

621.396
М-26
38050

Г. Т. МАРКОВ, Д. М. САЗОНОВ



АНТЕННЫ



Г. Т. МАРКОВ, Д. М. САЗОНОВ

АНТЕННЫ

*Допущено Министерством высшего
и среднего специального образования СССР
в качестве учебника для студентов
радиотехнических специальностей вузов*

Издание второе,
переработанное и дополненное



«ЭНЕРГИЯ»
МОСКВА 1975

6Ф2

М 26

УДК 621.396.67

ПРЕДИСЛОВИЕ

Марков Г. Т. и Сазонов Д. М.

М 26 Антенны. Учебник для студентов радиотехнических специальностей вузов. Изд. 2-е, перераб. и доп. М., «Энергия», 1975.

528 с. с ил.

Книга состоит из двух частей. В ч. I излагаются основные понятия и расчетные методы современной теории антенн. Особый упор сделан на четкое определение специфических параметров передающих и приемных антенн, используемых при анализе и синтезе различных радиосистем. Наряду с классическими методами расчета значительное место отведено изложению новых методов анализа и синтеза антенных систем, развитых в последнее время и ориентированных на применение ЭВМ.

В ч. II рассмотрены многообразные конкретные типы антенн УКВ, КВ и ДВ с учетом специфики применения и расчета. Значительное внимание удалено современным сканирующим антенным решеткам.

Книга предназначена для студентов и аспирантов радиотехнических факультетов вузов, а также для радиоиспециалистов, связанных с расчетом и применением антенн.

М 30404-016
051(01)-75 294-75

6Ф2

© Издательство «Энергия», 1975.

**ГРИГОРИЙ ТИМОФЕЕВИЧ МАРКОВ
ДМИТРИЙ МИХАЙЛОВИЧ САЗОНОВ**

АНТЕННЫ

Редактор С. И. Баскаков
Редактор издательства И. Н. Суслова
Переплёт художника А. А. Иванова
Технический редактор Т. А. Маслова
Корректор А. Д. Халанская

Сдано в набор 29/VIII 1974 г. Подписано к печати 15/1 1975 г.
T 00506 Формат 84×108^{1/32} Бумага типографская № 2
Усл. п. л. 27,72 Уч.-изд. л. 29,17 Тираж 20 000 экз.
Зак. 914 Цена 1 р. 18 к.

Издательство «Энергия», Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография № 10 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательства, полиграфии и книжной торговли.
Шлюзовая наб., 10.

Настоящий учебник «Антенны» отвечает требованиям соответствующих учебных программ Министерства высшего и среднего специального образования СССР для радиотехнических специальностей 0701, 0704 и 0707 и обобщает опыт преподавания курса антенн на радиотехническом факультете Московского энергетического института. Авторы стремились, во-первых, как можно полнее охватить современное состояние теории и техники антенн, а также изложить расчетные методы, ориентирующиеся на применение ЭВМ. Во-вторых, ставилась задача подготовить студента к самостоятельной работе с современной периодической литературой. Поэтому ряд вопросов изложен нетрадиционным путем с использованием материала многих журнальных статей, а также оригинальных результатов авторов.

Учебник разбит на две части. В первую часть выделены теоретические разделы, составляющие ядро лекционного курса. Вторая часть посвящена конкретным типам антенн и рассчитана в основном на самостоятельное изучение студентами при подготовке к лабораторным занятиям. Материал, набранный петитом, необходим при выполнении курсовых и дипломных проектов, а также при углубленном изучении курса. Авторы надеются, что книга будет полезной также и для специалистов, работающих в области антенных устройств.

Большинство глав написаны авторами совместно. Отдельно Г. Т. Марковым написаны гл. 10, 11 и § 2-9 и 3-6; Д. М. Сазоновым написаны гл. 4, 5, 6, 7, 8 и 14.

При написании книги с благодарностью были приняты советы и замечания официальных рецензентов — кафедры радиотехники МВТУ им. Баумана во главе

с проф. А. М. Кугушевым и проф. Б. А. Панченко из Уральского политехнического института. Большую работу по редактированию книги провел канд. техн. наук С. И. Баскаков, которому авторы выражают глубокую благодарность. Авторы благодарны сотрудникам кафедры антенных устройств МЭИ канд. техн. наук Н. П. Полищук за советы и помощь в проверке многих формул при подготовке рукописи к печати.

Авторы будут признательны читателям за предложения и замечания по улучшению содержания книги, которые следует направлять по адресу: 113114, Москва, Шлюзовая наб., 10, издательство «Энергия».

Авторы

ВВЕДЕНИЕ

В-1. МЕСТО И НАЗНАЧЕНИЕ АНТЕНН

Антенна является непременной составной частью любой радиотехнической системы, когда в последней используются полезные свойства электромагнитных волн в окружающем пространстве. Для уяснения роли и значения антенн можно обратиться к условной схеме некоторой радиотехнической системы, показанной на рис. В-1. Назначение передающей антенны состоит в преобразовании направляемых электромагнитных волн, движущихся от генератора по фидерной линии ко входу антенны, в расходящиеся электромагнитные волны свободного пространства. Приемная антенна, напротив, преобразует

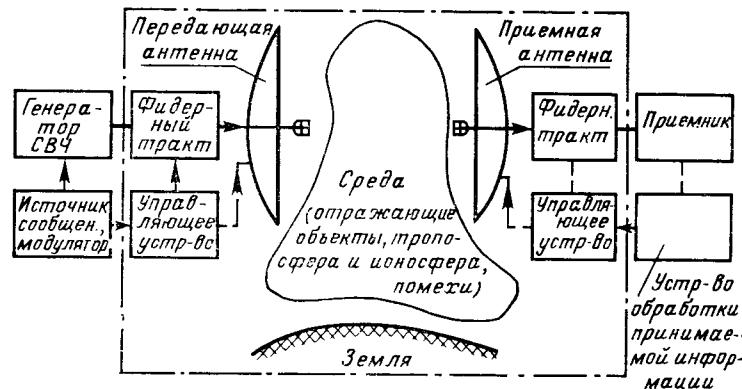


Рис. В-1. Радиосистема с управляемыми антennами.

падающие на нее свободные волны в направляемые волны фидера, подводящие принятую мощность ко входу приемника. 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 величину мощности, извлеченной приемной антенной из падающего на нее поля. Важное значение имеет принцип обратимости антенн, согласно которому любая передающая антenna может использоваться для приема электромагнитных волн и наоборот. Благодаря этому в ряде радиосистем функции излучения и приема радиоволн успешно осуществляются одной и той же антенной.

Для эффективного функционирования радиосистемы входящие в нее антенны должны удовлетворять определенным требованиям. Среди этих требований в первую очередь следует отметить два:

1. Антenna должна распределять электромагнитную мощность в пространстве (или реагировать на приходящее электромагнитное поле) по определенному закону, т. е. иметь заданную характеристику направленности. В одном случае желательно, чтобы энергия излучалась или принималась равномерно по всем направлениям, в других случаях требуется направленное действие, т. е. концентрация излучаемого поля в достаточно узкий лучок — так называемый луч.

2. Процесс излучения или приема электромагнитных волн не должен сопровождаться бесполезным расходом высокочастотной энергии на омические потери (т. е. нагрев) внутри антенны. Другими словами, антenna должна иметь как можно более высокий к. п. д.

Весьма важное значение в функционировании антенного устройства играет фидерный тракт, или линия питания антенны. Фидерный тракт осуществляет канализацию электромагнитной энергии, обеспечивает правильный режим входных и выходных цепей передатчика и приемника, зачастую выполняет предварительную частотную фильтрацию сигналов, может содержать коммутирующие цепи и поворотные соединения, а также устройства электрического управления режимом работы антennы по высокой частоте, управления положением луча в пространстве и т. д.

Для понимания особенностей функционирования антенных устройств в реальных условиях, правильного выбора рабочих частот и характеристик антенн большое значение имеет знание свойств среды, в которой распространяются электромагнитные волны, возбужденные ан-

тennами. Эти вопросы составляют содержание отдельного курса «Распространение радиоволн». Однако здесь возможности влияния разработчика на функционирование радиосистемы путем рационального изменения параметров среды настолько ограничены, что изучение явлений носит большей частью констатирующий характер. Тем не менее из рассмотрения особенностей распространения радиоволн в тех или других условиях вытекают кардинальные ограничения, накладывающие отпечаток на построение радиосистемы, и в первую очередь на ее антенные устройства. В целях упрощения мы в нашем рассмотрении будем изучать характеристики антенн в свободном пространстве.

