta_0)$. Для квадратного раскрыва аналогичные формулы с хорошей степенью точности верны для любых плоскостей сканирования. Однако при сканировании в промежуточных плоскостях прямоугольного раскрыва (т. е. при $a \neq b$) контур половинной мощности на поверхности единичной сферы принимает форму эллипса с наклонным расположением главных осей (см. рис. 12.9) и формулы для оценки ширины луча в главных сечениях этого эллипса будут иными.

§ 12.7. ПЛОСКИЕ ФАЗИРОВАННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ. РАЗМЕЩЕНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ПО РАСКРЫВУ И УСЛОВИЯ ОТСУТСТВИЯ ПОБОЧНЫХ ГЛАВНЫХ МАКСИМУМОВ

Реализация линейных фазовых распределений возбуждения в плоском раскрыве осуществляется путем разбиения раскрыва на большое число отдельных излучателей с независимыми управлением фазой возбуждения каждого из них. Образующаяся при этом сканирующая антennaя система называется *фазированной антенной решеткой* (ФАР).

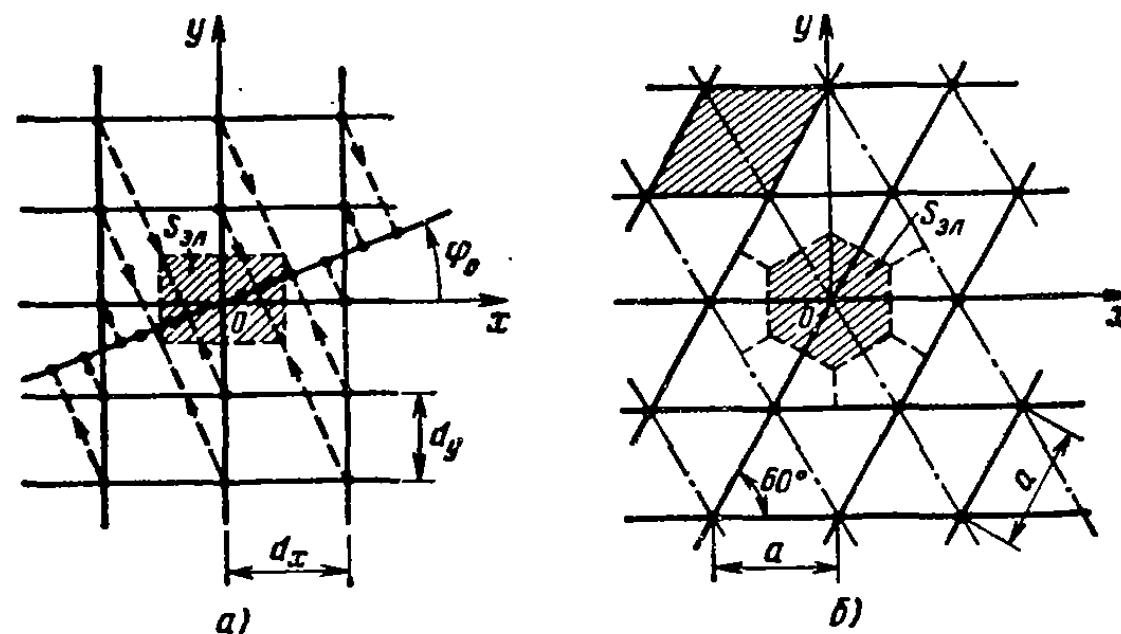


Рис. 12.11. Прямоугольная (а) и треугольная (б) сетки расположения излучателей решетки

Важным вопросом при создании ФАР является выбор способа расположения элементов в раскрыве. Среди регулярных способов размещения элементов наиболее распространено размещение их в узлах прямоугольной и треугольной (гексагональной) сетки (рис. 12.11). При этом излучатели равномерно располагаются на плоскости, т. е. на каждый излучатель ФАР приходится одинаковая часть площади раскрыва: прямоугольник площадью $S_{\text{эл}} = d_x d_y$ для прямоугольной сетки и шестиугольник площадью $S_{\text{эл}} = \sqrt{3}a^2/2$ для треугольной сетки (площадь этого шестиугольника равна площади параллелограмма со стороной a). Сравним обе сетки с точки зрения опасности возникновения побочных главных максимумов при сканировании. Для этого рассмотрим эквивалентные линейки излучателей, образованные проекциями узлов сетки на направление в плоскости раскрыва, задаваемое углом ϕ_0 (рис. 12.11, а).

Прямоугольная сетка. Здесь достаточно рассмотреть неблагоприятные направления $\phi_0 = 0^\circ$; $\phi_0 = 90^\circ$ и $\phi_0 = \arctg(d_y/d_x)$, в которых эквивалентные линейки имеют наибольший постоянный шаг: d_x , d_y или $0,5\sqrt{d_x^2 + d_y^2}$. Все остальные направления образуют эквивалентные линейки с более плотным расположением излучателей.

Требование отсутствия побочного главного максимума в области видимости при отклонении луча на угол θ_{\max} от нормали к раскрыву на основании (11.27) выполняется при следующих ограничениях на шаг сетки при числе излучателей $N \rightarrow \infty$:

$$d_x < \lambda/(1 + \sin \theta_{x\max}), \quad d_y < \lambda/(1 + \sin \theta_{y\max}),$$

где $\theta_{x\max}$ и $\theta_{y\max}$ — максимальные углы сканирования в плоскостях zOx и zOy . Например, при $\theta_{x\max} = 45^\circ$ необходимо обеспечить $d_x < 0,585\lambda$.

После выбора d_x и d_y можно проверить допустимый угол отклонения луча в промежуточной плоскости, который всегда превышает как $\theta_{x\max}$, так и $\theta_{y\max}$. При $\theta_{x\max} = \theta_{y\max}$ следует использовать квадратную сетку $d_x = d_y$, в которой на один элемент решетки приходится площадь поверхности раскрыва $S_{эл} \leq \lambda^2/(1 + \sin \theta_{\max})^2$.

Треугольная сетка. Расстояние между проекциями ее узлов на любое направление в плоскости раскрыва меньше или равно $\sqrt{3}a/2$ и при выборе шага можно руководствоваться неравенством $a < 2\lambda/[\sqrt{3}(1 + \sin \theta_{\max})]$. Например, при максимальном угле отклонения луча от нормали 45° получаем $a \leq 0,68\lambda$. На один элемент решетки с треугольной сеткой приходится площадь $S_{эл} = 2\lambda^2/[\sqrt{3}(1 + \sin \theta_{\max})^2]$, примерно на 15% превышающая площадь одного элемента при квадратной сетке, т. е. общее число элементов ФАР с треугольной сеткой может быть снижено на 13% по отношению к числу элементов ФАР с квадратной сеткой. Увеличенные размеры элемента в треугольной сетке облегчают размещение фазовращателей около излучателей ФАР.

Выбор шага решеток с направленными элементами. Как отмечалось в § 11.6, побочные главные максимумы подавляются, если они расположены в окрестности нулевого (или почти нулевого) излучения одного элемента. Для создания таких условий следует придать ДН элемента решетки специальную форму. Пусть сектор сканирования (т. е. область, в которой может находиться луч решетки) занимает зону углов $0 \leq \theta \leq \theta_{\max}$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Предположим, что пространственная ДН излучателя

$$F_{элопт}^2 = \begin{cases} \cos \theta & \text{при } \theta \leq \theta_{\max}, \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi, \\ 0 & \text{при } \theta > \theta_{\max}. \end{cases} \quad (12.18)$$

Для такой ДН с оптимальным подавлением побочных главных максимумов КНД

$$D_{элопт} = 4\pi \left/ \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi \right. = 4/\sin^2 \theta_{\max},$$

что обеспечивает эффективную поверхность одного излучателя $S_{элопт} = D_{элопт} \lambda^2 / (4\pi) = \lambda^2 / (\pi \sin^2 \theta_{\max})$.

Распределяя площадь раскрыва равномерно между оптимальными элементами, получаем оценку их числа в раскрыве с заданной площадью S :

$$N_{\text{opt}} = S/S_{\text{эл опт}} = \pi S \lambda^{-2} \sin^2 \theta_{\max}.$$

Сравним площадь, приходящуюся на один элемент с оптимальной ДН, с площадью $S_{\text{эл}}$, приходящейся на один изотропный элемент ФАР с треугольной сеткой, при условии подавления побочных главных максимумов. Отношение этих площадей составляет $\sqrt{3}(1 + \sin \theta_{\max})^2 / (2\pi \sin^2 \theta_{\max})$, и его можно трактовать как выигрыш в сокращении числа элементов. Вычисления показывают, что заметный эффект (2,5 раза и более) в экономии числа элементов ФАР при использовании оптимальных направленных излучателей может быть достигнут только при узких секторах сканирования: $\theta_{\max} \leq 30^\circ$. Создание излучателей с оптимальной ДН, приближающейся к виду (12.18), представляет достаточно сложную техническую задачу. На практике предпочитают несколько увеличивать число излучателей. Помимо упрощения конструкции излучателей ФАР это дает выигрыш и в надежности.

В реальных ФАР при малых секторах сканирования (меньше $20-30^\circ$) возможен более простой способ уменьшения числа независимо фазируемых элементов — объединение нескольких простых излучателей в синфазные группы, управляемые одним фазовращателем. Каждая синфазная группа имеет более узкую ДН по сравнению с ДН одиночного излучателя, и это позволяет снизить уровень побочных главных максимумов.

Нерегулярное размещение излучателей в плоской ФАР. Оказывается, что практически полное подавление побочных главных максимумов плоской ФАР возможно при нерегулярном размещении в раскрыве относительно небольшого числа слабонаправленных излучателей, во много раз меньшего числа элементов в плоских ФАР с регулярной структурой. Этот способ аналогичен использованию линейных неэквидистантных антенных решеток. Выбор нерегулярного расположения элементов в плоском раскрыве чаще всего осуществляется с помощью какой-либо случайной процедуры. Например, раскрыв решетки сначала разбивается прямоугольной сеткой, имеющей $N \times N$ узлов. В некоторых узлах наугад размещаются M излучателей, причем попадание излучателя в каждый узел имеет равную вероятность $M/N^2 < 1$. Если расстояние между узлами исходной сетки не более $0,5\lambda$, то средняя ДН по мощности представляется суммой множителя направленности плоской регулярной решетки и почти равномерного случайного «фона» бокового излучения:

$$\overline{F^2(\theta, \varphi)} \approx F_0^2(\theta, \varphi) + \frac{N^2 - M}{M(N^2 - 1)} [1 - F_0^2(\theta, \varphi)],$$

где $F_0^2(\theta, \phi)$ — ДН плотно заполненной регулярной решетки из $N \times N$ элементов.

При $N^2 \gg M$ средний уровень фона добавочного бокового излучения составляет около $1/M$ и не зависит от N^2 , т. е. от размеров раскрыва. Побочные главные максимумы не возникают, так как в любой плоскости сканирования эквивалентная линейная излучающая система представляет собой неэквидистантную антеннную решетку, содержащую все M излучателей. Подробный вероятностный анализ показывает, что в ансамбле плоских нерегулярных случайных решеток с одинаковым числом элементов M подавляющее большинство реализаций ДН близко к средней, т. е. антенны с очень плохими и очень хорошими ДН встречаются крайне редко. Поэтому плохие варианты (например, с кучным расположением элементов в какой-либо зоне раскрыва) легко отсеиваются простым перебором нескольких случайных реализаций.

При выборе допустимого числа элементов M следует исходить из требования отсутствия боковых лепестков, превышающих некоторый наперед установленный уровень. На рис. 12.12 приведены графики, показывающие допустимое уменьшение числа элементов M/N^2 в зависимости от N^2 при двух фиксированных значениях уровня бокового излучения t^2 . Сплошными кривыми показаны значения M/N^2 , при которых выбранный уровень превышается во всей области видимости максимум одним случаемым выбросом, штриховыми — значения M/N^2 , при которых данный уровень превышается не более чем 10 выбросами. Графики справедливы для шага исходной сетки $0,5\lambda$. Из графиков, в частности, следует, что если в раскрыве размером $100 \times 100 \lambda$, т. е. при $N^2 = 40000$, разместить всего 400 элементов, то уровень — 15 дБ будет превышен не более чем 10 лепестками.

Определим КИП плоской нерегулярной решетки как отношение ее КНД к КНД плоского синфазного раскрыва той же площади с равномерным амплитудным распределением. КНД раскрыва составит $D_0 = 4\pi S/\lambda^2 = 4\pi N^2 (0,5\lambda^2)/\lambda^2 = \pi N^2$. КНД разреженной решетки равен произведению КНД одного излучателя на число элементов: $D = MD_{\text{эл}}$, так как взаимосвязь элементов при редком расположении практически не оказывается на излучаемой мощности. Для слабонаправленных элементов (полуволниевые вибраторы над экраном, полуволновые щели и т. п.) $D_{\text{эл}} \approx 3—4$, и для КИП разреженной решетки получается оценка $K_{\text{ип}} \approx M/N^2$. Таким образом, при $M \ll N^2$ нерегулярные решетки имеют низкий КИП, несмотря на то что форма главного лепестка ДН точно соответствует форме глав-

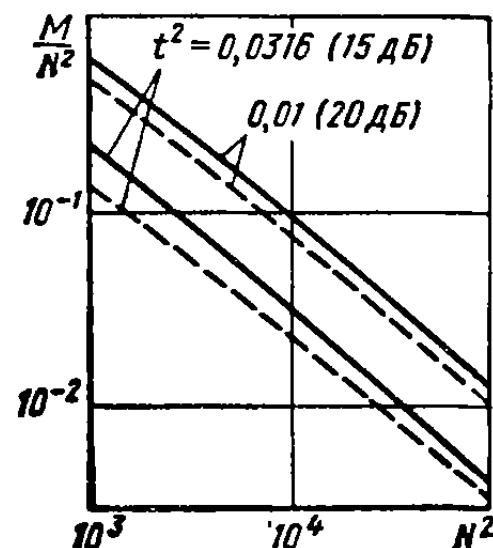


Рис. 12.12. К выбору числа элементов в нерегулярно заполненной плоской антенной решетке

ного лепестка непрерывного раскрыва. Снижение КИП обусловлено рассеянием мощности в почти равномерный фон бокового излучения (см. § 7.5). Из-за малых значений КИП решетки с большим разрежением редко используются в радиолокации и преимущественно применяются в радиоастрономии, где важна прежде всего разрешающая способность, а недостаточное значение КНД может быть компенсировано увеличением времени наблюдения источника.

§ 12.8. О СВЯЗИ ДН ИЗЛУЧАТЕЛЯ РЕШЕТКИ И РАССОГЛАСОВАНИЯ ВХОДОВ ЭЛЕМЕНТОВ ФАР ПРИ СКАНИРОВАНИИ

При небольшом числе элементов влияние взаимосвязи между излучателями ФАР на коэффициент усиления решетки и на входное сопротивление отдельного излучателя при сканировании может быть учтено с помощью «поэлементного» подхода, рассмотренного в § 11.8. Если же регулярно заполненный раскрыв ФАР имеет большие электрические размеры и число элементов измеряется сотнями и тысячами, то удобнее применить приближенный подход, при котором используются усредненные характеристики одного элемента. Тогда полная ДН решетки представляется в виде (12.1), причем в качестве функции $\dot{F}_{\text{эл}}(\theta, \phi)$ берется ДН одного элемента *в присутствии остальных элементов, входы которых замкнуты на пассивные нагрузки*. Сопротивления этих нагрузок должны быть равны внутренним сопротивлениям генераторов (или приемных модулей), подключенных к каждому элементу решетки. При этих условиях возбуждение, поданное только на один элемент, в результате действия взаимной связи распространяется на соседние элементы и в них появляются излучающие токи. Кроме того, происходит потеря части мощности в пассивных нагрузках. Следовательно, ДН излучателя $\dot{F}_{\text{эл}}(\theta, \phi)$ фактически создается наложением на поле одного элемента полей окружающих элементов, причем этой ДН соответствует КПД $\eta_{\text{эл}} < 1$ из-за отвода мощности в нагрузки соседних элементов. Таким образом, векторной ДН $\dot{F}_{\text{эл}}(\theta, \phi)$ можно поставить в соответствие угловую зависимость коэффициента усиления одного элемента:

$$G_{\text{эл}}(\theta, \phi) = D_{\text{эл}} \eta_{\text{эл}} (1 - |\rho_{\text{эл}}|^2) F_{\text{эл}}^2(\theta, \phi),$$

где $D_{\text{эл}}$ — КНД, определяемый по ДН $F_{\text{эл}}^2(\theta, \phi)$; ρ — коэффициент отражения на входе единственно возбуждаемого излучателя в составе всей ФАР.

Входящий в (12.1) множитель направленности системы $f_{\Sigma}(\theta, \phi)$ при отсутствии побочных главных максимумов решетки в секторе сканирования можно приближенно считать равным множителю направленности непрерывного раскрыва. Остаются справедливыми

все оценки ширины луча при сканировании, а также оценки КИП, обусловленные неравномерным амплитудным распределением, случайными и систематическими фазовыми ошибками. Общий коэффициент усиления ФАР может быть представлен в виде

$$G(\theta_0, \varphi_0) = NG_{\text{эл}}(\theta_0, \varphi_0)K_{\text{ипз}}, \quad (12.19)$$

где (θ_0, φ_0) — направление сканирования; $K_{\text{ипз}}$ — результирующее значение, учитывающее неравномерное амплитудное распределение, фазовые ошибки и другие факторы. Влияние взаимной связи элементов на коэффициент усиления уже учтено в функции $G_{\text{эл}}(\theta, \varphi)$.

Рассмотрим режим ФАР, когда все элементы возбуждены с одинаковой амплитудой и идеально сфазированы в направлении θ_0, φ_0 . Тогда в (12.19) $K_{\text{ипз}}=1$. Далее, пусть при постоянном шаге решетки площадь раскрыва неограниченно увеличивается и $N \rightarrow \infty$. Все элементы оказываются в одинаковых условиях, и зависимость входного коэффициента отражения каждого из них от направления сканирования θ_0, φ_0 описывается одной и той же функцией $\rho(\theta, \varphi)$. Вклад каждого элемента в общий коэффициент усиления ФАР можно представить произведением трех сомножителей: 1) $4\pi S_{\text{эл}}/\lambda^2$ — КНД участка раскрыва с площадью, приходящейся на один элемент; 2) $\cos \theta_0$ — закон убывания КНД при отклонении луча ФАР от нормали к поверхности ее раскрыва; 3) $1 - |\rho(\theta_0, \varphi_0)|^2$ — уменьшение излучаемой мощности из-за рассогласования входов излучателей при сканировании. Принимая во внимание (12.19) и предполагая отсутствие побочных главных максимумов, можно записать:

$$G_{\text{эл}}(\theta, \varphi) = (4\pi S_{\text{эл}}/\lambda^2) \cos \theta [1 - |\rho(\theta, \varphi)|^2] \quad (12.20)$$

Эта формула является одной из важнейших в теории ФАР. Она устанавливает связь двух режимов: 1) режима возбуждения одного излучателя бесконечной решетки при пассивной нагрузке других элементов; этому режиму соответствует ДН $G_{\text{эл}}(\theta, \varphi)$ в масштабе коэффициента усиления; 2) режима равноамплитудного возбуждения всех элементов бесконечной решетки с линейным фазированием в направлении θ, φ ; этому режиму соответствует *динамический входной коэффициент отражения* в виде функции $\rho(\theta, \varphi)$.

Из (12.20) следует, что рельеф функции $1 - |\rho(\theta, \varphi)|^2$ повторяет форму ДН одного элемента в бесконечной ФАР с точностью до $\cos \theta$. Поэтому нет необходимости исследовать функции $G_{\text{эл}}(\theta, \varphi)$ и $\rho(\theta, \varphi)$ отдельно, достаточно ограничиться какой-либо одной из них. Весьма удобно, что функция динамического коэффициента отражения $\rho(\theta, \varphi)$ должна определяться в бесконечной решетке — это позволяет использовать в расчетах ФАР хорошо развитую в электродинамике теорию бесконечных периодических структур.

Итак, исследование и разработка больших регулярных плоских ФАР должны вестись с одновременным использованием двух электродинамических моделей: 1) модели плоского непрерывного рас-

крыва, в которой учитываются форма и размеры раскрыва, а также вид амплитудно-фазового распределения и его искажения; 2) модели бесконечной регулярной решетки. В этой модели определяются параметры одного излучателя, в частности зависимости динамического коэффициента отражения от угла сканирования и от частоты, и осуществляется подбор и оптимизация согласующих цепей на входах излучателей. При этом точность расчета ФАР больших размеров повышается, поскольку число обособленных краевых элементов таких ФАР составляет лишь небольшую часть от общего числа излучателей. Удовлетворительные результаты получаются для ФАР с числом элементов 10×10 и более.

Установлено, что ДН одного излучателя $G_{\text{эл}}(\theta, \phi)$ в бесконечной решетке при неудачном конструировании может убывать по углу θ быстрее, чем это определяется множителем $\cos \theta$. Возможно даже появление «аномальных» нулей излучения при $\theta = 25-50^\circ$, когда еще не выполняются условия возникновения побочных главных максимумов. Аномальные нули соответствуют полному рассогласованию излучателей из-за неблагоприятной интерференции отраженных волн, проникающих на вход каждого излучателя через каналы взаимной связи с другими излучателями (эффект «ослепления» ФАР).

§ 12.9. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ РАСКРЫВА В ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ОБЛАСТИ. СФОКУСИРОВАННЫЕ РАСКРЫВЫ

В промежуточной области при удалениях от излучающей системы на расстояние $R < 2D^2/\lambda$, где D — наибольший размер раскрыва, расчет электромагнитных полей обычно проводят на основе приближения Френеля [см. формулы (7.10) и соответствующие комментарии]. Для модели раскрыва в виде отверстия в плоском экране (см. рис. 12.2) поле в приближении Френеля записывается в виде, аналогичном выражению (12.6), с единственным отличием, состоящим в том, что к разности хода $\sin \theta (x \cos \phi + y \sin \phi)$ в показателе подынтегральной экспоненты добавляется зависящая от расстояния R квадратичная поправка $-\rho^2(1 - \cos^2 \alpha)/(2R)$, где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ — радиальное расстояние от центра раскрыва до текущей точки интегрирования на раскрыве; α — угол, под которым из центра раскрыва видны точка наблюдения и точка интегрирования на раскрыве. При углах наблюдения поля, составляющих с осью раскрыва углы $\theta \leqslant 15^\circ$, величиной $\cos^2 \alpha \leqslant 0,067$ в поправке можно пренебречь (это так называемое *приближение Френеля для малых углов*) и остающаяся главная часть поправки $\rho^2/2R$ оказывается не зависящей от углов наблюдения.

Действие поправки Френеля для малых углов в формуле (12.6) оказывается эквивалентным внесению в амплитудно-фазовое распределение раскрыва квадратичных фазовых искажений с ошибкой

на краю раскрыва по отношению к его центру $\Phi_{2\text{эк}} = -\beta D^2/(8R)$ (D — наибольший размер раскрыва; $\beta = 2\pi/\lambda$). Поэтому проводить специальный анализ угловых распределений поля раскрыва в промежуточной области не требуется — эти распределения повторяют форму множителя направленности раскрыва при наличии квадратичных фазовых искажений амплитудно-фазового распределения. При переходе из дальней зоны в промежуточную область синфазного раскрыва в угловом распределении поля сначала наблюдается «заплыивание» нулей излучения и расширение главного лепестка. При дальнейшем уменьшении расстояния главный лепесток углового распределения поля раздваивается и частично сливаются с боковыми лепестками, т. е. имеется полная аналогия с изменениями ДН на рис. 11.9 при возрастании квадратичной фазовой ошибки Φ_2 .

Весьма характерным является изменение модуля вектора Пойнтинга на оси z синфазного раскрыва. Расчетные результаты для раскрыва круглой формы со спадающим амплитудным распределением $1 - 4\rho^2/D^2$ приведены сплошной линией на рис. 12.13, причем расстояние R нормировано к $R_{\text{да}} = 2D^2/\lambda$ и на этом удалении (граница дальней зоны) модуль вектора Пойнтинга условно принят равным единице. Свойственный дальней зоне закон изменения вектора Пойнтинга $1/R^2_{\text{отн}} = (R/R_{\text{да}})^{-2}$ показан штриховой линией. В промежуточной области этот закон неприменим. Вектор Пойнтинга имеет осциллирующее поведение на оси z и при приближении к раскрыву стремится к постоянному значению, определяемому амплитудным распределением в раскрыве.

Осцилляции вектора Пойнтинга на оси раскрыва в промежуточной области хорошо объясняются интерференцией колебаний, приходящих в точку наблюдения от различных зон Френеля на плоскости раскрыва. **Зоной Френеля** называют такую кольцевую область в плоскости раскрыва xOy , крайние элементы которой создают в точке наблюдения парциальные волны излучения с фазовым сдвигом π . Для синфазного раскрыва разность расстояний от краев зоны Френеля (точки A и B на рис. 12.14, *a*) до точки наблюдения P должна составлять $\lambda/2$. Отсчет зон ведут от проекции точки наблюдения на плоскость раскрыва, принимая эту проекцию за нулевую зону. Для точки наблюдения, расположенной на оси синфазного раскрыва на расстоянии R от его центра, внешний радиус зоны Френеля с номером n дается очевидным соотношением

$$r_n^\Phi = \sqrt{(R + n\lambda/2)^2 - R^2} = \sqrt{nR\lambda + (n\lambda/2)^2} \approx \sqrt{nR\lambda}.$$

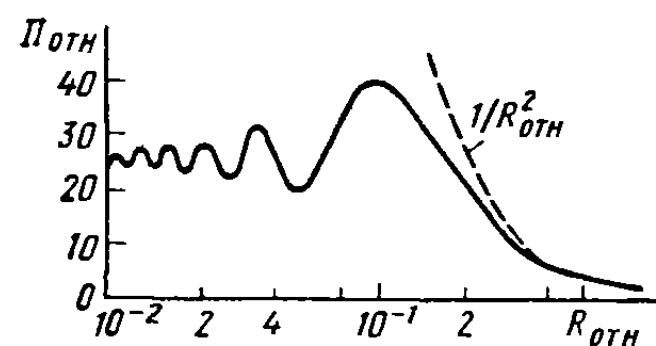


Рис. 12.13. Плотность потока мощности на оси круглого раскрыва со спадающим амплитудным распределением $1 - (2\rho/D)^2$

Площади отдельных зон Френеля получаются почти одинаковыми:

$$S_n^\Phi = \pi [(\rho_n^\Phi)^2 - (\rho_{n-1}^\Phi)^2] = \pi R \lambda + (2n-1) \lambda^2 / 4 \approx \pi R \lambda.$$

Разбивая каждую зону Френеля на ряд элементарных кольцевых источников и суммируя в точке наблюдения излученные колебания с учетом их фаз, различных из-за изменения расстояния до точки P , можно найти вклады $\dot{E}_1, \dot{E}_2, \dots$ отдельных зон в общее поле в точке наблюдения (рис. 12.14, б). Из построения видно, что векторы \dot{E}_i , создаваемые соседними зонами Френеля, оказываются противоположными по направлению, а их амплитуды уменьшаются с увеличением номера зоны, а также из-за спадающего к краям амплитудного распределения возбуждения раскрыва вследствие возрастаания расстояний до точки P . Результирующий вектор напряженности поля в точке наблюдения представляет сумму противоположно направленных слагаемых $\dot{E} = \dot{E}_1 + \dot{E}_2 + \dot{E}_3 + \dots$, число которых определяется числом зон Френеля, попадающих в пределы раскрыва антенны. Для круглого синфазного раскрыва диаметром D число зон Френеля определяется отношением площади раскрыва к площади одной зоны $n_F = \pi D^2 / (4\pi R \lambda)$. Выражая расстояние до точки наблюдения в относительных единицах $R_{\text{отн}} = R : (2D^2 / \lambda)$, получаем $n_F = (1/8) R_{\text{отн}}$.

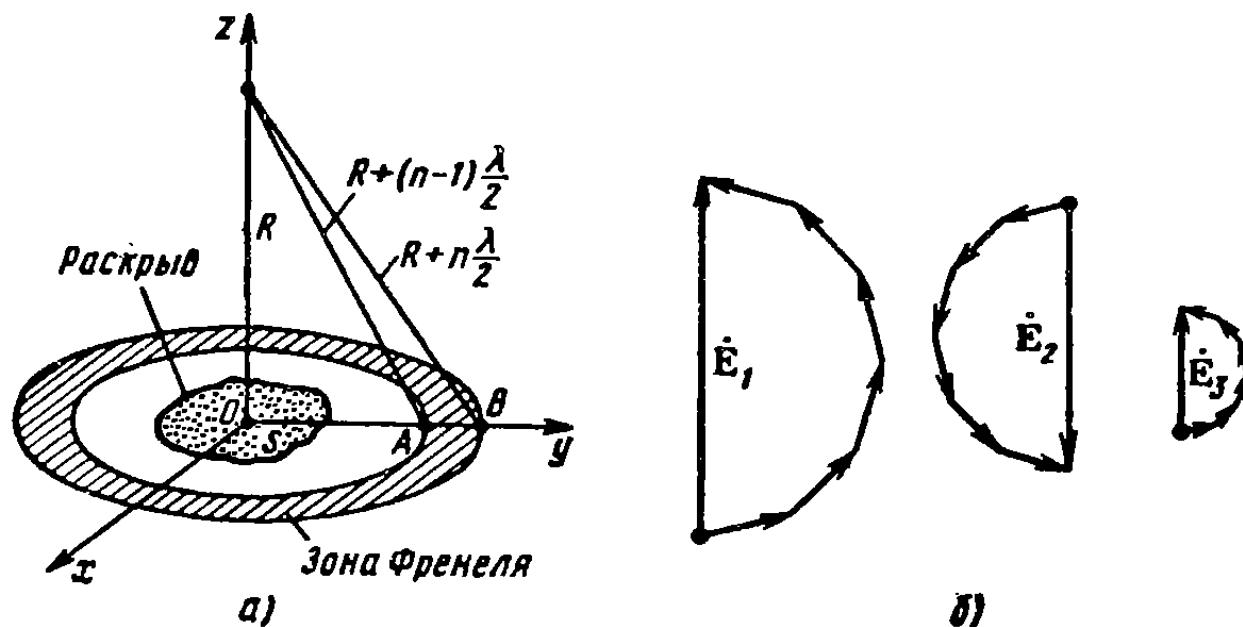


Рис. 12.14. Зоны Френеля:

а — построение зоны с номером n ; б — возможные вклады отдельных зон в полное поле промежуточной области

воположными по направлению, а их амплитуды уменьшаются с увеличением номера зоны, а также из-за спадающего к краям амплитудного распределения возбуждения раскрыва вследствие возрастания расстояний до точки P . Результирующий вектор напряженности поля в точке наблюдения представляет сумму противоположно направленных слагаемых $\dot{E} = \dot{E}_1 + \dot{E}_2 + \dot{E}_3 + \dots$, число которых определяется числом зон Френеля, попадающих в пределы раскрыва антенны. Для круглого синфазного раскрыва диаметром D число зон Френеля определяется отношением площади раскрыва к площади одной зоны $n_F = \pi D^2 / (4\pi R \lambda)$. Выражая расстояние до точки наблюдения в относительных единицах $R_{\text{отн}} = R : (2D^2 / \lambda)$, получаем $n_F = (1/8) R_{\text{отн}}$.

Для точек наблюдения в дальней зоне раскрыв составляет лишь малую часть первой зоны Френеля, остальные зоны на плоскости xOy являются неизлучающими и интерференции нет. При уменьшении расстояния до точки наблюдения число зон Френеля на раскрыве увеличивается и наблюдается интерференция колебаний, из-

лучаемых отдельными зонами. Возникает чередование максимумов и минимумов в осевом распределении вектора Пойнтига (см. рис. 12.13). Нечетному числу зон Френеля на раскрыве соответствуют максимумы осевого распределения модуля вектора Пойнтига, четному числу зон Френеля — минимумы этого распределения. Глубина минимумов зависит от степени спадания амплитудного распределения возбуждения к краям раскрыва. Наиболее глубокие минимумы (почти до нулевого уровня) наблюдаются при равномерном амплитудном распределении.

Сфокусированный раскрыв. Если в амплитудно-фазовое распределение синфазного раскрыва ввести добавочный квадратичный фазовый сдвиг с опережением на краю раскрыва $\Phi_2 = \beta D^2 / (8R_F)$, где $\beta = 2\pi/\lambda$, то главная часть фазовой поправки Френеля в промежуточной области — $\beta r^2 (1 - \cos^2 \alpha) / (2R)$ для точки наблюдения $z = -R_F$ на оси раскрыва окажется скомпенсированной и *угловое распределение поля на этом расстоянии окажется точно таким же, как ДН синфазного раскрыва в дальней зоне* (это справедливо при $\cos \alpha \ll 1$, т. е. для углов наблюдения $\theta \leq 15 \div 20^\circ$). В этом случае принято считать, что *раскрыв сфокусирован* в точку $z = R_F$ и эта точка называется *фокусом* раскрыва. Для синфазного раскрыва точка фокуса находится в бесконечности.

Фокусировка раскрыва часто используется при измерениях ДН антенн на уменьшенных расстояниях. В этом случае введением в раскрыв исследуемой антенны преднамеренных квадратичных фазовых искажений с опережением на краю раскрыва удается в десятки раз уменьшить расстояние, на котором угловое распределение поля повторяет форму центральной части ДН. В зеркальных и линзовых антенах для осуществления фокусировки в нужную точку промежуточной области достаточно сдвинуть облучатель из фокуса вдоль оси раскрыва в сторону от зеркала или линзы. Сфокусированные раскрывы применяют также в радиолокации для повышения разрешающей способности при обнаружении целей, находящихся в промежуточной области раскрыва, в системах беспроводной передачи электромагнитной энергии на относительно небольшие расстояния, в установках для воздействия на различные объекты концентрированным электромагнитным излучением, при диагностике параметров диэлектриков и плазмы путем их «радиопрозвечивания». В многоэлементных антенных системах фокусировка осуществляется установкой надлежащих фазовых сдвигов возбуждения на входах отдельных излучателей, а также выбором формы поверхности, на которой располагаются излучатели.

Хорошей электродинамической моделью сфокусированного раскрыва является отверстие больших электрических размеров в плоском экране 1, возбуждаемое сходящейся сферической волной 2 (рис. 12.15). С позиций геометрической оптики вся излучаемая мощность сфокусированного раскрыва концентрируется в точке фокуса, а коническая поверхность, проходящая через фокус и края

раскрыва, является резкой границей «света и тени». На самом деле резкой границы нет и электромагнитное излучение как бы «диффундирует» из области света в окружающее пространство. В районе фокуса область концентрации электромагнитного поля имеет конечные размеры и плотность потока мощности оказывается ограниченной.

Для оценки степени концентрации электромагнитного поля сфокусированным раскрывом введем, следуя Б. Г. Беляеву [14], специальную характеристику — *границу основного потока мощности*. Под основным потоком мощности (ОПМ) будем понимать ту часть

излучаемой мощности, которая при синфазном раскрыве переходит в главный лепесток ДН. (Отношение ОПМ к полной излучаемой мощности есть не что иное, как эффективность главного луча антенны $1 - \beta_6$, где β_6 — коэффициент рассеяния мощности в боковые лепестки.) Границей ОПМ назовем поверхность, охватывающую часть пространства, внутри которой заключен ОПМ. Для получения универсальной картины распределения ОПМ в пространстве, пригодной для раскрывов произвольного диаметра $D \gg \lambda$, целесообразно ввести нормированные цилиндрические координаты $\rho^* = 2\rho/D$ и $z^* = z[4\Psi_0/(\beta D)^2]$, где

Рис. 12.15. Модель сфокусированного раскрыва в виде отверстия в плоском экране

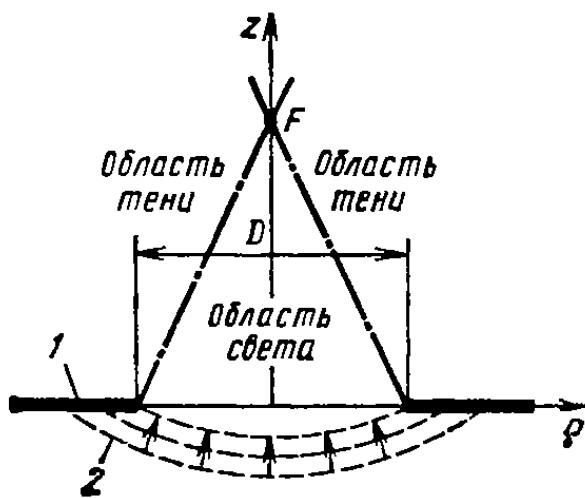
$\beta = 2\pi/\lambda$, Ψ_0 — значение обобщенной угловой координаты $\Psi = 0.5 \beta D \sin \theta$, соответствующее первому нулю излучения синфазного раскрыва*. При таком выборе координат радиус раскрыва приводится к единице, а угол нулевого излучения (т. е. полуширина главного лепестка по нулям) синфазного раскрыва оказывается равным 45° независимо от электрического размера раскрыва и вида амплитудного распределения. Стандартному началу дальней зоны $z_{dz} = 2D^2/\lambda$ соответствует нормированная координата $z_{dz}^* \approx 5$. В нормированных координатах ρ^* , z^* граница ОПМ для раскрыва круглой формы определяется аппроксимационной формулой

$$\rho^*(z^*) = [0.9^{5/3} |1 - z^*/z_F^*|^{5/3} + (z^*)^{5/3}]^{0.6},$$

где z_F^* — точка фокуса.

Положение границы ОПМ, даваемое этой формулой, является инвариантным к виду амплитудного распределения: от вида этого распределения зависит лишь относительное значение основного

* Для круглого синфазного раскрыва с равномерным амплитудным распределением $\Psi_0 = 3.83$. При спадающих амплитудных распределениях $[1 - (2\rho/D)^2]^\nu$ $\Psi_0 \approx 1.25(\nu+3)$, где $0.5 \leq \nu \leq 9$. Эффективность главного луча составляет 0.838 при $\nu=0$; 0.983 при $\nu=1$ и 0.997 при $\nu=2$.



потока 1— β_6 . Вид границ ОПМ в нормированных координатах r^* , z^* показан на рис. 12.16. Единичный отрезок на оси r^* представляет радиус раскрыва, а прямая линия, проведенная под углом 45° из начала координат, — направление нулевого излучения для синфазного раскрыва. Граница ОПМ синфазного раскрыва исходит из точки раскрыва, близкой его краю, и плавно приближается к асимптотическому значению, определяемому углом нулевого излучения. Участок ОПМ при $z^* < 2,5$ иногда называют, по оптической аналогии, « прожекторным пучком» раскрыва. Для сфокусированного раскрыва граница ОПМ, начинаясь из той же исходной точки на раскрыве, более круто стремится к линии угла нулевого излучения, касаясь ее при $z = z^*_F$, что соответствует выбранному положению фокуса. За фокусом граница ОПМ отходит от линии нулевого излучения, что соответствует расширению главного лепестка углового распределения поля на расстояниях, превышающих фокусное.

Наибольшее сжатие ОПМ сфокусированного раскрыва, соответствующее минимуму кривой на рис. 12.16, получается заметно ближе к раскрыву, чем точка фокуса. Диаграммы границ ОПМ позволяют решать многие задачи по передаче мощности от одного раскрыва к другому, а также позволяют четко определять размеры опасной зоны с высоким уровнем электромагнитного излучения перед раскрывом передающей антенны.

Пример. Пусть задана точка наблюдения P с координатами r_P , z_P . Это может быть, например, край приемного раскрыва, расположенного соосно передающему раскрыву. Требуется так подобрать размер передающего раскрыва, чтобы его граница ОПМ проходила через точку P (это обеспечивает перехват ОПМ приемным раскрывом заданного размера).

Построим изображение точки P на плоскости нормированных координат: $r_P^* = 2r_P/D$, $z_P^* = 4\Psi_0 z_P/(\beta D^2)$. Исключая из этих двух уравнений размер передающего раскрыва, приходим к соотношению, представляющему уравнение параболы на плоскости r^*Oz^* : $(r_P^*)^2 = z_P^* [\beta r_P^2 / (\Psi_0 z_P)]$. Следовательно, одна точка наблюдения реального пространства на плоскости нормированных координат r^* , z^* при *переменном диаметре передающего раскрыва* «растягивается» в параболическую кривую, положение которой зависит от соотношения координат r_P^2/z_P , длины волны и типа амплитудного распределения (учитываемого параметром Ψ_0). При увеличении диаметра передающего раскрыва изображение точки наблюдения движется по параболе в сторону начала координат.

На рис. 12.16 показаны две параболы, соответствующие различным точкам наблюдения. Парабола P_1 пересекает границу ОПМ несфокусированного раскрыва один раз в промежуточной зоне и один раз в дальней зоне (за пределами поля рисунка). Следовательно, для этого случая возможны два решения задачи с помощью синфазных раскрывов различного размера. По-видимому, следует отдать предпочтение раскрыву меньшего размера, для которого точка наблюдения находится в дальней зоне. Парабола P_2 на рис. 12.16 не имеет точек пересечения

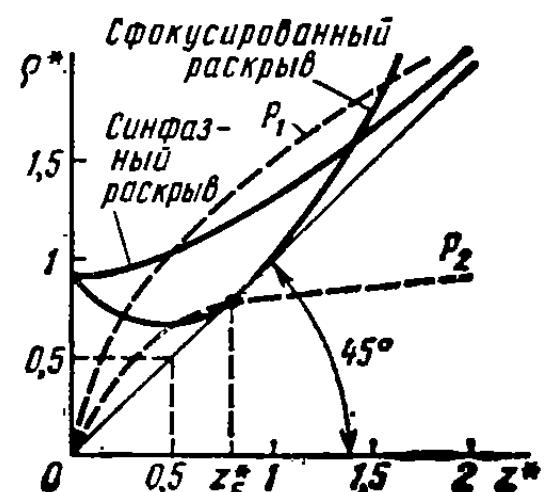


Рис. 12.16. Диаграммы основного потока мощности круглого раскрыва

с границей ОПМ синфазного раскрыва. Поэтому для сосредоточения мощности излучения передающего раскрыва в круге заданного радиуса необходима фокусировка. Целесообразно выбрать такую точку фокуса, которой соответствует минимальный размер передающего раскрыва.

Заметим, что фокусировка раскрыва возможна и на расстояния z_F , гораздо меньшие нижнего предела применимости приближения Френеля $R_F = D/4 + (D/\lambda)^{1/3}D/2$. При этом следует помнить, что минимальный размер фокального пятна ограничен величиной примерно $\lambda/2$ (волновой предел оптики).

Круг задач, решаемых с помощью диаграмм ОПМ, может быть расширен, если дополнительно учитывать усредненные параметры амплитудных и фазовых распределений поля в различных поперечных сечениях ОПМ (см. [14]).

Глава 13

ВОПРОСЫ СИНТЕЗА ЛИНЕЙНЫХ АНТЕННЫХ СИСТЕМ

§ 13.1. О ПОСТАНОВКЕ ЗАДАЧИ СИНТЕЗА ИЗЛУЧАЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

Под задачей синтеза антенны понимают определение формы и размеров излучающей системы и нахождение распределения возбуждения в ней по заданным требованиям к форме ДН. Возможны следующие варианты постановки задачи синтеза антенны: 1) получение заданной формы ДН; 2) синтез излучающих систем с максимальным КНД или с максимальным коэффициентом усиления; 3) оптимизация формы ДН. Рассмотрим эти задачи подробнее.