Специалист в области антенной техники, помимо собственно антенн и фидерных трактов, должен знать также устройства управления работой антennы и устройства контроля их работы. Роль этих устройств особенно возросла в последнее время в связи с появлением и развитием сложных антенн с быстрым немеханическим перемещением луча в окружающем пространстве. Такие антennы (так называемые фазированные антенные решетки) обычно строятся в виде системы большого числа отдельных излучателей, фазы высокочастотного возбуждения которых регулируются независимо с помощью быстродействующих полупроводниковых или ферритовых управляющих устройств по командным сигналам, получаемым от электронной цифровой вычислительной машины. Вопросы построения фидерных трактов и управляющих устройств здесь не рассматриваются, так как это делается в курсах «Устройства СВЧ», «Радиосистемы» и «Автоматика». Однако при рассмотрении сложных антенных устройств будут специально изучены способы и возможности управления положением луча антennы в пространстве.

Область применения антенных устройств в современной радиотехнике чрезвычайно широка и ни в коей мере не ограничивается случаем, изображенным на рис. В-1. В быстром историческом развитии на протяжении менее века антennы из простейшего средства увеличения дальности радиосвязи в первых аппаратах А. С. Попова превратились в определяющее звено радиотехнической системы. Предельные возможности современных радиолокационных станций по дальности и точности пеленгации целей, предельные возможности радиотелескопов по чув-

ствительности и разрешающей способности, предельные дальности радиосвязи в космосе с удаленными объектами и многие другие характеристики разнообразных радиосистем определяются технически достижимыми параметрами антенных устройств, и в первую очередь — шириной формируемого луча, т. е. направленностью действия. Наиболее сложные современные антенные системы по своему функциональному назначению превратились в своеобразный аналог глаза, обеспечивающий «радиовидение».

В-2. СТРУКТУРНАЯ СХЕМА АНТЕННЫ

Антенны, как правило, относятся к пассивным элементам радиосистемы и в конструктивном отношении состоят из сочетания проводников, диэлектриков и магнитодиэлектриков. Любую конкретную антенну можно условно разделить на следующие составные части: 1) вход; 2) согласующее устройство; 3) распределитель; 4) излучающая система (рис. В-2). Рассмотрим подробнее определение и назначение этих частей.

Под *входом* антенны обычно понимается сечение какой-либо линии передачи с единственным распространяющимся типом волны. Положение этого сечения должно быть указано точно, что необходимо для однозначности электрического расчета фидерной системы. Современные антенны могут иметь несколько, а иногда сотни и тысячи входов. Отдельные входы могут использоваться для одновременной работы антенны на различных рабочих частотах или же для независимого формирования одной и той же антенной системой нескольких различающихся характеристик направленности.

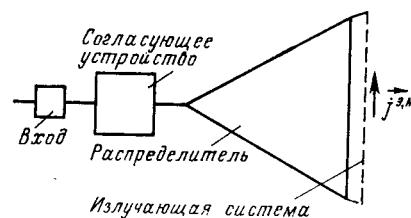


Рис. В-2. Структурная схема антенны.

Согласующее устройство предназначается для обеспечения режима питающей линии, как можно более близкого к бегущей волне во всей рабочей полосе частот радиосистемы. Наряду с обычными схемами согласования, используемыми в технике СВЧ, в антennaх обычно используются дополнительные возможности согласования входа путем рационального выбора ряда конструктивных размеров в распределителе и излучающей системе. Благодаря этому в конструкциях антенн согласующее устройство может оказаться совмещенным с распределителем.

Распределитель антенны представляет собой конструкцию из проводников и диэлектриков и предназначен для получения необходимого закона распределения излучающего тока в пределах антенны, обеспечивающего формирование требуемой характеристики направленности.

И, наконец, *излучающая система* представляет собой область пространства, заполненную токами, которые возбуждают электромагнитные волны¹. В качестве излучающей системы могут фигурировать как реальные электрические токи, текущие по металлической поверхности, так и эквивалентные фиктивные электрические и магнитные токи на замкнутых поверхностях, окружающих антенну, а также токи электрической и магнитной поляризации в объемах, занимаемых диэлектриками и магнитодиэлектриками. Специальное выделение в составе антенн распределителя и излучающей системы связано с традиционным подходом, согласно которому расчет антennы разделяется на две части: «внутреннюю задачу» и «внешнюю задачу». Внутренняя задача состоит в нахождении функций распределения высокочастотных токов по излучающей системе. Во внешней задаче по известному распределению токов определяются электромагнитное поле излучения антennы и такие его числовые характеристики, как ширина луча, уровень боковых лепестков, коэффициент направленного действия и т. д. Разделение на внешнюю и внутреннюю задачи оказывается особо целесообразным в двух случаях: 1) при использовании приближенных методов анализа характеристик антenn из известной конструкции, основанных на «угадывании» предполагаемого решения более сложной внутренней задачи;

¹ В силу упоминавшегося принципа обратимости антenn такое же название может быть сохранено и для приемных антenn.

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.

Рассмотрим несколько примеров выделения составных частей в конкретных конструкциях антенн. Излу-

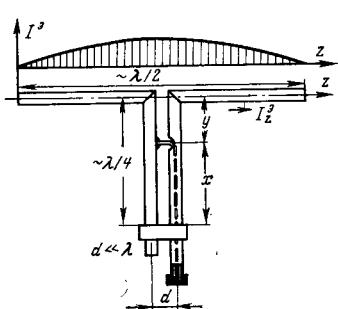


Рис. В-3. Вибраторная антenna.

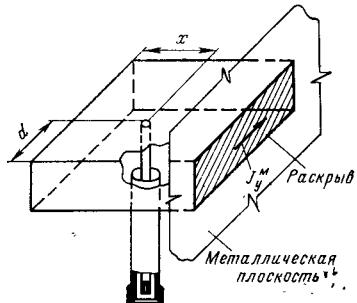


Рис. В-4. Щелевая антenna.

чающая система полуволновой вибраторной антенны (рис. В-3) представляет собой поверхность горизонтального металлического проводника, разделенного в середине зазором. Для возбуждения токов в излучающей системе используется распределитель в виде симметричной вертикальной линии четвертьволновой длины, закороченной на нижнем конце и присоединенной к плечам вибратора на верхнем конце. Плечи вибратора также входят в состав распределителя. Согласующее устройство образовано отрезком коаксиальной линии, подводящим высокочастотное напряжение к сечению x двухпроводной линии, а также самим отрезком симметрирующей линии. Специально подбираемыми параметрами согласующего устройства являются размеры x и y , возможно также небольшое изменение длины плеч вибратора. Противофазные токи, текущие по наружной поверхности вертикальных проводников двухпроводной линии, не входят в излучающую систему, так как их излучение взаимно компенсируется из-за малости расстояния d по сравнению с длиной волны. Вход антенны может быть расположен, например, в месте расположения разъема коаксиальной линии.

В щелевой антенне в виде открытого конца прямоугольного волновода с фланцем (рис. В-4) излучающая

система представляет собой распределение эквивалентных магнитных токов по прямоугольной поверхности отверстия, обычно называемого раскрытом антенны. Распределитель антенны образован короткозамкнутым отрезком прямоугольного волновода. Благодаря единственному распространяющемуся типу волны H_{10} в прямоугольном волноводе распределение поля в раскрыте по-

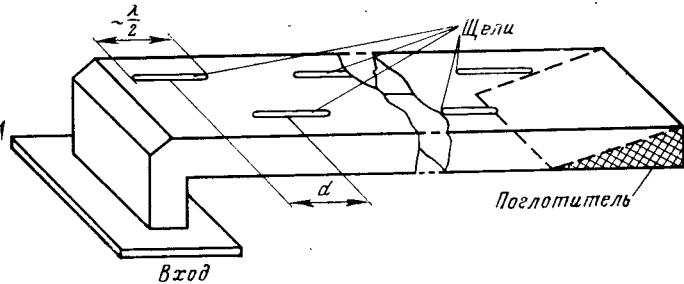


Рис. В-5. Волноводно-щелевая решетка бегущей волны.

лучается гладким и не имеет всплеска, обусловленного штыревым возбудителем волновода. Согласование антенны достигается подбором размеров x и d , так что и в этой конструкции антенны согласующее устройство органически сочетается с распределителем.

Волноводно-щелевая решетка бегущей волны (рис. В-5) представляет собой дискретную излучающую систему, состоящую из ряда продольных полуволновых щелей на широкой стенке прямоугольного волновода, являющегося распределителем. Согласование антенны обеспечивается правильным выбором размеров щелей и расстояния между излучателями, а также присутствием оконечного поглотителя в волноводе.

В широко распространенной конструкции двухзер-

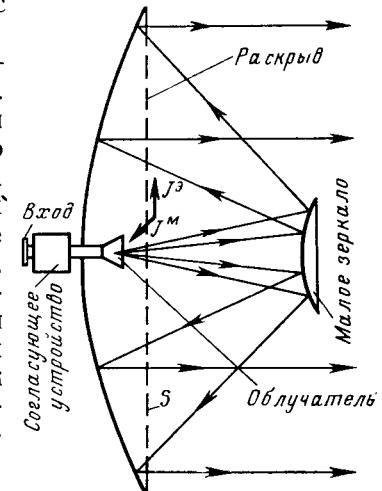


Рис. В-6. Двухзеркальная параболическая антenna.

кальной параболической антенны (рис. В-6) излучающей системой является *раскрыв*, т. е. поверхность выходного отверстия. Предполагается, что эта поверхность обтекается эквивалентными электрическими и магнитными токами. Малое зеркало совместно с рупорным облучателем образуют конструкцию распределителя. Специальное согласующее устройство размещается в месте перехода входного волновода в рупорный облучатель. Размеры параболической антенны в десятки и сотни раз превосходят рабочую длину волны, благодаря чему расчет распределителя может производиться методами геометрической оптики (ход лучей в такой антенне подобен ходу лучей в оптическом прожекторе). Заметим, что иногда в качестве излучающей системы при более точном расчете излучения параболической антенны вместо эквивалентных электрических и магнитных токов в раскрыве рассматриваются действительные электрические токи, наводимые полем облучателя и вспомогательного зеркала на поверхности большого зеркала. Таким образом, в зависимости от применяемого подхода излучающая система в одной и той же конструкции антенны может определяться различным образом.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРИЕМА РАДИОВОЛН

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН

1-1. УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА

Современная теория антенн базируется на основных уравнениях электродинамики — уравнениях Максвелла. Эти уравнения являются обобщением данных опыта, и их справедливость подтверждается практикой.

В дальнейшем изложении будут иметься в виду электромагнитные процессы, гармонические во времени, т. е. изменяющиеся во времени по закону $\sin \omega t$ или в комплексной форме по закону $\exp(j\omega t)$. При этом вектор мгновенного значения напряженности электрического поля записывается в виде $\mathbf{e} = \text{Im}[\hat{\mathbf{E}} \exp(j\omega t)]$, где $\hat{\mathbf{E}}$ — вектор комплексной амплитуды поля; для простоты записи комплексные амплитуды будут в дальнейшем писаться без точки над буквой. Электромагнитные колебания сложной во времени формы могут рассматриваться как суммы гармонических колебаний, т. е. представляться в виде разложения Фурье.

Всюду в дальнейшем будет использоваться международная система единиц измерения СИ. Будет иметься также в виду однородная и изотропная среда, в некоторых областях которой задано распределение возбуждающих электрических и магнитных токов (излучающая система антенны). При указанных условиях уравнения

Максвелла в дифференциальной форме записываются в виде

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= j\omega \epsilon'_a \mathbf{E} + \mathbf{j}^a, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -j\omega \mu_a \mathbf{H} - \mathbf{j}^m. \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

Здесь \mathbf{E} — вектор комплексной амплитуды напряженности электрического поля, В/м; \mathbf{H} — вектор комплексной амплитуды напряженности магнитного поля, А/м.

$$\epsilon'_a = \epsilon_a \left(1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_a} \right)$$

— комплексная диэлектрическая проницаемость среды; ϵ_a — диэлектрическая проницаемость среды, Ф/м для вакуума

$$\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi}, \text{ Ф/м};$$

μ_a — магнитная проницаемость среды, Г/м для вакуума $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$, Г/м;

σ — удельная объемная проводимость среды, См/м;

\mathbf{j}^a — вектор комплексной амплитуды объемной плотности стороннего электрического тока, А/м²;

\mathbf{j}^m — вектор комплексной амплитуды объемной плотности стороннего магнитного тока, В/м².

Сторонний магнитный ток является фиктивной величиной, поскольку магнитных зарядов в природе не существует. Однако введение этого понятия позволяет значительно упростить целый ряд расчетов. К уравнениям (1-1) обычно еще добавляются уравнения:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \rho / \epsilon'_a; \operatorname{div} \mathbf{H} = m / \mu_a, \quad (1-2)$$

где ρ и m — объемная плотность электрических и магнитных зарядов соответственно.

Уравнения (1-2) являются следствием уравнений (1-1), так как имеют место уравнения непрерывности электрических и магнитных токов

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{j}^a + j\omega \rho &= 0; \\ \operatorname{div} \mathbf{j}^m + j\omega m &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1-3)$$

Для свободного пространства величина

$$c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 3 \cdot 10^8, \text{ м/с},$$

представляет собой скорость распространения света в вакууме.

Параметр $W_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 120\pi$, Ом, носит название волнового сопротивления свободного пространства.

Также заметим, что $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \omega / c = 2\pi / \lambda_0$ есть волновое число (коэффициент фазы) и λ_0 — длина волны колебаний, распространяющихся в свободном пространстве.

Из уравнений (1-3) следует, что при определении полей можно исходить только из наличия токов, поскольку заряды сразу определяются, как только задано распределение токов в излучающих системах.

Для решения уравнений Максвелла (1-1) обычно вводят два вспомогательных векторных поля: векторный потенциал электрических токов \mathbf{A}^a и векторный потенциал магнитных токов \mathbf{A}^m . Векторы электромагнитного поля \mathbf{E} и \mathbf{H} определяются через эти вспомогательные векторы следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= -j\omega \mu_a \mathbf{A}^a + \frac{1}{j\omega \epsilon'_a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{A}^a - \operatorname{rot} \mathbf{A}^m; \\ \mathbf{H} &= -j\omega \epsilon'_a \mathbf{A}^m + \frac{1}{j\omega \mu_a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{A}^m + \operatorname{rot} \mathbf{A}^a. \end{aligned} \right\} \quad (1-4)$$

При подстановке (1-4) в (1-1) получаются следующие векторные неоднородные уравнения Гельмгольца относительно вспомогательных потенциалов:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \mathbf{A}^a + k^2 \mathbf{A}^a &= -\mathbf{j}^a; \\ \Delta \mathbf{A}^m + k^2 \mathbf{A}^m &= -\mathbf{j}^m, \end{aligned} \right\} \quad (1-5)$$

где

$$\Delta \mathbf{A} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{A} - \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A};$$

$$k = \omega \sqrt{\epsilon'_a \mu_a}.$$

Таким образом, интегрирование уравнений Максвелла сводится к нахождению решений векторных неоднородных уравнений (1-5).

Напомним, что решения уравнений Максвелла являются единственными, если эти решения: 1) удовлетворяют соответствующим граничным условиям на поверхностях раздела сред; 2) удовлетворяют условиям излучения на бесконечности (принципу излучения на бесконечности); 3) являются конечными во всех областях, не содержащих д-образных источников. При возбуждении электромагнитного поля линейным распределением то-

ков решения уравнений Максвелла должны обладать дипольной особенностью, т. е. при приближении точки наблюдения к излучающей нити тока поле должно стремиться к бесконечности.

Границные условия на поверхности раздела двух сред сводятся к непрерывности касательных составляющих векторов напряженности электрического и магнитного полей при переходе из среды 1 в среду 2:

$$E_{t1} = E_{t2}; H_{n1} = H_{n2}. \quad (1-6)$$

На поверхности идеального электрического проводника граничные условия принимают несколько другую форму. Касательная составляющая вектора напряженности электрического поля на поверхности идеального проводника равна нулю, а нормальная составляющая равна отношению поверхностной плотности электрического заряда к диэлектрической проницаемости среды, окружающей проводник:

$$E_t = 0; E_n = q/\epsilon_a. \quad (1-7)$$

Что касается вектора напряженности магнитного поля, то его нормальная составляющая на поверхности идеального проводника равна нулю, а касательная составляющая численно совпадает с поверхностной плотностью электрического тока

$$H_n = 0; H_t = J^a, \text{ причем } \mathbf{H} \perp \mathbf{J}^a. \quad (1-8)$$

Условия на бесконечности сводятся к тому, что электромагнитное возмущение от возбуждающих источников должно удаляться на бесконечность в виде бегущих волн, при этом не может существовать волн, бегущих из бесконечности к возбуждающим источникам.