Получение заданной формы ДН. В этом классическом случае форма требуемой ДН задается в виде известной комплексной функции $\dot{G}(\theta, \varphi)$ и ищется распределение возбуждения $\dot{I}(x, y, z)$ в ограниченной области пространства, обеспечивающее ДН $\dot{F}(\theta, \varphi)$, в некотором смысле близкую заданной функции. Наибольшее распространение имеют два критерия близости функций $G(\theta, \varphi)$ и $\dot{F}(\theta, \varphi)$: среднеквадратический и равномерный (чебышевский). При среднеквадратическом приближении ошибку синтеза оценивают интегралом

$$\delta^2 = \int_{\Omega} |\dot{G}(\theta, \varphi) - \dot{F}(\theta, \varphi)|^2 d\Omega$$

и добиваются минимума его, подбирая соответствующее распределение возбуждения. Среднеквадратическое приближение используется, когда интересуются направленными свойствами антенны, усредненными в энергетическом смысле. Недостатком этого приближения является возможность значительных локальных ошибок

(всплесков) в синтезированной функции даже при малой среднеквадратической ошибке (в математике это явление называют эффектом Гиббса).

При равномерном (чебышевском) приближении ошибку синтеза оценивают величиной

$$\Delta = \max |\dot{G}(\theta, \varphi) - \dot{F}(\theta, \varphi)|,$$

представляющей максимальное значение модуля отклонения полученной ДН от заданной функции. Минимизация величины Δ подбором распределения возбуждения позволяет добиться детальной близости функций $\dot{G}(\theta, \varphi)$ и $\dot{F}(\theta, \varphi)$ без резких локальных выбросов ошибки. Однако вычисление Δ связано с нахождением максимума функции ошибки воспроизведения ДН и является более сложным, чем вычисление δ^2 . Поэтому решение задачи синтеза в чебышевском приближении, как правило, труднее, чем при среднеквадратическом приближении.

Синтез антennы с максимальным КНД. В этой задаче форма ДН не конкретизируется и подбор распределения возбуждения ведется исходя из условия получения максимума КНД в заданном направлении. В задачах максимизации КНД могут быть поставлены также дополнительные требования, например условие нулевого излучения в заданном направлении или минимизация коэффициента рассеяния в заданной области пространства.

Оптимизация формы ДН. Здесь чаще всего имеется в виду требование получения минимального уровня боковых лепестков при заданной ширине главного луча или же обеспечение минимальной ширины луча при заданном УБЛ.

Решения всех трех разновидностей задач синтеза антennы оканчиваются определением распределения возбуждения в выбранной излучающей системе. После этого возникает проблема реализации этого решения путем разработки конкретных конструкций элементов излучающей системы и распределителя. Иногда это возможно с помощью специализированных программ автоматизированного проектирования, составленных на электродинамическом уровне, однако чаще приходится ориентироваться на эмпирическое соотношения и прибегать к экспериментальным исследованиям.

В дальнейшем изложении ограничимся рассмотрением особенностей решения задачи синтеза линейной излучающей системы, т. е. эквивалентного линейного излучателя длиной $2l$, множитель направленности которого определяется соотношением [см. (11.2) и соответствующие комментарии]

$$\int_{-l}^l j(z) e^{j\kappa z} dz = \dot{g}(\kappa), \quad \kappa = \beta \cos \theta, \quad (13.1)$$

где заданная правая часть $\dot{g}(\kappa)$ определена только в области видимости $-\beta \leq \kappa \leq \beta$, т. е. при $|\cos \theta| \leq 1$.

При синтезе линейного излучателя с помощью соотношения (13.1) фактически предполагается, что поляризационная характеристика антенны и направленность по координате ϕ уже обеспечены правильным выбором излучающего элемента и остается только подобрать распределение возбуждения $I(z)$. Неизвестная функция $I(z)$ находится в (13.1) под знаком интеграла, и поэтому (13.1) представляет собой *интегральное уравнение*. В соответствии с классификацией, принятой в математике, это неоднородное интегральное уравнение Фредгольма первого рода. Функция $\mathcal{K}(x, z) = \exp(jxz)$ представляет собой *ядро* этого уравнения.

Неприятной особенностью уравнения (13.1) является то, что сколь угодно малым изменениям функции $\dot{g}(x)$ могут соответствовать сколь угодно большие отличия в функции возбуждения $I(z)$. Например, если какой-либо функции $I_1(z)$ соответствует ДН $f_1(x)$, то функции $I_2(z) = I_1(z) + A \exp(jK_0 z/l)$ будет соответствовать ДН $f_2(x) = f_1(x) + (2Al \sin \Psi)/\Psi$, где $\Psi = xl + K_0$. При этом для любого большого числа A можно подобрать такое $K_0 \gg A$, что функции $f_1(x)$ и $f_2(x)$ в пределах области видимости будут практически одинаковыми, хотя порождающие их распределения возбуждения имеют сколь угодно большие различия.

Этот пример показывает, что решение интегрального уравнения (13.1) относится к так называемым *некорректно поставленным задачам* [4], характеризующимся возможностью появления неустойчивых решений. Для получения устойчивого решения необходимо подчинить его некоторым дополнительным требованиям согласно принципу регуляризации, введенному акад. А. Н. Тихоновым. В частности, можно потребовать, чтобы усредненные амплитуды возбуждения и усредненные скорости изменения возбуждения по длине антенны (параметры A и K_0 в примере) были ограничены по сравнению с излучаемой мощностью P_Σ :

$$\int_{-l}^l |\dot{I}(z)|^2 dz \leq M_1 P_\Sigma, \quad \int_{-l}^l |\dot{I}'(z)|^2 dz \leq M_2 P_{2\Sigma}, \quad (13.2)$$

где M_1 и M_2 — некоторые наперед задаваемые константы. Помимо условий (13.2) существует еще целый ряд способов избежать неустойчивости синтезируемых распределений возбуждения, что будет отмечено в дальнейшем.

§ 13.2. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ КАК ЦЕЛАЯ ФУНКЦИЯ КОНЕЧНОЙ СТЕПЕНИ

Соотношение (13.1) фактически представляет преобразование Фурье от функции амплитудно-фазового распределения возбуждения, дополненной нулем при $|z| > l$. Чтобы функция $I(z)$ допускала преобразование Фурье, она должна интегрироваться с квадратом на бесконечном интервале и на всяком конечном интервале

иметь конечное число максимумов и минимумов. Первое требование означает, что

$$2\pi \int_{-l}^l |\dot{I}(z)|^2 dz = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{f}(x)|^2 dx = P < \infty, \quad (13.3)$$

где использовано равенство Парсеваля для интегралов Фурье. Второе требование также очевидно, так как реализовать распределение тока, принимающее на длине антенны бесконечное число раз максимальное и минимальное значения, невозможно. Те же самые ограничения накладываются и на функцию $\dot{f}(x)$, для которой можно записать обратное преобразование Фурье:

$$\dot{I}(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{f}(x) e^{-jzx} dx. \quad (13.4)$$

Рассмотрим более подробно интеграл (13.3), который принято называть полной мощностью антенны (с точностью до постоянного множителя). Этот интеграл может быть представлен в виде суммы

$$P = P_\Sigma + P_p = \int_{-\beta}^{\beta} |\dot{f}(x)|^2 dx + \left[\int_{-\infty}^{-\beta} + \int_{\beta}^{\infty} \right] |\dot{f}(x)|^2 dx.$$

Первое слагаемое содержит интеграл по области видимости и представляет *активную мощность излучения*. Второе слагаемое содержит интегралы по всей области мнимых углов и условно называется *реактивной мощностью*. Название объясняется тем, что функция $\dot{f}(x)$ при $|x| > \beta$ описывает спектр замедленных неизлучающих волн около антенны, т. е. характеризует ближнее реактивное поле излучающей системы.

Отношение полной мощности антенны к излучаемой мощности

$$\gamma = \frac{P}{P_\Sigma} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |\dot{f}(x)|^2 dx}{\int_{-\beta}^{\beta} |\dot{f}(x)|^2 dx} = \frac{2\pi \int_{-l}^l |\dot{I}(z)|^2 dz}{P_\Sigma} \quad (13.5)$$

представляет *коэффициент реактивности*. Из сопоставления формул (13.5) и (13.2) следует, что коэффициент реактивности является мерой некорректности функции возбуждения и его значение должно ограничиваться при решении задачи синтеза антенны.

Преобразование Фурье от функции $\dot{f}(x)$ имеет резко ограниченный спектр, так как распределение возбуждения должно быть отлично от нуля только на длине излучателя. Это значительно сужает класс функций, представляющих ДН $\dot{f}(x)$. Согласно теореме Винера — Пэли, интегрируемая на всей вещественной оси функция $\dot{f}(x)$, имеющая преобразование Фурье, отличное от нуля только на

интервале $[-l, l]$, представляет на комплексной плоскости χ *целую функцию конечной степени*, не превышающей l . В теории функций комплексного переменного целыми называются функции, аналитические во всякой ограниченной области. Целая функция не имеет на комплексной плоскости χ ни одной особой точки, расположенной на конечном расстоянии от начала координат. Особой точкой целой функции является лишь бесконечно удаленная точка. Согласно теореме Винера — Пэли, функции с ограниченными спектром — это не все целые функции, а только такие, которые растут при увеличении аргумента так, что $|\dot{f}(\chi)| \leq \exp l|\chi|$. Число l , характеризующее протяженность спектра, называется степенью или типом целой функции. Примерами целых функций могут служить $\sin \Psi/\Psi$, где $\Psi = \beta l (\cos \theta - \xi)$, а также $\cos \chi l$, $\sin \chi l$ и различные суммы этих функций. Класс функций, интегрируемых с квадратом на всей вещественной оси и удовлетворяющих условиям теоремы Винера — Пэли, называется классом W_l . В теории синтеза антенн применяется также класс целых функций B_l , в который входят функции, удовлетворяющие условиям теоремы Винера — Пэли и не интегрируемые с квадратом на вещественной оси, но ограниченные во всех ее точках. Этот класс необходим для описания множителей направленности равномерных антенных решеток.

Итак, множитель направленности линейного излучателя длиной $2l$ всегда является целой функцией степени не выше l . Установлено, что с помощью целых функций конечной степени можно на конечном интервале оси χ аппроксимировать в равномерном приближении любую непрерывную функцию $\dot{g}(\chi)$ с любой степенью точности. Это фундаментальное положение означает, что с помощью линейной антенны длины $2l$ в принципе можно реализовать множитель направленности в виде любой заданной непрерывной функции.

Оценим в связи с этим значения производных в получаемом при синтезе множителе направленности $\dot{f}(\chi)$. Дифференцируя выражение для множителя направленности линейной антенны, получаем

$$|\dot{f}'(\chi)|^2 = \left| \int_{-l}^l jz \dot{i}(z) e^{j\chi z} dz \right|^2.$$

Применим неравенство Коши — Буняковского:

$$|\dot{f}'(\chi)|^2 \leq \int_{-l}^l |\dot{i}(z)|^2 dz \int_{-l}^l z^2 dz = \frac{2l^3}{3} \int_{-l}^l |\dot{i}(z)|^2 dz.$$

Отсюда с учетом (13.5) получим

$$\max |\dot{f}'(\chi)| \leq \sqrt{2l^3/3} \sqrt{\gamma P_s/(2\pi)}.$$

Аналогично можно получить неравенства для оценки любых производных:

$$\max |\dot{f}^{(n)}(\chi)| \leq \sqrt{l^{2n+1}/(2n+1)} \sqrt{\gamma P_s/\pi}.$$

Согласно приведенным оценкам, при постоянной мощности излучения для воспроизведения множителей направленности с более крутыми склонами следует либо увеличивать размер излучателя $2l$, либо при фиксированном размере увеличивать коэффициент реактивности γ , т. е. переходить к некорректным решениям интегрального уравнения (13.1). Последствием такого перехода является возникновение явления сверхнаправленности, обсуждаемого в § 13.7.

§ 13.3. СИНТЕЗ ЛИНЕЙНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ МЕТОДОМ ИНТЕГРАЛА ФУРЬЕ

Поскольку множитель направленности линейного излучателя является преобразованием Фурье от функции распределения возбуждения, можно поступить при решении задачи синтеза линейного излучателя следующим образом: задать требуемую ДН $\dot{g}(z)$ и с помощью обратного преобразования Фурье (13.4) найти распределение возбуждения

$$\dot{I}(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{g}(x) e^{-jzx} dx. \quad (13.6)$$

Однако требуемая функция $\dot{g}(x)$ известна только в пределах области видимости, а интегрирование в (13.6) надо вести в бесконечных пределах. Поэтому возможны два способа определения этой функции.

Первый способ. Задаемся длиной излучателя $2l$ и методами теории функций комплексного переменного строим аналитическое продолжение функции $\dot{g}(x)$ из области видимости на всю вещественную ось x . Необходимо следить, чтобы продолженная функция $\dot{g}(x)$ принадлежала к классу целых функций W_1 . Подстановка этой функции в (13.6) позволяет найти единственное распределение возбуждения, которое в соответствии с теоремой Винера — Пэли отлично от нуля только в пределах длины излучателя и обеспечивает точное воспроизведение заданной ДН. Полученное решение может оказаться неустойчивым, так как в процессе аналитического продолжения можно прийти к чрезмерно большим значениям $\dot{g}(x)$ в области мнимых углов, что приведет к росту коэффициента реактивности γ . При этом способе нельзя проводить регуляризацию решения путем ограничения величины γ , а выкладки по построению аналитического продолжения сложны и легко искажаются погрешностями округления при вычислениях.

Второй способ. Стремясь получить минимальный коэффициент реактивности, разумно сразу же потребовать равенства нулю функции $\dot{g}(x)$ вне области видимости, что сокращает интервал интегрирования. Распределение возбуждения оказывается однозначным:

$$\dot{I}_0(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\beta}^{\beta} \dot{g}(x) e^{-jzx} dx, \quad (13.7)$$

где нулевой индекс подчеркивает, что $\dot{g}(x)$ продолжена нулем в область мнимых углов. Поскольку «усеченная» таким образом функция $\dot{g}(x)$ в общем случае не принадлежит к классу целых функций W_l , амплитудно-фазовое распределение возбуждения получается отличным от нуля на всей оси x и возникает необходимость использовать вместо него какое-то «урезанное» распределение $\dot{f}(x)$, которому соответствует ДН, не совпадающая с заданной функцией $\dot{g}(x)$. Распределение $\dot{f}(x)$ можно выбрать исходя из минимума среднеквадратической ошибки:

$$\delta^2 = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{g}(x) - \dot{f}(x)|^2 dx = \int_{-\beta}^{\beta} |\dot{g}(x) - \dot{f}(x)|^2 dx + \left[\int_{-\infty}^{-\beta} + \int_{\beta}^{\infty} \right] |\dot{f}(x)|^2 dx. \quad (13.8)$$

Применяя к этому выражению равенство Парсеваля, находим

$$\delta^2 = 2\pi \int_{-l}^l |\dot{I}_0(z) - \dot{I}(z)|^2 dz + 2\pi \left[\int_{-\infty}^{-l} + \int_l^{\infty} \right] |\dot{I}_0(z)|^2 dz. \quad (13.9)$$

При заданной длине антенны ошибка минимальная, если

$$\dot{I}(z) = \begin{cases} \dot{I}_0(z) & \text{при } |z| \leq l, \\ 0 & \text{при } |z| > l. \end{cases}$$

Тогда ошибка δ^2 определяется только вторым слагаемым в (13.9), т. е. мощностью возбуждения на отброшенных «хвостах», дополняющих излучатель до бесконечной прямой. Ошибка может быть уменьшена удлинением излучателя, и это дает удобный критерий выбора длины $2l$. Так как в (13.9) использовано определение ошибки по всей оси x , то найденный по второму способу синтеза множитель направленности

$$\dot{f}_0(x) = \int_{-l}^l \dot{I}_0(z) e^{jzx} dz, \quad (13.10)$$

где ток $I_0(z)$ дается формулой (13.7), будет мал при $|x| > \beta$, т. е. ему будет соответствовать близкий единице коэффициент реактивности γ .

Итак, действуя по второму способу, удается получить вместо точного решения наилучшее среднеквадратическое приближение к заданной ДН при минимально возможном коэффициенте реактивности. Именно такой способ решения задачи синтеза линейного излучателя и называют *методом интеграла Фурье*. Метод чрезвы-

чайно прост при вычислениях и ведет к очень устойчивым распределениям возбуждения, легко реализуемым на практике. Последнее свойство и обеспечило методу интеграла Фурье широкое распространение при проектировании антенн.

Сравнение двух рассмотренных способов решения задачи синтеза линейного излучателя показывает, что они представляют два противоположных крайних случая. В первом способе ошибка синтеза равна нулю, но коэффициент реактивности может быть слишком велик. Во втором коэффициент реактивности минимален (перерегуляризация), однако точность синтеза не слишком высока (среднеквадратическое приближение). Промежуточным является бесконечное множество компромиссных решений задачи синтеза, при которых происходит своеобразное перераспределение ошибки синтеза и коэффициента реактивности.

Пример. В линейном излучателе длины $2l$ требуется найти распределение возбуждения и миожитель направленности, как можно более близкий дельта-функции: $\dot{g}(x) = \delta(x - x_0)$, $|x_0| \leq \beta = 2\pi/\lambda$, — при минимальном значении коэффициента реактивности. Пользуясь формулами (13.7) и (13.10), находим

$$I_0(z) = [1/(2\pi)] e^{-jx_0 z} \text{ при } |z| \leq l,$$

$$f_0(x) = (jl/\pi) \sin \Psi / \Psi, \text{ где } \Psi = \beta l (\cos \theta - x_0/\beta),$$

т. е. приходим к идеальному линейному излучателю с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением возбуждения, подробно исследованному в гл. 11. Вычисление коэффициента реактивности с помощью соотношения (13.5) для найденного решения задачи синтеза приводит к формуле $\gamma = D\lambda/(4l)$, где D — КНД линейного излучателя. В режиме поперечного и наклонного излучения, когда КНД незначительно превышает величину $4l/\lambda$, коэффициент реактивности близок единице. При осевом излучении КНД равен $8l/\lambda$ (при коэффициенте замедления $\xi = 1$) и коэффициент реактивности увеличивается до двух.

§ 13.4. СИНТЕЗ РАЗНОСТНЫХ ДН

Разностные ДН характеризуются наличием двух одинаковых главных лепестков с противоположными фазами, примыкающих к пеленгационному направлению, которое характеризуется нулевым излучением. Такие ДН используются в приемных каналах моноимпульсных РЛС для выработки сигналов ошибки, пропорциональных уходу цели с пеленгационного направления. Разностные ДН (рис. 13.1) должны иметь: 1) как можно более высокую крутизну нормированной ДН $S = dF(x)/dx$ в пеленгационном направлении; 2) максимальный КНД в главных лепестках ДН; 3) минимальный уровень боковых лепестков; 4) минимальный коэффициент реактивности. Эти требования в известной мере являются противоречивыми и при конкретной реализации разностной ДН находят компромиссное решение.

Исходя из указанных требований, зададим ДН в виде разности двух дельта-функций (рис. 13.1), смещенных на $\pm x_0$ в разные стороны от начала координат: $g_0(x) = [\delta(x - x_0) - \delta(x + x_0)]/x_0$. Устремляя x_0 к нулю, можно обеспечить условие максимальной

крутизны синтезируемой ДН при $\chi=0$. Пользуясь формулами (13.7) и (13.10), находим амплитудно-фазовое распределение возбуждения и ДН для излучателя длины $2l$:

$$\begin{aligned} I_0(z) &= (e^{-j\chi_0 z} - e^{j\chi_0 z})/(2\pi\chi_0) \equiv (\sin \chi_0 z)/\chi_0, \\ \dot{f}_\delta(\chi, \chi_0) &= \frac{\sin(\Psi - \delta\Psi)}{\delta\Psi(\Psi - \delta\Psi)} - \frac{\sin(\Psi + \delta\Psi)}{\delta\Psi(\Psi + \delta\Psi)}, \end{aligned} \quad (13.11)$$

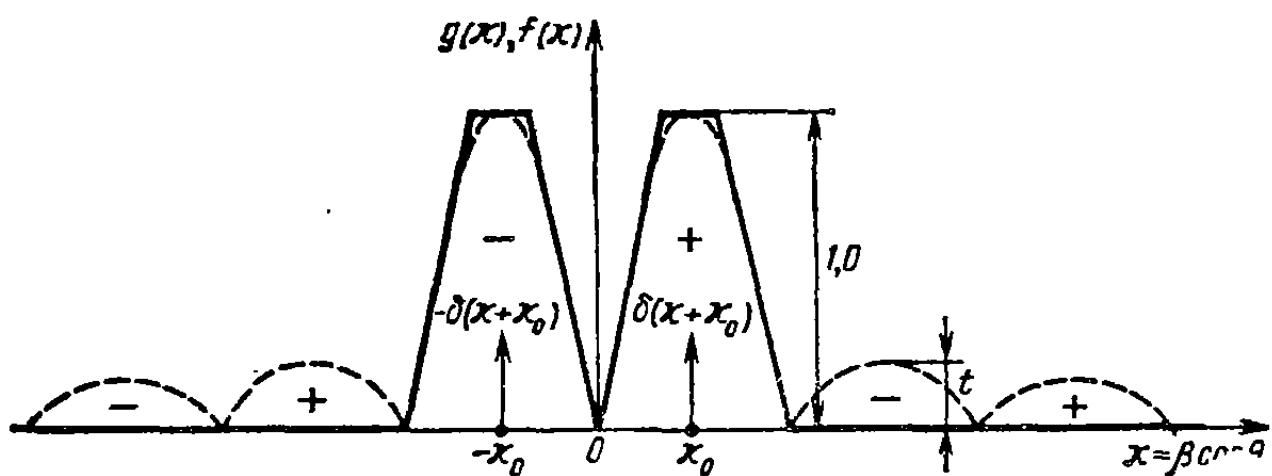


Рис. 13.1. Идеальная (—) и реальная (---) разностные ДН

где $\Psi = \beta l \cos \theta$ и $\delta\Psi = \chi_0 l$. В пределе при $\delta\Psi \rightarrow 0$ получаем разностную ДН с максимальной крутизной и минимальным коэффициентом реактивности:

$$\begin{aligned} \dot{I}_\delta(z) &= I_0 z, \\ \dot{f}_\delta(\Psi, 0) &= (\sin \Psi - \Psi \cos \Psi)/\Psi^2, \quad \Psi = \beta l \cos \theta. \end{aligned} \quad (13.12)$$

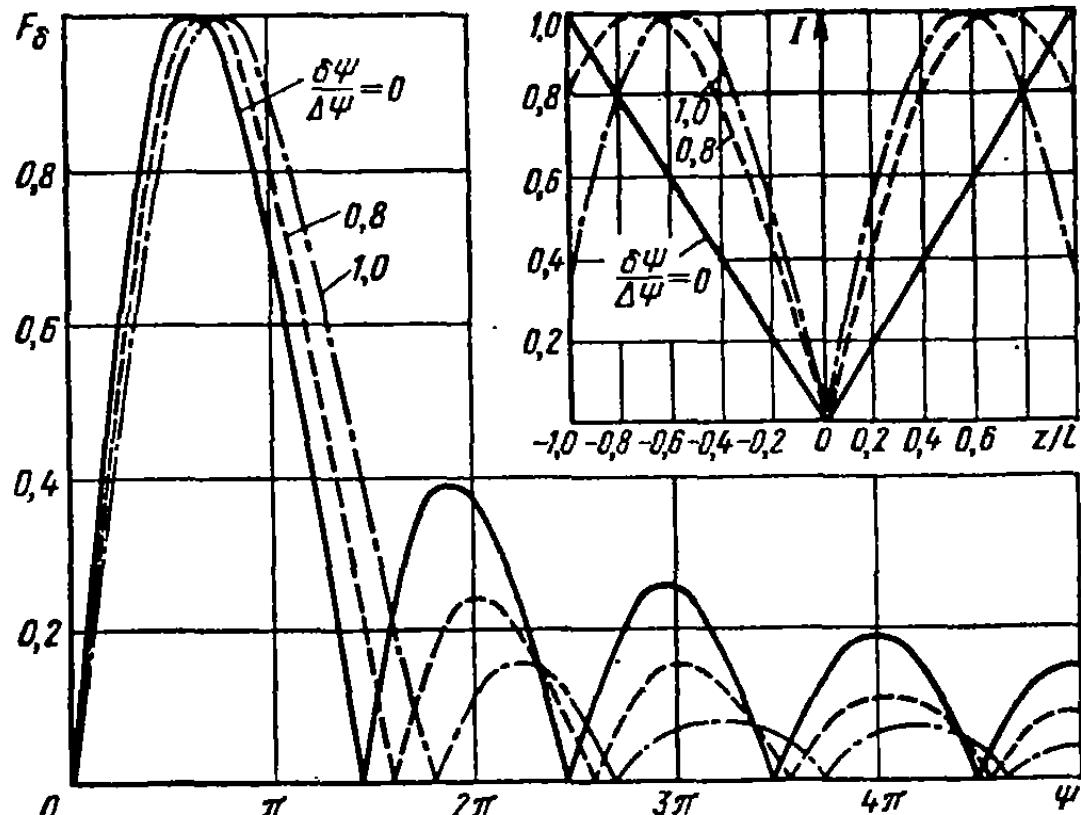


Рис. 13.2. К синтезу разностных ДН

Эта ДН и соответствующее распределение возбуждения показаны на рис. 13.2 сплошными линиями. Функция $f_b(\Psi, 0)$ имеет главный максимум при $\Psi_{max}=2,081$ и равна при этом примерно 0,435. Крутизна $f'_b(0, 0)$ в начале координат равна 1/3. В масштабе истинных углов наблюдения крутизна нормированной разностной ДН (рад⁻¹) $S_{max} = |dF_b/d\theta|_{\theta=\pi/2} = 4,8l/\lambda$.

Уровень боковых лепестков разностной ДН (13.12) составляет примерно 0,39, что недопустимо велико. Боковые лепестки можно уменьшить, сохранив ненулевые значения $\delta\Psi$ в формулах (13.11). Удобно характеризовать $\delta\Psi$ безразмерной величиной $\delta\Psi/\Delta\Psi$, где $\Delta\Psi=2,78$ — ширина главного лепестка эталонной суммарной ДН $\sin\Psi/\Psi$. Разностные ДН и амплитудно-фазовые распределения возбуждения для различных значений $\delta\Psi/\Delta\Psi$ показаны на рис. 13.2 штриховыми линиями. На рис. 13.3 показаны зависимости КНД, крутизны и уровня боковых лепестков разностной ДН от величины $\delta\Psi/\Delta\Psi$. Максимальный КНД в главных лепестках разностной ДН $D_{max}=2,46 l/\lambda$ и реализуется при $\delta\Psi/\Delta\Psi \approx 0,8$, причем крутизна падает при этом всего на 7%, а уровень боковых лепестков снижается до 0,25. При дальнейшем увеличении $\delta\Psi/\Delta\Psi$ происходит падение крутизны из-за расхождения главных лепестков разностной ДН и получаемые результаты не представляют интереса.

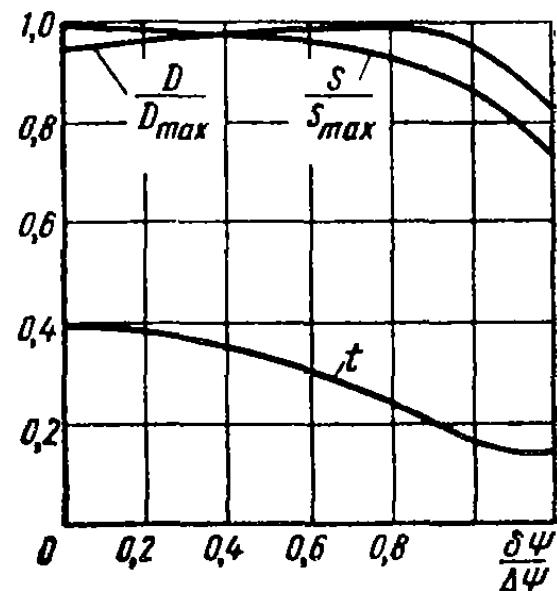


Рис. 13.3. Параметры разностных ДН

§ 13.5. СИНТЕЗ ЛИНЕЙНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ МЕТОДОМ ПАРЦИАЛЬНЫХ ДН

Представим распределение возбуждения в линейном излучателе в виде ряда

$$j(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \dot{a}_n \dot{\varphi}_n(z) \quad \text{при } |z| \leq l \quad (13.13)$$

по некоторой известной системе функций $\dot{\varphi}_n(z)$. Подставим этот ряд в выражение (13.10) для множителя направленности:

$$\dot{f}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \dot{a}_n \int_{-l}^l \dot{\varphi}_n(z) e^{j\kappa z} dz = \sum_{n=0}^{\infty} \dot{a}_n f_n(x). \quad (13.14)$$

Зависящая от текущего номера n функция

$$\dot{f}_n(\kappa) = \int_{-\beta}^{\beta} \dot{\phi}_n(z) e^{j\kappa z} dz, \quad \kappa = \beta \cos \theta \quad (13.15)$$

представляет парциальную ДН, соответствующую парциальному возбуждению с распределением $\dot{\phi}_n(z)$. Теперь можно аппроксимировать заданную ДН $\dot{g}(\kappa)$ рядом (13.14), вычислить необходимые коэффициенты \dot{a}_n и затем найти требуемое распределение возбуждения по формуле (13.13). Совокупность этих действий и составляет сущность *метода синтеза с помощью парциальных диаграмм направленности*.

Наиболее просто метод парциальных ДН реализуется при среднеквадратическом приближении. Здесь в качестве системы функций $\dot{f}_n(\kappa)$ следует взять какую-либо полную систему функций, удовлетворяющую условию ортогональности

$$\int_{-\beta}^{\beta} \dot{f}_n(\kappa) \dot{f}_p^*(\kappa) d\kappa = \begin{cases} N & \text{при } n = p, \\ 0 & \text{при } n \neq p. \end{cases}$$

Тогда коэффициенты \dot{a}_n могут быть вычислены по заданной ДН $\dot{g}(\kappa)$ как обобщенные коэффициенты Фурье:

$$\dot{a}_n = \frac{1}{N} \int_{-\beta}^{\beta} \dot{g}(\kappa) \dot{f}_n^*(\kappa) d\kappa.$$

Формула (13.15) показывает, что функции $\dot{f}_n(\kappa)$ являются преобразованиями Фурье от распределений $\dot{\phi}_n(z)$, отличных от нуля на длине излучателя. Следовательно, функции $\dot{f}_n(\kappa)$ должны представлять целые функции степени, не превышающей l .

В теории синтеза антенн широко распространена система парциальных ДН, являющихся членами ряда Котельникова и удобных при представлении целых функций степени не выше l на всей оси κ :

$$\dot{f}_n(\Psi) = \sin(\Psi - n\pi)/(\Psi - n\pi), \quad \Psi = \beta l \cos \theta,$$

$$\dot{\phi}_n(z) = e^{jn\pi z/l}, \quad |z| \leq l.$$

Представим заданную функцию $\dot{g}(\Psi)$ в виде ряда Котельникова:

$$\dot{g}(\Psi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \dot{a}_n \sin(\Psi - n\pi)/(\Psi - n\pi).$$

Замечательной особенностью ряда Котельникова является то, что в точке $\Psi_n = n\pi$ только одна парциальная ДН с номером n имеет единичный максимум, а все остальные парциальные ДН в этой

точке равны нулю. Поэтому неизвестные коэффициенты разложения \dot{a}_n оказываются равноотстоящими выборками заданной функции $\dot{a}_n = \dot{g}(n\pi)$.

Как и в методе интеграла Фурье, для определения всех коэффициентов \dot{a}_n функция $\dot{g}(\Psi)$ должна быть известна на всей оси Ψ .

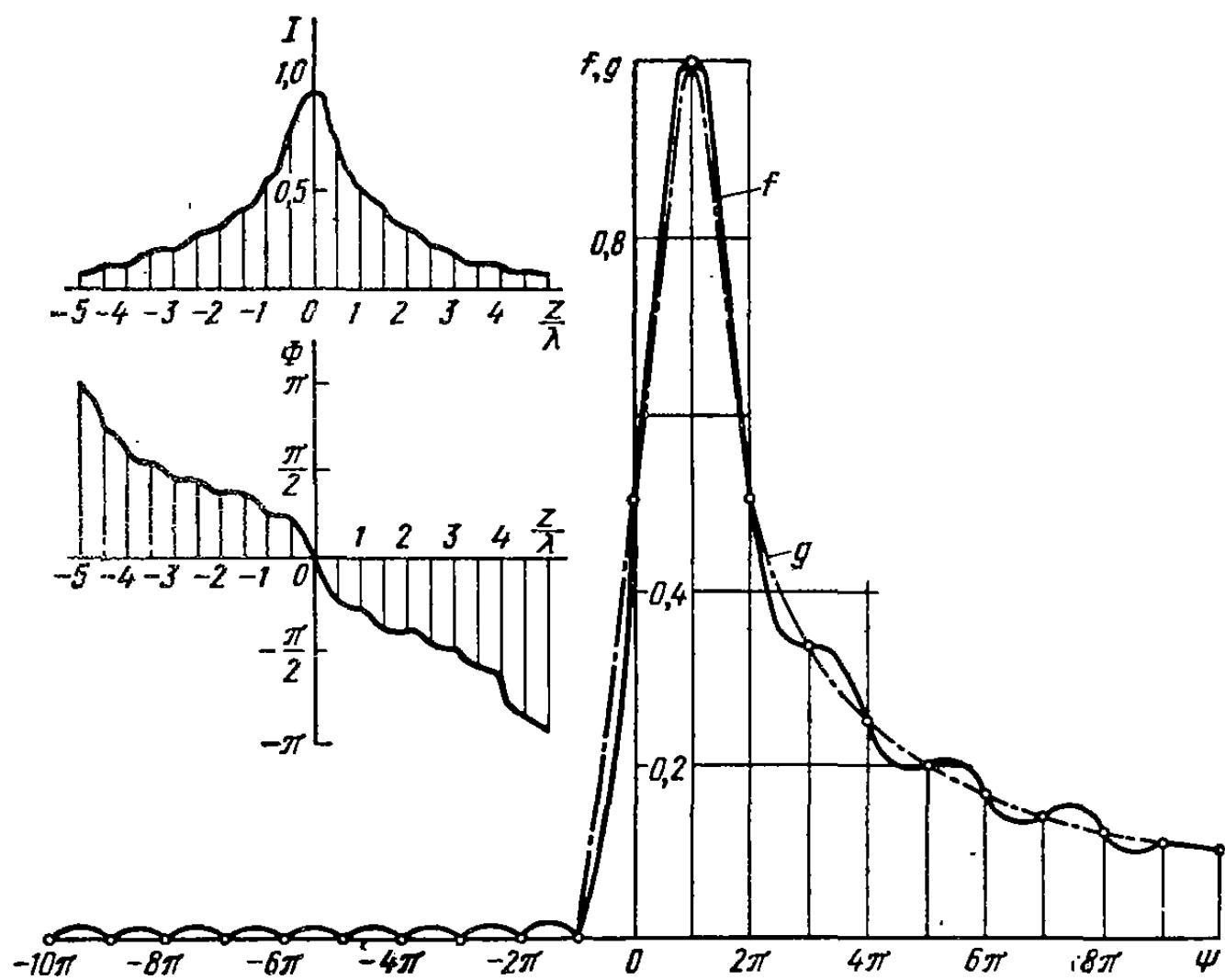


Рис. 13.4. Синтез косекансной ДН

Снова возможны два способа доопределения этой функции: 1) аналитическое продолжение $\dot{g}(\Psi)$ с интервала видимости на всю ось Ψ как целой функции степени не выше l , что ведет к бесконечному числу коэффициентов \dot{a}_n и к точному воспроизведению формы заданной ДН, но коэффициент реактивности u может стать недопустимо большим (некорректное решение); 2) задание функции $\dot{g}(\Psi)$ нулем при $|\Psi| > \beta l$, что дает возможность найти только первые $2N+1=4l/\lambda+1$ коэффициентов ряда Котельникова, и тогда при синтезе реализуется ДН

$$\dot{f}(\Psi) = \sum_{-N}^N \dot{g}(n\pi) \sin(\Psi - n\Psi)/(\Psi - n\pi), \quad (13.16)$$

где $N = E(2l/\lambda)$; $E(x)$ — целая часть числа x .

Требуемое амплитудно-фазовое распределение возбуждения во втором случае определяется конечным отрезком ряда Фурье

$$\dot{f}(z) = \sum_{n=-N}^N \dot{g}(n\pi) e^{j\pi z/n}. \quad (13.17)$$

Решение задачи синтеза в виде (13.16) и (13.17) удовлетворяет требованию минимума коэффициента реактивности, однако синтезированная ДН $\dot{f}(\Psi)$ совпадает с заданной функцией $\dot{g}(\Psi)$ только в точках отсчета, а при других значениях аргумента заданная и реализованная при синтезе ДН различаются между собой.

На рис. 13.4 представлен пример синтеза линейного излучателя с косекансной ДН, часто применяемой в РЛС слежения за воздушными целями. Длина антенны выбрана равной 10λ , что позволяет взять 21 парциальную ДН. Требуемая ДН $\dot{g}(\Psi)$ показана штрих-пунктирной линией, а ее отсчеты, являющиеся амплитудными коэффициентами в рядах (13.16) и (13.17), выделены кружочками. Синтезированная ДН точно проходит через заданные отсчеты, однако в промежутках между отсчетами синтез не точен.

§ 13.6. СИНТЕЗ ЛИНЕЙНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Множитель направленности линейной антенной решетки согласно (11.1) имеет вид

$$\dot{f}_N(\theta) = \sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{j\beta z_n \cos \theta},$$

где \dot{I}_n — комплексная амплитуда возбуждения; z_n — координата излучателя на оси z ; N — число элементов решетки.

Введем обозначения: $\chi = \beta \cos \theta$, $e^{j\beta z_n \cos \theta} = e^{j\chi z_n} = F_n(\chi)$. Функцию $F_n(\chi)$ можно трактовать как нормированную ДН одного элемента решетки в общей для всех элементов системе координат. Таким образом, ДН решетки предстает в виде

$$\dot{f}_N(\chi) = \sum_{n=1}^N F_n(\chi) \dot{I}_n = \langle F(\chi) \mathbf{i} \rangle, \quad (13.18)$$

где $\langle F(\chi) = [F_1(\chi), F_2(\chi), \dots, F_N(\chi)]$ — матрица-строка из ДН элементов и $\mathbf{i} \rangle = [\dot{I}_1, \dot{I}_2, \dots, \dot{I}_N]$ — матрица-столбец из коэффициентов возбуждения. Множитель решетки представлен в (13.18) в виде суперпозиции парциальных ДН $F_n(\chi)$, и поэтому метод парциальных ДН является естественным для любых задач синтеза антенных решеток. Неудобством системы ДН $\langle F(\chi)$ является их неортогональность на отрезке видимости: $-\beta \leq \chi \leq \beta$.

В связи с этим построим новую систему ортонормированных парциальных ДН $\langle \mathbf{e}(\chi) = [\dot{e}_1(\chi), \dot{e}_2(\chi), \dots, \dot{e}_N(\chi)]$, являющихся ли-

нейными комбинациями всех ДН $\dot{F}_n(\chi)$:

$$\dot{e}_n(\chi) = i_{1n}\dot{F}_1(\chi) + i_{2n}\dot{F}_2(\chi) + \dots + i_{Nn}\dot{F}_N(\chi),$$

где i_{np} — безразмерные коэффициенты. Условие ортонормированности означает

$$\frac{1}{2\beta} \int_{-\beta}^{\beta} \dot{e}_n \dot{e}_p^* d\chi = \begin{cases} 1 & \text{при } n=p, \\ 0 & \text{при } n \neq p. \end{cases} \quad (13.19)$$

Переход от системы ДН $\langle F(\chi) \rangle$ к системе $\langle e(\chi) \rangle$ можно записать в виде матричного равенства

$$\langle e(\chi) \rangle = \langle F(\chi) \rangle I, \quad (13.20)$$

где столбцами квадратной преобразующей матрицы I являются коэффициенты разложения каждой ортонормированной ДН $\dot{e}_n(\chi)$:

$$I = \begin{bmatrix} i_{11} & i_{12} \dots i_{1N} \\ i_{21} & i_{22} \dots i_{2N} \\ \dots & \dots \dots \dots \\ i_{N1} & i_{N2} \dots i_{NN} \end{bmatrix}.$$

Система ДН $\langle e(\chi) \rangle$ образует ортонормированный базис в конечномерном пространстве функций, являющихся всевозможными множителями направленности антенной решетки. Поэтому любая ДН может быть представлена в виде разложения

$$\dot{f}_N(\chi) = \sum_{n=1}^N \dot{b}_n \dot{e}_n(\chi) = \langle e(\chi) b \rangle, \quad (13.21)$$

где \dot{b}_n — коэффициенты разложения. Возможен и обратный переход от представления множителя направленности (13.21) к представлению (13.18). Для этого подставим (13.20) в (13.21) $\dot{f}_N(\chi) = \langle F(\chi) I b \rangle = \langle F(\chi) i \rangle$. Отсюда

$$i \rangle = I b \rangle. \quad (13.22)$$

Таким образом, по известному столбцу коэффициентов разложения $b \rangle$ столбец распределения возбуждения решетки определяется через ту же самую преобразующую матрицу I , строки которой оказываются наборами коэффициентов разложения каждого I_n по всем \dot{b}_n : $I_n = i_{n1}\dot{b}_1 + i_{n2}\dot{b}_2 + \dots + i_{nN}\dot{b}_N$.

Решение задачи синтеза антенной решетки в ортонормированном базисе $\langle e(\chi) \rangle$ не представляет труда. Для этого пытаемся представить заданную ДН в виде

$$\dot{g}(\chi) = \langle e(\chi) b \rangle = \sum_{n=1}^N \dot{b}_n \dot{e}_n(\chi). \quad (13.23)$$

Умножая обе части (13.23) на комплексно-сопряженную функцию $\dot{e}_p^*(x)$ и интегрируя их по x от $-\beta$ до β с учетом условий ортонормальности находим $\dot{b}_p = \int_{-\beta}^{\beta} \dot{g}(x) \dot{e}_p^*(x) dx$.

Объединяя все \dot{b}_p в один столбец и заменяя функции $\dot{e}_p^*(x)$ линейными комбинациями функций $\dot{F}_n^*(x)$ согласно (13.20), получаем $\mathbf{b} = \mathbf{I}_t^* \mathbf{h}$, где элементы столбца \mathbf{h} задаются формулой

$$\dot{h}_n = \int_{-\beta}^{\beta} \dot{g}(x) \dot{F}_n^*(x) dx.$$

Наконец, переходя от столбца коэффициентов разложения \mathbf{b} к амплитудам возбуждения элементов решетки по формуле (13.22), находим

$$\mathbf{i} = \mathbf{H}_t^* \mathbf{h}. \quad (13.24)$$

Для вычисления произведения матриц \mathbf{H}_t^* следует обратиться к условию ортонормированности системы функций $\langle e(x) \rangle$ (13.19), которое можно представить в виде единичной матрицы порядка N :

$$\frac{1}{2\beta} \int_{-\beta}^{\beta} [e(x)] \langle e^*(x) \rangle dx = \mathbf{E}. \quad (13.25)$$

Здесь под знаком интеграла стоит квадратная матрица, получаемая умножением столбца на строку. Элемент этой матрицы с номером pr представляет собой произведение $\dot{e}_p(x) \dot{e}_r^*(x)$, которое при интегрировании дает либо нуль ($n \neq p$), либо единицу. Осуществляя в (13.25) замену (13.20), получаем

$$\frac{1}{2\beta} \mathbf{I}_t \int_{-\beta}^{\beta} [\mathbf{F}(x)] \langle \mathbf{F}^*(x) \rangle dx \mathbf{I}^* = \mathbf{I}_t \mathbf{R} \mathbf{I}^* = \mathbf{E},$$

где элементами матрицы \mathbf{R} являются интегралы

$$r_{np} = \frac{1}{2\beta} \int_{-\beta}^{\beta} e^{j\pi(z_n - z_p)} dx = \frac{\sin \beta(z_n - z_p)}{\beta(z_n - z_p)},$$

пропорциональные активным взаимным сопротивлениям изотропных излучателей.