При расчете энергетических характеристик антенн важное значение имеет теорема Умова — Пойнтинга. В комплексной форме эта теорема сводится к соотношению

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \int_A [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]_n dA + j\omega \int_V \left(\frac{\mu_a |\mathbf{H}|^2}{2} - \frac{\epsilon_a |\mathbf{E}|^2}{2} \right) dV + \\ + \int_V \frac{\sigma |\mathbf{E}|^2}{2} dV = \frac{1}{2} \int_V (-j^m \mathbf{H}^* - j^{a*} \mathbf{E}) dV, \end{aligned} \quad (1-9)$$

где n — внешняя нормаль к поверхности A , охватывающей объем V , содержащий возбуждающие источники.

Правая часть этого уравнения 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 характеризует мощность, выделяемую в объеме V в виде тепла. Плотность потока мощности, выходящей из объема V , определяется комплексным вектором Пойнтинга

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]. \quad (1-10)$$

1-2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧАЮЩИХ СИСТЕМ В ДАЛЬНЕЙ, ПРОМЕЖУТОЧНОЙ И БЛИЖНЕЙ ЗОНАХ

При расчете электромагнитных полей излучающих систем с известным распределением возбуждающих электрических и магнитных токов $\mathbf{j}^{a, m}(x', y', z')$ обычно используется ряд стандартных упрощающих предположений. Первое из них состоит в том, что излучающая система исследуемой антенны располагается в неограниченном однородном пространстве¹. В этом случае, как известно из электродинамики, векторный потенциал в произвольной точке наблюдения $P(x, y, z)$ определяется выражением

$$\mathbf{A}^{a, m}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int_V \mathbf{j}^{a, m}(x', y', z') \frac{\exp(-jkr)}{r} dV, \quad (1-11)$$

где $r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$ — расстояние между точками наблюдения $P(x, y, z)$ и интегрирования $Q(x', y', z')$, а V — объем, занимаемый токами излучающей системы. Выражение (1-11) представляет собой строгое решение векторных неоднородных уравнений Гельмгольца (1-5). Оно является единственным, поскольку удовлетворяет условию на бесконечности и имеет всюду конечную величину. Последующая подстановка (1-11) в (1-4) позволяет определить векторы полей \mathbf{E} и \mathbf{H} для любой точки пространства.

Сокращено можно записать:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, z) &= \widehat{\mathcal{E}} \{ \mathbf{j}^{a, m}(x', y', z') \}; \\ \mathbf{H}(x, y, z) &= \widehat{\mathcal{H}} \{ \mathbf{j}^{a, m}(x', y', z') \}, \end{aligned} \right\} \quad (1-12)$$

где $\widehat{\mathcal{E}} \{ \}$ и $\widehat{\mathcal{H}} \{ \}$ — векторные интегро-дифференциальные операторы, задающие последовательность вычислений нужных компонентов поля. Операторы $\widehat{\mathcal{E}} \{ \}$ и $\widehat{\mathcal{H}} \{ \}$ ставят в соответствие заданному распределению токов в области V распределение полей \mathbf{E} и \mathbf{H} .

¹ При этом сохраняется возможность впоследствии учсть влияние поверхности земли и окружающих предметов с помощью теории дифракции и других методов электродинамики.

в пространстве. Эти операторы являются строгими и применимы при любых взаимных расположениях точек источников $Q(x', y', z')$ и точек наблюдения $P(x, y, z)$. Однако, идя по такому пути, как правило, не удается получить простых замкнутых выражений даже для сравнительно простых излучающих систем. В связи с этим в теории антенн приходится прибегать к дальнейшим упрощающим предположениям, связанным с разбиением окружающего антенну пространства на *дальнюю, промежуточную и ближнюю зоны*.

Введем сферическую систему координат R, θ, φ , центр O которой помещен внутри излучающей системы (рис. 1-1, а). Точки $Q(x', y', z')$ и $P(x, y, z)$ будут изображать соответственно текущую точку интегрирования внутри излучающей системы и точку наблюдения.

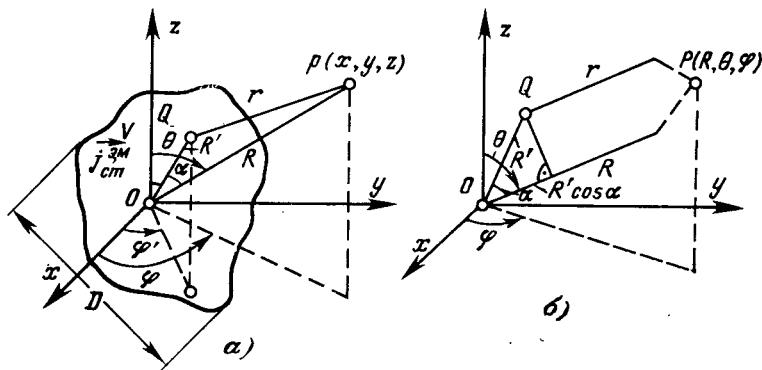


Рис. 1-1. К расчету электромагнитных полей излучающих систем.
а — общий случай; б — точка наблюдения в дальней зоне.

ния в окружающей однородной среде Расстояние r , входящее в показатель экспоненты и в знаменатель подынтегрального выражения (1-11), равно:

$$r = \overline{QP} = \sqrt{R^2 + R'^2 - 2RR' \cos \alpha}, \quad (1-13)$$

где α — угол между направлениями OQ и OP .

Если $R > R'$, т. е. точка наблюдения P находится на достаточноном удалении от объема V , занятого токами излучающей системы, то расстояние r можно приближенно представить в виде ряда по возрастающим степеням отношения R'/R :

$$r = R \left[1 - \frac{R'}{R} \cos \alpha + \frac{R'^2}{2R^2} (1 - \cos^2 \alpha) + \frac{R'^3}{2R^3} \cos \alpha (1 - \cos^2 \alpha) + \dots \right]. \quad (1-14)$$

Пусть $R \gg R'$, что соответствует наиболее важной для теории антенн *дальней зоне*. При этом в формуле (1-11) возможны следующие упрощения:

1. Величина r в знаменателе подынтегрального выражения принимается приближенно равной R , т. е. полагается $r=R$. Таким образом, множитель $1/R$ можно вынести из-под знака интеграла.

2. Величина r в знаменателе экспоненты подынтегральной функции полагается равной

$$r \approx R - R' \cos \alpha, \quad (1-15)$$

что соответствует отбрасыванию в ряде (1-14) членов выше первой степени. Благодаря этому приближению функция $\exp(-jkR)$ также выносится из-под знака интеграла.

Более аккуратный подход к замене r на приближенное выражение в показателе мнимой экспоненты объясняется тем, что здесь величина отбрасываемых членов должна быть мала не по сравнению с остающимися, а по сравнению с периодом мнимой экспоненты 2π . Фактически использование второго предположения и формулы (1-15) означает, что лучи, проведенные в точку наблюдения дальней зоны из начала координат и из текущей точки интегрирования в объеме V , считаются параллельными (рис. 1-1, б). Добавок $R' \cos \alpha$ к величине R носит название *разности хода лучей*, учитывающей относительное запаздывание сферических волн, приходящих в бесконечно удаленную точку наблюдения P от двух элементарных источников, располагающихся в начале координат и в текущей точке интегрирования $Q(x', y', z')$.