Осуществляя в (13.24) замену $\mathbf{H}_t^* = \mathbf{R}^{-1}$, получаем окончательное решение задачи синтеза антенной решетки в среднеквадратичном приближении:

$$\mathbf{i} = \mathbf{R}^{-1} \mathbf{h}, \quad \dot{h}_n = \int_{-\beta}^{\beta} \dot{g}(x) \dot{F}_n^*(x) dx. \quad (13.26)$$

Вычисление ортогонального базиса $\langle e(x) \rangle$ в явном виде оказалось излишним. Мерой некорректности найденного решения может служить коэффициент реактивности $\gamma_n = \langle iF^*(x) \rangle / \langle iRi^* \rangle$, представляющий отношение квадрата нормы распределения возбуждения к активной мощности излучения и аналогичный коэффициенту реактивности γ , определяемому формулой (13.5).

Пример. Пусть требуется синтезировать ДН, наиболее близкую дельта-функции $\dot{g}(x) = \delta(x - x_0)$, где $x_0 \leq \beta$ — направление максимального излучения. Подставляя эту функцию в (13.26), получаем

$$\begin{aligned} i \rangle &= R^{-1} F^*(x) \rangle, \\ F^*(x) \rangle &= [\dot{F}_1^*(x), \dot{F}_2^*(x), \dots, \dot{F}_N^*(x)]_t, \end{aligned} \quad (13.27)$$

и, таким образом, формальное решение задачи имеет вид

$$\dot{f}_N(x) = \langle F(x) i \rangle = \langle F(x) \cdot R^{-1} F^*(x_0) \rangle.$$

Точно к такому же результату можно прийти, если в соответствии с (11.31) записать выражение для КНД решетки $D = |\langle iF(x_0) \rangle|^2 / \langle iRi^* \rangle$ и искать распределение возбуждения $\langle i \rangle$, ведущее к максимуму КНД. Для этого выражение для D дифференцируется по каждому I_n и соответствующие частные производные приравниваются нулю. Решение образовавшейся системы линейных уравнений оказывается в точности равным (13.27). Таким образом, *синтез ДН, наиболее близкой дельта-функции, эквивалентен синтезу ДН с максимальным КНД*.

Несложным вычислением можно установить, что максимальный КНД решетки изотропных излучателей в направлении x_0 дается формулой

$$D_{\max} = \langle F(x_0) R^{-1} F^*(x_0) \rangle.$$

Если элементы решетки имеют направленность, то в этой формуле происходит замена $\dot{F}_n(x) \rightarrow \sqrt{D_n} \dot{F}_n(x)$, сопровождаемая также заменой величин r_{np} для изотропных элементов на величины r_{np} для направленных элементов [15].

О выборе шага эквидистантной антенной решетки. При постоянном шаге решетки d положение элементов задается координатами $z_n = (n-1)d$, $n = 1, 2, \dots, N$, и множитель решетки

$$\dot{f}_N(x) = \sum_{n=1}^N I_n e^{j(n-1)x/d}, \quad x = \beta \cos \theta,$$

является периодической функцией переменной x :

$$\dot{f}_N(x) = \dot{f}_N(x + 2\pi/d).$$

Отношение периода $T = 2\pi/d$ к протяженности области видимости составляет $\lambda/(2d)$. При расстоянии между излучателями $d = 0,5\lambda$ период множителя направленности совпадает с интервалом видимости. Если $d > 0,5\lambda$, то на видимую область приходится более одного периода функции $\dot{f}_N(x)$, и поэтому при синтезе произвольной ДН, отличной от нуля во всей области видимости, неразумно брать $d > 0,5\lambda$ из-за снижения точности синтеза. С другой стороны, при $d < 0,5\lambda$ период функции $\dot{f}_N(x)$ становится больше интервала видимости и точность синтеза повышается за счет использования

большего числа ортогональных функций $\dot{e}_n(x)$ при постоянной длине решетки. Однако поведение синтезированной функции $\dot{f}_N(x)$ за пределами интервала видимости является неконтролируемым, и в связи с этим коэффициент реактивности может возрасти до недопустимо больших значений. Таким образом, при $d < 0,5\lambda$ увеличивается опасность получения некорректных решений с большим коэффициентом реактивности. С вычислительной точки зрения это проявляется в том, что определитель матрицы R стремится к нулю, что приводит к потере точности при нахождении обратной матрицы R^{-1} . Поэтому к попыткам увеличения точности воспроизведения заданной ДН путем уменьшения шага решетки необходимо относиться с осторожностью.

§ 13.7. О СВЕРХНАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕНН

Анализ решения задачи синтеза линейной антенной решетки с максимальным значением КНД, согласно (13.27), при числе элементов $N \rightarrow \infty$, шаге решетки $d \rightarrow 0$ и постоянной длине решетки $Nd = \text{const}$ показывает, что D_{\max} неограниченно растет. При любой фиксированной длине антенны можно указать такое число элементов N , при котором D_{\max} превысит любое наперед заданное значение. Этот же факт можно понимать и как следствие приведенного в § 13.2 утверждения о том, что в линейной антенне любой конечной длины можно реализовать множитель направленности в виде произвольной функции. *Возможность неограниченного увеличения КНД антенны конечной длины называется сверхнаправленностью.* Это явление есть следствие некорректности задачи синтеза антенны по заданной ДН.

Переход к сверхнаправленности в линейной антенне сопровождается следующими особенностями: 1) амплитудно-фазовое распределение возбуждения становится сильно «изрезанным», а фаза возбуждения резко меняется по длине антенны (гораздо быстрее, чем в волне, движущейся со скоростью света); 2) амплитуды возбуждения при фиксированной мощности излучения существенно (на много порядков) превышают амплитуды возбуждения в синфазной антенне той же длины и с той же мощностью излучения; 3) в ближнем поле сверхнаправленной излучающей системы создается огромный запас электромагнитной энергии, и такая антenna оказывается эквивалентной очень совершенному накопителю энергии с ничтожными потерями на излучение. Согласование входа сверхнаправленной антенны с линией передачи весьма проблематично, так как при идеальном реактивном согласующем устройстве антenna оказывается эквивалентной резонансному контуру с колоссальной добротностью (более 10^5) и ничтожной полосой пропускания. При реальном согласующем устройстве потери в нем настолько превышают потери на излучение, что КПД сверхнаправленной антенны стремится к нулю.

Последствия аналогичны и при попытке синтезировать произвольную ДН со слишком высокой точностью, и поэтому к сверхнаправленным могут быть отнесены также и все другие некорректные решения задачи синтеза антенны.

Где же проходит граница между обычными и сверхнаправленными антеннами? Условно к несверхнаправленным можно отнести все решения задачи синтеза, получаемые методом интеграла Фурье по формулам (13.7)–(13.10). В применении к антенным решеткам метод интеграла Фурье означает, что следует просто пренебречь взаимодействием излучателей, положив $R = E$, где E — единичная матрица. Тогда на основании (13.26) амплитуды возбуждения элементов решетки оказываются выборками из обратного преобразования Фурье:

$$h_n = \int_{-\beta}^{\beta} g(x) F_n^*(x) dx = \int_{-\beta}^{\beta} g(x) e^{-j\pi x n} dx, \quad i \rangle = h \rangle. \quad (13.28)$$

Для решений (13.7)–(13.10) и (13.28) легко могут быть найдены коэффициенты реактивности, которые, как правило, оказываются близкими единице. Это означает, что для таких несверхнаправленных антенн распределение возбуждения должно быть достаточно гладким, амплитуды возбуждения при фиксированной мощности излучения близки минимально возможным и в ближнем поле не образуется значительных запасов электромагнитной энергии. *Несверхнаправленные антенны являются самыми устойчивыми к малым ошибкам в распределении возбуждения*, что является очень важным обстоятельством с практической точки зрения.

Если КНД или точность воспроизведения заданной ДН, даваемые несверхнаправленными антennами, недостаточны и нельзя увеличить габариты антенн, то можно попытаться реализовать в какой-то мере явление сверхнаправленности, допуская умеренное увеличение коэффициента реактивности. Для антенных решеток весь класс решений задачи синтеза в среднеквадратическом приближении с ограниченным коэффициентом реактивности дается соотношением $i \rangle = (R + aE)^{-1}h \rangle$, где $0 \leq a \leq \infty$ — так называемый параметр регуляризации решения.

При $a \rightarrow \infty$ получается решение задачи синтеза при минимально возможном коэффициенте реактивности. При $a = 0$ имеет место другой крайний случай — решение без ограничений на коэффициент реактивности. Однако многочисленные исследования и расчеты показывают, что переход к режиму сверхнаправленности малоперспективен с практической точки зрения, поскольку выигрыши в КНД или точности воспроизведения ДН чрезвычайно мал.

Глава 14

АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ

§ 14.1. ОБЩИЕ СВОЙСТВА АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН

К апертурным относят антенны, у которых в соответствии с принципом эквивалентности может быть выделена плоская поверхность раскрыва S , формирующая остронаправленное излучение. Наиболее распространены зеркальные (в частности, параболические), а также рупорные и линзовые апертурные антенны. КНД апертурных антенн связан с площадью раскрыва S и длиной волны λ общей формулой

$$D = (4\pi S/\lambda^2) K_{\text{пп,}\Sigma}, \quad (14.1)$$

где $K_{\text{пп,}\Sigma} \leq 1$ — общий (результатирующий) коэффициент использования поверхности, зависящий от вида амплитудно-фазового распределения возбуждения и других факторов.

Ширина луча по уровню -3 дБ апертурной антенны в какой-либо плоскости, перпендикулярной поверхности раскрыва, обратно пропорциональна линейному размеру раскрыва L в этой плоскости:

$$\Delta\theta = (51^\circ \lambda/L) K_{\text{рл,}\Sigma}, \quad (14.2)$$

где $K_{\text{рл,}\Sigma} \geq 1$ — коэффициент расширения луча, зависящий от формы раскрыва и вида амплитудно-фазового распределения возбуждения.

Конструкции распределителей апертурных антенн обычно строят таким образом, что мощность возбуждения к каждому элементу раскрыва в приближении геометрической оптики доставляется независимыми лучами, проходящими одинаковую электрическую длину от общего входа антенны. Поэтому в соответствии с принципом построения распределителя апертурные антенны могут быть условно отнесены к антеннам с параллельной схемой питания элементов излучающей системы (в отличие от антенн бегущей волны, характеризуемых последовательной схемой питания). Положительной особенностью параллельной схемы возбуждения является сохранение синфазности элементов раскрыва и вида амплитудного распределения независимо от длины волны. Поэтому многие конструкции апертурных антенн, в частности зеркальных, являются частотно-независимыми и допускают одновременную работу антennы в диапазонах от метровых до миллиметровых волн. Разумеется, при этом сохраняется зависимость КНД и ширины луча от длины волны согласно формулам (14.1) и (14.2).

Из этих формул также следует, что КНД апертурных антенн может неограниченно возрастать, а ширина луча стремится к нулю при увеличении отношения S/λ^2 . Однако в реальных конструкциях апертурных антенн максимально достижимый КНД оказывается ограниченным из-за влияния сл. чайных погрешностей при выпол-

нении антенны. Достигнутый уровень технологии производства позволяет создавать апертурные антенны с КНД 10^8 и более. Апертурные антенны первенствуют по направленности среди других типов антенных устройств.

§ 14.2. РУПОРНЫЕ АНТЕННЫ

На дециметровых и более коротких волнах широкое применение находят рупорные антенны и, в частности, антенны в виде открытого конца прямоугольного или круглого волновода. Излучатели этого типа используются самостоятельно, а также как облучатели линзовых и зеркальных антенн. Рассмотрим вначале излучатель в виде открытого конца прямоугольного волновода (рис. 14.1). Распространяющаяся в волноводе основная волна H_{10} , дойдя до его открытого конца, частично излучается и частично отражается обратно к генератору. В месте перехода от волновода к открытому пространству, т. е. в раскрыве, возникают волны высших типов, а также появляются поверхностные токи на наружных поверхностях стенок волновода. Для полубесконечного круглого волновода существует точное решение электродинамической задачи об излучении в свободное пространство, полученное чл.-кор. АН СССР Л. А. Вайнштейном. Для поля излучения прямоугольного волновода строгого решения не найдено. В инженерных расчетах предполагают, что касательные составляющие поля в раскрыве волновода (а следовательно, и эквивалентные электрические и магнитные токи) представляют сумму падающей и отраженной волн основного типа колебаний:

$$\begin{aligned} \dot{E}_y &= -j_x^m = (1 + \rho) \sin(\pi x/a), \\ \dot{H}_x &= -j_y^m = \frac{\sqrt{1 - [\lambda/(2a)]^2}}{Z_c} (1 - \rho) \sin \frac{\pi x}{a}, \end{aligned}$$

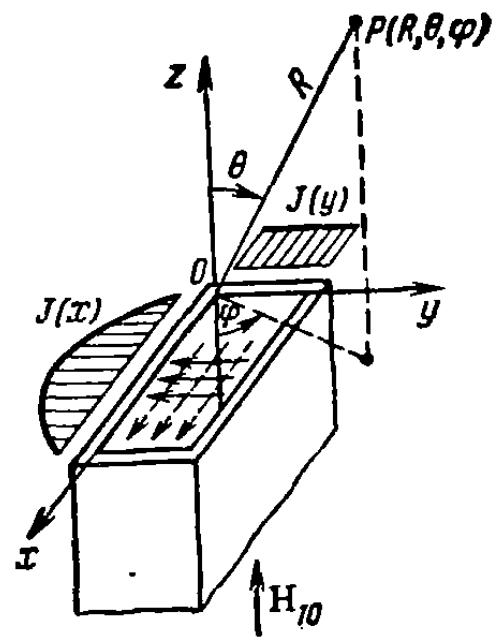


Рис. 14.1. Волноводный излучатель

где ρ — коэффициент отражения от открытого конца волновода, $Z_c = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$. По данным экспериментальных исследований, в прямоугольном волноводе с отношением сторон $b/a = 0,45$ коэффициент отражения составляет $0,3 - 0,2$ и имеет фазу $\pi/3 - \pi/2$, причем первые цифры относятся к нижней рабочей частоте волновода, вторые — к верхней.

ДН открытого конца волновода в передней полусфере в плоскостях yOz (плоскость Е) и xOz (плоскость Н) с хорошей степенью

точности определяется формулами

$$F_E(\theta) = \frac{1 + (\lambda/\lambda_b) \cos \theta}{1 + \lambda/\lambda_b} \frac{\sin(0.5\beta b \sin \theta)}{0.5\beta b \sin \theta}, \quad (14.3)$$

$$F_H(\theta) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 (\cos \theta) \frac{\cos(0.5\beta a \sin \theta)}{(\pi/2)^2 - (0.5\beta a \sin \theta)^2}. \quad (14.4)$$

Здесь a и b — внутренние размеры волновода: $\lambda/\lambda_b = \sqrt{1 - [\lambda/(2a)]^2}$ — отношение длины волны в свободном пространстве к длине волны H_{10} в прямоугольном волноводе; угол θ отсчитывается от оси z ; $\beta = 2\pi/\lambda$. Вид измеренных ДН для излучателя в виде открытого кон-

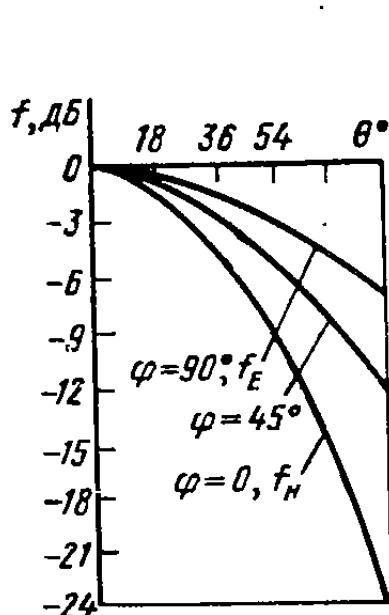


Рис. 14.2. ДН открытого конца волновода

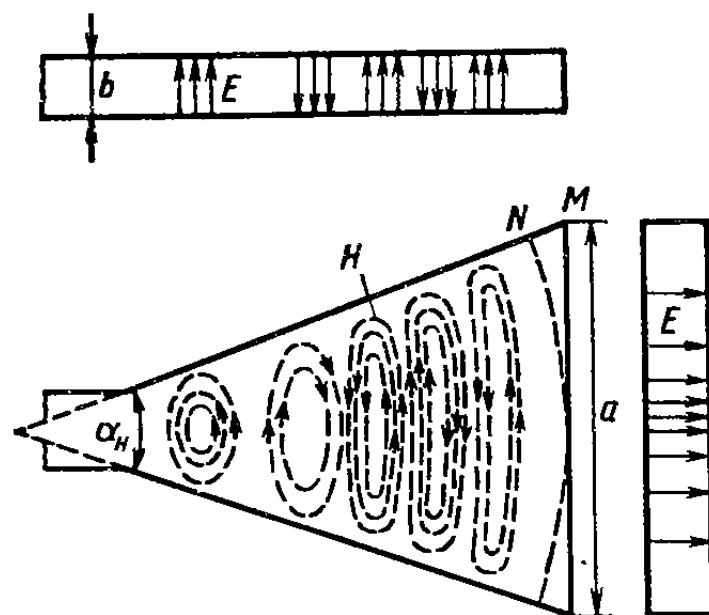


Рис. 14.3. Н-секториальный рупор и структура поля в нем

ца прямоугольного волновода с размерами сторон 23×10 мм на длине волны 3,2 см показан на рис. 14.2.

Антенны в виде открытого конца волновода обладают слабой направленностью, и их коэффициент усиления находится обычно в пределах 6—7 дБ. Такие антенны чаще всего используют в качестве элементов фазированных антенных решеток, в облучателях простейших параболических антенн, а также в качестве слабонаправленных антенн летательных аппаратов.

Для увеличения направленности и уменьшения отражения от открытого конца волновода применяют рупорные излучатели. На рис. 14.3 показан *Н-секториальный рупор*, расширяющийся в плоскости вектора **H**. В рупоре возникает волна, подобная волне H_{10} в прямоугольном волноводе. Однако секториальный рупор отличается от волновода тем, что в нем фронт волны образует цилиндрическую поверхность, фазовая скорость является переменной величиной, зависящей от отношения a/λ , поле на большом расстоянии от горловины рупора принимает вид чисто попереч-

ной волны. Фазовая скорость приближенно определяется формулой $v = \frac{c}{\sqrt{1 - [\lambda/(2a)]^2}}$ и вблизи раскрыва рупора приближается к скорости света, что приводит к уменьшению отражения волны от излучающей поверхности раскрыва.

Если угол раствора рупора α_h мал, то фронт волны в выходном отверстии близок плоскому и для расчета ДН в плоскости Н может быть использована формула (14.4). Главный лепесток ДН сужается примерно во столько же раз, во сколько увеличивается размер a раскрыва рупора по сравнению с размером широкой стенки прямоугольного волновода. При увеличении угла раствора рупора α_h фронт волны в раскрыве искривляется, а это приводит к расширению ДН. Фаза поля на краю раскрыва по сравнению с ее значением в середине раскрыва может быть определена по приближенной формуле, полученной из геометрических построений (рис. 14.3):

$$\begin{aligned}\Phi_2 &= -(2\pi/\lambda) MN \approx -\pi a^2/(4\lambda R) = \\ &= -[\pi a/(2\lambda)] \operatorname{tg}(\alpha_h/2),\end{aligned}\quad (14.5)$$

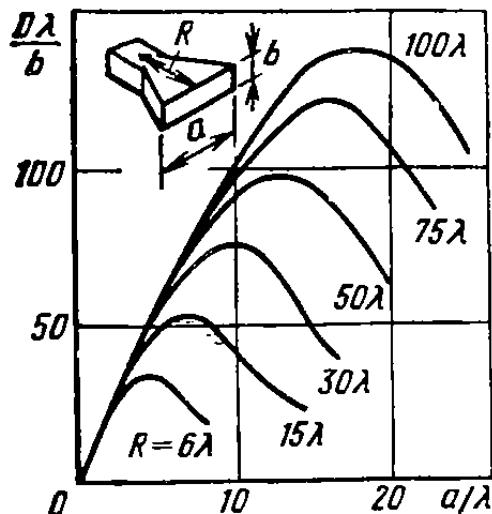


Рис. 14.4. Зависимость КНД от размеров Н-секториального рупора

где R — длина рупора. Распределение фазы поля в выходном отверстии рупора подчиняется квадратичному закону. Влияние квадратичных фазовых искажений на форму ДН линейной антенны исследовано в гл. 11, и графики ДН на рис. 11.9 оказываются применимыми в анализе рупорных антенн.

Как показывают расчеты, КНД рупорной антенны при фиксированной длине рупора имеет характерную зависимость от размера раскрыва a/λ , показанную на рис. 14.4. Наличие максимума объясняется тем, что при увеличении угла раствора рупора, с одной стороны, увеличивается относительный размер раскрыва a/λ , что ведет к сужению ДН, с другой — согласно (14.5) быстро увеличивается квадратичная фазовая ошибка $|\Phi_2|$, ведущая к расширению ДН. В результате действия двух этих факторов при определенном электрическом размере раскрыва имеет место максимальный КНД. Оказывается, что *при любой длине рупора максимум КНД получается при квадратичной фазовой ошибке на краю рупора, равной 135° .* Н-секториальный рупор, удовлетворяющий этому условию, принято называть *оптимальным*. Полный КИП оптимального Н-секториального рупора равен примерно 0,64 (0,81 — апертурный КИП, обусловленный спадающим до нуля на краях раскрыва амплитудным распределением; 0,79 — КИП, обусловленный квадратичной фазовой ошибкой).

Наряду с Н-секториальными применяют Е-секториальные рупоры, расширяющиеся в плоскости вектора Е. Ширина ДН в плоскости Н- Е-секториального рупора такая же, как и у открытого конца волновода, а в плоскости Е ширина луча с увеличением размера b уменьшается, если угол раствора α взят достаточно малым. В Е-секториальном рупоре амплитудное распределение поля в раскрыве приблизительно равномерное и *квадратичная фазовая ошибка* $\Phi_2 \approx -\pi b^2/(4\lambda R)$ на краю раскрыва, соответствующая оптимальному рупору с наибольшим КИД, составляет 90° . При $|\Phi_2| < 45^\circ$ ДН в плоскости Е может быть рассчитана по формуле (14.3). Снижение КИП в плоскости Е из-за квадратичной фазовой ошибки определяется по графику на рис. 11.10.

Наиболее широко применяются *пирамидальные рупоры* с прямоугольным поперечным сечением (рис. 14.5). Эти рупоры позволяют сужать ДН как в плоскости Н, так и в плоскости Е. В пирамидальном рупоре образуется сферическая волна, фазовая скорость которой является переменной и у открытого конца приближается к скорости света. Вследствие этого отражение волны от раскрыва незначительно — рупор согласовывает волновод с открытым пространством. Фазовые искажения поля в раскрыве могут быть определены по формуле (14.5) в плоскости Н и по аналогичной формуле (при замене a на b) в плоскости Е. При небольших фазовых искажениях (при $|\Phi_2| < 45^\circ$) ДН пирамидального рупора мало отличаются от ДН синфазного прямоугольного раскрыва с соответствующим амплитудным распределением и поэтому могут быть рассчитаны по формулам (14.3) и (14.4). Для уменьшения длины рупора обычно допускается квадратичное искажение фазы поля в раскрыве $|\Phi_2| = 135^\circ$ в плоскости Н и $|\Phi_2| = 90^\circ$ в плоскости Е. Такой рупор, как отмечалось, называется оптимальным, и его КИП грубо оценивается формулой $K_{\text{ип}} = K_{\text{ип а}} (K_{\text{ип ф}})^2 = 0,81 \cdot (0,8)^2 = 0,52$, где первый множитель учитывает неравномерность амплитудного распределения в плоскости Н, а второй — наличие квадратичных фазовых искажений в плоскостях Е и Н.

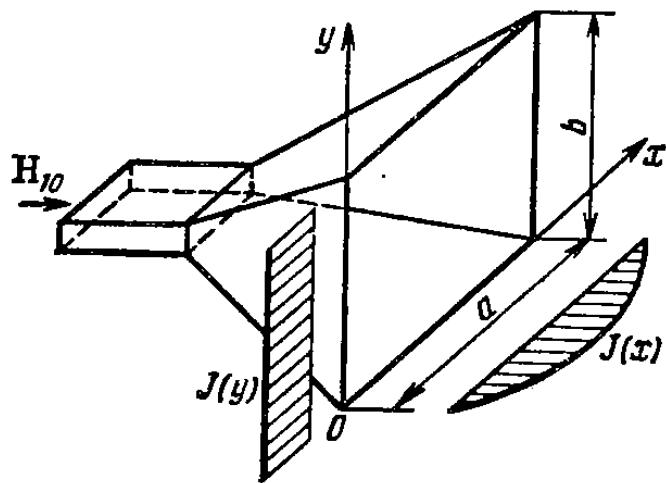


Рис. 14.5: Пирамидальный рупор

результате образуется сферическая волна, фазовая скорость которой является переменной и у открытого конца приближается к скорости света. Вследствие этого отражение волны от раскрыва незначительно — рупор согласовывает волновод с открытым пространством. Фазовые искажения поля в раскрыве могут быть определены по формуле (14.5) в плоскости Н и по аналогичной формуле (при замене a на b) в плоскости Е. При небольших фазовых искажениях (при $|\Phi_2| < 45^\circ$) ДН пирамидального рупора мало отличаются от ДН синфазного прямоугольного раскрыва с соответствующим амплитудным распределением и поэтому могут быть рассчитаны по формулам (14.3) и (14.4). Для уменьшения длины рупора обычно допускается квадратичное искажение фазы поля в раскрыве $|\Phi_2| = 135^\circ$ в плоскости Н и $|\Phi_2| = 90^\circ$ в плоскости Е. Такой рупор, как отмечалось, называется оптимальным, и его КИП грубо оценивается формулой $K_{\text{ип}} = K_{\text{ип а}} (K_{\text{ип ф}})^2 = 0,81 \cdot (0,8)^2 = 0,52$, где первый множитель учитывает неравномерность амплитудного распределения в плоскости Н, а второй — наличие квадратичных фазовых искажений в плоскостях Е и Н.

Помимо рупоров прямоугольного поперечного сечения находят применение рупоры круглого сечения, а именно *конические рупоры*. Они образуются путем расширения открытого конца круглого волновода, возбуждаемого волной H_{11} . Излучение конического рупора аналогично излучению пирамидального рупора, и он также имеет оптимальные размеры, которые можно рассматривать как средние между размерами оптимальных Е- и Н-плоскостных рупоров.

Достоинствами рупорных антенн являются простота и неплохие диапазонные свойства. Практически все оптимальные и более длинные рупоры могут быть использованы во всей рабочей полосе частот питающего волновода. Самостоятельно рупорные антенны чаще всего применяются в измерительных установках, например как эталонные антенны с известным коэффициентом усиления. Кроме того, рупоры широко используются для облучения зеркальных и линзовых антенн, а также в конструкциях антенн других типов, например импедансных.

§ 14.3. ЛИНЗОВЫЕ АНТЕННЫ

В линзовых антенах используются оптические свойства электромагнитных волн, поскольку размеры и радиусы кривизны поверхности линзовых антенн обычно много больше длины волны. Для антенн-линз характерно то, что в них цилиндрический или сферический фронт волны преобразуется в плоский. На рис. 14.6 показана диэлектрическая линза, на которую от источника F (облучателя) падает сферическая волна. Преломляясь на выпуклой освещенной поверхности линзы, сферический фронт волны преобразуется в плоский при одновременном укорочении длины волны в диэлектрике $\lambda_d = \lambda/\sqrt{\epsilon}$. Выходная поверхность линзы является плоской, и по выходе из нее фронт волны остается плоским. Поскольку размеры выходной поверхности линзы велики по сравнению с длиной волны, излучение ее оказывается остронаправленным.

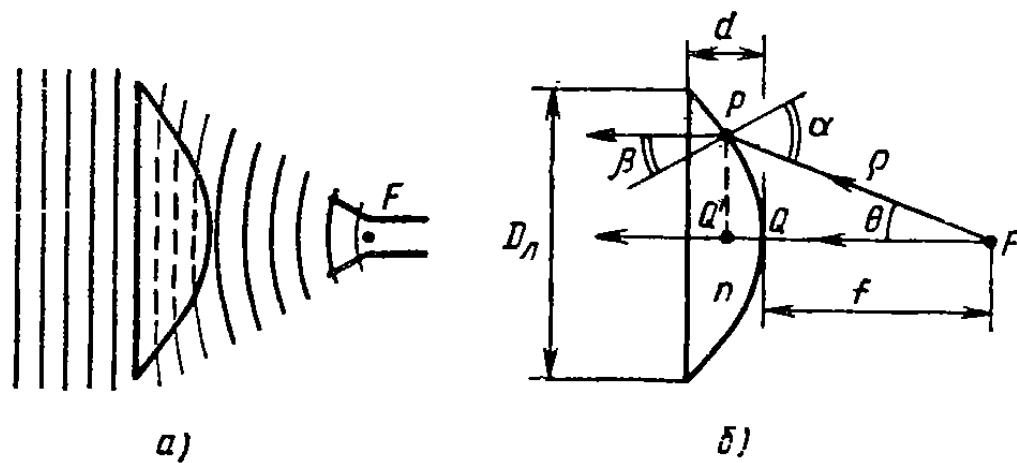


Рис. 14.6. Диэлектрическая линза (а) и ход лучей в ней (б)

Чателя) падает сферическая волна. Преломляясь на выпуклой освещенной поверхности линзы, сферический фронт волны преобразуется в ней в плоский при одновременном укорочении длины волны в диэлектрике $\lambda_d = \lambda/\sqrt{\epsilon}$. Выходная поверхность линзы является плоской, и по выходе из нее фронт волны остается плоским. Поскольку размеры выходной поверхности линзы велики по сравнению с длиной волны, излучение ее оказывается остронаправленным.

Определим форму профиля линзы. Пусть луч из точки F падает в точку P поверхности линзы (рис. 14.6, б) и характеризуется углом падения α и углом преломления β . Эти углы определяются по отношению к местной нормали к освещенной поверхности линзы. На основании закона преломления лучей $\sin \alpha = n \sin \beta$, где $n = \sqrt{\epsilon}$ — коэффициент преломления диэлектрика. Уравнение профиля линзы можно найти из условия постоянства длины оптического

пути (электрической длины) от преобразуемой к преобразованной поверхности равных фаз по любому направлению, т. е. $FP = FQ + nQQ'$. Отсюда получаем $\rho = f + n(\rho \cos \theta - f)$ или

$$\rho = (n - 1)f / (n \cos \theta - 1), \quad (14.6)$$

где f — фокусное расстояние, т. е. расстояние от фокуса F до вершины линзы Q ; θ — угол между осью линзы и лучом; ρ — расстояние от фокуса до текущей точки поверхности линзы.

Уравнение (14.6) представляет собой уравнение гиперболы. Таким образом, выпуклая поверхность диэлектрической линзы должна иметь гиперболическую форму. Толщина линзы d определяется по оптическому пути и связана с ее диаметром D_L соотношением

$$d = \frac{1}{n} \left(\frac{D_L}{2 \sin \theta_{\max}} - f \right), \quad (14.7)$$

где θ_{\max} — угол между осью линзы и направлением из фокуса в крайнюю точку профиля. Угол $2\theta_{\max}$, под которым из фокуса видны края линзы, часто называют углом раскрыва линзы. Формулы (14.6) и (14.7) позволяют рассчитать профиль и найти геометрические размеры линзы.

Поскольку выходная поверхность линзы является синфазной поверхностью, она может рассматриваться как плоский излучающий раскрыв, сама же линза и облучающий ее источник играют роль распределителя. В случае квазиточечного источника (например, полуволнового вибратора) линза может быть телом вращения и ее раскрыв круглый. В случае линейного облучающего источника, располагающегося на фокальной линии F , линза должна быть цилиндрической и ее раскрыв может иметь прямоугольную форму. Диэлектрические линзы являются широкополосными, если коэффициент преломления не зависит от частоты. На сантиметровых волнах эти линзы применяются сравнительно редко из-за большой массы и трудностей изготовления. Интерес к диэлектрическим линзам заметно возрос только с началом освоения диапазона миллиметровых и более коротких волн, где абсолютные размеры линз получаются небольшими.

Попытки уменьшения массы замедляющих линз привели к разработке искусственных диэлектриков, представляющих собой взвесь металлических включений (шариков, дисков с диаметром много меньше длины волны), а также металлических лент в объеме легкого пенистого материала. Однако из-за серьезных конструктивных недостатков и технологических трудностей такие «металло-диэлектрические» линзы не получили широкого распространения.

Чаще всего применяются металло пластинчатые линзы с повышенной фазовой скоростью. Такие линзы выполняются из параллельных металлических пластин, расположенных на расстоянии a одна от другой и образующих вогнутую поверхность (рис. 14.7). Вектор напряженности электрического поля E , возбуждаемого об-

лучателем, расположенным в фокусе линзы, должен быть параллелен пластинам. Тогда пространство между двумя соседними пластинами представляет волновод, в котором распространяется волна типа H_{10} с фазовой скоростью $v = \frac{c}{\sqrt{1 - [\lambda/(2a)]^2}}$. Таким образом, возникает среда с эффективным коэффициентом преломления

$$n = c/v = \sqrt{1 - [\lambda/(2a)]^2} < 1. \quad (14.8)$$

Расстояние между пластины a должно удовлетворять неравенствам $\lambda/2 < a < \lambda$, для того чтобы между пластины могла рас-

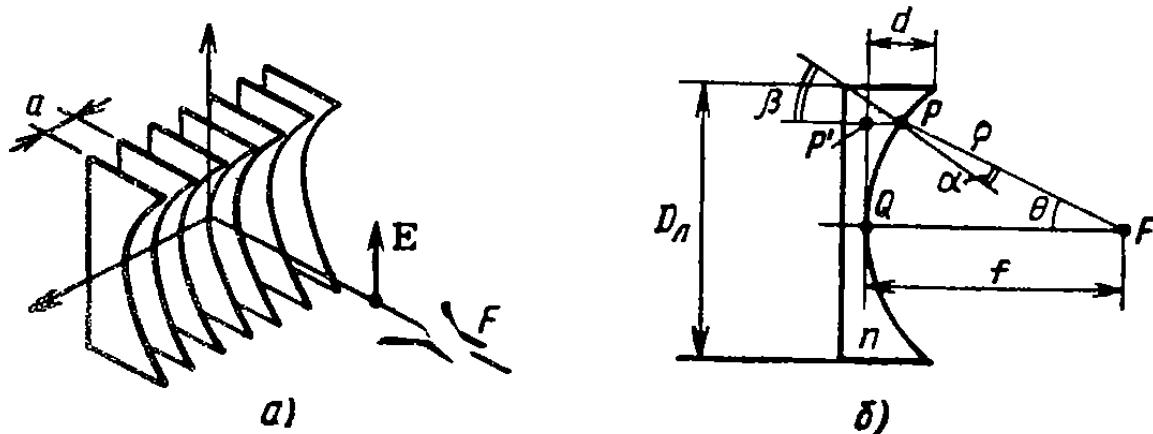


Рис. 14.7. Металлопластинчатая линза (а) и ход лучей в ней (б)

пространяться только волна типа H_{10} . Следовательно, коэффициент преломления ускоряющей линзы находится в пределах $0 < n < \sqrt{0,75}$.

Уравнение профиля линзы можно получить с помощью построений, показанных на рис. 14.7, б. Луч, падающий из фокуса F в точку P освещенной поверхности линзы, преломляется по закону геометрической оптики $\sin \alpha = n \sin \beta$. Оптическая длина пути FQ должна быть равна оптической длине пути FP' , т. е. $FQ = FP + nPP'$. Это условие вновь приводит к формуле (14.6) для профиля линзы, однако при $n < 1$ формула представляет уравнение эллипса. Толщина профиля линзы дается формулой

$$d = \frac{1}{n} \left(f - \frac{D_{\text{л}}}{2 \sin \theta_{\max}} \right),$$

где $2\theta_{\max}$ — угол раскрытия линзы; $D_{\text{л}}$ — размер раскрытия.

Ускоряющая линза, собранная из профилированных по эллипсу одинаковых пластин, фокусирует излучение в плоскости вектора E . Если же ускоряющая линза собрана из прямоугольных пластин разной толщины d так, что они также образуют эллиптический профиль, то она фокусирует излучение в плоскости вектора H . В этом случае на освещенной поверхности линзы угол преломления луча не зависит от коэффициента преломления n и направление пре-

ломленных лучей при любом n задается направлением волноводных каналов между пластинами. Линзы с таким свойством называются *линзами с принудительным направлением распространения*. Для фокусировки излучения одновременно в плоскостях E и H линза должна быть собрана из профилированных пластин разной толщины.

Металлопластинчатые линзы небольших и средних размеров конструктивно очень просты. Применение металлопластинчатой

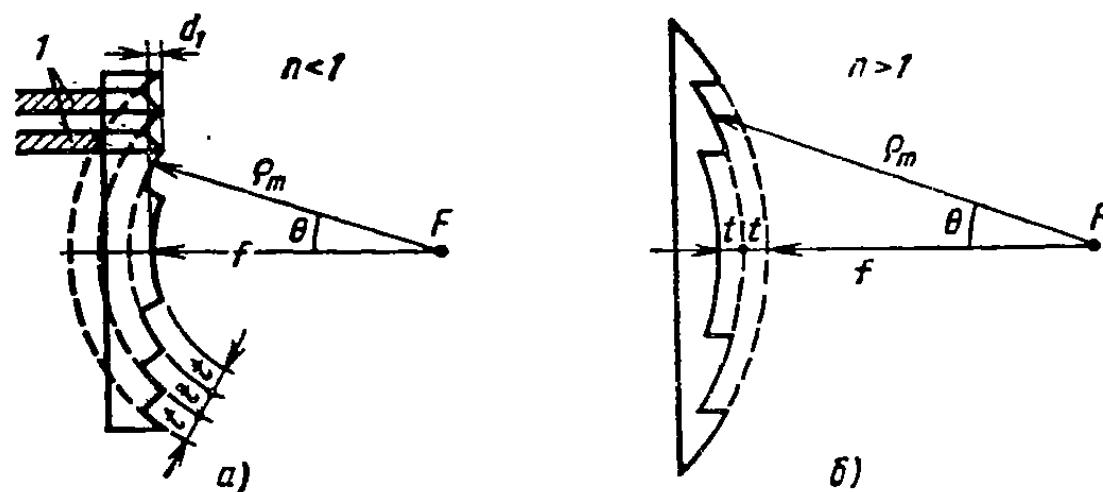


Рис. 14.8. Зонированные ускоряющая (а) и замедляющая (б) линзы

линзы в сочетании с рупором позволяет значительно уменьшить его длину. Так, для получения оптимального рупора с размером раскрыва $a = 20\lambda$ нужно взять его длину $R = 200\lambda$. В случае же применения линзы в выходном отверстии рупора длина его может быть того же порядка, что и размер раскрыва, т. е. $R = 20\lambda$. Металлопластинчатые линзы сравнительно узкополосны, так как коэффициент преломления, согласно формуле (14.8), зависит от длины волны. Расчеты показывают, что если принять коэффициент преломления на средней частоте равным 0,5 и допустить квадратичные фазовые искажения $|\Phi_2| = \pi/2$ на крайних частотах, то рабочая полоса частот (%) $2\Delta f/f_0 = 33\lambda_0/d$.

При $d \gg \lambda_0$ рабочая полоса частот оказывается слишком узкой. Чтобы уменьшить толщину линзы d и сделать антенну более широкополосной, а также конструктивно более простой, прибегают к *зонированию* (рис. 14.8). Освещенная облучателем часть линзы делается ступенчатой, причем глубина t ступенек выбирается такой, чтобы лучи, преломленные в соседних зонах линзы, приходили к раскрыву с фазовым сдвигом 2π . Каждая зона имеет свое фокусное расстояние, и уравнение профиля m -й зоны $\rho_m = (1-n)f_m/(1-n\cos\theta)$, где $f_m = f + (m-1)t$, $m = 1, 2, 3, \dots$. Размер t выбирается из условия синфазности поля в раскрыве на расчетной длине волны $\beta_0 t - \beta_0 n t = 2\pi$, откуда получаем $t = \lambda_0/(1-n)$.

Вследствие зонирования в раскрыве линзы появляются необлучаемые участки — теневые области (рис. 14.8). Теневые области

снижают КИП из-за рассеяния части излучаемой мощности на ступеньках. При допустимых квадратичных фазовых искажениях $|\Phi_2| = \pi/2$ и коэффициенте преломления $n_0 = 0,5$ рабочая полоса частот (%) зонированной ускоряющей линзы $2\Delta f/f_0 = \frac{50}{M - 1 + 1,5(d_1/\lambda_0)}$, где толщина профиля d_1 показана на рис.

14.8, а; M — число зон линзы. Величина d_1 связана с толщиной d незонированной линзы (см. рис. 14.7, б) соотношением $d_1 = d - (M-1)t$, и при $t = 2\lambda_0$ (для $n_0 = 0,5$) формула принимает вид

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{50}{1,5(d/\lambda_0 - 2(M-1))}.$$

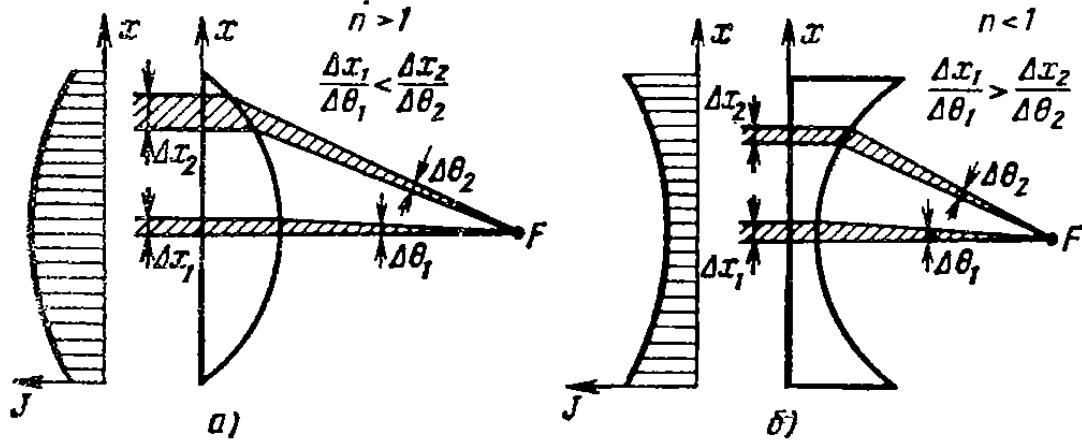


Рис. 14.9. К формированию амплитудного распределения в линзах

Таким образом, переход к зонированному варианту при заданном размере d ускоряющей линзы обеспечивает существенное расширение рабочей полосы частот.

Зонирование позволяет также уменьшить толщину и массу замедляющей линзы (рис. 14.8, б), однако сопровождается сужением полосы частот (%) из-за появления квадратичных фазовых искажений согласно формуле $2\Delta f/f_0 = 50/(M-1)$ и снижением КИП вследствие затенения участков раскрыва.

Выясним особенности амплитудного распределения возбуждения в раскрыве линзовой антенны. Для этого рассмотрим изотропно облучаемые из точки фокуса замедляющую и ускоряющую линзы (рис. 14.9, а, б). На заштрихованные пучки лучей приходится одинаковая доля потока мощности, поскольку эти пучки имеют одну и ту же угловую ширину $\Delta\theta_1 = \Delta\theta_2$. В случае замедляющей линзы крайний пучок после преломления становится более широким, и это соответствует спаданию интенсивности возбуждения на краях линзы. В ускоряющей линзе, наоборот, при преломлении происходит сжатие крайних пучков лучей и амплитудное распределение имеет тенденцию возрастания к краям.

Отмеченные факторы не являются главными при формировании амплитудного распределения. Решающее значение имеет ДН облучателя, от вида которой зависит распределение мощности по

парциальным пучкам лучей, и поэтому к ней предъявляются довольно серьезные требования. В пределах угла раскрыва линзы форма ДН облучателя должна корректировать искажения амплитудного распределения, вносимые линзой. При углах $|\theta| > |\theta_{\max}|$ излучение облучателя должно быть как можно меньше, чтобы не создавать потока мощности, проходящего мимо линзы и увеличивающего боковое излучение антенны (так называемый эффект «переливания» мощности облучателя за края раскрыва). Облучатель линзы должен обязательно иметь фазовый центр, совпадающий с

фокусом линзы, в противном случае возможно появление фазовых ошибок в раскрыве. Представление об оптимальной форме ДН облучателя дает рис. 14.10, на котором штриховкой показана часть ДН, не участвующая в формировании амплитудно-фазового распределения возбуждения и обусловливающая переливание части излучаемой мощности за края линзы.