В расчетном отношении разность хода $R' \cos \alpha$ представляет собой проекцию (см. рис. 1-1, б) вектора

$$\begin{aligned} \mathbf{R}' = & i_x R' \sin \theta' \cos \varphi' + i_y R' \sin \theta' \sin \varphi' + \\ & + i_z R' \cos \theta' = i_x x' + i_y y' + i_z z', \end{aligned} \quad (1-16)$$

и направление единичного вектора, исходящего из начала координат в точку наблюдения:

$$\frac{\mathbf{R}}{R} = i_x \sin \theta \cos \varphi + i_y \sin \theta \sin \varphi + i_z \cos \theta. \quad (1-17)$$

Скалярно умножая векторы (1-16) и (1-17), находим явные выражения для разности хода:

$$\begin{aligned} R' \cos \alpha = & x' \sin \theta \cos \varphi + y' \sin \theta \sin \varphi + z' \cos \theta = \\ = & R [\sin \theta \sin \theta' \cos (\varphi - \varphi') + \cos \theta \cos \theta']. \end{aligned} \quad (1-18)$$

Использование сформулированных выше упрощений пп. 1 и 2 в формуле (1-11) приводит к асимптотической формуле для векторного потенциала в дальней зоне:

$$A_{\infty}^{3,M}(R, \theta, \varphi) = \frac{\exp(-jkR)}{4\pi R} \int_V \mathbf{j}^{3,M}(x', y', z') \exp(jkR' \cos \alpha) dV. \quad (1-19)$$

Здесь нижний индекс ∞ показывает, что это выражение справедливо при $R \rightarrow \infty$. Граница применимости формулы (1-19) будет найдена несколько позже.

Как следует из (1-18), величина интеграла в (1-19) зависит только от угловых координат точки наблюдения θ, φ .

Для перехода от векторных потенциалов $A_{\infty}^{3,M}$ к векторам полей \mathbf{E} и \mathbf{H} в дальней зоне необходимо выполнить операции, предписываемые

мые соотношениями (1-4). Основные формулы векторного анализа в сферической системе координат имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} f = \operatorname{div} \mathbf{A} &= \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 A_R) + \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta A_\theta) + \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi}; \\ \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{A} = \operatorname{grad} f &= i_R \frac{\partial f}{\partial R} + i_\theta \frac{1}{R} \frac{\partial f}{\partial \theta} + i_\varphi \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial f}{\partial \varphi}; \\ \operatorname{rot} \mathbf{A} &= i_R \frac{1}{R \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta A_\varphi) - \frac{\partial A_\theta}{\partial \varphi} \right] + i_\theta \left[\frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial A_R}{\partial \varphi} - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R A_\varphi) \right] + i_\varphi \frac{1}{R} \left[\frac{\partial}{\partial R} (R A_\theta) - \frac{\partial A_R}{\partial \theta} \right]. \end{aligned} \quad (1-20)$$

Подставляя (1-19) в (1-4) с учетом (1-20) и пренебрегая членами, имеющими радиальную зависимость $1/R^2$ и $1/R^3$ в соответствии с определением дальней зоны, после ряда тождественных преобразований получаем:

$$\left. \begin{aligned} E_\theta &= \frac{-j2\pi}{\lambda} [W A_{\theta\infty}^3 + A_{\varphi\infty}^M], \quad H_\varphi = \frac{E_\theta}{W}; \\ E_\varphi &= \frac{-j2\pi}{\lambda} [W A_{\varphi\infty}^3 - A_{\theta\infty}^M], \quad H_\theta = \frac{-E_\varphi}{W}; \\ E_R &= 0, \quad H_R = 0, \end{aligned} \right\} \quad (1-21)$$

где $W = \sqrt{\mu_a/\epsilon_a}$ — волновое сопротивление среды; λ — длина волны в среде, т. е. $\lambda = \lambda_0 \sqrt{\epsilon \mu}$, λ_0 — длина волны генератора, ϵ и μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости.

Чаще всего в практических расчетах вычисление интегралов типа (1-19) удобно производить через декартовы составляющие

$$\begin{aligned} A_{x,y,z,\infty}^{3,M} = \frac{\exp(-jkR)}{4\pi R} \int_V j_{x,y,z}^{3,M} \exp[jk(x' \sin \theta \cos \varphi + \\ + y' \sin \theta \sin \varphi + z' \cos \theta)] dx' dy' dz', \end{aligned} \quad (1-22)$$

переходя впоследствии к сферическим координатам с помощью соотношений

$$\begin{aligned} A_\theta &= A_x \cos \theta \cos \varphi + A_y \cos \theta \sin \varphi - A_z \sin \theta; \\ A_\varphi &= -A_x \sin \varphi + A_y \cos \varphi. \end{aligned} \quad (1-23)$$

Сформулируем главные свойства электромагнитного поля излучающей системы в дальней зоне:

1. Поле дальней зоны имеет поперечный характер, т. е. составляющие векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} в направлении распространения отсутствуют.

2. Векторы полей \mathbf{E} и \mathbf{H} имеют в общем случае по два компонента E_θ , E_φ и H_θ , H_φ . Так как компоненты E_θ и E_φ могут быть свинуты по фазе один относительно другого, то вектор \mathbf{E} (а также

и вектор \mathbf{H}) не будет иметь постоянного направления в пространстве; конец его с течением времени будет перемещаться, описывая полный эллипс в плоскости, перпендикулярной движению волны, за время, равное периоду колебаний. Таким образом, поле излучения в дальней зоне в общем случае будет иметь эллиптическую поляризацию. Характер поляризации поля может зависеть от направления θ , φ .

3. Поле в окрестности точки наблюдения в дальней зоне носит характер плоской электромагнитной волны, т. е. компоненты E_θ и H_φ , а также E_φ и H_θ находятся в фазе и их отношение равно волновому сопротивлению среды $E_\theta/H_\varphi = -E_\varphi/H_\theta = W$.

4. Как следует из формул (1-19) и (1-21), зависимость поля от расстояния R имеет вид элементарной сферической волны $\exp(-jkR)/R$. Однако эквифазные поверхности поля для каждого из компонентов не являются сферами с центром в начале координат, поскольку E_θ и E_φ в общем случае комплексны и зависят от углов θ , φ , а начало координат выбрано нами произвольно. Если можно найти такую точку в излучающей системе, относительно которой эквифазные поверхности поля в дальней зоне являются сферами, то эта точка называется *фазовым центром* излучающей системы. В общем случае излучающие системы могут и не иметь фазового центра.

5. Угловое распределение составляющих вектора поля \mathbf{E} в дальней зоне не зависит от расстояния R и может быть охарактеризовано функциями:

$$F_\theta(\theta, \varphi) = \frac{E_\theta(\theta, \varphi)}{|E_{\theta \text{ макс}}(\theta_1, \varphi_1)|}, \quad E_\varphi(\theta, \varphi) = \frac{E_\varphi(\theta, \varphi)}{|E_{\varphi \text{ макс}}(\theta_2, \varphi_2)|}, \quad (1-24)$$

где θ_1, φ_1 и θ_2, φ_2 , представляют собой направления максимального излучения для соответствующих компонент. Функции $F_\theta(\theta, \varphi)$ и $F_\varphi(\theta, \varphi)$ называются *нормированными диаграммами направленности* излучающей системы по полю для соответствующих компонент¹. В общем случае диаграммы направленности по полю комплексны и могут быть разделены на амплитудные и фазовые диаграммы направленности. Более подробное определение диаграмм направленности с учетом их векторного характера будет дано в последующих главах.

6. Поток мощности излучения в дальней зоне всегда направлен радиально. Плотность потока равна радиальной составляющей вектора Пойнтинга

$$S_R = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{E_\theta H^* \varphi - E_\varphi H^* \theta\}.$$

Поскольку $H_\varphi = E_\theta/W$ и $H_\theta = -E_\varphi/W$, получаем:

$$S_R(\theta, \varphi) = \frac{|E_\theta(\theta, \varphi)|^2 + |E_\varphi(\theta, \varphi)|^2}{2W}. \quad (1-25)$$

¹ Точнее, это нормированные характеристики направленности, которые условно называются нормированными диаграммами направленности.

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

$$F^2(\theta, \varphi) = \frac{S_R(\theta, \varphi)}{S_{R\max}(\theta_0, \varphi_0)}, \quad (1-26)$$

где $S_{R\max}$ — величина вектора Пойнтинга в направлении максимального излучения θ_0, φ_0 называется *нормированной диаграммой направленности по мощности*.

Установим теперь, на каком расстоянии от излучающей системы можно пользоваться формулами (1-19) и (1-21) для расчета полей, т. е. найдем границу дальней зоны. Основное упрощение, которое использовалось, заключалось в замене точного выражения

$$r = \sqrt{R^2 + R'^2 - 2RR' \cos \alpha}$$

приближенным $r \approx R - R' \cos \alpha$. Как уже отмечалось выше, это можно делать в том случае, когда возникающая фазовая ошибка в показателе подынтегральной экспоненты в (1-11) мала по сравнению с 2π . Эта ошибка с учетом разложения (1-14) приближенно равна:

$$k\sqrt{R^2 + R'^2 - 2RR' \cos \alpha} - (R - R' \cos \alpha) \approx \frac{kR'^2 \sin^2 \alpha}{2R}. \quad (1-27)$$

Так как максимальное значение R' составляет примерно половину наибольшего размера излучающей системы D (см. рис. I-1), то наибольшая величина фазовой ошибки может составлять $kD^2/8R$. Эта величина должна быть ограничена условием

$$\frac{kD^2}{8R} \leq \frac{2\pi}{N}, \quad (1-28)$$

где N — достаточно большое число, принимаемое обычно равным 16 (допустимая фазовая ошибка $22,5^\circ$). Разрешая (1-28) относительно R при $N=16$, получаем искомое неравенство

$$R \geq \frac{2D^2}{\lambda}, \quad (1-29)$$

определенную область, занимаемую дальней зоной излучающей системы. При увеличении размера излучающей системы в длинах волн граница дальней зоны быстро отодвигается. Если $D/\lambda=10$, то дальней зона начинается с расстояний $R > 200\lambda$, а при $D/\lambda=100$ начало дальней зоны соответствует расстоянию 20000λ .

Поскольку диаграммы направленности антенн определяют угловую зависимость полей излучения именно в дальней зоне, то выполнение условия (1-29) является важным требованием при экспериментальном снятии диаграмм направленности с помощью пробной приемной антенны, перемещаемой по сферической поверхности вокруг исследуемой антенны.

При расстояниях $R < 2D^2/\lambda$ дальнняя зона излучающей системы плавно переходит в *промежуточную* зону, иногда называемую

областью Френеля. При расчете полей излучающих систем в промежуточной зоне делаются следующие упрощения:

1. Так же, как и в случае дальней зоны, величина r в знаменателе подынтегрального выражения (1-22) принимается приближено равной R и выносится из-под знака интеграла.

2. Величина r в знаменателе экспоненты подынтегральной функции (1-11) принимается равной

$$r = R - R' \cos \alpha + \frac{R'^2}{2R} (1 - \cos^2 \alpha), \quad (1-30)$$

что соответствует отбрасыванию в степенном ряде (1-14) членов выше второй степени. Функция $\exp(-jkR)$, не зависящая от координат источников, выносится из-под интеграла.

Таким образом, в промежуточной зоне векторные потенциалы определяются по формуле:

$$A_{\text{Френ}}^{3,M}(R, \theta, \varphi) = \frac{\exp(-jkR)}{4\pi R} \int_V j^{3,M}(x', y', z') \times \\ \times \exp\left\{jk\left[R' \cos \alpha - \frac{R'^2}{2R}(1 - \cos^2 \alpha)\right]\right\} dV, \quad (1-31)$$

где разность хода $R' \cos \alpha$ по-прежнему определяется формулами (1-18).

3. При выполнении операций пространственного дифференцирования (1-20) в процессе вычисления компонент поля по правилам (1-4) отбрасываются все члены, имеющие радиальную зависимость $1/R^2$ и $1/R^3$, аналогично тому, как это делалось при вычислении полей дальней зоны. Следовательно, компоненты векторов поля E и H в промежуточной зоне могут быть найдены по формулам (1-21) с заменой в них векторных потенциалов $A_{\infty}^{3,M}$ на векторные потенциалы $A_{\text{Френ}}^{3,M}$ согласно (1-31).

В целом электромагнитное поле излучающей системы в промежуточной зоне носит более сложный характер по сравнению с полем дальней зоны. Основные свойства поля промежуточной зоны характеризуются следующим. Сформулированные выше свойства в пп. 1, 2 и 3, относящиеся к полю дальней зоны, о поперечном характере поля, о его поляризации и о локальном подобии поля в окрестности любой точки наблюдения плоской электромагнитной волны, сохраняются неизменными. Однако зависимость поля от расстояния уже не имеет характера сферической волны $\exp(-jkR)/R$, так как расстояние R дополнительно входит в показатель степени подынтегральной экспоненты в (1-31). Расчеты показывают, что из-за этого в промежуточной зоне на монотонное убывание поля по закону $1/R$ накладывается осциллирующее затухающее колебание. Наконец, угловое распределение составляющих векторов поля оказывается зависящим от расстояния R , т. е. диаграммы направленности излучающей системы в промежуточной зоне искажаются. В принципе это искажение может быть скомпенсировано, если заменить заданное распределение плотности токов в излучающей системе фазо-скорректированным распределением

$$j'(R', \theta', \varphi') = j(R', \theta', \varphi') \exp\left\{jk\frac{R'^2}{2R}(1 - \cos^2 \alpha)\right\}.$$

При такой коррекции квадратичный член с $R^{1/2}$ в показателе экспоненты (1-31) сокращается и угловая зависимость поля и на выбрали расстоянии R в области Френеля оказывается точно такой же, как и в дальней зоне нескорректированных источников. Правило говорит, что излучающая система путем коррекции фазового распределения «сфокусирована» в области Френеля». На практике такая фокусировка может быть использована для измерения диаграмм направленности антенн при укороченных расстояниях.

Анализ точности приближения промежуточной зоны показывает, что расстояние R должно находиться в пределах

$$\frac{D}{4} + \frac{D}{2} \left(\frac{D}{\lambda} \right)^{1/3} \leq R \leq \frac{2D^2}{\lambda}, \quad (1-32)$$

где D — максимальный размер излучающей системы.

Величина $D/4$ в левой части неравенства играет роль только для антенн малых в сравнении с длиной волны размеров и учитывает амплитудную ошибку, возникающую в этих случаях в связи с заменой $1/r \rightarrow 1/R$ с последующим вынесением $1/R$ из-под знака интеграла в (1-11). При $D=10\lambda$ промежуточная зона занимает область расстояний $13,5\lambda \leq R \leq 200\lambda$. С увеличением размера антennы промежуточная зона расширяется и при $D=100\lambda$ она уже занимает область расстояний $250\lambda \leq R \leq 2000\lambda$.

Более строгое рассмотрение говорит о том, что границы промежуточной и дальней зон излучающей системы оказываются функциями не только расстояния R , но и углов наблюдения. Они зависят также от формы области, занимаемой излучающими токами, и от характера распределения возбуждающих токов.

На расстояниях $R < \frac{D}{4} + \frac{D}{2} \left(\frac{D}{\lambda} \right)^{1/3}$ располагается *ближняя зона* излучающей системы. В этой зоне электромагнитное поле носит сложный характер и при его расчете необходимо пользоваться строгими операторами (1-12), эквивалентными выражениями (1-11) и (1-4). В ближней зоне в общем случае присутствуют все компоненты поля, зависимость поля от расстояния носит нерегулярный характер, вектор Пойнтинга является комплексным и по направлению может не совпадать с радиусом-вектором R . В ближней зоне излучающей системы всегда находится некоторый запас электромагнитной энергии, как правило, затрудняющий хорошее согласование входа антенны в широкой полосе частот.

1-3. ДИПОЛЬ ГЕРЦА И ЕГО ПАРАМЕТРЫ

Простейшим элементарным излучателем является электрический диполь Герца с моментом тока $I^0 l$. Он представляет собой идеализированную модель реальной антенны в виде отрезка провода длиной l , малой по сравнению с длиной волны, оканчивающегося на концах металлическими шарами (рис. 1-2). Вследствие малости l распределение электрического тока вдоль провода принимается неизменным и равным I^0 . Такое распределение тока может иметь место только при наличии сосредоточенных

зарядов на концах диполя, т. е. на шарах, как этого требует закон сохранения электричества. Хотя такая антenna сама по себе и не используется на практике, изучение ее свойств оказывается полезным, поскольку большинство сложных проволочных антенн может быть представлено в виде суперпозиции ряда коротких элемен-

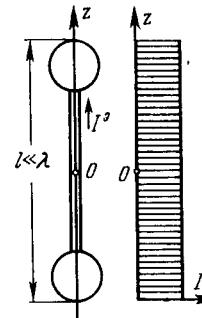


Рис. 1-2. Диполь Герца.

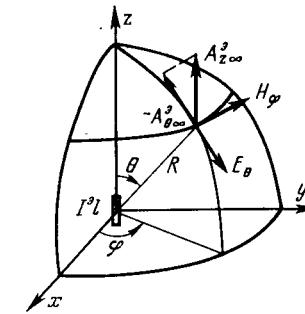


Рис. 1-3. Сферическая система координат.