Дополнительное рассеяние мощности происходит также из-за нежелательных отражений на преломляющих поверхностях линзы. Уменьшить эти отражения можно, применяя специальные «просветляющие» (согласующие) четвертьволновые слои с коэффициентом преломления, равным квадратному корню из коэффициента преломления материала линзы, либо используя другие способы компенсации отражений. В линзовых антенах с оптимально подобранным облучателем общий КИП оказывается высоким и может составлять 0,80—0,85. Однако конструкции больших линзовых антенн оказываются громоздкими по сравнению с зеркальными антеннами, и поэтому более простые зеркальные антенны предпочтительнее линзовых антенн в большинстве применений, особенно при больших электрических размерах раскрыва (более 50 λ).

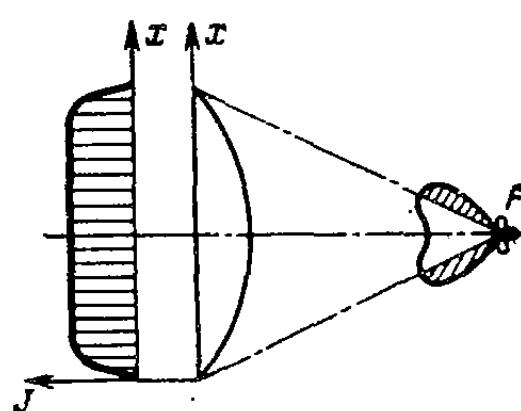
Рис. 14.10. Выравнивание амплитудного распределения при использовании облучателя со специальной формой ДН

«просветляющие» (согласующие) четвертьволновые слои с коэффициентом преломления, равным квадратному корню из коэффициента преломления материала линзы, либо используя другие способы компенсации отражений. В линзовых антенах с оптимально подобранным облучателем общий КИП оказывается высоким и может составлять 0,80—0,85. Однако конструкции больших линзовых антенн оказываются громоздкими по сравнению с зеркальными антеннами, и поэтому более простые зеркальные антенны предпочтительнее линзовых антенн в большинстве применений, особенно при больших электрических размерах раскрыва (более 50 λ).

Линзы Люнеберга. Среди линзовых антенн уникальными свойствами обладают линзы из неоднородного диэлектрика со сферической симметрией, называемые по имени автора линзами Люнеберга. Установлено, что если показатель преломления в сферической линзе изменяется вдоль радиуса по закону

$$n = \sqrt{2 - (R/R_{\max})^2}, \quad (14.9)$$

где R_{\max} — радиус сферы; R — текущий радиус точки внутри сферы, то такая линза превращает сферический фронт волны точечного источника 1, расположенного на поверхности сферы, в плоский фронт волны 2 (рис. 14.11, а). Перемещая первичный источник (например, открытый конец волновода или рупор) по поверхности сферы, можно перемещать луч антенны по всем направлениям без



искажения формы ДН. Однако чаше сферическую линзу Люнеберга снабжают решеткой облучателей, каждому из которых соответствует своя неподвижная остронаправленная ДН (рис. 14.11,б). Возникает так называемая *многолучевая антенная система*, способная обслуживать одновременно и независимо несколько пере-

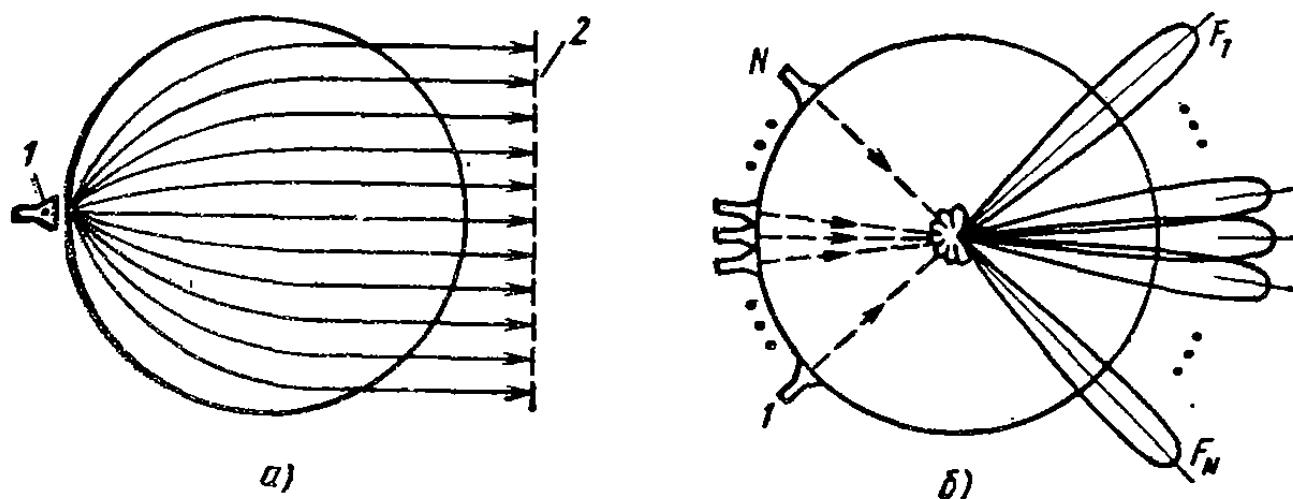


Рис. 14.11. Сферическая линза Люнеберга

датчиков или приемников. Возможно осуществлять непрерывный радиолокационный контроль окружающей обстановки в широком секторе углов, а также вести направленную радиосвязь с многими корреспондентами.

В конструктивном отношении линза Люнеберга может представлять собой набор однородных концентрических слоев из радиочастотной пенокерамики, причем плотность слоев должна уменьшаться от центра к периферии, чтобы обеспечить аппроксимацию закона изменения показателя преломления (14.9).

Наряду со сферическими существуют и цилиндрические линзы Люнеберга, допускающие неискаженное перемещение луча только в одной плоскости.

§ 14.4. ЗЕРКАЛЬНЫЕ ПАРАБОЛИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ

Зеркальные антенны являются наиболее распространенными остронаправленными антеннами. Их широкое применение в самых разнообразных радиосистемах объясняется простотой конструкции, возможностью получения разнообразных видов ДН, высоким КПД, малой шумовой температурой, хорошими диапазонными свойствами и т. д. В радиолокационных применениях зеркальные антенны позволяют легко получить равносигнальную зону, допускают одновременное формирование нескольких ДН общим зеркалом (в том числе суммарных и разностных). Некоторые типы зеркальных антенн могут обеспечивать достаточно быстрое качание луча в значительном угловом секторе. Зеркальные антенны являются наиболее распространенным типом антенн в космической связи и радиоастрономии, и именно с помощью зеркальных антенн удается созда-

вать гигантские антенные сооружения с эффективной поверхностью раскрыва, измеряемой тысячами квадратных метров.

Классическими являются *параболические антенны*, которые могут выполняться в виде параболоида вращения, параболического цилиндра или закрытой конструкции, ограниченной параллельными проводящими плоскостями (рис. 14.12). Параболоид вращения возбуждается слабонаправленным облучателем (например, рупором), помещенным в фокусе зеркала, и преобразует сферический

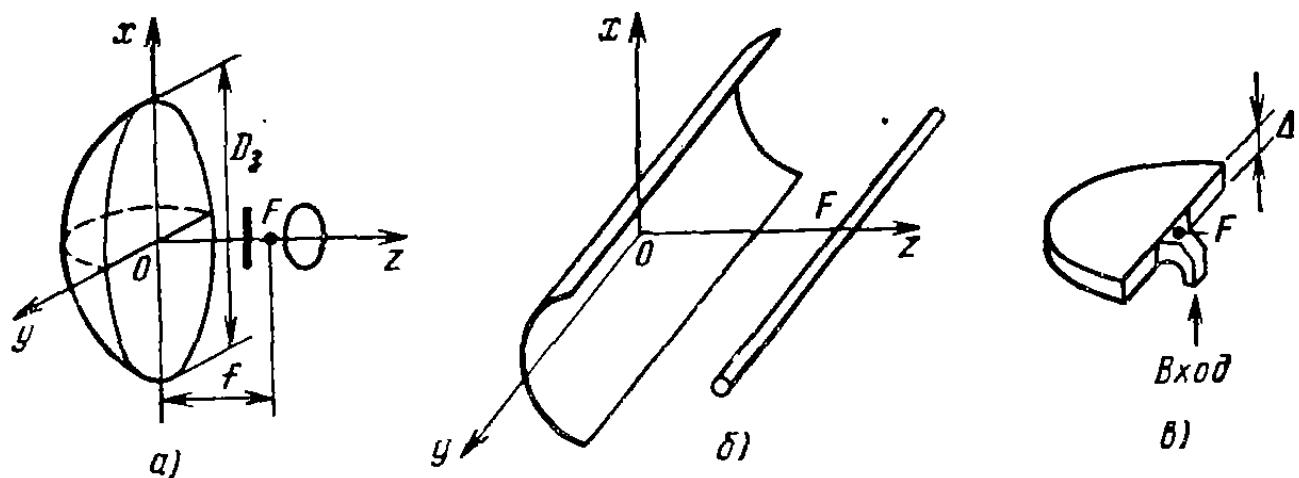


Рис. 14.12. Виды параболических антенн:

а — параболоид вращения; б — параболический цилиндр; в — сегменто-параболическая антenna

фронт волны в плоский. Параболический цилиндр возбуждается линейной антенной, помещенной на фокальной линии, и преобразует цилиндрический фронт волны в плоский. В этих антенах, так же как и в линзах, используются оптические свойства радиоволн. Геометрические свойства параболы такие, что лучи, направляемые из фокуса и отражаемые от параболы, становятся параллельными ее оси. Длина пути от фокуса до параболы и затем до линии раскрыва, проходящей через края параболы, одинакова для любого угла θ (рис. 14.13). Таким образом, в раскрыве параболической антенны образуется синфазная поверхность, и излучение антенны оказывается остронаправленным.

В декартовой системе координат параболоид вращения определяется уравнением (начало координат совпадает с вершиной параболоида) $x^2 + y^2 = 4fz$, а в сферической системе координат (начало координат совпадает с фокусом параболоида) — уравнением $\rho(\theta) = -2f/(1+\cos\theta)$.

Различают длиннофокусные и короткофокусные параболические антенны. В *длиннофокусной антенне* фокус находится вне антенны $f > D_3/4$ и угол раскрыва $2\theta_{\max}$, под которым края зеркала видны из фокуса, удовлетворяет условию $2\theta_{\max} < \pi$. В *короткофокусной антенне* фокус находится внутри объема между зеркалом и его раскрывом, т. е. $f < D_3/4$ и $2\theta_{\max} > \pi$.

Для расчета излучения параболических антенн традиционно используется метод эквивалентных поверхностных электрических и магнитных токов. Применяются два способа записи интегралов излучения: 1) с интегрированием по поверхности плоского раскрыва и по теневой (тыльной) стороне параболоида; 2) с интегрированием по криволинейной поверхности, которая проходит по освещенной и теневой сторонам параболоида. Для упрощения в обоих случаях излучением относительно малых электрических поверхностных токов на теневой стороне параболоида пренебрегают.

В первом случае — *апертурный метод расчета* — раскрыв является плоским, эквивалентные электрические и магнитные токи считаются синфазными между собой, а распределение их амплитуд полагается пропорциональным отношению $F(\theta, \phi)/\rho(\theta)$, где $F(\theta, \phi)$ — амплитудная ДН облучателя; $\rho(\theta)$ — расстояние от фокуса до точки поверхности параболоида. При таком подходе полностью применима теория плоского раскрыва (см. § 12.3).

Во втором случае — *токовый метод расчета* — освещенная часть поверхности совпадает с поверхностью параболоида, а поверхностные магнитные токи на этой поверхности равны нулю, а поверхностные электрические токи являются физическими токами, текущими по освещенной стороне параболоида. Электрический поверхностный ток приближенно определяется как удвоенное значение касательной к поверхности составляющей вектора напряженности магнитного поля падающей от облучателя волны. Распределение амплитуд и фаз наводимых токов в этом случае является более сложной функцией координат, чем в первом случае, и, кроме того, направление токов меняется от точки к точке на поверхности параболоида.

Оба способа расчета излучения параболической антенны не являются строгими, поскольку распределение поверхностных токов определяется приближенно. Однако апертурный метод менее точен, так как приближение геометрической оптики, в рамках которой определяется амплитудно-фазовое распределение возбуждения в раскрыве, справедливо лишь при $\lambda \rightarrow 0$ и, следовательно, этот способ может использоваться, если диаметр зеркала удовлетворяет условию $D_3 \gg \lambda$. Токовый метод точнее, однако он сложнее первого. В последнее время для расчета излучения зеркальных антенн успешно разрабатываются более строгие подходы, например на основе методов так называемой *геометрической теории дифракции*, позволяющие определять с хорошей точностью форму ДН не только в области главного лепестка, но и в области бокового и заднего

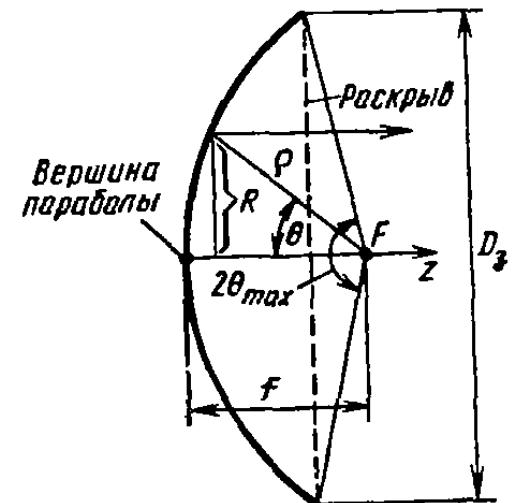


Рис. 14.13. Профиль параболической антенны

излучения. Эти подходы используются в вычислительных программах, входящих в интенсивно развивающуюся систему автоматизированного проектирования антенных устройств.

Рассмотрим картину распределения токов, наводимых облучателем на освещенной стороне параболоида вращения. Пусть облучатель представляет собой электрический вибратор, направленный вдоль оси x , с плоским контрефлектором в виде диска (рис. 14.12, а). Вектор напряженности магнитного поляложен

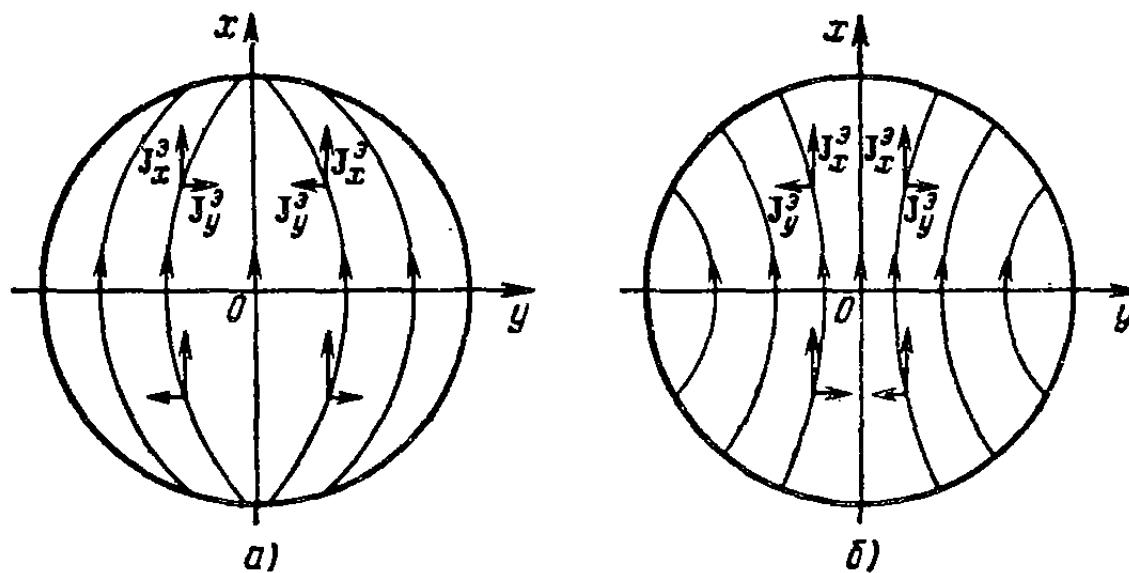


Рис. 14.14. Распределение поверхностных токов в раскрыте параболоида вращения

в плоскости yOz и на поверхности параболоида $\vec{H}(\theta, \phi) = \vec{F}(\theta, \phi) \exp(-j\beta\rho)/\rho(\theta)$, где $F(\theta, \phi)$ — ДН облучателя в сферической системе координат с центром в фокусе параболоида. Вектор плотности поверхностного электрического тока $J^3 = [H, n]$ и так как вектор единичной нормали к поверхности параболоида имеет все три составляющие, то и вектор поверхностной плотности тока имеет три составляющие: J_x^3, J_y^3, J_z^3 . Соответствующая картина распределения электрического тока, спроектированная на плоскость xOy , показана на рис. 14.14, а. Составляющие тока во всех четырех квадрантах сохраняют общую вертикальную ориентацию, однако относительно небольшие горизонтальные составляющие меняют направление от квадранта к квадранту.

Для облучателя в виде магнитного вибратора с вертикальной поляризацией вектора E (это может быть параллельная оси y полуволновая щель в небольшом экране) картина распределения токов на зеркале имеет несколько иную структуру (рис. 14.14, б), однако и здесь горизонтальные составляющие тока меняют направления в соседних квадрантах.

В двух главных плоскостях xOz и yOz ДН параболической антены определяются излучением вертикальных составляющих токов J_x^3 , а излучение составляющих токов J_y^3 в этих плоскостях будет взаимно скомпенсировано. Поляризация излучаемого поля в

главных плоскостях оказывается линейной вертикальной. В других плоскостях, проходящих через ось z , добавляется излучение составляющих токов J_y ³ и вследствие этого появляется паразитная горизонтальная поляризация излучаемого поля. Суммарное поле оказывается эллиптически поляризованным. Присутствие паразитной горизонтальной кроссполяризации вызывает уменьшение общего КИП антенны. Уровень кроссполяризации тем меньше, чем больше отношение f/D_3 , т. е. чем длинофокуснее параболоид.

О выборе параметров параболической антенны. При расчете параболической антенны апертурным методом обычно предполагают, что ДН облучателя $F(\theta)$ обладает симметрией вращения относительно оси зеркала. По известной ДН облучателя находят амплитудное распределение в раскрыве с помощью формул

$$I(\theta) = F(\theta)/p(\theta) = F(\theta)(1 + \cos \theta)/(2f),$$

$$\sin \theta = R/p(\theta) = R(1 + \cos \theta)/(2f).$$

Здесь R — радиальная координата в плоскости раскрыва, θ — угол между осью параболоида и направлением из фокуса в текущую точку отражения на параболоиде (см. рис. 14.13). Найденное амплитудное распределение аппроксимируют формулой (12.12), т. е. находят подходящие значения показателя степени n и величины $(1 - \Delta)$ — уровня поля на краю раскрыва. Последующие вычисления с помощью формул (12.13) и их анализ позволяют определить ширину луча антенны и уровень боковых лепестков. Апертурный КИП, учитывающий неравномерность амплитудного распределения, определяют по формуле (12.8) или по таблице апертурных распределений из справочника.

Выполняя несложное интегрирование, можно также определить эффективность облучателя $K_{\text{ип обл}}$, т. е. долю его мощности излучения, попадающую на зеркало:

$$K_{\text{ип обл}} = \int_0^{\theta_{\max}} F^2(\theta) \sin \theta d\theta / \int_0^{\pi} F^2(\theta) \sin \theta d\theta < 1. \quad (14.10)$$

Этой величиной учитывается бесполезная потеря мощности облучателя за счет «переливания» ее через края зеркала.

Найденные значения параметров антенной системы оказываются зависящими от относительного фокусного расстояния f/D_3 , т. е. от угла раскрыва зеркала $2\theta_{\max}$. Характерный вид зависимостей $K_{\text{ип а}}$ и $K_{\text{ип обл}}$ от f/D_3 показан на рис. 14.15 штриховой линией, сплошной линией показано их произведение, т. е. результирующий КИП. Видно, что при заданном облучателе существует оптимальное значение относительного фокусного расстояния $(f/D_3)_{\text{opt}}$, при котором достигается максимум результирующего КИП. При малых

f/D_3 $K_{\text{ип обл}} \rightarrow 1$, однако ДН облучателя оказывается узкой по сравнению с углом раскрыва зеркала и результирующий КИП падает из-за слишком неравномерного амплитудного распределения (недооблучение краев зеркала). Если f/D_3 велико, амплитудное распределение выравнивается и $K_{\text{ип а}}$ растет, однако лишь часть мощности облучателя перехватывается зеркалом и формирует нужную ДН, а остальная мощность расходуется бесполезно и лишь увеличивает коэффициент рассеяния антенны.

Расчетами установлено, что при облучателе в виде полуволнового вибратора с контррефлектором $(f_3/D_3)_{\text{opt}} = 0,38$, причем уровень возбуждения на краю раскрыва в оптимальном случае составляет примерно 0,33 (или -10 дБ) относительно середины раскрыва. Результирующий КИП при этом равен 0,83. Если ДН облучателя более острая, чем у вибратора с контррефлектором, то оптимальное значение $(f/D_3)_{\text{opt}}$ возрастает. Наборот, для облучателей с более широкой ДН требуется более короткофокусное зеркало. Ориентировочно можно считать, что оптимальный уровень облучения краев зеркала должен составлять примерно -10 дБ относительно середины раскрыва. Ширина

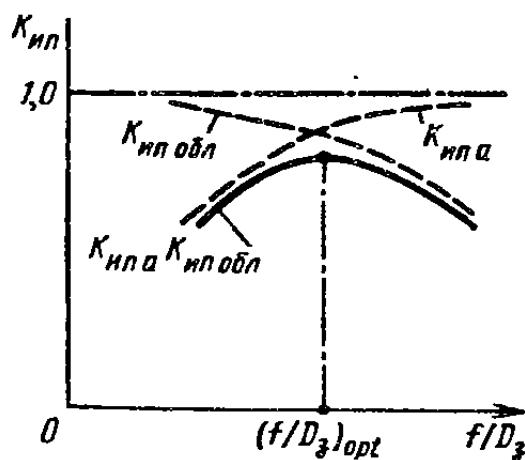


Рис. 14.15. Зависимость КИП от фокусного расстояния

луча (в градусах) оценивается формулой $\Delta\theta = (65 \div 70)\lambda/D_3$, а уровень первого бокового лепестка равен примерно $-(22 \div 24)$ дБ.

Рассмотренный способ приближенного расчета применяется на этапе эскизного проектирования недорогих зеркальных антенн небольших размеров ($D_3 \approx 2 \div 3$ м на сантиметровых волнах). В этом случае небольшая потеря КИП из-за неоптимальности конструкции облучателя легко компенсируется некоторым увеличением размеров раскрыва. Однако стоимость изготовления зеркал больших размеров при возрастании диаметра очень быстро увеличивается, обычно пропорционально второй степени диаметра и даже быстрее. Поэтому для крупной зеркальной антенны вопрос получения максимального КИП приобретает особую важность. В этом случае оптимизация всей конструкции зеркальной антенны и ее облучателя должна производиться на основании более точных расчетов с учетом возможно большего числа факторов. Как правило, ДН облучателя должна синтезироваться специальным образом для обеспечения наибольшего значения общего КИП антенны.

Перечислим наиболее важные факторы, влияющие на общий КИП зеркальной антенны, а также на ее шумовую температуру (через коэффициент рассеяния мощности в боковые лепестки ДН):

1. Вид амплитудного распределения в раскрыве и соответствующий $K_{\text{ип а}}$.

2. Эффективность облучателя $K_{\text{ип обл}}$, определяемая формулой (14.10).

3. Затенение части поверхности раскрыва облучателем и поддерживающими его конструкциями. Затенение учитывается введением множителя $K_{\text{ип т}} \approx (S - S_t)/S$, где S — общая площадь раскрыва; S_t — площадь, заслоняемая облучателем и поддерживающими элементами. Затенение ведет к росту коэффициента рассеяния и, следовательно, увеличивает шумовую температуру антенны.

4. Ответвление электрических токов на теневую поверхность зеркала, приводящее к росту дальних боковых лепестков. Соответствующий множитель $K_{\text{ип дф}}$ рассчитывается методами теории дифракции.

5. Появление кроссполяризации, учитываемой отдельным множителем $K_{\text{ип п}}$.

6. Фазовые ошибки распределения эквивалентных поверхностных токов в раскрыве (систематические и случайные). Систематические ошибки (несферичность фазовых характеристик направленности облучателя, неточная установка фазового центра в фокус зеркала) могут быть устранены рациональным конструированием облучателя и юстировкой антенны в процессе настройки. Случайные ошибки (отклонения от нужной формы профиля зеркала, весовые и ветровые деформации конструкции, температурные уходы размеров и др.) учитывают с помощью множителя $K_{\text{ип о}}$. Случайные ошибки ограничивают максимальные размеры антенн и верхнюю границу частотного диапазона зеркала (см. далее).

7. Омические потери мощности из-за конечной проводимости отражающих поверхностей, наличия неидеальных диэлектриков в облучателе, антикоррозионных покрытий и т. д. Эти потери влияют на КПД антенны η_A , они вызывают рост шумовой температуры согласно формуле $T_{\text{аф}} = T_0(1 - \eta_A)$, где $T_0 = 273$ К.

8. Влияние радиопрозрачного укрытия антенны (если оно используется), создающего дополнительные фазовые ошибки в распределении токов в эквивалентном раскрыве, а также вызывающего добавочное ослабление мощности при прохождении волн через радиопрозрачные слои укрытия (см. [11], т. 1).

Итак, качество работы зеркальной антенны зависит от большого числа факторов, сложно взаимодействующих между собой. Например, попытки улучшить равномерность амплитудного распределения и повысить эффективность облучателя требуют увеличения его электрических размеров, однако это приводит к нежелательному увеличению затенения. Как правило, результирующий КИП параболической антенны, представляющий произведение всех парциальных КИП, обусловленных влиянием перечисленных факторов, составляет 0,50—0,65, достигая в лучших случаях 0,75. При создании крупных зеркальных антенн ($D_z > 10$ м) кроме КИП чрезвычайно важное значение имеет также общая стоимость сооружения, и поэтому выбор конструкции каждой крупной зеркальной антенны

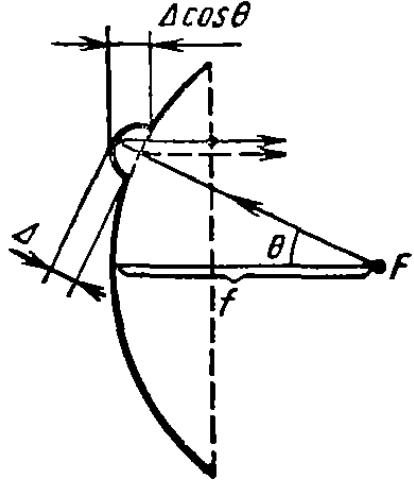


Рис. 14.16. К расчету фазовой ошибки в раскрыве зеркала

Рис. 14.16. К расчету фазовой ошибки в раскрыве зеркала

Учитывая случайное изменение длины пути прохождения излучаемой мощности к раскрыву (от облучателя до зеркала и далее от зеркала до раскрыва, рис. 14.16), получаем приближенное среднеквадратическое значение случайной фазовой ошибки в раскрыве: $\bar{\Phi} \approx 2\bar{\Delta} = 4\pi\bar{\Delta}/\lambda$. Радиус корреляции неровностей поверхности зеркала обычно в несколько раз превышает длину волны, и поэтому КНД зеркала с учетом случайных фазовых ошибок [см. (11.23)] может быть записан в виде

$$D = (4\pi S/\lambda^2) g e^{-\bar{\Phi}^2} = (\pi D_3/\lambda)^2 g e^{-(4\pi\bar{\Delta}/\lambda)^2}, \quad (14.11)$$

где D_3 — диаметр зеркала; g — результирующий КИП, обусловленный влиянием всех прочих факторов (кроме случайных ошибок), снижающих КНД антенны. Величина $\exp(-\bar{\Phi}^2)$ есть $K_{\text{пп}}\sigma$.

Из формулы (14.11) следует, что КНД параболической антенны в направлении максимума излучения увеличивается обратно пропорционально квадрату длины волны только при пренебрежимо малых ошибках профиля зеркала, когда можно пренебречь последним экспоненциальным множителем с отрицательным показателем степени. Если диаметр зеркала D и ошибка профиля $\bar{\Delta}$ фиксированы, то с укорочением длины волны рост КНД постепенно замедляется, а затем он резко падает.

При длине волны $\lambda_{\min} = 4\pi\bar{\Delta}$ КНД, определяемый формулой (14.11), имеет максимальное значение $D_{\max} = 0,023g(D_3/\bar{\Delta})^2$ при $K_{\text{пп}}\sigma = -4,34$ дБ. На более коротких волнах $K_{\text{пп}}\sigma$ быстро уменьшается и КНД падает. Таким образом, случайные погрешности выполнения профиля зеркала ограничивают КНД параболической антенны и определяют минимально применимую длину волны λ_{\min} . Попутно заметим, что длинноволновая граница использования параболической антенны условно может быть принята равной $\lambda_{\max} = D_3/3$, что соответствует пределу применимости приближения физической оптики при токовом методе расчета излучения зеркала.

Исследование процесса производства параболических зеркал

производится на основе скрупулезного анализа результатов многих предварительных расчетов.

О точности выполнения зеркала параболической антенны. Обозначим случайное отклонение профиля зеркала от параболической формы через Δ . Примем, что эта величина подчиняется гауссовскому закону распределения с нулевым средним значением и дисперсией $\bar{\Delta}^2$. При этом максимальное отклонение профиля зеркала от расчетного значения не превышает $\Delta_{\max} = 2,6\bar{\Delta}$ с вероятностью 99%. Величина Δ_{\max} может быть названа допуском на точность изготовления зеркала.

при различных технологиях позволило установить, что отношение среднеквадратической ошибки профиля к диаметру зеркала — относительная погрешность — является почти постоянной величиной, характеризующей выбранный способ производства: $\bar{\Delta}/D_3 \approx \text{const}$. Возможностям обычного серийного производства соответствует $\bar{\Delta}/D_3 \approx 0,4 \cdot 10^{-3}$, т. е. зеркало диаметром 1 м может иметь допуск $\Delta_{\max} \approx 1$ мм. Чтобы получить $\bar{\Delta}/D_3 \leq 0,4 \cdot 10^{-4}$, необходима более тонкая технология зеркал, зачастую сопровождаемая специальной подгонкой формы поверхности. Одним из самых точных в мире остается построенное еще в 1958 г. уникальное параболическое зеркало диаметром 22 м советского радиотелескопа РТ-22 (вблизи г. Серпухова). Это зеркало имеет допуск 0,5 мм и относительную точность $\bar{\Delta}/D_3 = 0,9 \times 10^{-5}$. Радиус корреляции неровностей получился равным примерно 20 см, что составляет от 2 до 25λ в рабочем диапазоне длин волн от 10 см до 8 мм. На длине волны 8 мм ширина луча радиотелескопа РТ-22 составляет $2'$ при эффективной площади раскрыва 150 м^2 (общий КИП около 0,45).

Очень точные параболические зеркала меньших размеров могут быть получены при вращении жидкого расплава пластмассы до остывания и затвердевания. Полученная параболическая поверхность металлизируется, и ее относительная погрешность $\bar{\Delta}/D_3 = 2,4 \cdot 10^{-5}$ при диаметре 8,5 м.

Для сопоставления потенциальных возможностей по КНД круглых параболических антенн различных диаметров на рис. 14.17 построены зависимости КНД от рабочей частоты при различных относительных точностях выполнения зеркала и при $g = 1$. Уместно напомнить, что снижение КНД из-за случайных фазовых ошибок происходит за счет увеличения равномерного фона бокового излучения, а форма главного лепестка ДН остается почти неискаженной.

§ 14.5. ОБЛУЧАТЕЛИ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

Важным элементом зеркальной антенны является облучатель, во многом определяющий характеристики всей антенной системы. К облучателю предъявляются следующие требования:

1. Амплитудная ДН должна обеспечивать выбранное амплитудное распределение в раскрыве и иметь минимальное излучение вне угла раскрыва.

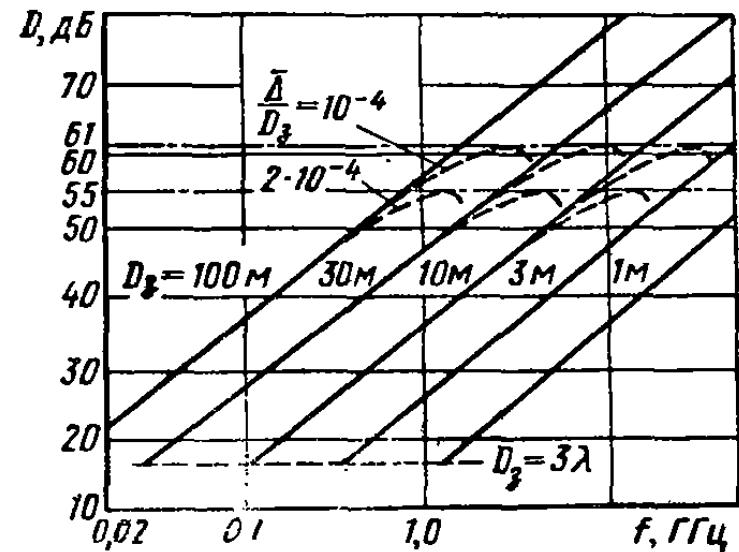


Рис. 14.17. Частотная зависимость КНД зеркальной антенны

2. Фазовая характеристика направленности должна иметь фазовый центр, совмещаемый с фокусом зеркала.

3. Поперечные размеры облучателя не должны быть чрезмерно большими, чтобы избежать затенения раскрыва.

4. Электрическая прочность облучателя должна быть достаточной для пропускания полной рабочей мощности радиосистемы без опасности пробоя.

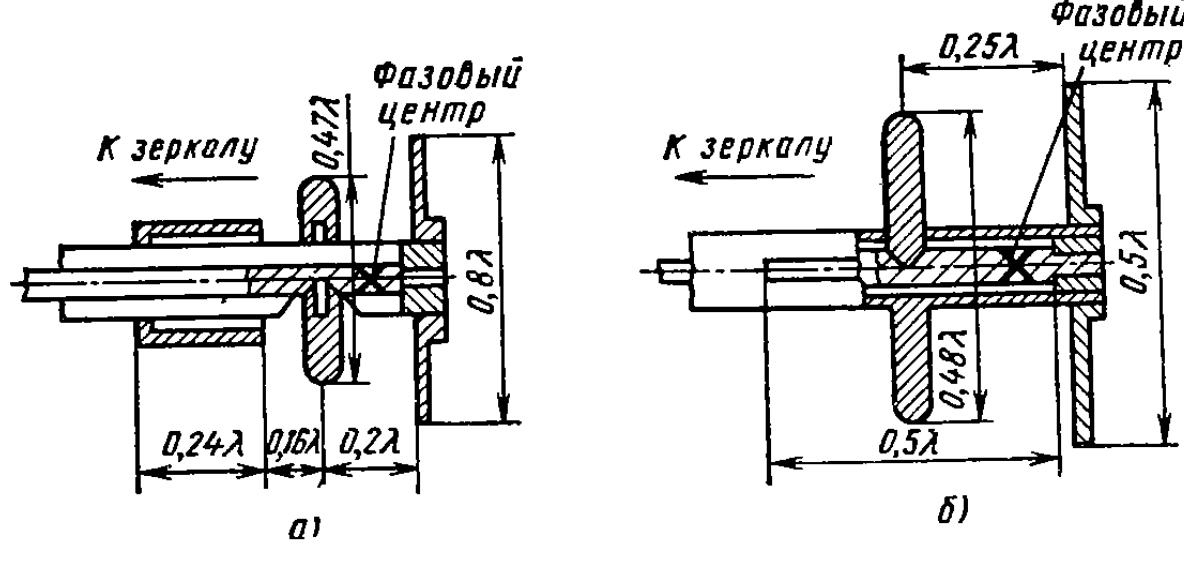


Рис. 14.18. Вибраторные облучатели с коаксиальным питанием:

а — $A=0,47\lambda_0$; $B=0,19\lambda_0$; $C=0,80\lambda_0$; $D=0,24\lambda_0$; $E=0,16\lambda_0$; б — $A=0,48\lambda_0$; $B=0,25\lambda_0$; $C=D=0,5\lambda_0$; X — фазовый центр

5. Рабочая полоса частот облучателя должна соответствовать требуемой полосе частот радиосистемы.

6. Конструкция облучателя должна обеспечивать необходимую стойкость к изменению метеоусловий и допускать возможность герметизации тракта. Как правило, облучатель закрывают диэлектрическим кожухом.

Рассмотрим некоторые конструкции облучателей параболических антенн.

Вибраторные облучатели состоят из активного вибратора и контуррефлектора в виде диска или пассивного вибратора. Для питания активного вибратора может использоваться коаксиальная линия или прямоугольный волновод. Классические конструкции вибраторных облучателей с коаксиальным питанием ($Z_v=50$ Ом) и дисковым контуррефлектором показаны на рис. 14.18. Первая конструкция имеет симметрирующее устройство в виде четвертьволнового стакана, а во второй конструкции применено щелевое симметрирующее устройство. Оно обеспечивает лучшее симметрирование, однако пропускаемая мощность, обусловленная допустимым напряжением между краями щели, меньше. Фазовый центр в обоих случаях находится между вибратором и контуррефлектором, причем оптимальный угол раскрыва зеркала составляет $140—160^\circ$.

Для одновременной работы на двух ортогональных поляризациях возможно применение крестообразных (турникетных) вибра-

торов с независимым питанием пар плеч отдельными коаксиальными линиями, проложенными в общем кожухе.

Способ питания вибраторного облучателя прямоугольным волноводом показан на рис. 14.19. Вибратор длиной около $0,7\lambda$ укрепляется во фторопластовой втулке, помещаемой в суженный (по узкой стенке) прямоугольный волновод с волной H_{10} сечением $0,15 \times 0,7\lambda$. Вместо контррефлектора используется короткозамкнутый отрезок коаксиальной линии передачи, внутренним проводником которой является волновод. Комбинация активного вибратора и пассивного излучателя в виде раскрывающейся короткозамкнутой коаксиальной линии с волной типа H_{11} по характеристикам излучения близка к элементу Гюйген-

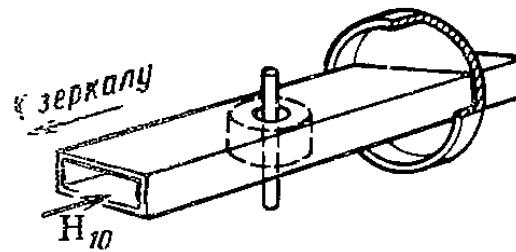


Рис. 14.19. Вибраторный облучатель с волноводным питанием: сечение волновода $5,1 \times 22,9$ мм; длина вибратора 22,9 мм; диаметр резонатора 36,8 мм; глубина резонатора 8,9 мм; диапазон рабочих частот 8,5—9,6 ГГц

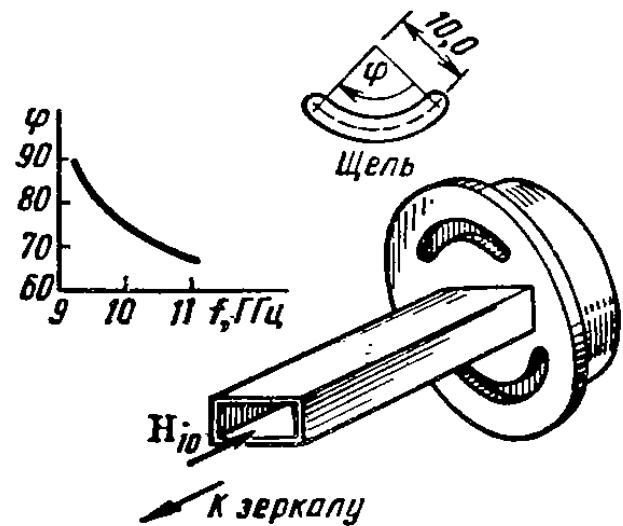


Рис. 14.20. Двухщелевой облучатель: сечение волновода $5,1 \times 22,5$ мм; длина резонатора 22,2 мм; глубина резонатора 4,9 мм; диаметр фланца 44,5 мм

са с ДН кардиоидной формы. Ширина луча оказывается одинаковой в плоскостях E и H и составляет примерно 130° по уровню -10 дБ при ослаблении заднего излучения на -30 дБ. Облучатель обеспечивает $K_{ип} \approx 0,65$ и способен работать в полосе частот около 12% при КСВ не более 1,5. Возможна модернизация этого облучателя для волн круговой поляризации. В этом случае следует применить круглый волновод со сплошным диэлектрическим заполнением, а вибратор сделать крестообразным.

Щелевой облучатель. При небольших мощностях излучения на сантиметровых волнах удобен двухщелевой облучатель Катлера (рис. 14.20). Изогнутая форма и взаимное расположение щелей, прорезанных в ближнем к зеркалу торце цилиндрического резонатора, а также диаметр круглого экрана подбираются таким образом, чтобы получить одинаковую ширину ДН в плоскостях E и H (около 130°) по уровню поля -10 дБ. Для согласования облучателя используют плавный переход за счет сужения узких стенок волновода и настроочный штырь, ввертываемый в дальную от зеркала торцевую стенку резонатора. Облучатель позволяет получить

апертурный КИП зеркала примерно 0,57 (с учетом потерь на «переливание» мощности). Недостатком облучателя Катлера является узкая рабочая полоса частот (около 3%).

Волноводные и рупорные облучатели просты по конструкции, широкополосны и позволяют в широких пределах подбирать нужную ширину ДН. Обычные волноводные или рупорные облучатели (рис. 14.21) с рабочим типом волны H_{10} в прямоугольном и H_{11} в круглом волноводе в настоящее время применяются сравнительно редко, так как не обеспечивают осевой симметрии ДН, а искрив-

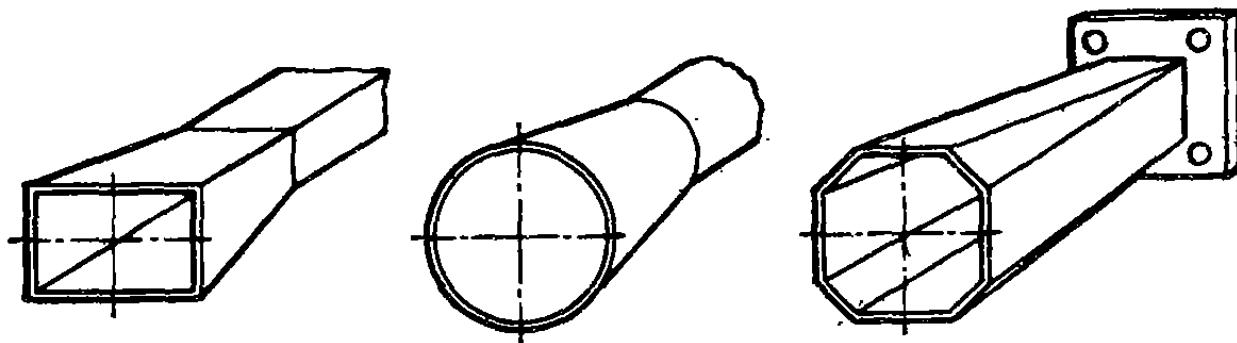


Рис. 14.21. Простые рупорные облучатели

ленность силовых линий электрического и магнитного полей в их раскрыве приводит к возникновению значительных кроссполяризационных составляющих поля излучения.

Наиболее совершенными в настоящее время считаются рупорные и волноводные облучатели с внутренней гофрированной поверхностью (рис. 14.22). Кольцевые азимутальные канавки гофра имеют глубину около $\lambda/4$ и располагаются с шагом не более $0,1\lambda$. На поверхности раздела образовавшейся импедансной структуры с внутренним пространством рупора граничные условия для азимутальных составляющих полей E и H оказываются почти одинаковыми. Это создает возможность существования гибридной волны HE_{11} , силовые линии E и H которой почти не искривляются в поперечном сечении. Тем самым обеспечиваются аксиальная симметрия ДН и практически отсутствие кроссполяризации. Глубина канавок (если она не близка $\lambda/2$), а также шаг импедансной структуры оказывают слабое влияние на форму ДН гофрированного рупора. Частотные свойства гофрированного облучателя слабо зависят и от внутреннего диаметра $2a$: при $a/\lambda \geq 1,2$ фазовая скорость волны HE_{11} мало меняется с частотой, приближаясь к скорости света. Поэтому гофрированный рупор должен иметь достаточно большой размер раскрыва. Расчеты и эксперименты показывают, что при 50%-ном изменении рабочей частоты ширина ДН гофрированного рупора изменяется лишь на 3—7% (в зависимости от угла раскрыва и длины рупора).

Дополнительная оптимизация параметров гофрированного рупорного облучателя возможна при установке в его раскрыве диэлек-

трической линзы специального профиля. Линза одновременно герметизирует тракт облучателя и позволяет довести КИП зеркальной антенны до значений, близких 0,9. При использовании гибридных волн с нечетным распределением поперечного электромагнитного поля гофрированные облучатели позволяют получать также разностные ДН с нулем излучения в направлении оси зеркала.

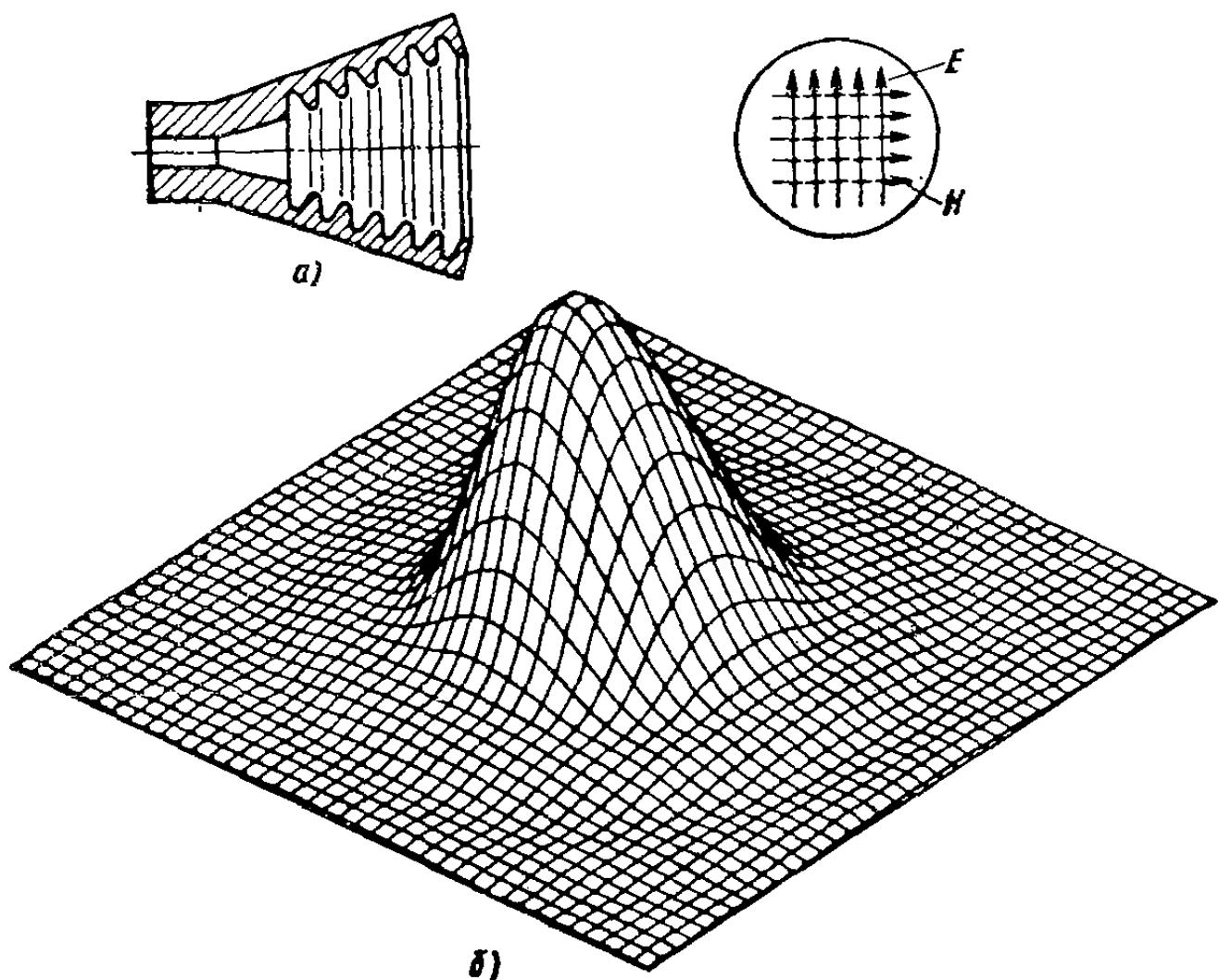


Рис. 14.22. Гофрированный рупорный облучатель (а) и его ДН (б)

Линейные облучатели. Для зеркальных антенн в виде параболических цилиндров (см. рис. 14.12, б) требуются облучатели в виде линейных антенн с длиной, равной длине образующей зеркала. В плоскости xOz ДН таких облучателей должна обеспечивать необходимое амплитудное распределение в раскрытии параболического цилиндра. Кроме того, в раскрытии облучателя должно формироваться специальное амплитудно-фазовое распределение возбуждения вдоль оси y , обеспечивающее требуемую форму ДН всей антенны в плоскости yOz . В качестве линейных облучателей могут использоваться волноводные многощелевые решетки, секториальные рупоры, микрополосковые линейные решетки и др. Часто линейные облучатели выполняются в виде *сегментно-параболических антенн* (см. рис. 14.12, в), в свою очередь возбуждаемых открытым концом прямоугольного волновода. Расстояние Δ между пластинами сегментно-параболической антенны выбирается таким, чтобы отсутст-

вовали условия распространения волн высших типов. Если вектор \mathbf{E} перпендикулярен пластинам, то размер Δ может быть меньше $\lambda/2$. В этом случае скорость распространения волны T между плоскостями равна скорости света. Если же вектор \mathbf{E} параллелен плоскостям антенны, то размер Δ определяется из условия $0,5\lambda < \Delta < \lambda$ и между плоскостями распространяется волна типа H . Во втором случае точность выполнения размера Δ должна быть выше, чем в первом.

Управление положением луча зеркальной антенны путем выноса облучателя из фокуса. Для небольшого поворота или качания

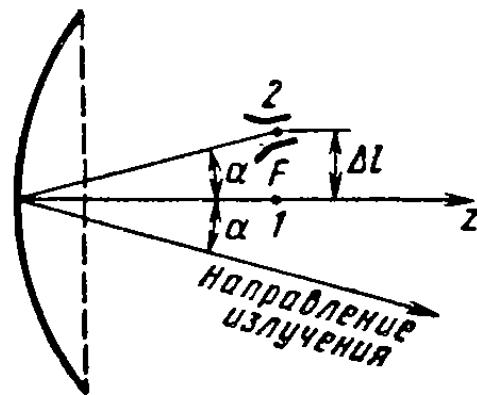
ДН зеркальной антенны при неподвижном зеркале фазовый центр облучателя 2 может быть вынесен из фокуса 1 на некоторое расстояние Δl (рис. 14.23). Отраженные от параболоида лучи отклоняются от оси антенны в противоположную сторону и образуют с ней угол α , определяемый выражением $\tan \alpha \approx \Delta l/f$. Фронт волны в раскрыве зеркала и направление максимального излучения также поворачиваются на угол α . Однако одновременно с этим появляются дополнительные кубичные фазовые искажения в раскрыве (кома), приводящие к расширению луча и

Рис. 14.23. Смещение облучателя из фокуса

росту боковых лепестков (см. рис. 11.11). При небольшом смещении Δl эти искажения несущественны, поэтому поперечным смещением облучателя можно пользоваться для качания луча в пределах его двойной-тройной ширины.

Отклонение луча параболической антенны от оси зеркала используется в радиолокационных системах углового автосопровождения целей. Применяются главным образом два метода: конического сканирования и моноимпульсный. При *коническом сканировании* ДН антенны вращается вокруг оси зеркала с частотой в несколько десятков герц за счет вращения облучателя со смещенным фазовым центром относительно фокуса зеркала. При вращении на оси зеркала образуется равносигнальное направление. Когда цель смещается с равносигнального направления, отраженный от нее сигнал получается амплитудно-модулированным с частотой вращения облучателя. По глубине и фазе этой модуляции определяются величина и направление ухода цели и вырабатывается сигнал ошибки, приводящий в действие систему автосопровождения. Наивысшая угловая чувствительность системы получается при смещении луча с оси антенны примерно на половину его ширины (коэффициент усиления вдоль оси зеркала уменьшается приблизительно на 3 дБ).

Моноимпульсные облучатели. В простейшей *моноимпульсной системе* для пеленгации цели в одной плоскости (например, по азимуту)



муту) используется сложный облучатель из двух рупоров, питаемых от двойного Т-моста (или от гибридного кольца) согласно схеме рис. 14.24, а. При возбуждении входа Σ со стороны плеча Н двойного Т-моста оба рупора облучателя возбуждаются в фазе колебаниями равной амплитуды и в пространстве формируется излученное поле с суммарной ДН, максимум которой ориентирован

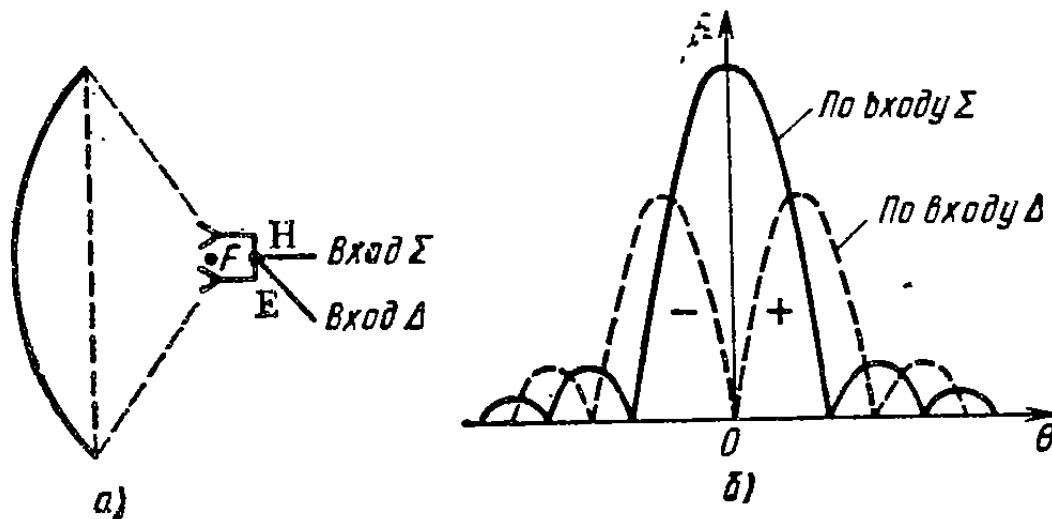


Рис. 14.24. К принципу действия моноимпульсного облучателя

вдоль оси зеркала (рис. 14.24, б). При возбуждении входа Δ со стороны плеча Е двойного Т-моста оба рупора возбуждаются в противофазе и образуется излученное поле с разностной ДН (см. § 13.4). Облучение цели ведется только по суммарному каналу, а прием отраженных сигналов осуществляется двумя приемниками как по суммарному, так и по разностному каналам. Сравнивая амплитуды и фазы принятых отраженных сигналов на выходах УПЧ приемников, можно определить величину и направление ухода цели от оси антенны. В принципе для этого достаточно одного запросного импульса радиолокатора, что и дало название методу.

Для получения оптимальной формы разностной ДН требуется примерно такое же смещение фазового центра каждого рупора с оси зеркала, которое потребовалось бы в системе с коническим сканированием. При пеленгации в двух плоскостях (азимут и угол места) моноимпульсный облучатель должен состоять как минимум из четырех рупоров, возбуждаемых через специальную диаграммообразующую схему, содержащую определенный набор мостовых соединений.

§ 14.6. РАЗНОВИДНОСТИ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

Двухзеркальная антенна Кассегрена. В этой антенне для получения синфазного распределения поля в раскрыве используются две отражающие поверхности: вогнутое главное (большое) параболическое зеркало 1 и выпуклое вспомогательное (малое) зеркало 2 в виде гиперболоида вращения (рис. 14.25). Один из фокусов F_1

вспомогательного гиперболического зеркала совмещается с фокусом главного зеркала. Во втором фокусе F_2 находится фазовый центр облучателя 3, и вследствие этого лучи, отраженные от зеркала 2, можно рассматривать как идущие из расположенного за ним «виртуального облучателя» 4 в точке F_1 . Изображение виртуального облучателя строится по правилам геометрической оптики и оказывается уменьшенным.

При нахождении амплитудного распределения удобно заменить двухзеркальную систему эквивалентным параболоидом 5 того же диаметра, что и главное зеркало, но с увеличенным фокусным рас-

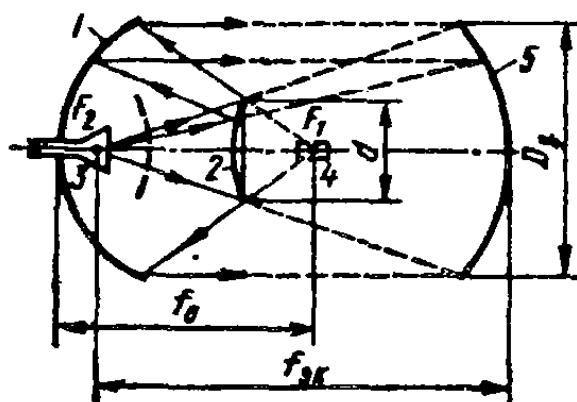


Рис. 14.25. Двухзеркальная антenna Кассегрена

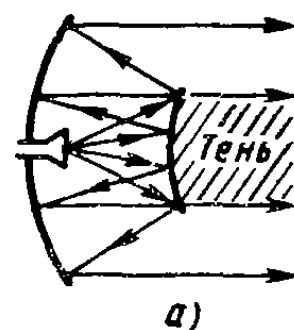
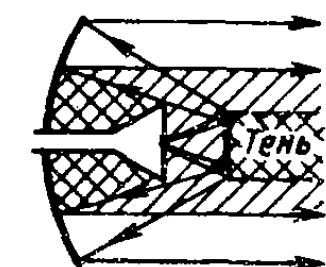


Рис. 14.26. Затенение раскрыва двухзеркальной антенны с преобладанием тени от малого зеркала (а) и от облучателя (б)



стоянием $f_{\text{эк}}$. Способ построения эквивалентного параболоида ясен из рис. 14.25. При заданном облучателе существует оптимальное отношение $f_{\text{эк}}/D_3$, при котором достигается максимальный результирующий КИП, т. е. максимум произведения $K_{\text{ип}} \times K_{\text{ип обл}}$ (аналогично однозеркальной антенне, см. рис. 14.15). Раскрыв главного зеркала в двухзеркальной антенне затеняется как вспомогательным зеркалом, так и непосредственно облучателем (рис. 14.26). Минимальное затенение раскрыва получается при условии равенства теневых областей, создаваемых облучателем и вспомогательным зеркалом.

Двухзеркальная антenna Кассегрена отличается от однозеркальной рядом положительных качеств. Она дает возможность укоротить тракт СВЧ и разместить основную часть конструкции облучателя за зеркалом, что особенно удобно в моноимпульсных радиолокаторах. При оптимизации размеров облучателя и малого зеркала удается получить сравнительно высокий общий КИП (0,60—0,65). Уменьшение фокусного расстояния главного зеркала, а также малое рассеяние поля облучателя в заднюю полусферу главного зеркала способствуют уменьшению шумовой температуры. Недостатками двухзеркальной антенны являются обратная реакция малого зеркала на облучатель и увеличенное затенение раскрыва по сравнению с однозеркальной антенной.

Двухзеркальная антenna Грегори (рис. 14.27). Здесь используются два вогнутых зеркала: главное зеркало с параболической формой поверхности и вспомогательное с эллиптической формой поверхности. Один из фокусов вспомогательного эллиптического зеркала F_1 совмещается с фокусом главного зеркала. Во второй фокус эллипса F_2 помещается фазовый центр облучателя. Волны от облучателя попадают на вспомогательное зеркало, фокусируются им в точке F_1 и следуют далее на главное зеркало, создавая син-

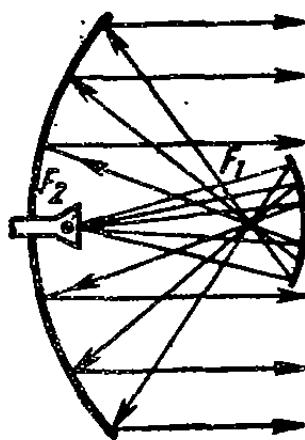


Рис. 14.27. Двухзеркальная антена Грегори

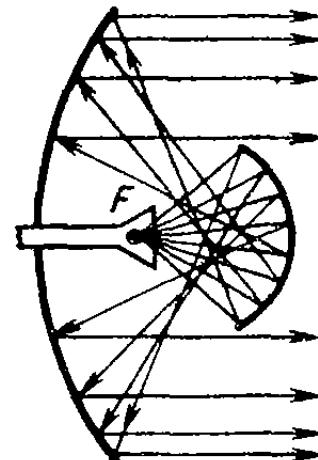


Рис. 14.28. Квазипараболическая двухзеркальная антена

фазный фронт волны в его раскрыве. Как показывают теоретические и экспериментальные исследования, общий КИП двухзеркальной антенны Грегори получается несколько выше, чем в антенне Кассегрена, и схему Грегори предпочитают при строительстве крупных полноповоротных антенн.

Квазипараболические двухзеркальные антенны. Классические параболическая и эллиптическая формы главного и вспомогательного рефлекторов двухзеркальной антенны Грегори могут быть модифицированы таким образом, чтобы при сохранении синфазности поля в раскрыве главного зеркала улучшить равномерность амплитудного распределения и тем самым увеличить общий КИП антенны. Ход лучей в подобной оптимизированной антенне с «квазипараболическим» главным зеркалом показан на рис. 14.28. Следует обратить внимание на отсутствие общей точки пересечения лучей после отражения от малого зеркала, а также на «сгущение» лучей к краям раскрыва, вызывающее подъем амплитудного распределения на краях.

Идея квазипараболической антенны, высказанная чл.-корр. АН СССР Л. Д. Бахрахом, получила широкое признание в мире и была реализована во многих крупных радиотелескопах. В СССР в Крыму в районе Евпатории по квазипараболической схеме построена и введена в строй в 1978 г. полноповоротная антена дальней космической связи РТ-70 с диаметром основного зеркала 70 м. Среди

наиболее крупных радиотелескопов мира эта антenna обладает наибольшим КИП, достигающим 0,80 в дециметровом и 0,74 в сантиметровом диапазоне волн. В антenne РТ-70, как и в других крупных советских радиотелескопах, успешно использован так называемый гомологический закон распределения деформаций зеркала при его наклоне по углу места. Жесткость силового каркаса зеркала распределена таким образом, что, деформируясь при наклоне, зеркало приобретает форму измененного квазипараболоида, немного

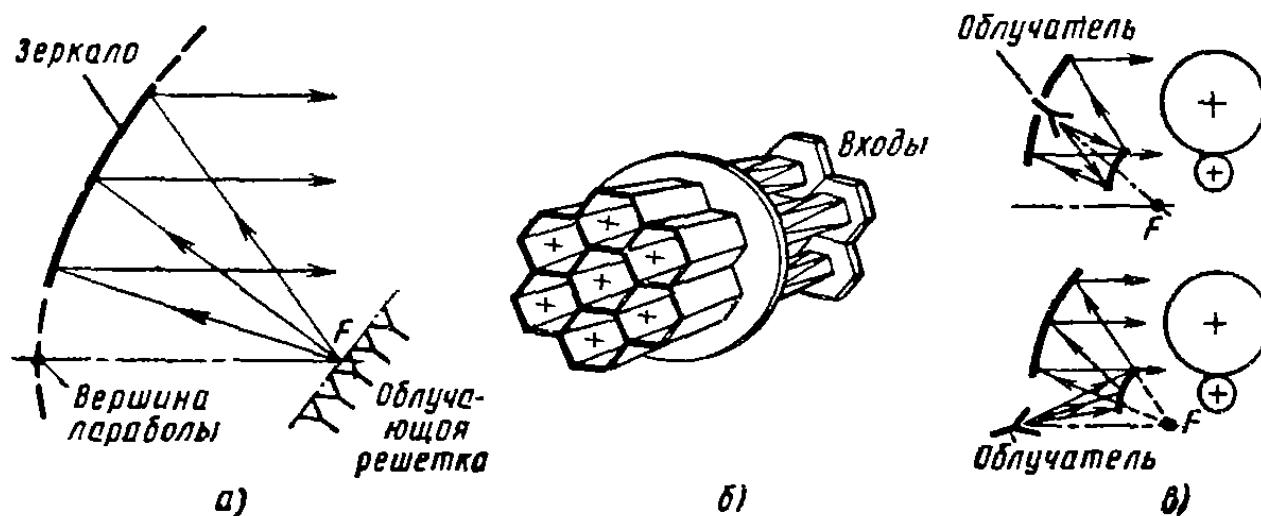


Рис. 14.29. Несимметричные зеркальные антенны:

а — однозеркальная гибридная антenna, *б* — многозлементный облучатель (фрагмент), *в* — двухзеркальные несимметричные антенны Кассегрена

повернутого в пространстве, с отклоненным положением фокуса. Передвигая облучатель в новое положение фокуса с помощью системы автоматического управления, удается сохранять высокий КИП антенн при наклонах зеркала. Идея гомологического закона распределения деформаций была независимо сформулирована советским ученым П. А. Калачевым и профессором ФРГ фон Хорнером. Реализованная в РТ-70 система фазовой компенсации гравитационных деформаций позволяет использовать эту крупнейшую antennу на волнах длиной до 8 мм при снижении КИП антennы в процессе наклона зеркала от зенита до горизонта примерно на 20%.

Несимметричные и гибридные зеркальные антенны. В осесимметричных одно- и двухзеркальных антенных облучатель оказывается в поле лучей, отраженных от главного или вспомогательного зеркала. Это приводит к снижению КИП зеркала и росту боковых лепестков ДН из-за затенения раскрыва, а также к *обратной реакции зеркала на облучатель*. Последнее явление заключается в том, что перехватываемые облучателем отраженные лучи приводят к рассогласованию входа, причем это рассогласование почти не поддается компенсации обычными согласующими устройствами из-за большого электрического расстояния между облучателем и зеркалом.

Отмеченные недостатки кардинально устраняются в *несимметричных зеркальных антенах* (рис. 14.29), в которых облучающая система выносится из поля лучей, отраженных от главного зеркала. Однако зеркало в этом случае имеет довольно трудную для изготовления форму несимметричной вырезки из параболоида вращения, а общие габариты антенны заметно превышают размер излучающего раскрыва. Отсутствие затенения позволяет выполнять облучатели несимметричных зеркальных антенн в виде антенных решеток из плотноупакованных элементов (рис. 14.29, б). Входу каждого элемента облучающей решетки соответствует отдельная парциальная ДН антенны. Совокупность этих ДН плотно заполняет сравнительно небольшой угловой сектор телесных углов с углом раствора примерно $\pm 5^\circ$ относительно главной оси параболоида (при больших углах отклонения луча от оси зеркала параболоида возникают трудности сохранения правильной формы отклоненных лучей из-за систематических фазовых ошибок). Переключение входов элементов облучателя или же перераспределение между ними мощности излучения в определенном амплитудно-фазовом соотношении позволяет менять направление излучения или управлять формой результирующей ДН точно так же, как в методе парциальных ДН в теории синтеза антенны.

Сочетание одного или нескольких отражающих зеркал (или линз) с многоэлементной облучающей решеткой называют *гибридной антенной системой* или просто гибридной антенной. Гибридные антенны позволяют сочетать достоинства входящих в них типов антенн и подавлять недостатки, присущие отдельным составным частям. Наметилась тенденция устанавливать гибридные зеркальные антенны на геостационарных связных ИСЗ (поперечник Земли с геостационарной орбиты виден под углом около 9°). При таком применении гибридных зеркальных антенн можно организовывать узкие каналы связи между корреспондентами, находящимися в различных точках поверхности Земли, или же при одновременном использовании нескольких единиц или десятков каналов распределять излучение по нужным районам земной поверхности. В этом случае говорят о формировании луча «контурной формы», повторяющей очертания страны или ее части. Несимметричные и гибридные антенны могут выполняться и по многозеркальным схемам (рис. 14.29, в).

Рупорно-параболическая антenna (рис. 14.30) состоит из пирамидального рупора 1 и части параболоида вращения 2. Фокус параболической поверхности совмещается с вершиной рупора 4, и электромагнитные волны, падающие из рупора на параболический рефлектор, отражаются к выходному отверстию 3 параллельным пучком, не попадая обратно в рупор. Рупорно-параболическая антenna отличается малым уровнем боковых и задних лепестков, недостижимым для зеркальных антенн других типов, и поэтому оказывается удобной для применения в радиорелайных линиях свя-

зи. Уровень бокового излучения в плоскости раскрыва составляет около — 50 дБ, а в заднем направлении — около — 60 дБ. Угол раствора рупора выбирается равным 30—40°. На входе рупора включается плавный согласующий переход длиной $(7 \div 10)\lambda$. Это снижает коэффициент отражения до 1—2% в очень широкой полосе частот, и поэтому рупорно-параболическая антenna может работать одновременно в двух (и более) радиорелейных диапазонах.

Перископические антенны (рис. 14.31) находят применение в радиорелейных линиях. Антenna состоит из верхнего зеркала 1,

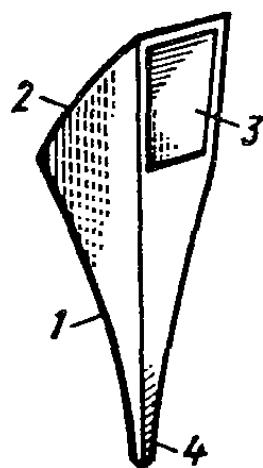


Рис. 14.30. Рупорно-параболическая антenna

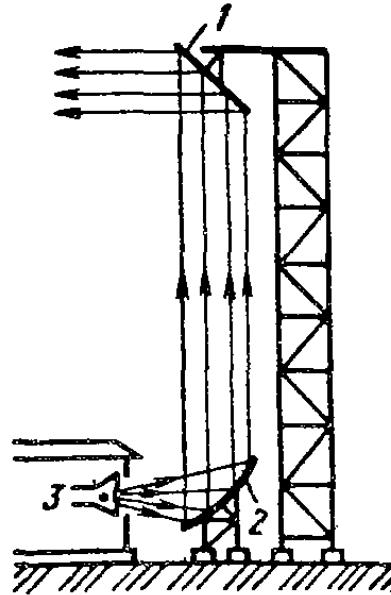


Рис. 14.31. Перископическая антenna

нижнего зеркала 2 и облучателя. Верхнее зеркало обычно выполняется плоским с эллиптическим или многоугольным контуром обреза, его проекция на плоскость, перпендикулярную направлению излучения, есть окружность или многоугольник. Нижнее зеркало имеет специальную вогнутую форму, при которой в эквивалентном раскрыве верхнего зеркала получается оптимальное амплитудно-фазовое распределение возбуждения. Поверхность нижнего зеркала близка к вырезке из эллипсоида вращения, один фокус которого совмещен с центром рупора, а второй расположен в месте подвеса верхнего зеркала. Рупор 3 располагается в помещении вблизи от аппаратуры. Главным преимуществом перископической антены является отсутствие длинного тракта, существенным недостатком — плохая помехозащищенность из-за сравнительно большого паразитного рассеяния электромагнитного излучения рупора по пути сначала к нижнему, а затем к верхнему зеркалу.

Антenna переменного профиля. Антennaная система, близкая по идеи к перископической антenne, была предложена советскими учеными С. Е. Хайкиным и Н. Л. Кайдановским в качестве радиотелескопа высокой разрешающей способности (рис. 14.32). Антenna имеет неподвижный облучатель 1, установленный в фокусе

рефлектора, набранного из большого числа в плоских металлических пластин 2. Каждая пластина может передвигаться в радиальном направлении и поворачиваться относительно вертикальной и горизонтальной осей. Составной рефлектор антенны по форме является частью параболоида вращения 3 и трансформирует расходящуюся волну облучателя в плоскую электромагнитную волну. Изменяя наклон и положение пластин, можно управлять положением луча антенны в пространстве.

Наиболее существенным в антенне переменного профиля является то, что точность профиля эквивалентного зеркала определя-

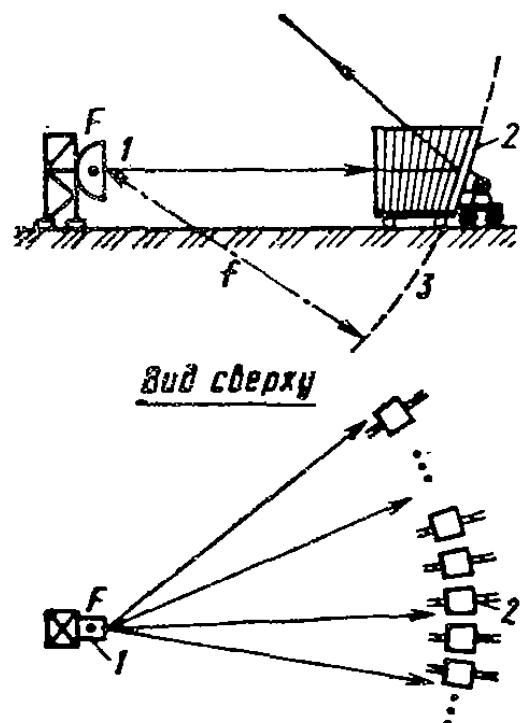


Рис. 14.32. Антenna переменного профиля

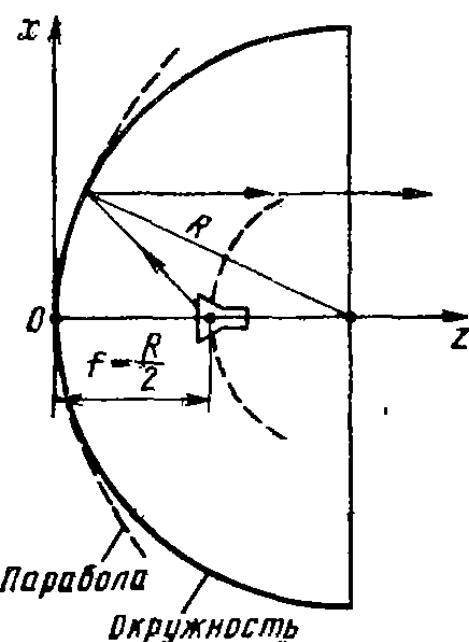


Рис. 14.33. Профиль сферического рефлектора

ется точностью установки отдельных пластин. Поэтому может быть получена относительная точность эквивалентного зеркала $\bar{\Delta}/L \approx 10^{-6}$ ($\bar{\Delta}$ — среднеквадратическая погрешность профиля, L — размер эквивалентного раскрыва), недостижимая в полноповоротных параболических антенах.

По принципу антенны переменного профиля на Кавказе вблизи станицы Зеленчукская построен крупнейший советский радиотелескоп РАТАН-600. Он состоит из 900 отражательных панелей размером $7,4 \times 2$ м, установленных по кольцу диаметром 588 м. Каждая панель-отражатель перемещается таким образом, что падающее на нее излучение наблюдаемого радиоисточника отражается в фокальную точку F . Подобная идея сбора электромагнитной энергии восходит к Архимеду, который, согласно легенде, предложил поджечь вражеский флот, концентрируя на кораблях солнечное излучение, отражаемое многочисленными плоскими зеркалами. В радиотелескопе РАТАН-600 на минимальной рабочей длине волны 8 мм ширина луча составляет 4,3''. Шумовая темпе-

ратура не превышает 30 К. Управление положением каждой панели осуществляется автоматически с помощью ЭВМ.

Сферические зеркальные антенны. Зеркала сферической формы при расположении облучателя в точке $f=R/2$ близки по своему действию к параболическому рефлектору (рис. 14.33). Из сравнения уравнения окружности $x^2 + (R - z)^2 = R^2$ или $x^2 = 2Rz[1 - z : (2R)]$ с уравнением параболы $x^2 = 4fz$ следует, что часть окружности вблизи вершины зеркала $O [z/(2R) \ll 1]$ можно рассматривать как часть параболы с фокусом, расположенным в точке $z=R/2$. Сферический рефлектор, облучаемый из точки $R/2$, позволяет преобразовать расходящуюся волну в почти плоскую и, таким образом, может использоваться для формирования узких ДН. Перемещая облучатель по фокальной сфере радиуса $R/2$, можно отклонять ДН в широких пределах без искажения ее формы при неподвижном зеркале.

Неподвижное сферическое зеркало может быть выполнено в форме выемки в поверхности земли, покрытой отражающими панелями. Жесткое сцепление отражающей поверхности зеркала с грунтом позволяет устранить механические деформации зеркала и создать при сравнительно невысоких затратах сканирующую антенну с гигантским зеркалом при хорошей относительной точности поверхности. По такой схеме выполнен уникальный советский радиооптический телескоп РОТ-32/54, расположенный в Армении на южном склоне г. Арагац на высоте 1800 м над уровнем моря. Неподвижное главное зеркало этой антенны, созданной по проекту советского ученого П. М. Геруни, имеет форму полусферы диаметром 54 м. Оно собрано из 3800 панелей в бетонной чаше, сооруженной в скальном котловане. Каждая панель отлита из алюминиевого сплава и обработана на карусельном станке с точностью выполнения поверхности 10 мкм при радиусе кривизны 27 м. Панели установлены на стойках высотой 1,8 м с возможностью подрегулировки по радиусу сферы.

Облучателем рабочей части сферического зеркала диаметром 32 м является вспомогательная зеркальная антенна диаметром около 5 м, установленная на трех опорах с возможностью вращения по двум осям вокруг центра большой сферы. Перемещение облучателя позволяет изменять направления луча в пределах конуса с углом при вершине 120°. Системы автоматического управления облучателем позволяют наводить луч антенны с точностью не ниже 2''. Основные радиотехнические характеристики антенны: эффективная поверхность — 560 м², шумовая температура — 10 К, ширина луча — 7'' и коэффициент усиления — 10⁹ на длине волны 1 мм. В узле контргруза облучателя, над центром сферы, установлен также оптический телескоп с зеркалом диаметром 2,6 м. Этим создана возможность параллельно с радиолучом антенны вести наблюдения источников в оптическом и инфракрасном диапазонах. С помощью радиотелескопа РОТ-32/54 можно изучать не только

небесные радиоисточники, но и атмосферу Земли, осуществлять сверхдальнюю космическую радиосвязь и вести поиск внеземных цивилизаций.

Другое применение сферического зеркала для осуществления кругового обзора показано на рис. 14.34. Поверхность зеркала антенны 2 образована вращением части окружности вокруг вертикальной оси. Поляризационно-селективное зеркало набрано из параллельных пластин, наклоненных на 45° и расположенных с шагом, много меньшим длины волны, одна от другой, при этом пластины на противоположных сторонах зеркала оказываются перпендикулярными. Облучатель антенны 1 располагается на фокальной окружности 3 половинного радиуса и создает поле с линейной поляризацией вектора \mathbf{E} , наклоненной на 45° к горизонту и параллельной пластинам. У противоположной стороны зеркала плоскость поляризации отраженной от зеркала волны оказывается перпендикулярной пластинам, и поэтому волна почти без потерь проходит через эту часть зеркала. В зависимости от требований, предъявляемых к ДН в вертикальной плоскости, профиль зеркала в этой плоскости может иметь параболическую или специальную форму. Круговое сканирование достигается перемещением облучателя по фокальной окружности.

Коэффициент использования поверхности сферических зеркальных антенн может быть повышен при использовании корректирующих облучателей со специальной формой фазовой характеристики направленности, устраниющей систематические фазовые искажения в раскрыве из-за отличия профиля сферического зеркала от идеальной параболической формы. Именно таким образом выполнен облучатель радиотелескопа РОТ-32/54.

Антенны с зеркалом специальной формы — так обычно называют зеркальные антенны, предназначенные для создания косекансовых ДН. Классическим примером является антenna, показанная на рис. 14.35, а. Она состоит из цилиндрического рефлектора специальной формы, создающего косекансовую ДН в вертикальной плоскости, и линейного облучателя в виде сегментно-параболической антенны, которая формирует игольчатую ДН в горизонтальной плоскости. Нижняя часть специального зеркала имеет форму, близкую к параболической, и создает почти параллельной пучок отраженных лучей. Верхняя часть имеет форму, близкую к круговому цилинду, и создает расходящиеся отраженные лучи (рис. 14.35, б). Получающаяся косекансовая ДН изображена на

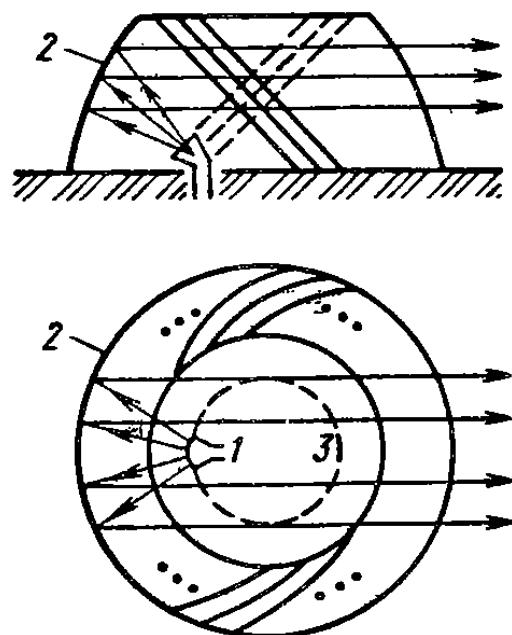


Рис. 14.34. Сферическая антenna кругового обзора с поляризационно - селективным зеркалом

рис. 14.35, в. Расчет профилей зеркал специальной формы производят на ЭВМ по специализированным программам проектирования зеркальных антенн.

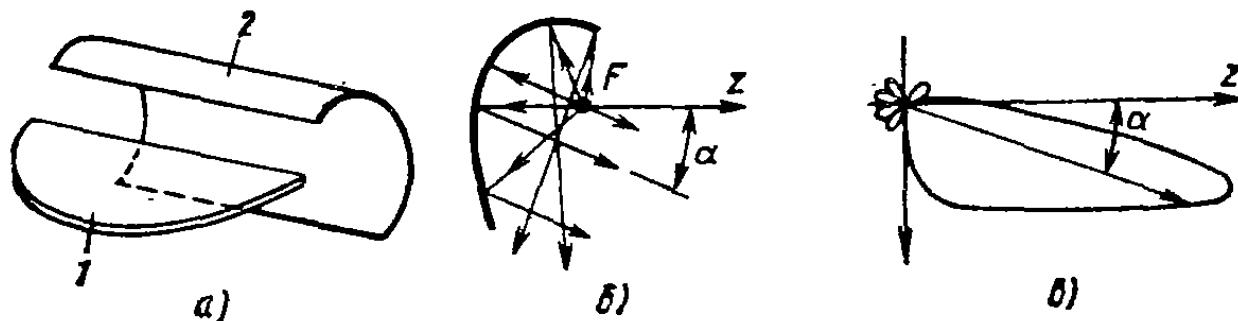


Рис. 14.35. Косекансная антenna с зеркалом специальной формы

Глава 15

АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

§ 15.1. СПОСОБЫ СКАНИРОВАНИЯ И ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ С ПОМОЩЬЮ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Сканирование, т. е. перемещение луча антенны в пространстве, может осуществляться механическим, электромеханическим и чисто электрическим способами. При механическом способе сканирования осуществляется поворот всей конструкции антенны, что сильно ограничивает скорость обзора пространства и требует больших энергетических затрат. При электромеханическом способе сканирования с помощью электромагнитов или электродвигателей осуществляется механическое перемещение одного или нескольких элементов антенны, что приводит к наклону эквифазной поверхности поля в неподвижном раскрыте. Классическим примером является управление положением луча зеркальной антенны при боковом смещении облучателя. Электромеханический способ обеспечивает лучшее быстродействие, так как движущиеся элементы имеют небольшую массу по сравнению с массой всей антенны. Однако ни механический, ни электромеханический способы сканирования не удовлетворяют современным требованиям к скорости обзора пространства и не дают возможности одновременно следить за перемещениями нескольких быстро движущихся объектов.

Наибольшую скорость обзора обеспечивает электрический способ сканирования. При этом способе амплитудно-фазовое распределение возбуждения в неподвижном раскрыте антенны регулируется с помощью электронно-управляемых устройств, например полупроводниковых или ферритовых фазовращателей и коммутаторов. Быстродействие сканирования здесь ограничивается инерционностью, обусловленной постоянными времени электрических цепей, причем эта инерция на несколько порядков меньше механической инерции в двух первых способах.

Электрическое сканирование реализуется в многоэлементных антенных решетках. Различают *фазовое, амплитудное и частотное сканирование*. В фазовом способе сканирования регулируются только фазовые сдвиги на входах отдельных излучателей решетки при почти не меняющемся амплитудном распределении. В амплитудном способе сканирования перемещение луча осуществляется переключением входов многолучевой антенной системы, т. е. происходит коммутация парциальных ДН. При частотном способе электрического сканирования управление фазовыми сдвигами элементов антенной решетки происходит при изменении только одного параметра — частоты колебаний, что требует создания специальных частотно-зависимых схем возбуждения элементов решетки.

Принципы управления положением луча антенной решетки при изменении закона фазирования излучателей были известны еще в 20—30-х годах, однако практическая реализация сканирующих антенных решеток с электрическим управлением задержалась до 50—60-х годов. Именно в это время с возрастанием скоростей самолетов, появлением ракет и освоением космоса резко возросли требования к быстродействию радиолокационных средств! Решающее значение сыграло появление ЭВМ, без которых было бы немыслимо скоординировать работу многих сотен или даже тысяч излучателей сканирующей антенной решетки. Немаловажной предпосылкой реализации электрического сканирования явились также успехи в разработке быстродействующих полупроводниковых и ферритовых управляющих устройств.

Многоэлементность антенных устройств, в свою очередь, повлекла за собой расширение круга задач, решаемых радиотехническими системами, и вызвала появление ряда новых принципов в радиосвязи, радиолокации и радиоастрономии. Перечислим наиболее важные задачи, решаемые с помощью многоэлементных антенных решеток.

1. Электрическое сканирование в широком секторе углов.
2. Получение ДН заданной формы путем регулирования амплитуд и фаз возбуждения отдельных излучателей.
3. Возможность когерентного сложения в одном луче мощностей многих генераторов или усилителей мощности колебаний СВЧ для получения больших мощностей излучения, недостижимых в обычных антенах из-за ограниченной электрической прочности.
4. Более полное извлечение информации из приходящих к антенне электромагнитных волн в результате применения сложных методов совместной параллельной обработки сигналов, принимаемых отдельными элементами антенной системы.
5. Возможность синфазного сложения сигналов, принимаемых системой крупных антенн, для получения очень больших эффективных поверхностей при радиоприеме, недостижимых в обычных антенах из-за влияния неточностей изготовления.

6. Повышение надежности радиосистемы вследствие параллельного действия многих элементов. Выход из строя, скажем, 20% элементов антенной решетки не приводит к катастрофическому отказу радиосистемы, а лишь несколько ухудшает ее характеристики.