тов, каждый из которых является элементарным диполем.

Поместим диполь в начало сферической системы координат (рис. 1-3) и вычислим его электромагнитное поле в дальней зоне по формулам (1-21) — (1-23). Векторный потенциал электрических токов диполя будет иметь единственную составляющую $A_{z\infty}^0$, равную:

$$A_{z\infty}^0 = \frac{I^0 \exp(-jkR)}{4\pi R} \int_{-l/2}^{l/2} \exp(jkz' \cos \theta) dz' \approx \frac{I^0 l \exp(-jkR)}{4\pi R}, \quad (1-33)$$

так как экспонента с разностью хода под интегралом ввиду малости диполя по сравнению с длиной волны (т. е. $kl \ll 1$) может быть заменена на единицу. Переходя к сферической составляющей векторного потенциала

$$A_{\theta\infty}^0 = -A_{z\infty}^0 \sin \theta \text{ и применяя (1-21), находим:}$$

$$E_\theta = -\frac{j2\pi}{\lambda} W A_{\theta\infty}^0 = \frac{jI^0 W}{2} \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}; \quad (1-34)$$

$$H_\phi = \frac{E_\theta}{W} = \frac{jI^0}{2} \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}.$$

Из выражений (1-34) следует, что:

1) диполь Герца излучает бегущие волны, удаляющиеся на бесконечность со скоростью света в данной среде;

2) вектор \mathbf{E} лежит в меридиональной плоскости, проходящей через ось диполя, а вектор \mathbf{H} лежит в азимутальной плоскости. Следовательно, диполь излучает волны линейной поляризации;

3) поверхности равных фаз этих волн представляют сферы, центры которых совпадают с центром диполя, т. е. диполь имеет фазовый центр, совпадающий с его серединой.

Величины напряженности электрического и магнитного полей диполя зависят от угла наблюдения θ . Вследствие осевой симметрии поле от угла наблюдения φ не зависит. В меридиональной плоскости (в плоскости вектора \mathbf{E}) диаграмма направленности диполя представляет собой синусоиду, построенную в полярной системе координат (рис. 1-4). Эта кривая условно может быть названа «восьмеркой». В азимутальной плоскости (в плоскости вектора \mathbf{H}) диаграмма направленности диполя является окружностью. Таким образом, диполь Герца излучает максимум энергии в направлении, перпендикулярном своей оси, а вдоль оси антенны излучение равно нулю.

Мощность, излучаемая диполем Герца, определяется интегрированием вектора Пойнтинга по поверхности произвольной сферы в дальней зоне (так называемый *метод вектора Пойнтинга*):

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} \int_A [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]_n dA = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{|E_{\theta}|^2}{W} R^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \\ = \frac{\pi W |I^e|^2}{4} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \int_0^{\pi} \sin^3 \theta d\theta = \frac{\pi W}{3} |I^e|^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (1-35)$$

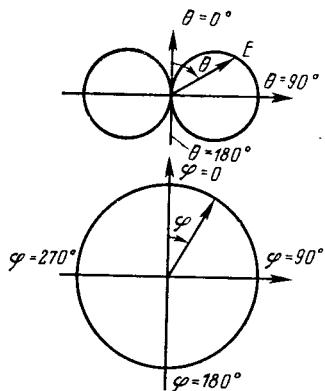


Рис. 1-4. Диаграмма направленности диполя Герца.

Для вакуума результат приобретает вид:

$$P_{\Sigma} = 40\pi^2 |I^e|^2 \left(\frac{l}{\lambda_0} \right)^2, \quad (1-35a)$$

где λ_0 — длина волны генератора.

В теории антенн принято выражать излучаемую мощность через специально вводимый коэффициент — *сопротивление излучения* R_{Σ} .

Величина R_{Σ} вводится на основании определения

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} |I^e|^2 R_{\Sigma}. \quad (1-36)$$

В качестве тока I^e в (1-36) берется его амплитудное значение в какой-либо фиксированной точке излучающей системы, обычно в максимуме распределения. Применительно к диполю Герца из сравнения (1-35) и (1-36) находим:

$$R_{\Sigma_d} = \frac{2\pi W}{3} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (1-37)$$

Отсюда для вакуума

$$R_{\Sigma_d} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda_0} \right)^2, \text{ Ом.} \quad (1-37a)$$

Величина сопротивления излучения антенны важна с точки зрения сопоставления ее с величиной сопротивления омических потерь R_{Π} , определяющего мощность P_{Π} , идущую на нагрев антенны: $P_{\Pi} = \frac{1}{2} |I^e|^2 R_{\Pi}$. При равномерном распределении тока, как это имеет место в диполе Герца, сопротивление потерь равно $R_{\Pi} = R_{\Pi} l$, где R_{Π} — погонное сопротивление проводника, вычисляемое на высокой частоте с помощью теории скин-эффекта, Ом/м.

Если ввести коэффициент полезного действия (к. п. д.) диполя с помощью соотношения

$$\eta = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma} + P_{\Pi}} = \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_{\Pi}} = \frac{(l/\lambda)}{(l/\lambda) + \frac{3R_{\Pi}\lambda}{2\pi W}}, \quad (1-38)$$

то видно, что при фиксированной величине омического сопротивления проводника $R_{\Pi}\lambda$, приходящейся на одну длину волны, увеличение к. п. д. возможно только при удлинении диполя. Если же длина диполя, выполняемого

из реального проводника, уменьшается, то к. п. д. диполя стремится к нулю. Отмеченная тенденция к снижению к. п. д. при уменьшении электрического размера (т. е. размера в долях волны) свойственна всем элементарным излучателям. Следует заметить, что малая величина сопротивления излучения антенны может вести к трудностям ее согласования с фидером в рабочей полосе частот.

Степень концентрации излучаемой мощности диполя в его экваториальной плоскости можно оценить с помощью специального параметра — *коэффициента направленного действия* (КНД), введенного в теорию антенн советским ученым А. А. Пистолькорсом в 1929 г. КНД антенны определяется как отношение величины вектора Пойнтинга в данном направлении к средней величине вектора Пойнтинга S_{cp} на поверхности полной сферы, охватывающей антенну (при одинаковом расстоянии R в обоих случаях)¹. Для направления максимального излучения КНД определяется соотношением

$$D_{\max} = \frac{S_{\max}}{S_{cp}}. \quad (1-39)$$

Поскольку очевидно, что $S_{cp} = P_{\Sigma}/4\pi R^2$, а $S_{\max} = |E_{\max}|^2/2W$, то формула для расчета КНД принимает следующий вид:

$$D_{\max} = \frac{|E_{\max}|^2 2\pi R^2}{W P_{\Sigma}} \quad (1-40)$$

или в случае вакуума (формула М. С. Неймана):

$$D_{\max} = \frac{|E_{\max}|^2 R^2}{60 P_{\Sigma}}. \quad (1-40a)$$

Подстановка (1-35) в (1-40) с учетом $|E_{\max}| = \frac{I^m l}{2R} \left(\frac{l}{\lambda} \right)$ приводит к результату $D_{\max} = 3/2$. Итак, КНД диполя Герца в направлении максимального излучения равен 1,5 и не зависит от отношения l/λ .

Величина КНД может быть также рассчитана через диаграмму направленности антенны. В самом деле, если известна нормированная характеристика направленности антенны по мощности $F^2(\theta, \varphi)$, то вектор Пойнтинга в на-

¹ Более подробное определение КНД с учетом поляризационных свойств излучающей системы будет дано в гл. 4.

правлении максимального излучения будет пропорционален $1/R^2$, а величина излучаемой мощности с тем же коэффициентом пропорциональности будет равна:

$$P_{\Sigma} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) R^2 \sin \theta d\theta d\varphi.$$

С помощью исходного определения КНД (1-39) получаем:

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}. \quad (1-41)$$

Для диполя Герца согласно (1-34) нормированная диаграмма направленности по мощности имеет вид $F^2(\theta, \varphi) = \sin^2 \theta$ и подстановка этой функции в (1-41) вновь приводит к величине КНД, равной 1,5. Таким образом, КНД действительно является мерой направленных свойств антенны и зависит только от формы ее характеристики направленности.