Практическая реализация управляемых антенных решеток осложняется рядом специфических трудностей. К числу мешающих факторов относятся: появление фазовых ошибок в раскрыве из-за неточности действия управляющих устройств, из-за дискретности фазирования, рассогласования и взаимосвязи элементов при сканировании; появление дополнительных потерь мощности СВЧ в управляющих устройствах; относительная узкополосность, связанная с возможностью появления побочных главных максимумов, и др. Немалые трудности проистекают из-за высокой начальной стоимости и сравнительно больших эксплуатационных расходов, связанных с периодическими проверками, подстройками и заменой отказавших элементов.

Из изложенного следует, что антенные решетки относятся к числу сложных радиотехнических систем, основанных на многих принципах теории антенн и устройств СВЧ и принципах теории информации. Современные антенные решетки характеризуются большим разнообразием областей применения (наземные и бортовые), различаются по числу элементов (от нескольких единиц до десятков тысяч), по форме раскрыва (плоские, выпуклые, кольцевые и т. д.), по диапазону (от коротких волн до волн оптического диапазона).

§ 15.2. ФАЗИРОВАННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

Фазированные антенные решетки (ФАР) — это наиболее распространенный класс антенных решеток, позволяющий создавать сканирующие антенные системы как средних, так и очень больших электрических размеров. Различают активные и пассивные ФАР. В *активных* фазированных антенных решетках (АФАР) каждый элемент возбуждается от отдельного фазируемого генератора или усилителя мощности, а также снабжается переключателем приема-передачи и каскадами, осуществляющими преобразование частоты и предварительное усиление принятых сигналов. Все перечисленные элементы образуют приемопередающий модуль АФАР. Модуль должен иметь небольшие поперечные размеры ($0,6\lambda - 0,7\lambda$), допускающие его размещение в пределах участка площади раскрыва, приходящейся на один элемент решетки. Модули АФАР часто выполняют по технологии интегральных схем, на основе микрополосковых линий передачи и микрополосковых излучателей. Несомненными преимуществами АФАР являются высокая технологичность, надежность конструкции многоэлементной антенны и кардинальное сокращение длины трактов СВЧ между излучателями и приемопередающей аппаратурой.

В пассивных ФАР все излучатели возбуждаются от общего генератора (или работают на общий приемник). Поэтому неотъемлемой частью пассивной ФАР является распределитель мощности между элементами решетки.

Распределители в виде закрытого тракта. Разводка мощности СВЧ к излучателям решетки в распределителях этого типа осуществляется с помощью пассивных многополюсников, состоящих из

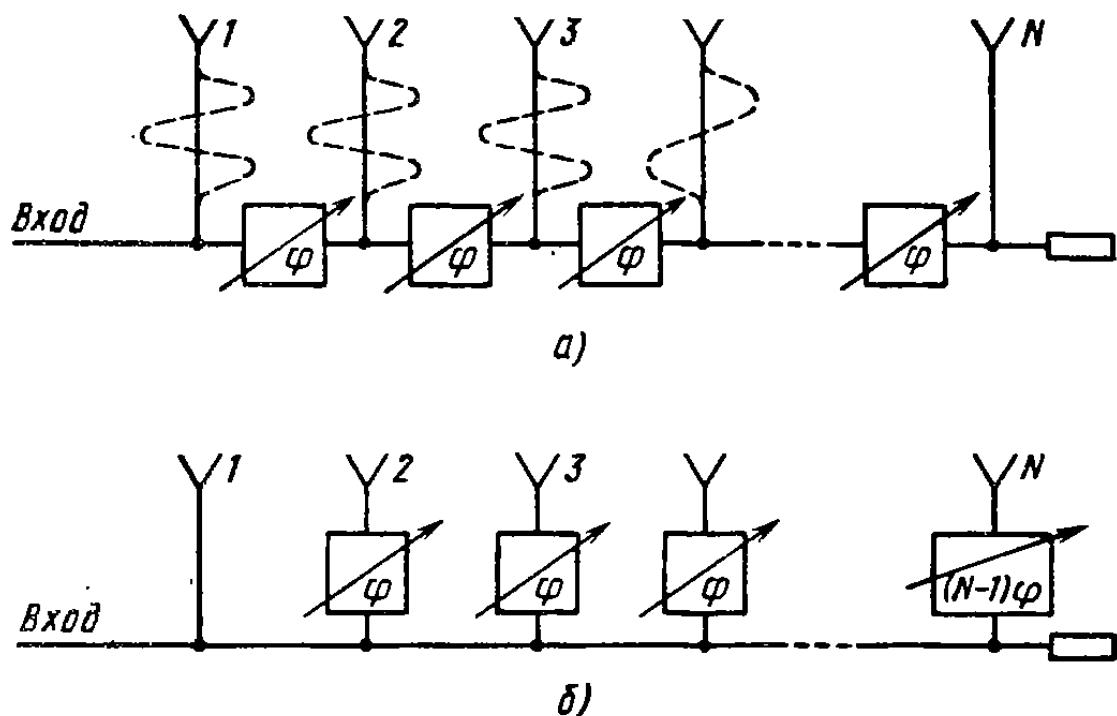


Рис. 15.1. Схемы последовательного питания излучателей ФАР

отрезков линий передачи, тройников, направленных ответвителей и т. п. Различают распределители с последовательным и с параллельным питанием излучателей.

Классическая схема последовательного питания линейной эквидистантной решетки показана на рис. 15.1, а. Мощность к каждому излучателю ответвляется от главного тракта, и одинаковые проходные фазовращатели включаются в главный тракт между отводами к соседним излучателям. В качестве ответвляющих элементов могут использоваться реактивные тройники со слабой связью в боковое плечо, а также направленные ответвители с малой связью (развязанное плечо ответвителя замыкается на согласованную нагрузку). Схема компактна, все фазовращатели управляются по одному и тому же закону, так как для отклонения луча на определенный угол фазовый сдвиг между соседними излучателями должен быть одинаковым по длине решетки. В результате упрощается система управления фазовращателями. Однако последовательная схема имеет ряд существенных недостатков. Во-первых, происходит накопление и возрастание фазовых ошибок и потерь к концу решетки, в связи с чем допустимо использование только

точных фазовращателей с очень малыми потерями. Во-вторых, через ближайший ко входу фазовращатель проходит почти вся излучаемая мощность и, таким образом, требуются фазовращатели с повышенной электрической прочностью. В-третьих, электрическая длина путей сигналов от общего входа до каждого излучателя оказывается существенно различной, и это может приводить к нежелательному расфазированию решетки на краях рабочей полосы частот.

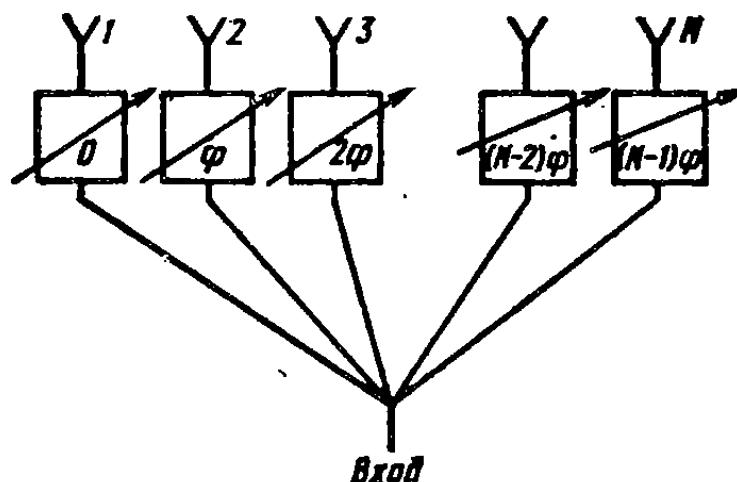
Для выравнивания электрических длин в линии питания излучателей следует включать компенсирующие отрезки линий (штриховые линии на рис. 15.1), что увеличивает размеры распределителя, а потому он уже не является компактным. Фазовращатели в последовательной схеме могут включаться в боковые отводы от главного тракта (рис. 15.1, б), однако при этом теряется простота схемы управления.

Рис. 15.2. Схема параллельного питания излучателей ФАР

Параллельная схема питания N -элементной решетки показана на рис. 15.2. Эта схема имеет ряд важных преимуществ. Во-первых, можно использовать сравнительно маломощные фазовращатели, так как через каждый из них проходит только $1/N$ излучаемой мощности. Во-вторых, общие потери мощности в управляющих устройствах определяются ослаблением лишь одного фазовращателя, и поэтому можно использовать фазовращатели с ослаблением, достигающим 1,0—1,5 дБ. Важным преимуществом параллельной схемы является отсутствие накопления фазовых ошибок вдоль раскрыва и возможность выравнивания длины отдельных каналов для обеспечения широкополосности.

Недостатком параллельной схемы является сложность системы управления, так как фазовые сдвиги в каждом фазовращателе различны. Кроме того, имеются трудности хорошего согласования входа распределителя при одновременном делении мощности на много каналов.

Особым случаем схемы параллельного питания является показанная на рис. 15.3, *а* двоично-этажная схема типа «елочки», в каждом узле которой происходит каскадное деление мощности на две части (возможны варианты схемы с каскадным делением и на большее число частей). В качестве делителей мощности в узлах «елочки» можно использовать простые тройники, мосты, кольцевые резистивные делители мощности. Положительным свойством «елочки» является равенство электрических длин всех каналов, а недостатком — некоторая громоздкость. Используя «елочку» можно



упростить схему управления решеткой, если включить фазовращатели в каждый этаж (рис. 15.3, б). В этом случае для получения линейного фазового распределения с шагом 2ϕ между соседними излучателями все фазовращатели каждого этажа должны отрабатывать одинаковый фазовый сдвиг ϕ (с точностью до знака) и число управляющих сигналов уменьшается до числа этажей схемы.

При создании двумерных сканирующих антенных решеток возможны различные комбинации последовательных и параллельных схем питания, особенно если вся решетка предварительно разбита на подрешетки меньших размеров. При выборе той или иной схемы закрытого тракта вопросы определения допустимых ослаблений управляющих элементов, пропускаемой мощности, точности фазирования и допустимой сложности системы управления решают компромиссно. Неоспоримым преимуществом закрытых трактов является возможность равномерного распределения мощности между излучателями (или создание иного заданного амплитудного распределения) и отсутствие паразитного неуправляемого излучения, присущего схемам оптического питания.

Распределители оптического типа. Существует два варианта схем оптического питания решеток: проходная и отражательная. В ФАР, выполненных по *проходной схеме* (рис. 15.4), специальный облучатель направляет излучаемую мощность на собирающую antennную решетку приемных элементов. Принятая мощность проходит через систему фазовращателей и после фазирования излучается в нужном направлении другой решеткой излучающих элементов. Между приемными элементами и фазовращателями иногда включают дополнительные отрезки линий (штриховые линии на рис. 15.4), уравнивающие электрическую длину пути сигналов до различных элементов излучающей решетки. Эти отрезки могут быть также использованы для создания нелинейного начального фазового распределения (фазовой подставки), применяемого для борьбы с паразитными лепестками при дискретном фазировании (см. § 15.3). По принципу действия проходная ФАР экви-

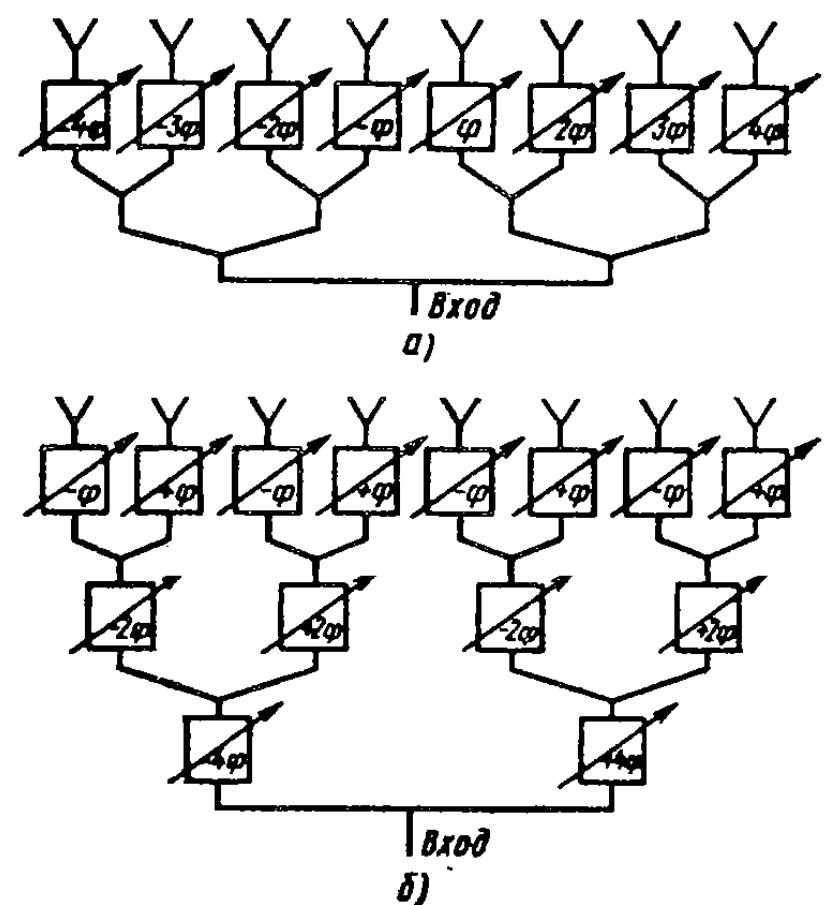


Рис. 15.3. Двоично-этажная схема питания излучателей ФАР

пации

валентна лизе с принудительным ходом лучей и с электрически управляемым фазовым распределением возбуждения в раскрыве.

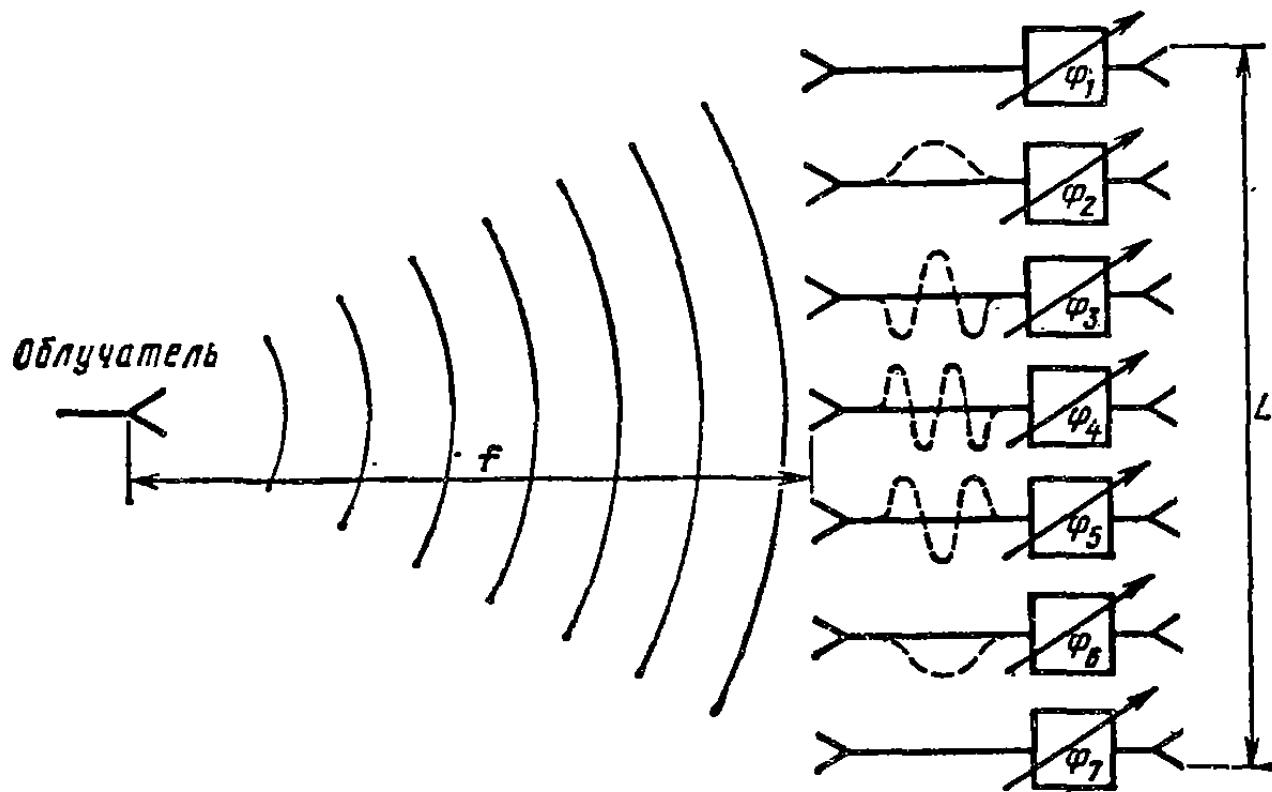


Рис. 15.4. Проходная схема оптического питания излучателей ФАР

ФАР, выполненная по *отражательной схеме* (рис. 15.5), состоит из облучателя и приемопередающей решетки, каждый элемент которой снабжен отражательным фазовращателем. Между излучателями и фазовращателями могут быть включены дополнительные

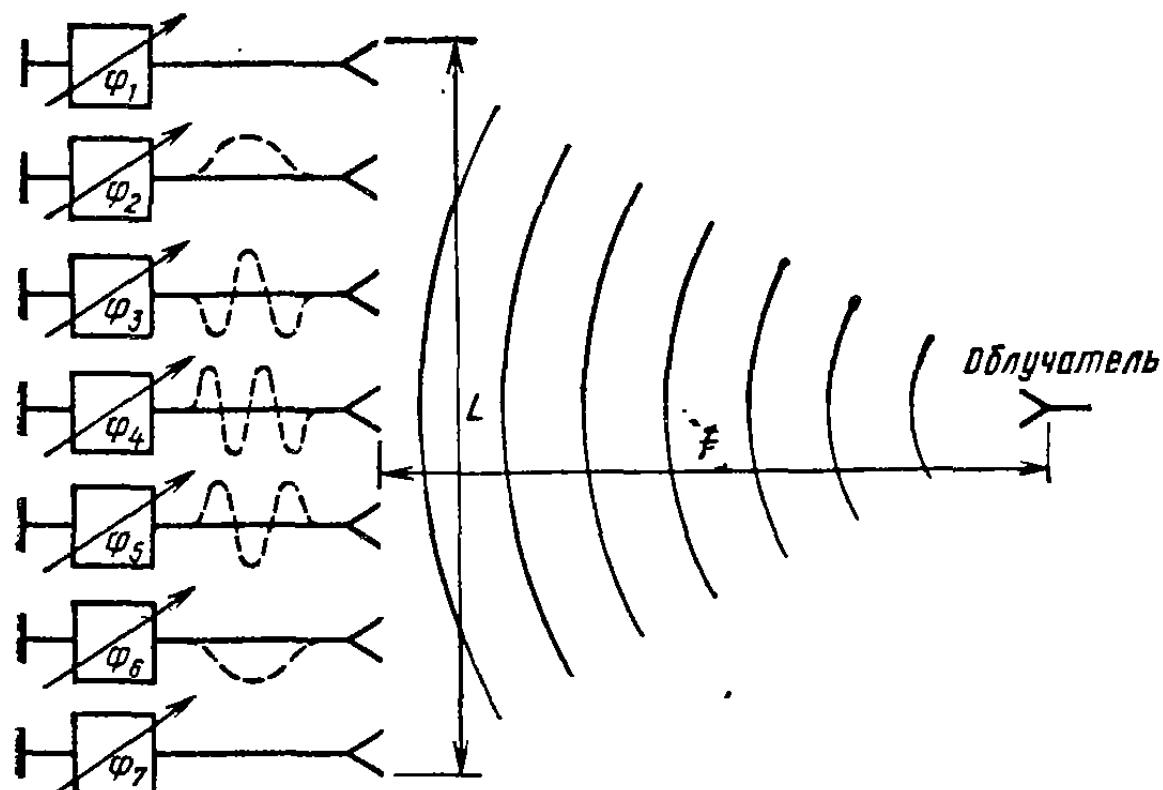


Рис. 15.5. Отражательная схема оптического питания излучателей ФАР

линии задержки для выравнивания электрической длины пути сигналов, проходящих через различные элементы решетки и для создания начального фазового распределения. В отражательной ФАР излучатели решетки выполняют двойную функцию: 1) собирают мощность, идущую от облучателя; 2) переизлучают ее в нужном направлении после фазирования. По принципу действия отражательная ФАР эквивалентна зеркальной антенне с электрическим управлением фазой коэффициента отражения различных участков поверхности.

К преимуществам обеих схем оптического питания относятся сравнительная простота при большом числе элементов решетки, удобная возможность управления формой амплитудного распределения в раскрыве путем подбора формы ДН облучателя, а также возможность применения сложных моноимпульсных облучателей для создания суммарных и разностных ДН в радиолокационных станциях с автоматическим угловым сопровождением целей. Общим недостатком схем оптического питания является увеличение размеров по сравнению с закрытым трактом, поскольку отношение «фокусного расстояния» f к размеру раскрыва L обычно находится в пределах $0,5 \geq f/L \geq 1$. Кроме того, в оптических схемах часть мощности облучателя не перехватывается приемной решеткой, что приводит к возрастанию фона бокового излучения и снижению общего коэффициента использования поверхности антенны. Для устранения этого неприятного явления в ФАР проходного типа вся облучающая система может быть помещена в большой рупор, простирающийся от облучателя до приемной решетки, или выполнена в виде закрытой со всех сторон зеркальной антенны в форме параболического цилиндра с боковыми металлическими стенками.

По конструктивным признакам отражательная ФАР имеет ряд преимуществ по сравнению с проходной: легкий доступ к любому фазовращателю с тыльной стороны решетки, что упрощает монтаж и эксплуатацию, и, кроме того, отражательные фазовращатели по конструкции проще проходных. С другой стороны, преимуществом проходной ФАР в отношении электрических характеристик являются: 1) возможность раздельной оптимизации собирающей и излучающей решеток (в каждой из них можно применять элементы разного типа и расположения); 2) отсутствие затенения раскрыва облучателем и реакции решетки на облучатель.

При проектировании схем оптического распределения мощности в ФАР с успехом используются расчетные методы и способы оптимизации облучателя, разработанные для линзовых и зеркальных антенн, и сохраняют значение многие факторы, определяющие коэффициент использования поверхности зеркальных и линзовых антенн.

§ 15.3. УПРАВЛЕНИЕ ФАЗИРОВАНИЕМ СКАНИРУЮЩИХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Применение формул фазирования (см. § 12.6) к антенным решеткам с плоским раскрытием приводит к следующим требуемым фазовым сдвигам излучателей, находящихся в точках раскрытия с координатами x_n, y_n :

$$\Phi(x_n, y_n) = -\beta(x_n \sin \theta_0 \cos \varphi_0 + y_n \sin \theta_0 \sin \varphi_0), \quad (15.1)$$

где θ_0, φ_0 — направление максимального излучения, или направление фазирования.

В ФАР с прямоугольной сеткой расположения излучателей для быстрого расчета фазовых сдвигов всех излучателей удобно вначале вычислить разности фаз между соседними элементами вдоль осей x и y :

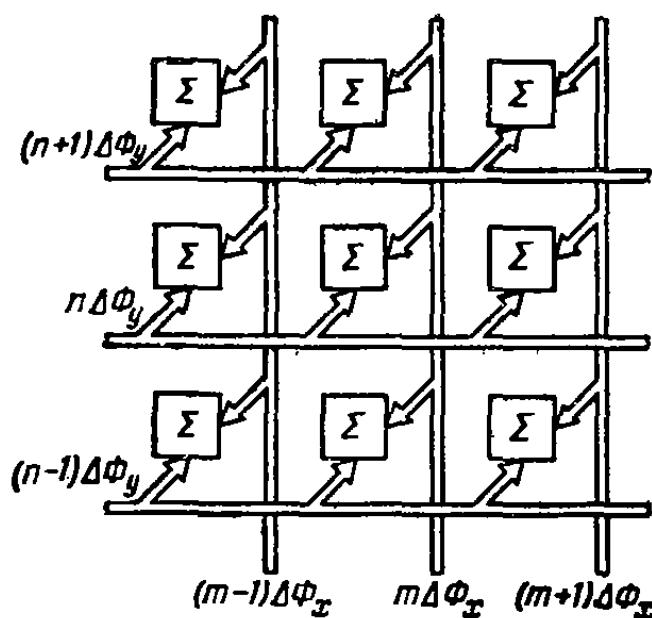


Рис. 15.6. Способ управления фазированием по рядам и колонкам

$\Delta\Phi_x = -(2\pi/\lambda)d_x \sin \theta_0 \cos \varphi_0$, $\Delta\Phi_y = -(2\pi/\lambda)d_y \sin \theta_0 \sin \varphi_0$. После этого может быть произведено последовательное умножение этих фазовых сдвигов на все целые числа m и n вплоть до максимальных номеров M и N , соответствующих числу колонок и рядов решетки. И наконец, суммирование найденных кратных значений дает требуемые фазы каждого элемента: $\Phi_{mn} = m\Delta\Phi_x + n\Delta\Phi_y$, где m (номер колонки) и n (номер строки) определяют положение излучателя в решетке. Подобный способ вычисления фаз позволяет

построить очень изящную систему управления решеткой (рис. 15.6), обычно называемую *системой управления по рядам и колонкам* (или по строкам и столбцам). К элементу с номером mn по двум независимым каналам подводятся два сигнала, содержащие закодированные значения $m\Delta\Phi_x$ и $n\Delta\Phi_y$. Сумматоры, расположенные в непосредственной близости от фазирующих устройств, осуществляют сложение $m\Delta\Phi_x$ и $n\Delta\Phi_y$. Полное число управляющих шин (т. е. управляющих сигналов) в ФАР с числом элементов $M \times N$ равно только $M+N$, что делает управляющую систему простой и надежной и обеспечивает хорошее быстродействие.

В ФАР с треугольной сеткой расположения элементов непосредственное применение системы управления по рядам и колонкам в координатах x, y требует примерно вдвое большего числа управляющих шин по сравнению с ФАР с прямоугольной сеткой. Уменьшение числа шин возможно при косоугольном расположении рядов и колонок, однако это создает некоторые затруднения

при вычислении управляющих кодов. В решетках с нерегулярным расположением излучателей управление по рядам и колонкам не эффективно, и приходится предусматривать индивидуальное вычисление требуемых фаз для каждого элемента.

Особенности дискретного фазирования элементов. При создании ФАР используются дискретные фазирующие устройства, с помощью которых фаза возбуждения в каждом излучателе может быть изменена только скачком на величину $\Delta\Phi$, называемую дискретом фазирования. Обычно $\Delta\Phi = 2\pi/M$, где $M = 2^p$ (p — целое

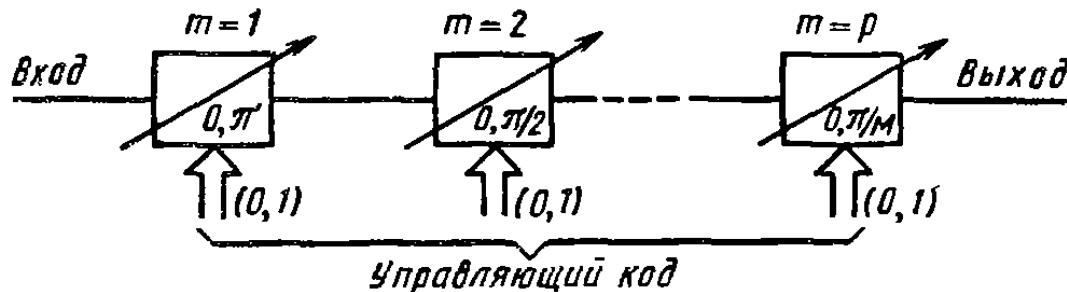


Рис. 15.7. Бинарный принцип управления фазой

число). Управление включением необходимого фазового сдвига обычно строится по бинарному принципу (рис. 15.7). Проходной фазовращатель разбивается на p каскадов, каждый из которых может находиться в одном из двух состояний, характеризуемых фазовой задержкой 0 или $\pi/2^{m-1}$, где m — номер каскада. Для выбора любого из $M = 2^p$ возможных фазовых состояний фазовращателя достаточно использовать только p управляющих сигналов, принимающих условные значения 0 или 1.

Важнейшим преимуществом дискретных фазирующих устройств по сравнению с плавными (так называемыми аналоговыми) является улучшенная стабильность. Это объясняется тем, что управляющие устройства работают в переключательном режиме с использованием только двух крайних областей их характеристик. Другим преимуществом дискретных фазирующих устройств является удобство управления ими с помощью ЭВМ.

При дискретном фазировании решетки в направлении θ_0 , ϕ_0 для каждого излучателя по формуле (15.1) рассчитывается точное («идеальное») значение фазы Φ_{n0} , которое затем округляется до ближайшего дискретного значения Φ_n :

$$\Phi_n = \Delta\Phi E(0,5 + \Phi_{n0}/\Delta\Phi) = \Phi_{n0} - \delta\Phi_n,$$

где $E(x)$ — операция выделения целой части числа x ; $\delta\Phi_n(\Phi_{n0}) = \Phi_{n0} - \Phi_n$ — систематическая фазовая ошибка из-за дискретности фазирования. Зависимость этой ошибки от значения «идеальной» фазы Φ_{n0} представляет пилообразную функцию с периодом $\Delta\Phi$ (рис. 15.8).

Множитель направленности любой (линейной, плоской или произвольной формы) дискретно фазируемой решетки, согласно (12.2),

может быть представлен в виде

$$f_{\Sigma} = \sum_{n=1}^N |i_n| e^{j(\beta R_n \cos \alpha_n + \Phi_{n0})} e^{-j\delta\Phi_n},$$

где $R_n \cos \alpha_n$ — разность хода, зависящая от координат излучателя и направления наблюдения; n — единая последовательность чисел, образующих номера излучателей. Разложим входящую в эту формулу последнюю экспоненту в ряд Фурье по переменной Φ_{n0} :

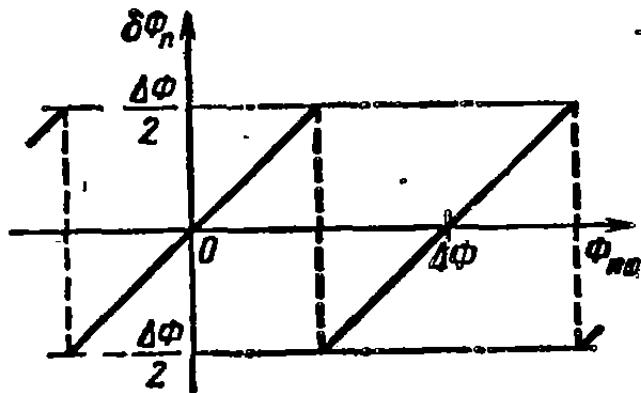


Рис. 15.8. Систематическая фазовая ошибка в элементе решетки при дискретном фазировании

С учетом (15.2) выражение для множителя направленности решетки принимает вид

$$\begin{aligned} f_{\Sigma} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \dot{C}_m F_{\Sigma m}(\theta, \varphi); F_{\Sigma m} = \sum_{n=1}^N |i_n| \exp \{ j [\beta R_n \cos \alpha_n + \\ + \Phi_{n0}(1 + 2\pi m / \Delta\Phi)] \}. \end{aligned} \quad (15.4)$$

Подставляя в эту формулу конкретные значения разности хода и идеальной фазы, можно получить развернутые выражения для множителей направленности линейной, плоской или произвольной антенной решетки с дискретным фазированием. Этот множитель оказывается представленным бесконечной суммой парциальных ДН $F_{\Sigma 0}(\theta, \varphi)$. Главный вес в этой сумме имеет нулевой член $F_{\Sigma m}(\theta, \varphi)$, представляющий ДН решетки с идеальным фазированием. Однако главный максимум этой ДН уменьшен в $\dot{C}_0 =$

$= \sin\left(\frac{\Delta\Phi}{2}\right) / \left(\frac{\Delta\Phi}{2}\right)$ раз, что свидетельствует о снижении КНД. Другие слагаемые в (15.4) дают дополнительное паразитное излучение из-за дискретности фазирования. С уменьшением дисcreteта фазы до нуля интенсивность паразитных составляющих стремится к нулю.

Попытаемся найти направление, в котором паразитная ДН с номером m имеет максимум. Для этого следует положить равным

$$e^{-j\delta\Phi_n} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \dot{C}_m e^{jm(2\pi\Phi_{n0}/\Delta\Phi)}, \quad (15.2)$$

где коэффициенты разложения

$$\begin{aligned} \dot{C}_m = \frac{1}{\Delta\Phi} \int_{-\Delta\Phi/2}^{\Delta\Phi/2} e^{-jm(2\pi t/\Delta\Phi)} e^{-jt} dt = \\ = \frac{(-1)^m \sin(\Delta\Phi/2)}{\Delta\Phi/2 + m\pi}. \end{aligned} \quad (15.3)$$

нулю показатель экспоненты в (15.4) и тем самым исследовать возможность синфазного сложения полей от всех излучателей решетки для данного m . Для плоской антенной решетки условие $\beta R_n \cos \alpha_n + \Phi_{n0} (1 + 2\pi m / \Delta\Phi) = 0$ эквивалентно равенству

$$\begin{aligned} \beta \sin \theta_m (x_n \cos \varphi_m + y_n \sin \varphi_m) - \beta \sin \theta_0 (x_n \cos \varphi_0 + y_n \sin \varphi_0) \times \\ \times (1 + 2\pi m / \Delta\Phi) = 0, \end{aligned} \quad (15.5)$$

где θ_0, φ_0 — направление фазирования решетки; x_n, y_n — координаты излучателя с номером n ; θ_m, φ_m — направление максимального излучения паразитной ДН. Так как (15.5) должно одновременно выполняться для любых x_n, y_n , то решение имеет вид

$$\sin \theta_m = (1 + 2\pi m / \Delta\Phi) \sin \theta_0; \quad \sin \theta_0 \geq 0;$$

$$\varphi_m = \varphi_0 + \delta_m \pi; \quad \delta_m = \begin{cases} 1 & \text{при } m < 0, \\ 0 & \text{при } m \geq 0. \end{cases}$$

Таким образом, максимумы паразитных ДН при любых $m \neq 0$ расположены в плоскости отклонения луча от нормали к раскрыву, а сами паразитные ДН представляют собой ДН плоской решетки, идеально сформированной в направлении θ_m, φ_m .

Абсолютный уровень наибольших паразитных максимумов $m = \pm 1$, согласно (15.3), составляет $\frac{\sin(\Delta\Phi/2)}{\pi \pm \Delta\Phi/2}$. Например, в случае $\Delta\Phi = \pi/2$ (четыре положения фазы) уровень наибольшего паразитного максимума может составлять примерно $-9,6$ дБ, а при $\Delta\Phi = \pi/4$ — примерно $-16,6$ дБ. Паразитные лепестки заметного уровня характерны лишь для линейных и плоских ФАР с дискретным фазированием. В неплоских ФАР уравнение (15.5) не имеет одинакового решения для всех пар элементов решетки и происходит своеобразное рассеивание мощности паразитных ДН в широкой зоне углов. Аналогичного эффекта можно добиться и для линейных и плоских ФАР путем создания нелинейного начального фазового распределения — фазовой подставки. Естественно, что начальное фазовое распределение должно компенсироваться фазовращателями при сканировании.

Снижение коэффициента использования поверхности ФАР с дискретным сканированием дается приближенной формулой $K_{\text{ипд}} = \frac{\sin^2(\Delta\Phi/2)}{(\Delta\Phi/2)^2}$, справедливой как при наличии начальной фазовой подставки, так и при ее отсутствии.

§ 15.4. МНОГОЛУЧЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

Многолучевыми называют антенны с несколькими независимыми входами, каждому из которых соответствует своя ДН, для краткости называемая «лучом». Наиболее простым и наглядным при-

мером многолучевой антенны является линза Люнеберга с системой независимых облучателей (см. рис. 14.11). Многоимпульсные антенны с суммарными и разностными ДН, формируемыми общим раскрытом зеркала, являются также примером многолучевой антенны. Многолучевые антенны можно строить и на основе антенных решеток с помощью специальных проходных многополюсников, часть входов которых присоединяется к излучателям решетки, а другая часть входов соответствует независимым каналам с различающимися ДН. Проходной многополюсник, применяемый для питания многолучевых антенных решеток, носит название *диаграммообразующей схемы* (ДОС). Обычно с целью сохранения высокого КПД антенны ДОС выполняются из реактивных элементов: направленных ответвителей, фиксированных фазосдвигателей, отрезков линий передачи и др. Однако иногда в ДОС вводят и поглощающие нагрузки.

Как правило, в многолучевой антенне стремятся получить систему остронаправленных лучей, равномерно заполняющих заданный сектор пространства. Переключением этих лучей реализуют амплитудный способ сканирования. Система управления при амплитудном способе сканирования получается значительно проще, чем при фазовом способе, так как необходимые амплитудно-фазовые возбуждения различных лучей «запоминаются» в ДОС, а роль системы управления сводится только к выбору ДН с нужным номером.

В многолучевых антенах возможна одновременная параллельная обработка информации, поступающей по различным каналам, и это позволяет существенно увеличить быстродействие радиотехнической системы. Недостатками амплитудного способа сканирования являются необходимость применения сравнительно сложных ДОС и некоторое ограничение возможностей создания ДН иной формы, отличной от формы имеющихся лучей. Рассмотрим наиболее распространенные ДОС, используемые для возбуждения линейных эквидистантных антенных решеток.

Последовательная диаграммообразующая схема (матрица Бласса). Эта ДОС состоит из двух взаимно пересекающихся систем линий передачи, связанных в местах пересечений направленными ответвителями со слабой связью (рис. 15.9, а). Выходы вертикальных линий присоединяются к излучателям, входы горизонтальной и наклонных линий представляют собой входы антенны. Свободные концы линий нагружены на согласованные поглотители. Пусть источник колебаний подключен к входу 1 антенной системы. Высокочастотная мощность распространяется по горизонтальной линии передачи, частично отдаваясь в каждом пересечении в сторону излучателей. Излучатели оказываются возбужденными с линейным фазовым распределением. Коэффициент замедления фазовой скорости возбуждения зависит от длины линий задержки (фиксированных фазосдвигателей), установленных на

входах излучателей. Если коэффициенты связи в направленных ответвителях одинаковы, то амплитудное распределение возбуждения экспоненциально спадает к правому концу решетки, причем некоторая часть мощности (10—20%) поглощается в оконечной нагрузке. Вся остальная мощность идет на формирование остронаправленного излучения с ориентацией главного максимума в

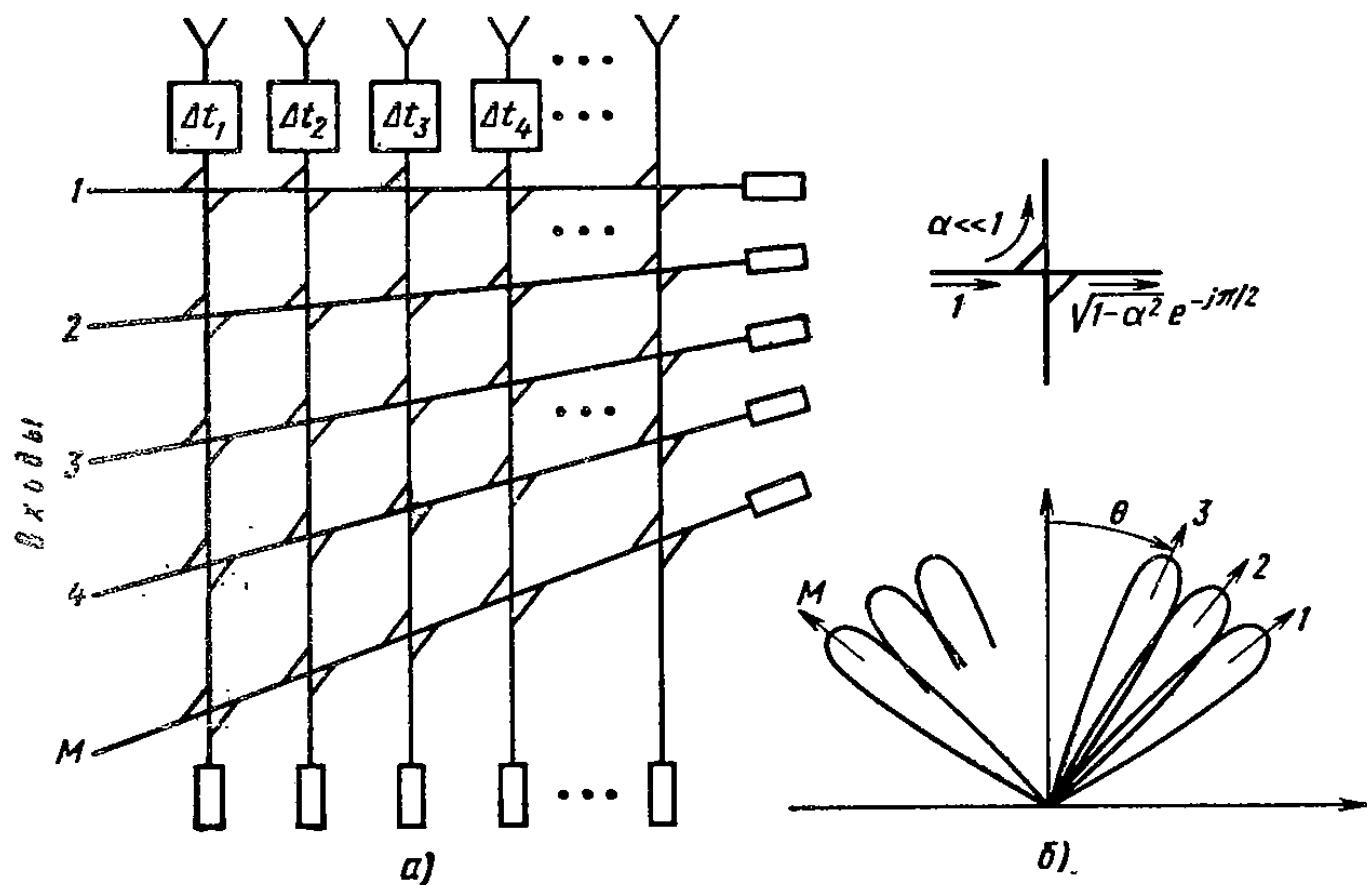


Рис. 15.9. Многолучевая антенная решетка с последовательным питанием

направлении 1 (рис. 15.9, б), а другие входы антенной системы и остальные согласованные нагрузки остаются невозбужденными. Таким образом, с входа 1 многолучевая антенна работает как простая линейная решетка, питаемая по последовательной схеме от горизонтальной линии передачи через направленные ответвители.

Пусть теперь источник колебаний подключен к входу 2. Так как идущий от входа 2 тракт имеет наклон по отношению к первому тракту, то на излучателях решетки создается распределение возбуждения с иным коэффициентом замедления фазовой скорости, поскольку возбуждения левых излучателей происходит с дополнительным запаздыванием по отношению к правым излучателям. Поэтому в пространстве появляется остронаправленное излучение с ориентацией главного максимума в направлении 2 (рис. 15.9, б).

При возбуждении входа 2 мощность, распространяющаяся в вертикальных линиях передачи в сторону излучателей, проходит через ряд направленных ответвителей верхнего этажа ДОС. С первого взгляда это должно ослабить мощность, поступающую к излу-

чателям, а кроме того, должна появиться волна, движущаяся вправо в горизонтальном тракте верхнего этажа, часть мощности которой может теряться в нагрузке. На этом основании можно было бы ожидать ухудшения КПД второго луча по отношению к первому и точно так же третьего по отношению ко второму и т. д. Однако имеется благоприятный фактор, который мешает проявлению этих нежелательных последствий. Горизонтальные тракты верхних этажей возбуждаются одновременно многими расфазированными сигналами нижних этажей, причем расфазирование вызвано взаимным наклоном соседних горизонтальных линий. При достаточном смещении максимумов соседних лучей (не менее ширины одного луча по половинной мощности) суммы ответвившихся расфазированных сигналов в согласованных нагрузках верхних этажей оказываются близкими нулю. Поэтому верхние этажи практически не уменьшают мощности, идущей к излучателям от нижних этажей, и только создают небольшие искажения амплитудно-фазового распределения возбуждения излучателей решетки. Расчеты показывают, что вследствие влияния верхних этажей амплитудное распределение в раскрыве решетки для всех входов, кроме верхнего, выравнивается, а фазовая ошибка, т. е. отклонение фазы от линейного закона, хотя и увеличивается для нижних входов, но все же остается незначительной.

Аналогичное рассмотрение можно провести для каждого последующего входа.

Итак, с помощью последовательной ДОС имеется возможность создать систему одновременно существующих и не взаимодействующих между собой остронаправленных лучей, причем их число не должно превышать числа элементов решетки (во избежание снижения КПД схемы). Известны примеры применения многолучевых решеток с последовательными ДОС в аэродромных радиолокационных станциях определения высоты самолетов (в секторе углов места $0,5 - 40^\circ$ располагается до 110 независимых лучей). Преимуществом последовательной ДОС является возможность ее реализации при любом числе элементов решетки и такого подбора длин линий на входах излучателей и между направлениями ответителями, при котором направления лучей оказываются не зависящими от частоты. Недостатком последовательной ДОС является слишком большое число направленных ответителей и снижение КПД из-за потерь мощности в нагрузках.

Параллельная диаграммообразующая схема (матрица Батлера). Для этой ДОС характерно, что прохождение высокочастотной мощности от каждого входа многолучевой антенны к излучателям решетки напоминает прохождение мощности в схеме двоично-этажного питания, т. е. в «елочке». Проще всего уяснить принцип действия параллельной ДОС на конкретном примере, ограничив число излучателей эквидистантной линейной решетки восемью (рис. 15.10, а, б). Основными «строительными элементами» ДОС

являются квадратурные 3-дБ направленные ответители. В каждом ответителе мощность с любого нижнего входа поровну распределяется между верхними входами с дополнительной задержкой по фазе $\pi/2$ при прохождении мощности «по диагонали» ответителя. Наряду с ответителями в параллельной ДОС используются также фиксированные фазосдвигатели (линии задержки), показанные квадратиками с вписанной в них величиной фазовой

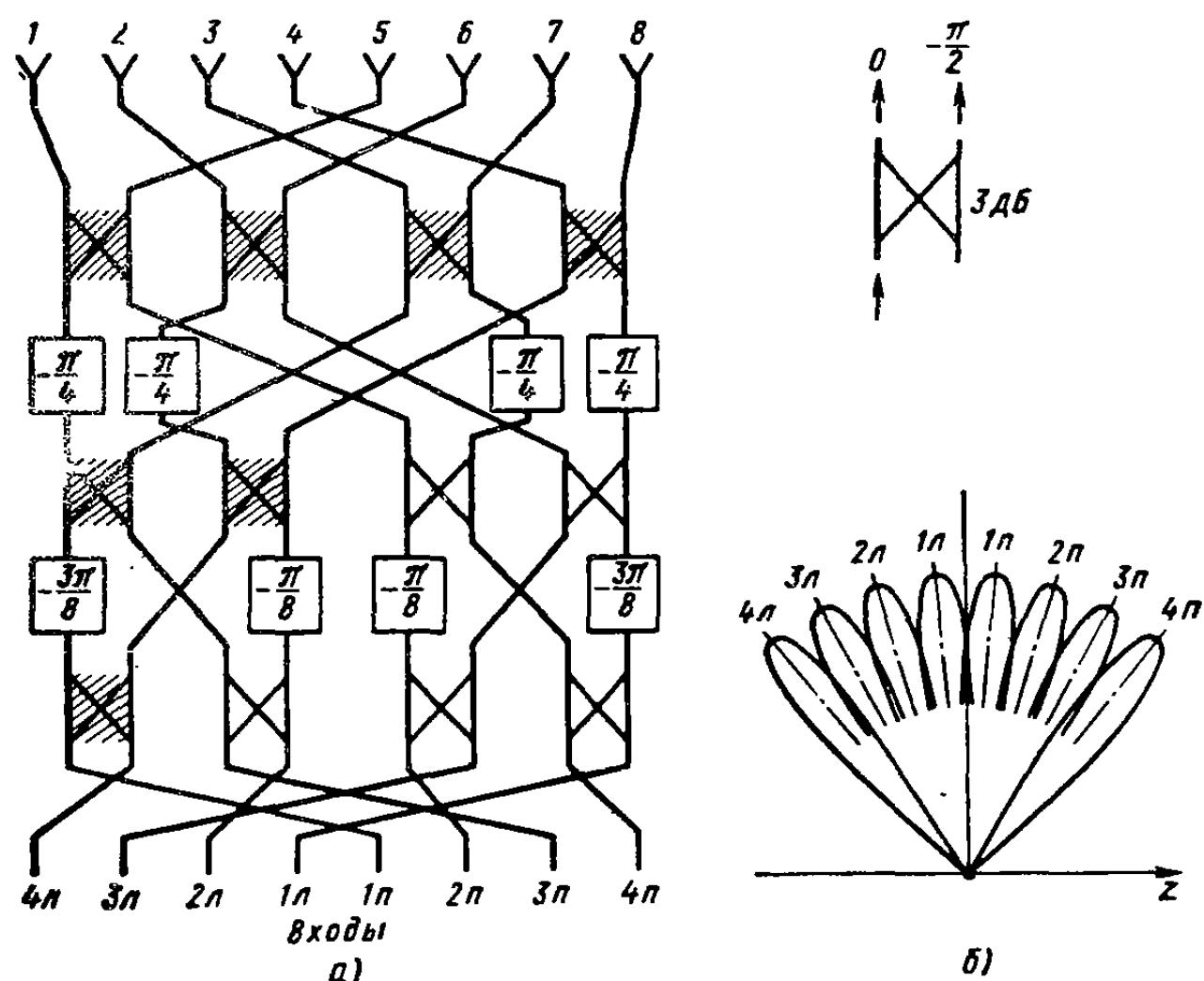


Рис. 15.10. Многолучевая аитенна решетка с параллельным питанием

задержки в радианах. Электрические длины всех остальных отрезков линий передачи для простоты можно условно считать нулевыми. Осуществляя мысленно подачу колебаний ВЧ на любой вход ДОС и прослеживая пути движения мощности к каждому излучателю решетки, можно легко найти возникающие амплитудо-фазовые распределения возбуждения. Для примера на рис. 15.10, *a* заштрихованы ответители, через которые мощность к излучателям передается при возбуждении входов с номерами 1п и 4л. Во всех случаях мощность делится поровну между всеми излучателями решетки и все нижние входы оказываются развязанными между собой и согласованными (если пренебречь возможными отражениями от излучателей). На излучателях создаются линейные фазовые распределения возбуждения, приведенные в табл. 15.1, для

поочередного возбуждения четырех правых входов ДОС. В последнем столбце табл. 15.1 указаны значения фазового сдвига $\Delta\Phi_m$ между двумя любыми соседними излучателями. Распределения фаз для левых входов легко устанавливаются из условия симметрии правой и левой половин ДОС.

Таблица 15.1

Номер входа m	Номер излучателя n								$\Delta\Phi_m$
	1	2	3	4	5	6	7	8	
1	$-\frac{5}{8}\pi$	$-\frac{6}{8}\pi$	$-\frac{7}{8}\pi$	$-\frac{8}{8}\pi$	$-\frac{9}{8}\pi$	$-\frac{10}{8}\pi$	$-\frac{11}{8}\pi$	$-\frac{12}{8}\pi$	$\frac{\pi}{8}$
2	$-\frac{5}{8}\pi$	$-\frac{8}{8}\pi$	$-\frac{11}{8}\pi$	$-\frac{14}{8}\pi$	$-\frac{1}{8}\pi$	$-\frac{4}{8}\pi$	$-\frac{7}{8}\pi$	$-\frac{10}{8}\pi$	$\frac{3}{8}\pi$
3	$-\frac{6}{8}\pi$	$-\frac{11}{8}\pi$	$-\frac{16}{8}\pi$	$-\frac{5}{8}\pi$	$-\frac{10}{8}\pi$	$-\frac{15}{8}\pi$	$-\frac{4}{8}\pi$	$-\frac{9}{8}\pi$	$-\frac{5}{8}\pi$
4	$-\frac{8}{8}\pi$	$-\frac{15}{8}\pi$	$-\frac{6}{8}\pi$	$-\frac{13}{8}\pi$	$-\frac{4}{8}\pi$	$-\frac{11}{8}\pi$	$-\frac{2}{8}\pi$	$-\frac{9}{8}\pi$	$\frac{7}{8}\pi$

Множитель направленности при возбуждении входа параллельной ДОС с номером m имеет вид

$$F_m = \frac{\sin \Psi_m}{N \sin (\Psi_m/N)}, \quad \Psi_m = 0,5N\beta d \left(\cos \theta - \frac{\Delta\Phi_m}{\beta d} \right),$$

где N — число излучателей; d — шаг решетки; $\beta = 2\pi/\lambda$; θ — угол, отсчитываемый от оси решетки. Фазовый сдвиг между соседними излучателями в общем случае определяется формулой $\Delta\Phi_m = \pm[\pi + 2\pi(m-1)]/N$, $m=1, 2, \dots, N/2$, где знак «+» берется для правых входов и знак «—» — для левых. Положения максимумов излучения отдельных лучей находятся из соотношения $\cos \theta_m = \Delta\Phi_m / (\beta d)$. Пользуясь приведенными формулами, можно установить, что любые два луча пересекаются между собой на уровне $2/\pi$, или $-3,92$ дБ. Положение лучей 8-элементной решетки схематично показано на рис. 15.10, б.

Параллельная ДОС выгодно отличается от последовательной, во-первых, принципиальным отсутствием поглощающих элементов, во-вторых, идеальными равнамплитудными и линейными фазовыми распределениями возбуждения, в-третьих, гораздо меньшим числом направленных ответвителей [всего $(N/2)\log_2 N$ вместо N^2 в последовательной схеме при N лучах]. Однако параллельная ДОС относительно проста только при числе элементов решетки, $N=2^p$, где p — целое число. Определенным недостатком параллельной схемы является также изменение положения лучей в пространстве при изменении частоты.

Интересна аналогия между графом прохождения сигналов в параллельной ДОС и графом выполнения вычислительных операций в алгоритмах быстрого преобразования Фурье. Изучение свойств параллельной ДОС позволяет лучше уяснить идеи, лежащие в основе алгоритма быстрого преобразования Фурье. С другой стороны, разнообразные реализации этих алгоритмов, в том числе с основанием, отличным от двойки, подсказывают способы построения параллельных ДОС. Существует и более общая матричная теория многолучевых антенных решеток [15], определяющая общие способы построения реактивных ДОС для произвольной системы взаимодействующих излучателей. Оказывается, что в многолучевой антенне без потерь с развязанными и согласованными входами для отдельных лучей могут быть реализованы только ортогональные между собой ДН отдельных каналов:

$$\int_{\Omega=4\pi} \mathbf{F}_m \mathbf{F}_{m'}^* d\Omega = \begin{cases} 0 & \text{при } m \neq m', \\ 4\pi/D_m & \text{при } m = m', \end{cases}$$

где m и m' — номера лучей; D_m — КНД луча с номером m ; $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$.

§ 15.5. АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ С ЧАСТОТНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ

При частотном способе сканирования фазовые сдвиги возбуждения излучателей и направление луча решетки регулируются с помощью изменения частоты колебаний. Наиболее распространенной частотно-сканирующей антенной является эквидистантная линейная антenna решетка с последовательной схемой возбуждения элементов (рис. 15.11). Мощность к излучателям отводится небольшими дозами из точек главного тракта, отстоящих одна от

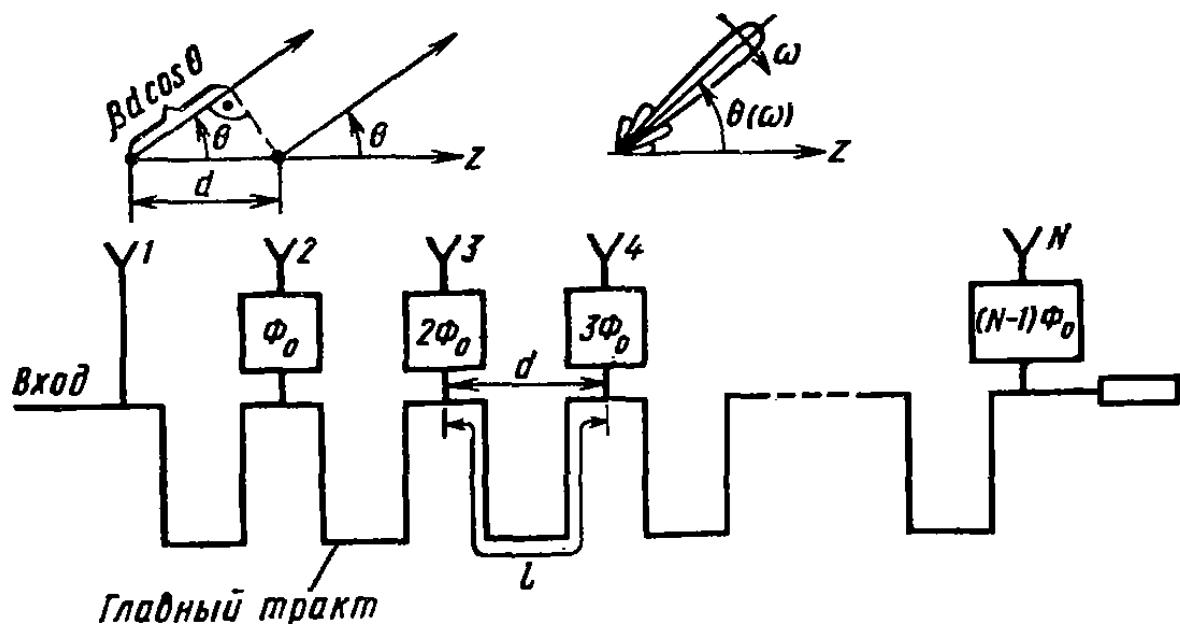


Рис. 15.11. Линейная антenna решетка с частотным сканированием

другой на расстояние l ; на конце главного тракта для поддержания режима бегущей волны включена согласованная нагрузка. На рис. 15.11 в линиях, идущих к излучателям, находятся фиксированные частотно-независимые фазосдвигатели, учитывающие способ связи излучателя с трактом. Если излучатели одинаковы и одинаково связаны с трактом, то фиксированные фазосдвигатели исключаются из схемы. Они появляются, например, когда главный тракт перекреивается между соседними элементами или когда соседние щели в прямоугольном волноводе возбуждаются переменно-фазно.

Излучатели решетки располагаются вдоль оси z с шагом d , причем исходя из условия отсутствия побочных главных максимумов (см. § 11.6) величина d должна удовлетворять неравенству $d < \lambda_{\min} / (1 + |\cos \theta_{1,2}|)$, где $\theta_{1,2}$ — угловые границы сектора сканирования при изменении частоты; λ_{\min} — минимальная длина волны в свободном пространстве.

Частотно-зависимый фазовый сдвиг возбуждения пары соседних излучателей определяется электрическим запаздыванием волны в главном тракте на длине l : $\Delta\Phi(\omega) = \beta(\omega)l = \omega l / v_\phi(\omega)$, где $\beta(\omega)$ — зависящий от частоты коэффициент фазы в главном тракте; $v_\phi(\omega)$ — фазовая скорость в главном тракте. Строгий расчет зависимости $\beta(\omega)$ должен учитывать нагрузку тракта излучателями и взаимодействие излучателей между собой по свободному пространству и тракту. Однако при большом числе излучателей каждый из них отбирает из тракта малую часть распространяющейся мощности и поэтому почти не влияет на фазовую скорость. Тогда можно считать, что зависимость $\beta(\omega)$ такая же, как в регулярном тракте без излучателей.

На любой частоте максимальное излучение решетки получается в направлении $\theta(\omega)$, в котором пространственная разность хода $\beta_0 d \cos \theta$ от пары соседних элементов равна фазовой задержке возбуждения на длине главного тракта l с учетом дополнительного фазового сдвига Φ_0 в устройствах связи и за вычетом несущественного фазового сдвига, кратного 2π . Это выражается равенством

$$\beta_0 d \cos [\theta(\omega)] = \beta(\omega)l + \Phi_0 - 2\pi M, \quad M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (15.6)$$

С увеличением частоты фазовый сдвиг $\beta(\omega)l$ увеличивается быстрее, чем $\beta_0 d$, и это в соответствии с (15.6) должно приводить к росту $\cos [\theta(\omega)]$, т. е. к отклонению луча в сторону от входа антенны.

Скорость изменения положения главного максимума в пространстве при изменении частоты называют *углочастотной чувствительностью* антенны. Чтобы вычислить углочастотную чувствительность, продифференцируем выражение (15.6) по частоте. Принимая во внимание соотношения:

- 1) $\beta_0 = \omega/c$, где c — скорость света в пространстве;
- 2) $\beta = \omega/v_\phi$, где v_ϕ — фазовая скорость волны в главном тракте;

3) $\partial\beta(\omega)/\partial\omega = (\partial\omega/\partial\beta)^{-1} = 1/v_{\text{grp}}$, где v_{grp} — групповая скорость распространения волны в главном тракте, — и выполняя несложные тождественные преобразования, получаем углочастотную чувствительность:

$$\partial\theta / \frac{\partial\omega}{\omega} = \omega \frac{\partial\theta}{\partial\omega} = \frac{0,573}{\sin\theta} \left(\cos\theta - \frac{l}{d} \frac{c}{v_{\text{grp}}} \right).$$

В этой формуле коэффициент 0,573 введен для перехода от размernости радиан на относительное изменение частоты к более удобным единицам градус на процент изменения частоты. Углочастотная чувствительность максимальна, когда направление максимального излучения совпадает с нормалью к оси решетки:

$$\omega \left| \frac{\partial\theta}{\partial\omega} \right|_{\max} = 0,573 \frac{l}{d} \frac{c}{v_{\text{grp}}}.$$

Современные генераторы СВЧ без особых затруднений допускают перестройку частоты в пределах 10 %. Чтобы при таком изменении частоты осуществить перемещение луча в широком секторе углов, углочастотная чувствительность должна быть равна 5—10 град/% и выше. Повысить углочастотную чувствительность можно двумя способами: 1) применяя обычный тракт без сильной частотной дисперсии и используя большое отношение l/d , скажем, больше пяти; 2) выбирая $l/d \approx 1$ и используя в главном тракте какую-либо замедляющую систему с большим коэффициентом замедления групповой скорости распространения, например $c/v_{\text{grp}} > 5$. Можно показать, что это имеет место при повышенной дисперсии (сильная зависимость фазовой скорости от частоты в главном тракте) или же при заполнении главного тракта диэлектриком с высокой проницаемостью. Оказывается, что любой способ повышения углочастотной чувствительности приводит к увеличению омических потерь мощности в главном тракте, а второй способ (т. е. увеличение c/v_{grp}) сопровождается также снижением электрической прочности антенны. Поэтому при выборе типа и размеров главного тракта частотно-сканирующей антенны приходится принимать компромиссное решение, ведущее к удовлетворительным результатам как в смысле допустимых размеров главного тракта, так и в смысле КПД антенны и пропускаемой мощности.

При проектировании частотно-сканирующей антенны вначале обычно выбирают тип главного тракта и приблизительное отношение l/d исходя из требуемой углочастотной чувствительности и находят присущую этому тракту частотную зависимость $\beta(\omega)$. Затем с помощью соотношения (15.6) выбирают такие конкретные значения d , l и Φ_0 , чтобы на центральной частоте диапазона перестройки генератора луч решетки был ориентирован в нужном направлении, и уточняют зависимость углового положения луча от частоты.

Непосредственное присоединение излучателей к главному тракту может приводить к нежелательным последствиям. В частности,

затрудняется согласование главного тракта при прохождении основного лепестка ДН через нормаль к поверхности решетки, когда отражения от всех излучателей складываются в главном тракте синфазно (эффект «нормали»). Кроме того, наблюдаются искажения амплитудно-фазового распределения возбуждения из-за взаимодействия излучателей. Поэтому часто осуществляют отвод мощности из главного тракта к излучателям с помощью направленных ответвителей. При включении согласованной нагрузки в свободное плечо каждого направленного ответвителя указанные недостатки устраняются в результате поглощения мощности, отражающейся от входов излучателей.

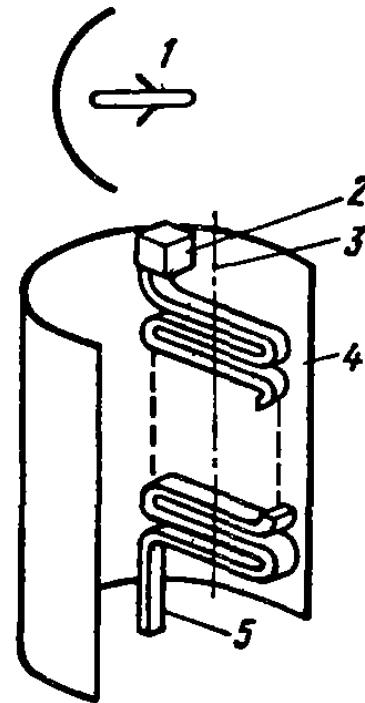


Рис. 15.12. Возбуждение параболоцилиндрического зеркала линейным источником с частотным сканированием:

1 — рупор; 2 — нагрузка; 3 — фокальная ось; 4 — зеркало; 5 — главный тракт

Эскиз одной из практических конструкций частотно-сканирующей антенны показан на рис. 15.12. В этой антенне формирование ДН в плоскости частотного сканирования осуществляется линейной решеткой, а в перпендикулярной плоскости луч формируется за счет оптических свойств параболического цилиндра. Излучателями являются наклонные щели в узкой стенке прямоугольного волновода, которому для увеличения углочастотной чувствительности придана змейкообразная форма. Мощность, излучаемая щелями, направляется на параболической отражатель небольшим рупором, который показан условно только на одной проекции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Можно сказать, что в настоящее время техника антенн и устройств СВЧ достигла определенного «уровня зрелости». Развитие ее идет не по пути создания принципиально новых типов антенн и элементов тракта, а в основном по пути улучшения электрических характеристик, совершенствования конструкций и технологии производства и расширения областей применения, в частности в результате освоения диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн.

Наиболее динамично развиваются многоэлементные антенные системы на основе фазированных антенных решеток (ФАР). Возрастает «интеллектуальность» ФАР, под которой понимается способность одновременно решать ряд задач: обзор и поиск целей, опознавание и сопровождение обнаруженных целей, адаптивное подавление естественных или искусственно созданных помех и т. д. Становится доминирующим взгляд на многоэлементную антенно-фидерную систему как на главную и определяющую часть системы пространственной обработки сигналов.

Интенсивно разрабатывается новая элементная база ФАР: излучающие элементы, распределители мощности, фазовращатели, устройства встроенного контроля функционирования элементов и т. д. Развивается теория и совершенствуются конструкции конформных ФАР, естественно вписываемых в контуры объектов, для которых они предназначены. Наряду с общетеоретическими задачами синтеза оптимальных амплитудно-фазовых распределений возбуждения ФАР (или, что то же самое, весовых коэффициентов для линейной обработки сигналов отдельных излучателей) важное значение приобретают разработка схем и создание алгоритмов управления ФАР в реальном времени, в частности алгоритмов адаптации к изменяющейся помеховой обстановке.

Устойчивой тенденцией развития устройств СВЧ, входящих в ФАР, является увеличение их плотности компоновки. Намечается переход к полосковым конструкциям на гибкой рулонной ленте, помещаемой между слоями сотового диэлектрика. В таких конструкциях полосковые излучатели удачно объединяются без промежуточных разъемов с системой фазовращателей и распределительными цепями возбуждения.

Еще одним быстро прогрессирующим направлением антенной техники является создание гибридных зеркальных антенн, сочетающих зеркала больших электрических размеров (более 50 длин волн) и облучающую antennную решетку с небольшим числом элементов (не более 100), располагаемую вблизи фокальной области

зеркала. Антенны такого типа перспективны, например, в системах космической связи через геостационарные ИСЗ, на борту которых необходимо формировать систему остронаправленных лучей. При этом должна сохраняться возможность наведения каждого луча — шириной в доли градуса — на нужного корреспондента.

К числу основных теоретических проблем при создании гибридных зеркальных антенн относятся выбор наилучшего взаимного расположения зеркал и облучающей решетки и синтез оптимальных амплитудно-фазовых распределений в облучающей решетке с целью получения требуемых диаграмм направленности изменяемой формы при одновременной максимизации коэффициента усиления антennы. Особенностью конструкций бортовых гибридных зеркальных антенн для геостационарных ИСЗ является широкое применение новых легких и высокопрочных конструкционных материалов, например углепластов, и возможность доставки антенной системы в космос в сложенном (упакованном) состоянии с последующим развертыванием.

Успешная разработка современных антенн и устройств СВЧ немыслима без автоматизации процессов проектирования и экспериментальных исследований и испытаний. Развитые в последние годы численные методы решения электродинамических задач позволяют в ряде случаев существенно повысить точность расчетов антенн и устройств СВЧ и тем самым сократить объем экспериментальных исследований. Однако создаваемые системы автоматизированного проектирования антенн и устройств СВЧ еще далеки от завершения из-за многообразия применяемых конструкций устройств в различных диапазонах длин волн и множества существующих технологий изготовления.

Особое внимание при создании антенн уделяется в настоящее время автоматизации экспериментальных исследований. Быстро развиваются и совершенствуются новые методы измерений: по ближнему полю в раскрыте антены или в промежуточной области, с помощью специально сконструированных источников плоской электромагнитной волны — так называемых коллиматоров, по внеземным источникам радиоизлучения — радиоастрономический метод, по источникам, размещенным на летающих объектах, — абсолютный метод. Возрастают требования к качеству измерений, в частности до 50—60 дБ увеличивается динамический диапазон определения боковых лепестков диаграмм направленности. Стремление минимизировать взаимные помехи стимулирует создание специальных экранированных и безэховых измерительных помещений.

Главным направлением автоматизации измерений является применение программно-управляемых с помощью ЭВМ и микропроцессоров разветвленных измерительных комплексов. Важная роль принадлежит здесь стандартизации измерений и созданию соответствующих эталонов антенн и образцовых измерительных

установок. Переход на автоматизированный контроль при приемо-сдаточных испытаниях антенн и устройств СВЧ ведет в перспективе к снижению себестоимости изделий на 20—25 %.

Техника антенн и устройств СВЧ — быстро развивающаяся область современной радиоэлектроники. Развитию ее способствуют совместные усилия специалистов по прикладной электродинамике, системотехнике, радиотехническим устройствам, электронике, автоматике, метрологии, конструированию и технологиям производства и др. Можно с уверенностью сказать, что дальнейшее развитие теории и техники антенн и устройств СВЧ позволит успешно решить многие задачи, связанные с созданием системы глобальной радиосвязи, получением информации об окружающей среде и удаленных объектах, освоением космоса, беспроволочной передачей энергии на значительные расстояния, медицинской диагностикой, лечением ряда заболеваний и др.

ПРИЛОЖЕНИЕ. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН И УСТРОЙСТВ СВЧ

Уравнения Максвелла и потенциалы поля. Теория антенн и устройств СВЧ базируется на основных уравнениях электродинамики — уравнениях Максвелла. Для однородной и изотропной среды, в некоторых областях которой задано распределение возбуждающих электрических и магнитных токов с временной зависимостью $\exp(j\omega t)$, уравнения Максвелла в дифференциальной форме имеют вид

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \dot{\mathbf{H}} &= j\omega \dot{\epsilon}_a \dot{\mathbf{E}} + \dot{\mathbf{j}}^e, \\ \operatorname{rot} \dot{\mathbf{E}} &= -j\omega \dot{\mu}_a \dot{\mathbf{H}} - \dot{\mathbf{j}}^m. \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

Здесь $\dot{\mathbf{E}}$ и $\dot{\mathbf{H}}$ — векторы комплексных амплитуд напряженностей электрического поля (В/м) и магнитного поля (А/м);

$$\dot{\epsilon}_a = \epsilon_0 \epsilon \left(1 - j \frac{\sigma^e}{\omega \epsilon_a} \right), \quad \dot{\mu}_a = \mu_0 \mu \left(1 - j \frac{\sigma^m}{\omega \mu_a} \right)$$

— комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды [для вакуума $\epsilon_0 = 10^{-9}/(36\pi) \text{ Ф/м}$; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$]; σ^e и σ^m — удельные объемные электрическая и магнитная проводимости среды (соответственно См/м и Ом/м); $\dot{\mathbf{j}}^e$ и $\dot{\mathbf{j}}^m$ — векторы комплексных амплитуд объемных плотностей сторонних электрических и магнитных токов (соответственно А/м^2 и В/м^2). Магнитные токи являются фиктивными, поскольку магнитных зарядов в природе пока не обнаружено, однако их введение в уравнения значительно упрощает расчеты многих устройств, например щелевых антенн.

К уравнениям (П.1) обычно еще добавляются уравнения

$$\operatorname{div} \dot{\mathbf{E}} = \dot{\rho}^e / \dot{\epsilon}_a, \quad \operatorname{div} \dot{\mathbf{H}} = \dot{\rho}^m / \dot{\mu}_a. \quad (\text{П.2})$$

где $\dot{\rho}^e$ и $\dot{\rho}^m$ — объемная плотность электрических и магнитных зарядов соответственно. Уравнения (П.2) являются следствием уравнений (П.1), так как имеют место уравнения непрерывности электрических и магнитных токов

$$\operatorname{div} \dot{\mathbf{j}}^e + j\omega \dot{\rho}^e = 0, \quad \operatorname{div} \dot{\mathbf{j}}^m + j\omega \dot{\rho}^m = 0. \quad (\text{П.3})$$

Из уравнений (П.3) следует, что при определении полей можно исходить только из наличия токов, поскольку заряды определяются сразу, как только задается распределение токов.

Для решения уравнений Максвелла (П.1) в случае однородной среды обычно вводят два вспомогательных векторных поля: векторный потенциал электрических токов $\dot{\mathbf{A}}^e$ и векторный потенциал магнитных токов $\dot{\mathbf{A}}^m$. Векторы напряженностей полей определяются через эти потенциалы следующим образом:

$$\dot{\mathbf{H}} = \operatorname{rot} \dot{\mathbf{A}}^e - j\omega \dot{\epsilon}_a \dot{\mathbf{A}}^m + [1/(j\omega \dot{\mu}_a)] \operatorname{grad} \operatorname{div} \dot{\mathbf{A}}^m, \quad (\text{П.4})$$

$$\dot{\mathbf{E}} = -\operatorname{rot} \dot{\mathbf{A}}^m - j\omega \dot{\mu}_a \dot{\mathbf{A}}^e + [1/(j\omega \dot{\epsilon}_a)] \operatorname{grad} \operatorname{div} \dot{\mathbf{A}}^e.$$

Заметим, что в ряде руководств используются потенциалы $\dot{\mathbf{A}}^e$ и $\dot{\mathbf{A}}^m$, отличающиеся от приведенных здесь дополнительными множителями $\dot{\mu}_a$ и $\dot{\epsilon}_a$. Эти множители постоянны, так как среда при введении потенциалов предполагается однородной. При отказе от множителей $\dot{\mu}_a$ и $\dot{\epsilon}_a$ не теряются преимущества, предоставляемые потенциалами, однако упрощаются расчетные соотношения.

При подстановке (П.4) в (П.1) получаются следующие векторные неоднородные уравнения Гельмгольца относительно потенциалов:

$$\nabla^2 \vec{A}^e + \dot{\gamma}^2 \vec{A}^e = -\vec{j}^e, \quad \nabla^2 \vec{A}^m + \dot{\gamma}^2 \vec{A}^m = -\vec{j}^m, \quad (\text{П.5})$$

где $\dot{\gamma} = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a} = \beta$ — коэффициент распространения. Таким образом, интегрирование уравнений Максвелла сводится к нахождению решений векторных неоднородных уравнений (П.5).

Единственность решения и граничные условия. Решения уравнений Максвелла являются единственными, если они: 1) являются конечными во всех областях, не содержащих б-образных источников; 2) удовлетворяют условиям излучения на бесконечности; 3) удовлетворяют соответствующим граничным условиям на поверхностях раздела сред; 4) удовлетворяют специальным условиям на острых ребрах и изломах поверхностей тел (при стремлении точки наблюдения к острым изломам поверхностей раздела сред некоторые компоненты поля должны стремиться к бесконечности строго определенным образом).

На поверхности раздела двух однородных сред с вектором единичной нормали n (рис. П.1) граничные условия сводятся к равенствам

$$[n, \vec{E}_1] = [n, \vec{E}_2], \quad [n, \vec{H}_1] = [n, \vec{H}_2], \\ n\vec{D}_1 = n\vec{D}_2, \quad n\vec{B}_1 = n\vec{B}_2,$$

выражающим непрерывность касательных составляющих напряженностей полей \vec{E} и \vec{H} и непрерывность нормальных составляющих векторов индукций $\vec{D} = \epsilon_a \vec{E}$ и $\vec{B} = \mu_a \vec{H}$.

При наличии на границе раздела S поверхностных токов и зарядов граничные условия принимают вид

$$[n, (\vec{H}_1 - \vec{H}_2)] = \vec{J}_S^e, \quad [n, (\vec{E}_1 - \vec{E}_2)] = -\vec{j}_S^m, \\ n(\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \vec{p}_S^e, \quad n(\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = \vec{p}_S^m. \quad (\text{П.6})$$

Из (П.6) следует, что на поверхности идеального проводника

$$[n, \vec{E}_1] = 0, \quad [n, \vec{H}_1] = \vec{J}_S^e, \quad n\vec{D}_1 = \vec{p}_S^e.$$

Неидеальный электрический проводник ($\sigma_2^e \gg \omega \epsilon_{a2}$) характеризуется глубиной проникновения электромагнитного поля $\delta = [2/(\omega \mu_{a2} \sigma_2^e)]^{1/2}$. Если радиус кривизны поверхности неидеального проводника во много раз превышает величину δ , то справедливо приближенное граничное условие Леонтьевича: $[n, \vec{E}_1] = -Z_c^M [n, \vec{H}_1]$, где $Z_c^M \approx (j\omega \mu_{a2} / \sigma_2^e)^{1/2}$ — комплексное характеристическое сопротивление проводника.

Условия излучения на бесконечности сводятся к тому, что электромагнитное возмущение от возбуждающих источников должно удаляться на бесконечность в виде бегущих волн. При этом не должно быть волн, движущихся из бесконечности к возбуждающим источникам.

Теорема Умова — Пойнтинга. Эта теорема имеет важное значение при расчете энергетических характеристик устройств СВЧ и антенн. В комплексной форме теорема Умова — Пойнтинга сводится к соотношению

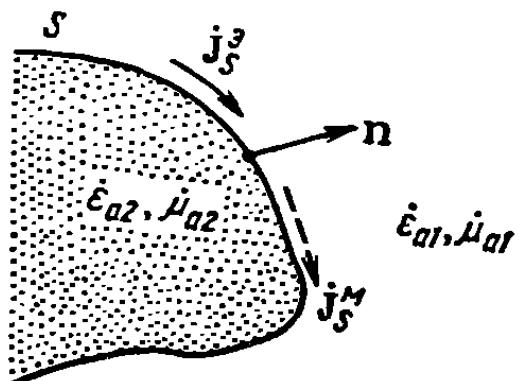


Рис. П.1. Граница раздела двух сред

$$\frac{1}{2} \int_S [\dot{\mathbf{E}}, \dot{\mathbf{H}}^*] n dS + j\omega \int_V \left\{ \frac{\mu_a}{2} |\dot{\mathbf{H}}|^2 - \left(\frac{\epsilon_a}{2} \right) |\dot{\mathbf{E}}|^2 \right\} dV + \\ + \int_V \frac{\sigma^3}{2} |\dot{\mathbf{E}}|^2 dV = \frac{1}{2} \int_V (-j^M \dot{\mathbf{H}}^* - j^{e*} \dot{\mathbf{E}}) dV, \quad (\text{П.7})$$

где n — внешняя нормаль к поверхности S , охватывающей объем V , содержащий возбуждающие источники.

Правая часть уравнения (П.7) определяет комплексную мощность, отбираемую от генераторов. Первый член в левой части уравнения равен комплексной мощности, выходящей из объема V , второй член определяет реактивную мощность в объеме V и третий член — мощность, выделяемую в объеме V в виде тепла. Плотность потока мощности, выходящей из объема V , определяется комплексным вектором Пойиттига $\dot{\mathbf{P}} = [\dot{\mathbf{E}}, \dot{\mathbf{H}}^*]/2$. Здесь, как и в (П.7), коэффициент $1/2$ предусмотрен для перехода от амплитудных значений к действующим.

Принцип перестановочной двойственности. Рассмотрим уравнения Максвелла при наличии только объемной плотности электрических сторонних токов и при наличии только объемной плотности магнитных сторонних токов. Легко убедиться, что эти уравнения (а также уравнения для векторных потенциалов и их решения) преобразуются из один в другой, если применить перестановки

$$\dot{\mathbf{E}} \leftrightarrow \dot{\mathbf{H}}, \quad \dot{\mathbf{e}}_a \leftrightarrow -\dot{\mu}_a, \quad \mathbf{j}^e \leftrightarrow -\mathbf{j}^M, \quad (\dot{\mu}_a/\dot{\epsilon}_a)^{1/2} \leftrightarrow -(\dot{\epsilon}_a/\dot{\mu}_a)^{1/2}, \quad (\text{П.8})$$

которые и составляют суть принципа.

Применение принципа перестановочной двойственности избавляет от необходимости решения ряда электродинамических задач. Например, если найдено электромагнитное поле сторонних электрических токов с заданным распределением, то не надо решать задачу определения поля, возбуждаемого сторонними магнитными токами с таким же распределением,— достаточно применить принцип перестановочной двойственности.

Не следует забывать, что взаимные замены полей $\dot{\mathbf{E}}$ и $\dot{\mathbf{H}}$ должны быть одновременно сделаны и в граничных условиях, а преобразование характеристического сопротивления среды в характеристическую проводимость должно осуществляться по правилу $(\dot{\mu}_a/\dot{\epsilon}_a)^{1/2} \leftrightarrow -(\dot{\epsilon}_a/\dot{\mu}_a)^{1/2}$, обеспечивающему сохранение направления распространения энергии.

Теорема взаимности. Эта теорема связывает электромагнитные поля $\dot{\mathbf{E}}_1, \dot{\mathbf{H}}_1$, создаваемые источниками в виде сторонних токов $\mathbf{j}_1^e, \mathbf{j}_1^M$, с электромагнитными полями $\dot{\mathbf{E}}_2, \dot{\mathbf{H}}_2$, создаваемыми источниками в виде сторонних токов $\mathbf{j}_2^e, \mathbf{j}_2^M$. Для объема V , ограниченного поверхностью S и содержащего хотя бы части обеих систем источников, наиболее общее соотношение теоремы взаимности имеет вид

$$\int_S [(\dot{\mathbf{E}}_1, \dot{\mathbf{H}}_2) - (\dot{\mathbf{E}}_2, \dot{\mathbf{H}}_1)] n dS = \int_V (\dot{\mathbf{E}}_2 \mathbf{j}_1^e - \dot{\mathbf{E}}_1 \mathbf{j}_2^e - \dot{\mathbf{H}}_2 \mathbf{j}_1^M + \dot{\mathbf{H}}_1 \mathbf{j}_2^M) dV, \quad (\text{П.9})$$

причем предполагается, что оба поля существуют в одной и той же изотропной среде. Если поверхность S охватывает обе системы источников полностью, то интеграл в левой части (П.9) оказывается равным нулю. Если поверхность S не охватывает ни одного из источников, то исчезает интеграл в правой части (П.9).

Теорема взаимности определяет свойства симметричности матриц рассеяния, сопротивлений и проводимостей взаимных многополюсников, позволяет обосновать принцип обратимости передающих и приемных антенн, а также широко используется при составлении интегральных уравнений, позволяющих находить распределения токов в излучающих системах антени.

Теорема допускает обобщение и для анизотропных сред, если предположить, что тензоры магнитной и диэлектрической проницаемости сред при переходе от поля $\dot{\mathbf{E}}_1, \dot{\mathbf{H}}_1$ к полю $\dot{\mathbf{E}}_2, \dot{\mathbf{H}}_2$ подвергаются *транспонированию* (физически это соот-

ветствует смене направления поля подмагничивания для ферритовых или плазменных анизотропных сред). Существует также усложненный вариант теоремы взаимности, когда поля $\dot{\mathbf{E}}_1$, $\dot{\mathbf{H}}_1$ и $\dot{\mathbf{E}}_2$, $\dot{\mathbf{H}}_2$ имеют разные частоты ω_1 и ω_2 .

Принцип эквивалентности источников полей позволяет заменить реальные токи, возбуждающие электромагнитное поле, более удобной системой эквивалентных поверхностных источников. Пусть поверхность S , разделяющая пространство на объемы V_1 и V_2 , полностью охватывает истинные источники, создающие электромагнитное поле $\dot{\mathbf{E}}_1$, $\dot{\mathbf{H}}_1$ (рис. П.2, а). Удалим источники из объема V_2 и постулируем существование в объеме V_2 произвольного поля $\dot{\mathbf{E}}_2$, $\dot{\mathbf{H}}_2$ (источники этого поля, удовлетворяющего уравнениям Максвелла для произвольной среды ϵ_{a2} , μ_{a2} ,

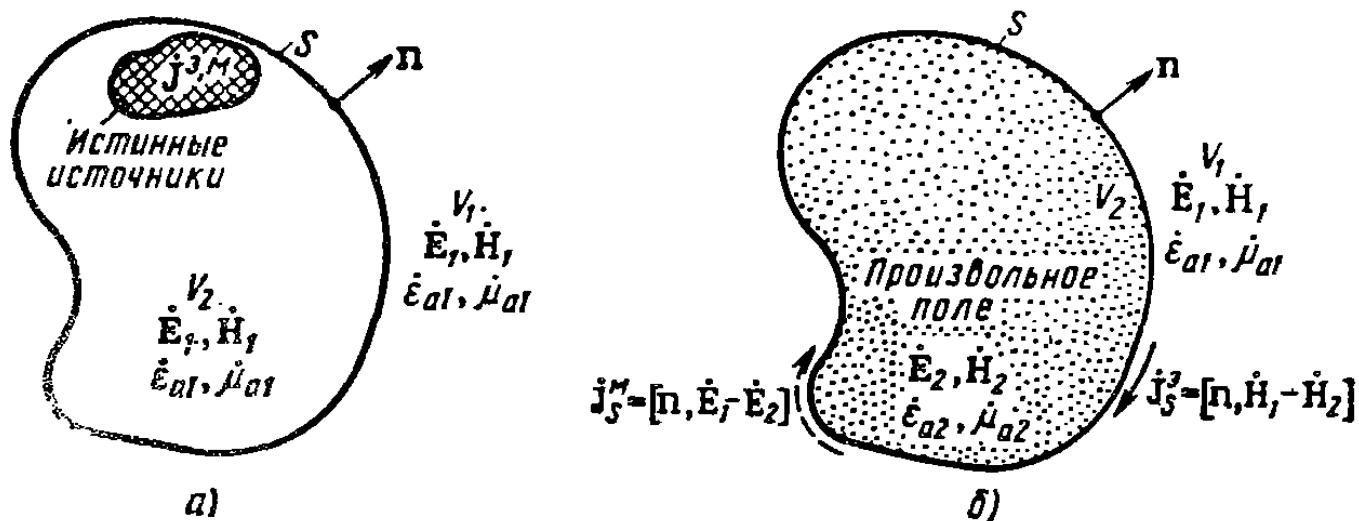


Рис. П.2. К принципу эквивалентности:

a — исходная ситуация; *b* — эквивалентная электродинамическая задача для объема V_1

находятся вне V_2). Одновременно сохраним первоначальное поле в объеме V_1 (рис. П.2, б). Чтобы сконструированное таким образом электромагнитное поле повсюду в V_1 и V_2 являлось единственным решением уравнений Максвелла, надо обеспечить «сшивание» электромагнитных полей $\dot{\mathbf{E}}_1$, $\dot{\mathbf{H}}_1$ и $\dot{\mathbf{E}}_2$, $\dot{\mathbf{H}}_2$ на поверхности раздела S с помощью граничных условий типа (П.6). Для этого приходится постулировать существование на S фиктивных поверхностных электрических и магнитных токов, определяемых по заданным полям следующим образом:

$$\mathbf{j}_S^e = [\mathbf{n}, (\dot{\mathbf{H}}_1 - \dot{\mathbf{H}}_2)], \quad \mathbf{j}_S^M = -[\mathbf{n}, (\dot{\mathbf{E}}_1 - \dot{\mathbf{E}}_2)]. \quad (\text{П.10})$$

Фиктивные поверхностные токи \mathbf{j}_S^e и \mathbf{j}_S^M могут рассматриваться как эквивалентные источники, создающие поле $\dot{\mathbf{E}}_1$, $\dot{\mathbf{H}}_1$ в объеме V_1 и поле $\dot{\mathbf{E}}_2$, $\dot{\mathbf{H}}_2$ в объеме V_2 . Именно в этом суть принципа эквивалентности. Следует подчеркнуть, что первоначальные источники поля оказались удаленными из объема V_2 . Аналогично, удаленными из объема V_1 оказались и источники, создающие поле $\dot{\mathbf{E}}_2$, $\dot{\mathbf{H}}_2$. Важно заметить, что новое поле $\dot{\mathbf{E}}_2$, $\dot{\mathbf{H}}_2$ и среда ϵ_{a2} , μ_{a2} в объеме V_2 могут быть сформированы по усмотрению исследователя независимо от поля $\dot{\mathbf{E}}_1$, $\dot{\mathbf{H}}_1$ и среды ϵ_{a1} , μ_{a1} .

Наиболее распространены следующие способы выбора эквивалентных источников.

1. Поле $\dot{\mathbf{E}}_2$, $\dot{\mathbf{H}}_2$ постулируется нулевым, среда сохраняется без изменений, т. е. $\epsilon_{a2} \equiv \epsilon_{a1}$, $\mu_{a2} \equiv \mu_{a1}$. Тогда (П.10) принимает вид

$$\mathbf{j}_S^e = [\mathbf{n}, \dot{\mathbf{H}}_1], \quad \mathbf{j}_S^M = -[\mathbf{n}, \dot{\mathbf{E}}_1] \quad (\text{П.11})$$

и электромагнитное поле в объеме V_1 можно рассматривать как создаваемое

электрическими и магнитными эквивалентными токами (П.11), находящимся в однородной безграничной среде.

2. Поле \vec{E}_2 , \vec{H}_2 постулируется нулевым, среда в объеме V_2 наделяется свойствами идеального проводника. В этом случае эквивалентный электрический поверхностный ток \vec{j}_s^e оказывается «нензлучающим» (он как бы «закорачивается» внутренней средой в V_2) и поле в области V_1 можно рассматривать как создаваемое только магнитными эквивалентными токами $\vec{j}_s^m = [n, \vec{H}_1]$, однако с обязательным учетом присутствия идеально проводящего тела V_2 .

3. Поле \vec{E}_2 , \vec{H}_2 постулируется нулевым, среда в объеме V_2 наделяется свойствами идеального магнетика. В этом случае оказывается «нензлучающим» эквивалентный магнитный поверхностный ток и поле в области V_1 можно рассматривать как создаваемое только электрическими эквивалентными токами $\vec{j}_s^e = [n, \vec{H}_1]$, однако с обязательным учетом присутствия идеально магнитопроводящего тела V_2 с граничным условием $\vec{H}_t = 0$.

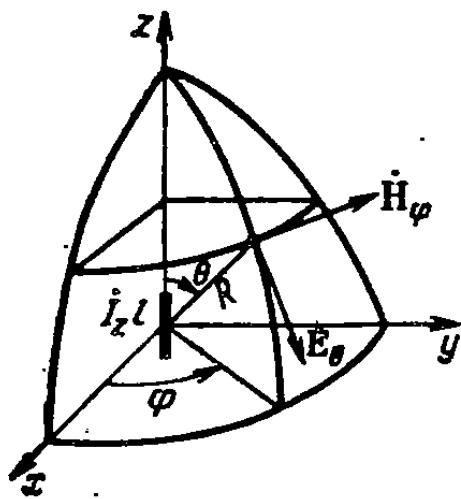


Рис. П.3. Элементарный диполь

лениям тангенциальных компонентов ближних электромагнитных полей на подходящей поверхности (плоской, цилиндрической или сферической).

Успех применения принципа эквивалентных источников в теоретических расчетах определяется возможностями нахождения распределений эквивалентных поверхностных токов на подходящих поверхностях, охватывающих реальные излучатели. Как правило, строгий расчет этих распределений оказывается слишком трудоемким, и это вынуждает прибегать к различным аппроксимациям распределений эквивалентных источников, обычно на основе представленной геометрической или физической оптики, а также на основе физических предположений о поведении ближнего поля при известной конструкции излучателя.

Излучение элементарных диполей. Элементарными источниками электромагнитного поля являются диполи — короткие ($l \ll \lambda$) элементы равномерных электрических I^e или магнитных I^m токов. В силу линейности уравнений Максвелла электромагнитное поле любой излучающей системы всегда может быть представлено в виде суперпозиции полей элементарных диполей.

При расположении диполя в начале сферической системы координат с ориентацией тока вдоль оси z (рис. П.3) строгие выражения для электромагнитного поля диполей в безграничном пространстве имеют такой вид:

$$\vec{H} = \frac{jI^e l}{2\lambda} i_\varphi \sin \theta \left[1 - \frac{j}{\beta R} \right] \frac{e^{-j\beta R}}{R}, \quad (\text{П.12a})$$

$$\vec{E} = \frac{jZ_c I^e l}{2\lambda} \left\{ i_\theta \sin \theta \left[1 - \frac{j}{\beta R} - \frac{1}{(\beta R)^2} \right] - i_R \cos \theta \left[\frac{j}{\beta R} + \frac{1}{(\beta R)^2} \right] \right\} \frac{e^{-j\beta R}}{R}$$

для электрического диполя;

$$\vec{E} = \frac{-jI^m l}{2\lambda} i_\varphi \sin \theta \left[1 - \frac{j}{\beta R} \right] \frac{e^{-j\beta R}}{R}.$$

$$\hat{\mathbf{H}} = \frac{j\hat{\mathbf{I}}^M l}{2Z_c \lambda} \left\{ \mathbf{i}_\theta \sin \theta \left[1 - \frac{j}{\beta R} - \frac{1}{(\beta R)^2} \right] - \mathbf{i}_R \cos \theta \left[\frac{j}{\beta R} + \frac{1}{(\beta R)^2} \right] \right\} \frac{e^{-j\beta R}}{R} \quad (\text{П. 12б})$$

для магнитного диполя, где $\mathbf{i}_\theta, \mathbf{i}_\phi$ — единичные орты сферической системы координат (R, θ, ϕ) ; $\beta = \omega(\mu_0 \epsilon_0)^{1/2} = 2\pi/\lambda$; $Z_c = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} = 120\pi$ Ом.

Для дальней зоны $\beta R \gg 1$ в формулах (П.12) сохраняются только те слагаемые, которые убывают обратно пропорционально первой степени расстояния R . Радиальные составляющие полей в дальней зоне отсутствуют, а составляющие по координатам θ и ϕ оказываются в фазе и обуславливают единственную вещественную радиальную составляющую вектора Пойнтинга. Радиальная составляющая вектора Пойнтинга зависит от угла наблюдения поля θ по закону $\sin^2 \theta$ — это ДН дипольного источника по мощности.

Интегрирование вектора Пойнтинга по поверхности произвольной сферы в дальней зоне позволяет вычислить мощность излучения P_Σ — это так называемый метод вектора Пойнтинга. В теории антенн принято выражать излучаемые мощности через специальную вводимые коэффициенты: сопротивление излучения R_Σ и проводимость излучения G_Σ . Для элементарных диполей сопротивление излучения (Ом) и проводимость излучения (См) вводятся с помощью определений

$$P_\Sigma^S = 0,5 |\hat{\mathbf{I}}^S|^2 R_\Sigma, \quad P_\Sigma^M = 0,5 |\hat{\mathbf{I}}^M|^2 G_\Sigma$$

и оказываются равными:

$$R_\Sigma^S = Z_c (2\pi/3) (l/\lambda)^2 = 80\pi^2 (l/\lambda)^2 \text{ для электрического диполя,} \quad (\text{П. 13а})$$

$$G_\Sigma^M = [2\pi/(3Z_c)] (l/\lambda)^2 = R_\Sigma^S/Z_c^2 \text{ для магнитного диполя.} \quad (\text{П. 13б})$$

Сопротивление (или проводимость) излучения антенны важна в сопоставлении с сопротивлением омических потерь $R_{\text{пот}}$, определяющим мощность $P_{\text{пот}}$, идущую на бесполезный нагрев антенны излучающими токами. Например, для электрического диполя мощность омических потерь можно оценить по формуле $P_{\text{пот}} = 0,5 |\hat{\mathbf{I}}^S|^2 R_{\text{пот}}$, в которой сопротивление потерь $R_{\text{пот}} = R_1 l$ выражается через погонное сопротивление R_1 проводника диполя, вычисляемое на высокой частоте с помощью теории скин-эффекта. Если ввести КПД диполя с помощью соотношения

$$\eta = \frac{P_\Sigma}{P_\Sigma + P_{\text{пот}}} = \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_{\text{пот}}} = \frac{l/\lambda}{l/\lambda + 3R_1\lambda/(2\pi Z_c)}, \quad (\text{П. 14})$$

то видно, что при фиксированном омическом сопротивлении, приходящемся на одну длину волны, увеличение КПД возможно только при удлинении диполя. Если же длина диполя, выполненного из реального проводника, уменьшается, то КПД стремится к нулю. Подобная тенденция снижения КПД при уменьшении электрического размера свойственна всем реальным излучателям малых электрических размеров.

Излучение рамок. Как уже отмечалось, магнитные токи являются фиктивными. Однако установлено, что с точки зрения поведения электромагнитного поля на некотором удалении рамочная антenna много меньших длины волны размеров ведет себя подобно магнитному диполю. Эквивалентный магнитный момент $\hat{\mathbf{I}}^M$ малой одновитковой рамки произвольной формы с площадью S , обтекаемой высокочастотным электрическим током с постоянной амплитудой I_p , оказывается равным

$$\hat{\mathbf{I}}^M = j\hat{\mathbf{I}}^S Z_c \beta S. \quad (\text{П. 15})$$

Использование этого соотношения позволяет находить электромагнитные поля

рамок на некотором отдалении от них с помощью формул (П.126). С помощью формул (П.13) и (П.15) можно найти сопротивление излучения (Ω_m) одновитковой рамки $R_d^p = 8\pi^3 Z_c S^2 / (3\lambda^4) = 320\pi^4 S^2 / \lambda^4$. Если рамка выполняется из нескольких витков n , то ее сопротивление излучения, отнесенное к току одного витка, т. е. к входному току, возрастает в n^2 раз.

По аналогии с электрической рамкой можно ввести понятие **элементарной рамки магнитного тока**. Пользуясь принципом переставочности (П.8), можно установить, что такая рамка эквивалентна электрическому диполю с моментом $I_a l = -j I_p^m \beta S / Z_c$, где I_p^m — равномерный магнитный ток, обтекающий рамку; S — площадь рамки; $Z_c = (\mu_0 / \epsilon_0)^{1/2}$.

Метод зеркальных изображений. Пусть элементарные источники поля расположены над идеально проводящей бесконечной тонкой металлической плоскостью на некоторой высоте h (рис. П.4). Под влиянием электромагнитного поля источников на плоскости наводятся поверхностные электрические токи. Эти токи создают в верхнем и нижнем полупространствах вторичные поля, которые симметричны относительно плоскости. Идеальная плоскость экранирует нижнее полупространство, и распределение наводимых токов будет таким, при котором вторичное поле в любой точке нижнего полупространства равно по амплитуде и противоположно по фазе первичному полю, создаваемому источниками в этом полупространстве.

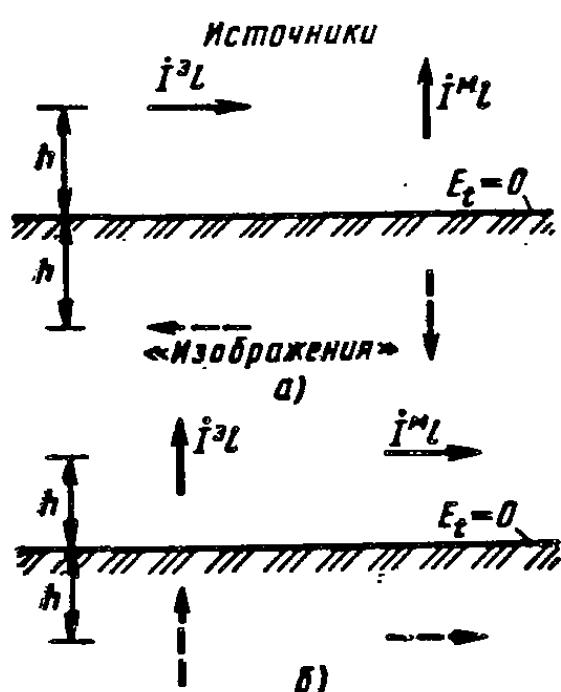
Согласно *методу зеркального изображения*, вторичное поле в верхнем полупространстве не изменится, если удалить проводящую плоскость и в зеркальной точке поместить источник с током, равным по амплитуде току в истинном источнике и имеющим направление, при

Рис. П.4. Направления токов в зеркальных изображениях

котором касательная составляющая суммарного электрического поля на поверхности плоскости равна нулю. Для горизонтального электрического вибратора и вертикального магнитного вибратора ток в зеркальном изображении должен иметь направление, противоположное направлению тока в истинном источнике (рис. П.4, а). Для вертикального электрического вибратора и горизонтального магнитного вибратора ток в зеркальном изображении должен иметь то же направление, что и в истинном источнике (рис. П.4, б).

При высоте источника над плоскостью h , равной нулю, первичные и вторичные поля горизонтального электрического вибратора и вертикального магнитного вибратора становятся равными между собой по амплитуде и противоположными по знаку, суммарное поле становится равным нулю и излучение исчезает. Наоборот, в случае вертикального электрического вибратора и горизонтального магнитного вибратора первичные и вторичные поля при $h=0$ становятся равными между собой по амплитуде и знаку, так что суммарное поле удваивается относительно поля того же источника в свободном пространстве. Что касается сопротивления и проводимости излучения источников, то при $h=0$ в первом случае они становятся равными нулю, а во втором — удваиваются. Удвоение сопротивления и проводимости излучения связано с тем, что плотность излучаемой мощности в каждой точке пространства удаляется, но мощность излучается только в верхнее полупространство.

Элементарная щелевая антенна. Горизонтальный магнитный диполь, расположенный на поверхности идеально проводящей плоскости, ведет себя практически так же, как излучающая щель, прорезанная в проводящем экране. Магнитный ток горизонтального диполя есть не что иное, как разность потенциалов (напряжение) между краями щели. Отношение мощности, излучаемой щелью, к квадрату эффективного значения напряжения в щели определяет проводимость



излучения элементарной щелевой антены. Очевидно, что эта проводимость может быть определена по формуле (П.13б) с добавочным коэффициентом два.

Источник Гюйгенса. Этот излучатель представляет собой эквивалентный источник, заменяющий элемент фронта плоской электромагнитной волны, распространяющейся в свободном пространстве. Предположим, что волна движется вдоль оси z , а элемент расположен в начале сферической системы координат и характеризуется размерами $dxdy$. В соответствии с первым способом введения эквивалентных источников [см. (П.11)] участок волнового фронта плоской вол-

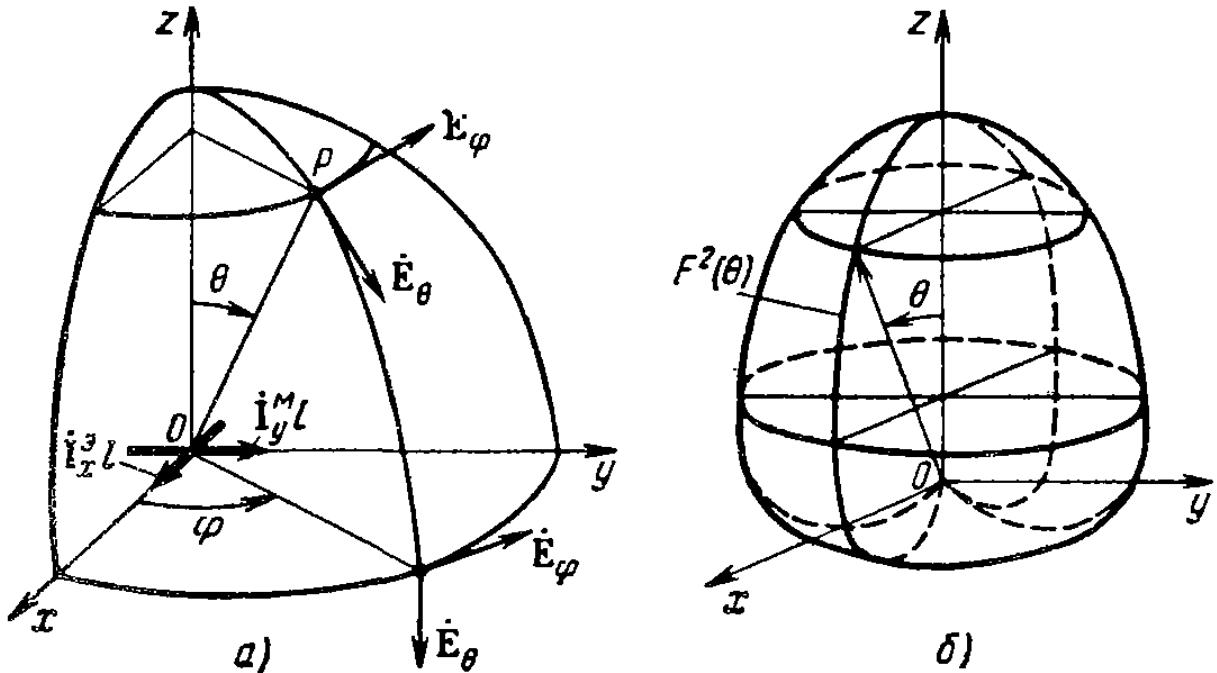


Рис. П.5. Источник Гюйгенса (а) и его ДН (б)

ны может быть заменен перпендикулярными электрическими и магнитными диполями с эквивалентными моментами $I_x^3 l = -\dot{H}_y dxdy$, $I_y^M l = -\dot{E}_x dxdy$, где \dot{E}_x и $\dot{H}_y = \dot{E}_x/Z_c$ — напряженности поля линейно поляризованной плоской волны в начале координат, т. е. в точке расположения источника Гюйгенса (рис. П.5). Используя выражения для полей элементарных диполей (П.12) и проводя необходимые преобразования координат, связанные с расположением осей диполей, приходим к следующим выражениям для *далекого* ($R \gg dx, dy$) поля источника Гюйгенса:

$$d\dot{\mathbf{E}} = (\mathbf{i}_\theta \cos \varphi - \mathbf{i}_\varphi \sin \varphi) \frac{j\dot{E}_x}{2\lambda} (1 + \cos \theta) \frac{e^{-j\beta R}}{R}, \quad (\text{П.16})$$

где \mathbf{i}_θ , \mathbf{i}_φ — единичные орты сферической системы координат.

Излучение источника Гюйгенса является линейно поляризованным, так как составляющие $d\dot{E}_\theta$ и $d\dot{E}_\varphi$ находятся в фазе. Компоненты дальнего магнитного поля даются очевидными соотношениями $d\dot{H}_\varphi = d\dot{E}_\theta / Z_c$, $d\dot{H}_\theta = -d\dot{E}_\varphi / Z_c$, где $Z_c = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$.

Пространственная ДН источника Гюйгенса (по мощности) не зависит от угла φ (в силу тождества $\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi = 1$) и в любом сечении, проходящем через ось z , представляет квадрат кардиоиды $F^2(\theta) = (1 + \cos \theta)^2/4$. Отметим, что излучение максимально в направлении положительной полуоси z и отсутствует в направлении отрицательной полуоси z . Таким образом, источник Гюйгенса — элементарный одионаправленный излучатель.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны: Учебник для вузов.— 2-е изд.— М.: Энергия, 1975.— 528 с.
2. Сазонов Д. М., Гридин А. Н., Мишустин Б. А. Устройства СВЧ: Учебное пособие/Под ред. Д. М. Сазонова.— М.: Высшая школа, 1981.— 295 с.
3. Антенны и устройства СВЧ: Проектирование фазированных антенных решеток/Д. И. Воскресенский, В. Л. Гостюхин, Р. А. Грановская и др.; Под ред. Д. И. Воскресенского.— М.: Радио и связь, 1981.— 431 с.
4. Дмитриев В. И., Березина Н. И. Численные методы решения задач синтеза излучающих систем.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1986.— 112 с.
5. Методы измерения характеристик антенн СВЧ/Л. Н. Захарьев, А. А. Леманский, В. И. Турчин и др.; Под ред. Н. М. Цейтлина.— М.: Радио и связь, 1985.— 368 с.
6. Коротковолновые антенны/Г. З. Айзенберг, С. П. Белоусов, Э. М. Журбенко и др.; Под ред. Г. З. Айзенберга.— М.: Радио и связь, 1985.— 536 с.
7. Автоматизированное проектирование устройств СВЧ/В. В. Никольский, В. П. Орлов, В. В. Феоктистов и др.; Под ред. В. В. Никольского.— М.: Радио связь, 1982.— 272 с.
8. Мишустин Б. А. Автоматизированный анализ линейных радиоэлектронных устройств: Учеб. пособие/Под ред. Д. М. Сазонова.— М.: Изд-во МЭИ, 1985.— 64 с.
9. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств/С. И. Бахарев, В. И. Вольман, Ю. Н. Либ и др.; Под ред. В. И. Вольмана.— М.: Радио и связь, 1982.— 328 с.
10. Хинжа Г. С., Вендик И. Б., Серебрякова Е. А. СВЧ-фазовращатели и переключатели: Особенности создания на p - i - n -диодах в интегральном исполнении.— М.: Радио и связь, 1984.— 184 с.
11. Хансен Р. С. Сканирующие антенные системы СВЧ: В 3-х т.: Пер. с англ./Под ред. Г. Т. Маркова и А. Ф. Чаплина.— М.: Сов. радио, 1966, т. 1.— 536 с.; 1969, т. 2.— 496 с.; 1971, т. 3.— 464 с.
12. Хелзайн Дж. Пассивные и активные цепи СВЧ: Пер. с англ./Под ред. А. С. Галина.— М.: Радио и связь, 1981.— 200 с.
13. Монзинго Р. А., Миллер Т. У. Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию: Пер. с англ.— М.: Радио и связь, 1986.— 448 с.
14. Беляев Б. Г. Интегральные характеристики поля апертурной круглой сфокусированной антенны в области Френеля//Антенны.— М.: Связь, 1976.— Вып. 23, с. 51—64.
15. Сазонов Д. М. Основы матричной теории антенных решеток/Сб. научно-методич. статей по прикладной электродинамике.— М.: Высшая школа, 1983.— Вып. 6, с. 111—162.
16. Мейлукс Р. Дж. Теория и техника фазированных антенных решеток.— ТИИЭР, 1982, т. 70, № 3, с. 5—62.
17. Страхов А. Ф. Автоматизированные антенные измерения.— М.: Радио и связь, 1985.— 136 с.
18. Гупта К., Гардж Р., Чадха Р. Машинное проектирование СВЧ устройств: Пер. с англ.— М.: Радио и связь, 1987.— 432 с.
19. Бренев И. В. Начало радиотехники в России.— М.: Сов. радио, 1970.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Антенна

определение 4, 181
апертурная 182, 360
бегущей волны 182, 302
вибраторная 222, 246, 380
гибридная 389
двуухзеркальная 184, 385, 387
директорная 246, 308
диэлектрическая 303
зеркальная параболическая 184, 371
сферическая 392
импедансная 307
линовая 365
логопериодическая 269
переменного профиля 390
перископическая 390
полосовая (микрополосовая) 258
приемная 205
ребристо-стержневая 309
рупорная 381, 382
рупорно-параболическая 389
спиральная 265, 304
частотно-независимая 262
щелевая 236, 253, 310, 381, 424

Антenna решетка

определение 243
волноводно-щелевая 310
иннейкаль 292
многолучевая 405
фазированная 6, 330, 396
частотно-сканирующая 411

Аттенюатор

Базовый элемент

7, 96

Баттера матрица

408

Бласса матрица

406

Ближняя зона антennы

190

Векторный потенциал

185, 228, 418

Вентиль СВЧ

83, 168

Вероятность связи

220

Взаимности принцип

84, 420

Вибратор

активный 239, 245
магнитный 235
несимметричный 250
пассивный 239, 245

петлеобразный (Пистолькорса) 246

полуволновый 226, 229

симметричный 225

тунрикетный 251

шунтовый 246, 252

электрический 222

Волна бегущая

отраженная 29

падающая 29

Волновое сопротивление

34

Волновод

23

Выключатель СВЧ

150, 161

Гибридное кольцо

111

Гиратор

168, 174

Границные условия

419

Грегори антenna

387

Гюйгенса источник

425

Дальняя зона антennы

186, 189

Действующая длина антennы

191, 202, 231

Делитель мощности

113

Диаграмма направлениости

векторная комплексная 191

фазовая 196

Диаграммообразующая схема

406, 408

Диафрагма волноводная

65

Диполь

422

Директор

245

Дисперсия в линии передачи

Добротность

внешняя 66, 131, 134

нагруженная 131, 135

собственная 131, 134

Дополнительности принцип

265

Дроссельное сочленение

56

Зеркального изображения метод

424

Зона Френеля

337

Зонирование линз

368

Идеальной радиопередачи формула

219

Излучающая система

183

Излучения центр

198

Изолятор металлический

52

Инвертор

136

Интегральное уравнение

146, 223

Кассегрена антениа

385

Коэффициент бегущей волны (КБВ)

36

— замедления фазовой скорости 275

— затухания 14

— использования поверхности (КИП) ан-

тены 285, 319

— направленного действия (КНД) 198, 280,

298, 318, 328

— отражения 32

— полезного действия (КПД) антены 202,

423

— — — линии передачи 36

— рассеяния 200

— расширения луча антены 284

— реактивности 345

— стоячей волны (КСВ) 36

— усиления антены 206, 301

— эллиптичности поляризации 195

Кроссполяризация 194

Круговая номограмма Вольперта 42

Линейный излучатель

273

Линия передачи

волоконно-оптическая 28

диэлектрическая 25

измерительная 37, 42

коаксиальная 18

копланарная 22

однородная 12

открытая 12

полосовая (микрополосовая) 19

регулярная 12

связанная 22, 108

щелевая 22

Люнеберга линза 370

Максвелла уравнения

418

Матрица передачи

97

— перенумерации входов 81

— проводимостей 78

— рассеяния 72

— симметрии 92

— сопротивлений 77

— унитарная 88

Мера различия пары сопротивлений 159

— Татаринова измерения сопротивлений 44

— — узкополосного согласования 46

— эквивалентного линейного излучателя 324

Многополюсник СВЧ

определенение 70

недиссилативный 86

реактивный 87

Множитель направлениости 243, 316, 320

Моноимпульсный излучатель 384

Мост волноводный двойной Т 95

— — щелевой 104

— гибридный 111

- шлейфный (квадратный) 111
- Мощность бегущей волны 30
- излучения 188, 202, 423
- критическая в линии передачи 38
- максимальная пропускная 15
- Мультиплексор 123
- Наводимых ЭДС метод 239
- МДС метод 243
- Нагрузка согласованная 47
- Направленный ответвитель определение 90
- квадратурный 105, 109
- кольцевой 111
- на связанных линиях передачи 108
- сининфазно-противофазный 107
- составной 119
- Напряжение нормированное бегущей волны 30
- полное 33
- Нормировка напряжений 35
- сопротивлений 34
- токов 35
- Облучатель 379
- моноимпульсный 384
- Обобщенная угловая переменная 275, 293
- Оптимальность линейной антенны 279
- Стечка токов 264
- Переключатель антенный приема-передачи 154
- Перемножения теорема 243
- Переход плавный 61, 144
ступенчатый 59, 140
- Плоскость отсчета фаз 70
- Побочный главный максимум 294, 330
- Поворот линии передачи 63
- Пойнтинг вектор 30, 188, 420
- метод 210, 423
- Полоса частот антенны рабочая 204
- согласования 45
- фильтра 122
- Поляризации вектор 193
- Поляризационный базис 195
- коэффициент передачи 209
- Поршень волноводный 50
- Предельная мощность антенны 205
- Принимаемая мощность антенны 212
- Принцип взаимности 84, 420
двойственности 236, 264, 420
декомпозиции трактов СВЧ 96
дополнительности 265
- Проводимость нормированная 34
- Промежуточная зона антенны (область Френеля) 189
- Пространственная частота 274
- Прототип фильтра 123
- Разветвление коаксиальное 74
- Разность хода лучей 186
- Разрядник газовый 154
- Рамка излучающая 423
- Раскрыв 184, 316
- Распределитель антенны 183, 397, 399
- Реальных углов область 277, 328
- Режимы излучения линейной антенны 277
- Резонатор проходной 132
диэлектрический 138
ферритовый 178
- Рефлектор (активный или пассивный) 245
- Ричардса преобразование 129
- Сверхнаправленность 358
- Симметрия многополюсника 92
- Синтез антенн 342
- методом интеграла Фурье 347
- парциальных диаграмм направленности 351, 284
- аитенных решеток 354
- Сканирование 277, 327, 334, 394
- Соединение многополюсников каскадное 115
- Согласование сопротивлений узкополосное 44
широкополосное 45, 146
- Сопротивление волновое 34
- излучения 230
- иенормированное 34
- нормированное 34, 82
- входное антенные 204, 232
- взаимное 78, 217, 239
- вносимое 300
- собственное 78, 239
- характеристическое 31
- Сочленение врачающееся 55, 58
- Стык волноводный 64
- Сфокусированный раскрыв 339
- Температура антены шумовая 213
- яркостная 214
- Типы направленности ответвителей 106
- Ток нормированный полный 33
- Точность изготовления зеркальной антенны 378
- Тракт СВЧ 5
- Трансформатор полуволновой 41
четвертьволновой 41
- Трансформация сопротивлений в линии передачи 39
- Уровень боковых лепестков ДН 199, 290
- Умова — Пойнтинга теорема 419
- Фазирование дискретное 403
- по столбцам и колонкам 402
- Фазовращатель механический 152
на коммутационных диодах 162
ферритовый 176
- Фазовые искажения ДН детерминированные 286
случайные 289, 326
- Фазовый центр антенны 197
- Феррит для СВЧ 166
- Фильтр СВЧ определение 122
с диэлектрическими резонаторами 138
с непосредственными связями 137
с четвертьволновыми связями 135
ферритовый 178
- Фланец волноводный 53
- Характеристика частотная максимальная плоская чебышевская 125, 140
- Циркулятор СВЧ 88, 168
— фазовый 174
- Чувствительность приемной антенны 204
- Ширина луча антенны 199, 278
- Шлейф реактивный 41
- Эквивалентности принцип 37
- Электрическая длина линии передачи 39
- прочность линии передачи 15, 38
- Эффект смещения поля 173
- Фарадея 169
- Эффективная поверхность приемной антенны 212
- Эффективность главного луча антенны 200
- Ядро интегрального уравнения 223, 344

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	4
Часть первая. Устройства СВЧ	12
Глава 1. Линии передачи в радиосистемах и устройствах	12
§ 1.1. Основные параметры линий передачи	12
§ 1.2. Основные типы линий передачи	16
§ 1.3. Математическая модель регулярной линии передачи	29
§ 1.4. Влияние режима линии передачи на коэффициент полезного действия и пропускаемую мощность	36
§ 1.5. Трансформация сопротивлений в линиях передачи	39
§ 1.6. Круговая номограмма для линий передачи (номограмма Вольштерта)	42
§ 1.7. Узкополосное согласование в линиях передачи	44
Глава 2. Элементы трактов для различных диапазонов длии волн	47
§ 2.1. Согласованные нагрузки	47
§ 2.2. Реактивные нагрузки	50
§ 2.3. Изоляторы для коаксиального тракта	51
§ 2.4. Разъемы и сочленения в трактах СВЧ	53
§ 2.5. Переходы между линиями передачи различных типов	57
§ 2.6. Повороты линий передачи	63
§ 2.7. Отражающие препятствия в волноводных трактах	64
§ 2.8. О рассогласовании тракта СВЧ с многими нерегулярностями	67
Глава 3. Многополюсники СВЧ	70
§ 3.1. Основные определения	70
§ 3.2. Матрица рассеяния	72
§ 3.3. Матрицы сопротивлений и проводимостей	77
§ 3.4. Соотношения между матрицами многополюсника	79
§ 3.5. Идеальные и реальные матрицы многополюсника	83
§ 3.6. Взаимные многополюсники	84
§ 3.7. Недиссипативные многополюсники	86
§ 3.8. Симметричные многополюсники	92
Глава 4. Составные многополюсные устройства СВЧ	96
§ 4.1. Принцип декомпозиции в анализе многополюсных устройств СВЧ	96
§ 4.2. Анализ четырехполюсников и двухполюсников каскадной структуры с помощью матриц передачи	97
§ 4.3. Метод декомпозиции симметричных восьмиполюсников (метод синфазного и противофазного возбуждения)	102
§ 4.4. Типы направленности ответвителей	106
§ 4.5. Кольцевые направленные ответвители	111
§ 4.6. Согласованные шестиполюсные делители мощности	113
§ 4.7. Матрица рассеяния каскадно соединенных многополюсников	115
§ 4.8. Примеры составных восьмиполюсников и четырехполюсников	119
Глава 5. Фильтры и согласующие цепи СВЧ	122
§ 5.1. Основные определения	122

§ 5.2. Прототипы фильтров с оптимальными частотными характеристиками	123
§ 5.3. Замены частотной переменной при расчетах фильтров	126
§ 5.4. Применение отрезков линий передачи в фильтрах СВЧ	129
§ 5.5. Резонаторы на отражающих препятствиях в линии передачи	132
§ 5.6. Фильтры СВЧ с четвертьволиовыми и непосредственными связями соседних резонаторов	135
§ 5.7. Ступенчатые переходы для широкополосного согласования активных нагрузок	140
§ 5.8. Плавные переходы для широкополосного согласования активных нагрузок	144
§ 5.9. О широкополосном согласовании комплексных нагрузок	146
Глава 6. Управляющие и ферритовые устройства СВЧ	150
§ 6.1. Классификация управляющих устройств СВЧ	150
§ 6.2. Механические коммутаторы, фазовращатели и аттенюаторы	151
§ 6.3. Антенные переключатели на газовых разрядниках	154
§ 6.4. Коммутационные диоды СВЧ	157
§ 6.5. Выключатели СВЧ на коммутационных днодах	161
§ 6.6. Дискретные фазовращатели на коммутационных днодах	162
§ 6.7. Ферритовые устройства СВЧ	166
§ 6.8. Невзаимные и управляющие устройства с ферритами	169
§ 6.9. Ферритовые фазовращатели	176
§ 6.10. Перестраиваемые ферритовые фильтры	178
Часть вторая. Антенны	181
Глава 7. Электромагнитное поле и характеристики антенн	181
§ 7.1. Назначение и классификация антени	181
§ 7.2. Структурная схема антени	183
§ 7.3. Расчет электромагнитных полей излучающих систем в дальней, промежуточной и ближней областях	184
§ 7.4. Векторная комплексная диаграмма направленности антени	191
§ 7.5. Вторичные параметры, характеризующие направленность антени	198
§ 7.6. Передающая антenna как четырехполюсник	201
§ 7.7. Рабочая полоса частот и предельная мощность антени	204
Глава 8. Антени в режиме радиоприема	205
§ 8.1. Эквивалентная схема приемной антени	205
§ 8.2. Поляризационные соотношения при радиоприеме	209
§ 8.3. Мощность в нагрузке приемной антени. Эффективная поверхность	211
§ 8.4. Шумовая температура приемной антени	213
§ 8.5. Взаимное сопротивление разнесенных антенн	217
§ 8.6. О передаче мощности между двумя антеннами	219
Глава 9. Вибраторные и щелевые антени	222
§ 9.1. Электрический вибратор. Распределение тока и заряда	222
§ 9.2. Диаграмма направленности, сопротивление излучения и КНД вибратора	228
§ 9.3. Расчет входного сопротивления вибратора методом эквивалентных схем	232
§ 9.4. Симметричный магнитный вибратор. Щелевые антени в плоском бесконечном экране	235
§ 9.5. Связанные вибраторы. Метод наводимых ЭДС	239
§ 9.6. Теорема перемножения при анализе ДН системы одинаковых параллельных вибраторов	243

Глава 10. Слабонаправленные и частотно-независимые антенны	246
§ 10.1. Конструкции вибраторных антенн	246
§ 10.2. Турникетные антенны	251
§ 10.3. Щелевые антенны	253
§ 10.4. Полосковые и микрополосковые антенны	258
§ 10.5. Принципы построения частотно-независимых антенн	262
§ 10.6. Частотно-независимые спиральные антенны	265
§ 10.7. Логопериодические антенны	269
Глава 11. Линейные антенны и решетки	273
§ 11.1. Линейные излучающие системы. Идеальный линейный излучатель	273
§ 11.2. Анализ множителя направленности идеального линейного излучателя	276
§ 11.3. КНД идеального линейного излучателя	280
§ 11.4. Влияние формы амплитудного распределения на параметры линейной антенны	283
§ 11.5. Влияние фазовых искажений на параметры линейной антенны	286
§ 11.6. Анализ множителя направленности равномерной линейной антенной решетки. Способы подавления побочных главных максимумов	292
§ 11.7. КНД линейной антенной решетки	298
§ 11.8. Входная мощность и коэффициент усиления антенной решетки	301
§ 11.9. Антенны бегущей волны	302
§ 11.10. Волноводно-щелевые антенные решетки	310
Глава 12. Излучающие раскрытия и решетки	316
§ 12.1. Исходные соотношения	316
§ 12.2. КНД и эффективная поверхность плоского синфазного раскрытия	318
§ 12.3. Множитель направленности плоского раскрытия	320
§ 12.4. Метод эквивалентного линейного излучателя в анализе плоского раскрытия	324
§ 12.5. Влияние случайных ошибок возбуждения на параметры плоского раскрытия	326
§ 12.6. Сканирование луча в плоском раскрытии	327
§ 12.7. Плоские фазированные антенные решетки. Размещение излучателей по раскрытию и условия отсутствия побочных главных максимумов	330
§ 12.8. О связи ДН излучателя решетки и рассогласования входов элементов ФАР при сканировании	334
§ 12.9. Электромагнитное поле раскрытия в промежуточной области. Сфокусированные раскрытия	336
Глава 13. Вопросы синтеза линейных антенных систем	342
§ 13.1. О постановке задачи синтеза излучающей системы	342
§ 13.2. Диаграмма направленности как целая функция конечной степени	344
§ 13.3. Синтез линейного излучателя методом интеграла Фурье	347
§ 13.4. Синтез разностных ДН	349
§ 13.5. Синтез линейного излучателя методом парциальных ДН	351
§ 13.6. Синтез линейных антенных решеток	354
§ 13.7. О сверхнаправленности антенн	358
Глава 14. Апертурные антенны	360
§ 14.1. Общие свойства апертурных антенн	360
§ 14.2. Рупорные антенны	361
§ 14.3. Линзовые антенны	365

§ 14.4. Зеркальные параболические антенны	371
§ 14.5. Облучатели зеркальных антенн	379
§ 14.6. Разновидности зеркальных антенн	385
Глава 15. Антенные решетки	394
§ 15.1. Способы сканирования и задачи, решаемые с помощью антенных решеток	394
§ 15.2. Фазированные антенные решетки	396
§ 15.3. Управление фазированием сканирующих антенных решеток	402
§ 15.4. Многолучевые антенные решетки	405
§ 15.5. Антенные решетки с частотным сканированием	411
Заключение	415
Приложение. Электродинамические основы теории антенн и устройств СВЧ	418
Список литературы	426
Предметный указатель	427

Учебное издание

Дмитрий Михайлович Сazonov

Антенные и устройства СВЧ

Зав. редакцией В. И. Трефилов

Редактор Е. В. Вязова

Младший редактор В. В. Пащенкова

Художественный редактор Т. М. Скворцова

Технический редактор А. К. Нестерова

Корректор Г. И. Кострикова

ИБ № 6843

Изд. № ЭР-446. Сдано в набор 15.09.87. Подп. в печать 09.02.88. Т-05069.
Формат 60×88¹/₁₆. Бум. офсетная № 2. Гарнитура литературная. Печать офсетная. Объем 26,46 усл. печ. л. + форзац 0,25 усл. печ. л. 26,95 усл. кр.-отт. 28,63 уч.-изд. л. + форзац 0,44 уч.-изд. л. Тираж 30 000 экз. Зак. № 1632. Цена 1 р. 40 к.

Издательство «Высшая школа», 101430, Москва, ГСП-4, Неглинная ул., д. 29/14.

Московская типография № 8 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 101898, Москва, Центр, Хохловский пер., 7.

Линии передачи	Волноводы	Переходы между линиями передачи	Нерегулярности тракта СВЧ	Четырехполюсники СВЧ
Коаксиальные	Прямоугольные			Аттенюаторы
Воздушная	Круглые	T	Постоянная	Постоянный
С диэлектриком	С поверхностью волной	Общее обозначение		Регулируемый
				Фазовращатели
Полосковые	Диэлектрические	Плавный		
Несимметричная		Ступенчатый		Регулируемый
				Постоянный
Симметричная		Коаксиально-волноводный		Фазовращатели
Симметричная с диэлектриком				Поляризатор
Соединения линий передачи		Нагрузки линий передачи		
Коаксиальные				
		Оконечная поглощающая		
Гнездо				
		Коротко-замыкатели		
Разъем				
		Постоянный		
Волноводные				
		Подвижный с контактом		
Контактные				
		Подвижный с дросселем		
С дросселем				

Направленные ответвители

На параллельных
линиях

На перпендикулярных
линиях

Гибридное кольцо

Двойной Т-мост

Невзаимные устройства СВЧ

Гиратор

Вентиль

Трехплечий
циркулятор

Четырехплечий
циркулятор

Приборы СВЧ

Генератор

синусоидальных
колебаний

Усилители

Модулятор
диодный

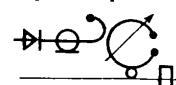
Измерительные
приборы

Показывающий

Регистрирующий

Комбинированный

Примеры схем СВЧ



Перестраиваемый резонатор,
возбуждаемый отверстием связи
от прямоугольного волновода

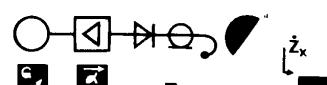


Схема для измерения
входных сопротивлений
двухполюсников
по методу Татаринова

Антенны



Общее
обозначение



Несимметричный
вибратор



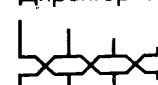
Рамочная



Кольцевая
щелевая



Директорная



Рупорно-
парabolическая



Логопериодическая



Волноводно-
щелевая



Фазированная
антенненная решетка



Сpirальные



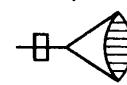
Дизэлектрическая



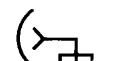
Импедансная



Рупорная



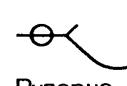
Линзовая



Зеркальные



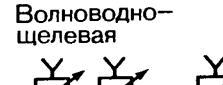
Рупорно-
парabolическая



Логопериодическая



Волноводно-
щелевая



Фазированная
антенненная решетка