1-4. МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬ. ПРИНЦИП ВЗАИМОЗАМЕНЯЕМОСТИ ПОЛЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ТОКОВ

Пусть теперь возбуждающий ток представляет собой магнитный диполь с моментом $I^m l$, расположенный в начале координат и направленный вдоль оси z (рис. 1-5). Как выяснится впоследствии, изучение электромагнитного поля такого источника имеет важное значение для анализа щелевых антенн. Векторный потенциал магнитного диполя согласно (1-22) будет иметь единственную составляющую $A_{z\infty}^m$, равную

$$A_{z\infty}^m = \frac{I^m \exp(-jkR)}{4\pi R} \int_{-l/2}^{l/2} \exp(jkz' \cos \theta) dz' \approx \frac{I^m l \exp(-jkR)}{4\pi R} \quad (1-42)$$

(экспонента в подынтегральном выражении заменена на единицу, поскольку $kl \ll 1$). Переходя к сферической составляющей векторного потенциала $A_{\theta\infty}^m = -A_{z\infty}^m \sin \theta$ и

применяя (1-21), находим:

$$E_\varphi = \frac{j2\pi}{\lambda} A_{\theta\infty}^m = -\frac{jI^m}{2} \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R},$$

$$(1-43)$$

$$H_\theta = -\frac{E_\varphi}{W} = \frac{jI^m}{2W} \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}.$$

Таким образом, магнитный диполь, так же как и электрический, излучает сферические волны, удаляющиеся на бесконечность со скоростью света в данной среде. Диаграмма направленности магнитного диполя совпадает с диаграммой направленности электрического диполя.

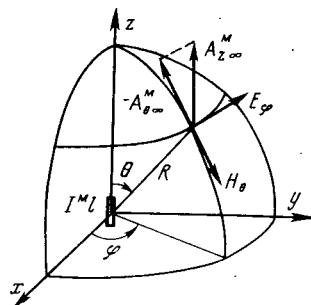


Рис. 1-5. Магнитный диполь.

и магнитного диполей, даваемых формулами (1-34) и (1-43), нетрудно установить следующее. Если момент тока электрического диполя численно равен моменту тока магнитного диполя и противоположен ему по знаку, то магнитное поле электрического диполя численно равно электрическому полю магнитного диполя. Электрическое поле электрического диполя при этом численно отличается от магнитного поля магнитного диполя в $-W^2$ раз.

Это свойство является частным случаем принципа взаимозаменяемости (или дуальности) полей, возбуждаемых электрическими или магнитными токами с одинаковыми законами распределения в пространстве. В самом деле, электромагнитное поле $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$ сторонних объемных электрических токов \mathbf{j}_{ct}^e удовлетворяет неоднородным

уравнениям Максвелла:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}_1 &= j\omega \epsilon_a \mathbf{E}_1 + \mathbf{j}_{ct}^e; \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_1 &= -j\omega \mu_a \mathbf{H}_1. \end{aligned} \right\} \quad (1-44)$$

С другой стороны, электромагнитное поле $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$, возбуждаемое сторонними объемными магнитными токами \mathbf{j}_{ct}^m , удовлетворяет неоднородным уравнениям Максвелла:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}_2 &= j\omega \epsilon_a \mathbf{E}_2; \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_2 &= -j\omega \mu_a \mathbf{H}_2 - \mathbf{j}_{ct}^m. \end{aligned} \right\} \quad (1-45)$$

Если теперь предположить, что в (1-44) распределение сторонних токов \mathbf{j}_{ct}^e заменено на $-\mathbf{j}_{ct}^m$, то неоднородные уравнения (1-44) точно превратятся в (1-45), если одновременно будут сделаны следующие замены:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_1 &\rightarrow \mathbf{H}_2, \quad \mathbf{H}_1 \rightarrow \mathbf{E}_2, \quad \mathbf{j}_{ct}^e \rightarrow -\mathbf{j}_{ct}^m; \\ \epsilon_a &\rightarrow -\mu_a, \quad \mu_a \rightarrow -\epsilon_a, \quad W \rightarrow -1/W. \end{aligned} \right\} \quad (1-46)$$

Следует помнить, что замены полей \mathbf{E} и \mathbf{H} должны одновременно быть сделаны и в граничных условиях.

Например, если в задаче излучения электрических токов на какой-то границе раздела было задано условие $E_t=0$, то после системы замен (1-46) мы получим электромагнитное поле такого же распределения магнитных токов уже при изменившемся граничном условии $H_t=0$. Однако существует большой класс граничных задач электродинамики, в которых замены (1-46) не приводят к нарушению заданных граничных условий. В частности, при заменах (1-46) не нарушаются граничные условия излучения на бесконечности и условия непрерывности тангенциальных составляющих \mathbf{E} и \mathbf{H} на поверхности раздела сред с не равными нулю и конечными значениями проницаемостей ϵ_a и μ_a .

Справедливость сформулированного принципа взаимозаменяемости полей одинаковых излучающих систем из электрических или магнитных токов легко также проверить и по общим формулам (1-19) и (1-21). Принцип взаимозаменяемости полей существенно расширяет область применимости решенных задач расчета излучающих систем.

Мощность излучения магнитного диполя может быть вычислена по методу вектора Пойнтинга аналогично тому, как это было сделано при расчете мощности излучения электрического диполя. Однако для оценки излучательной способности магнитного диполя удобнее воспользоваться не сопротивлением излучения, а проводимостью излучения в соответствии с определением

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} |I^m|^2 G_{\Sigma}. \quad (1-47)$$

Проделывая выкладки, аналогичные (1-35), получаем:

$$G_{\Sigma_d} = \frac{2\pi}{3W} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (1-48)$$

Из сопоставления (1-48) и (1-37) следует формула

$$G_{\Sigma_d} = \frac{R_{\Sigma_d}}{W^2}, \quad (1-49)$$

которая позволяет, зная сопротивление излучения электрического диполя, определить проводимость излучения магнитного диполя, имеющего ту же длину, что и электрический диполь. Соотношение (1-49) является естественным следствием принципа взаимозаменяемости полей электрических и магнитных токов и сохраняет свою справедливость для более сложных излучающих систем равных размеров с одинаковыми распределениями только электрических или только магнитных токов.

1-5. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ И МАГНИТНАЯ РАМКИ

Пусть в неограниченном пространстве имеется круглая электрическая рамка (кольцевой проводник) радиусом a с равномерно распределенным током I_p^e . Совместим центр рамки с началом координат и направим ось рамки вдоль оси z . Тогда в сферической системе координат рамка будет иметь только составляющую тока по координате ϕ . Вычислим поле рамки в дальней зоне. Обращаясь к рис. 1-6, выделим на рамке два симметричных относительно оси x элемента тока $I_p^e d\phi'$ в точках $\pm\phi'$ и вычислим создаваемый ими векторный потенциал в удаленной точке наблюдения P , характеризуемой координатами θ и $\phi=0$. Разность хода от выделенных элементов до точки P одинакова и в соответствии с (1-18)

равна $a \sin \theta \cos \phi'$. Поэтому потенциал в точке P от составляющих токов I_p^e будет равен нулю из-за противоположного направления токов в симметричных относительно оси x элементах тока на рамке, а потенциал в точке P от одинаково направленных составляющих токов I_p^e будет удваиваться и окажется равным

$$A_{\phi=\infty}^e = \frac{2 \exp(-jkR)}{4\pi R} \int_0^\pi I_p^e a \cos \phi' \exp(jka \sin \theta \cos \phi') d\phi'. \quad (1-50)$$

Вычислить интеграл в (1-50) в общем виде сложно, хотя и возможно¹. Для упрощения выкладок сразу же в подынтегральном выражении (1-50) учтем малость радиуса рамки по сравнению с длиной волны (условие $ka \ll 1$) и применим известное разложение:

$$\exp(jka \sin \theta \cos \phi') \approx 1 + jka \sin \theta \cos \phi',$$

справедливое при малых значениях показателя экспоненты. После этого интеграл в (1-50) легко вычисляется:

$$\begin{aligned} A_{\phi=\infty}^e &= \frac{a \exp(-jkR)}{2\pi R} I_p^e \int_0^\pi (1 + jka \sin \theta \cos \phi') \cos \phi' d\phi' = \\ &= jI_p^e \left(\frac{la^2}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R} \int_0^\pi \cos^2 \phi' d\phi' = \\ &= \frac{j\pi I_p^e}{2} \left(\frac{a^2}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}. \end{aligned}$$

С помощью формулы $E_{\phi} = -j \frac{2\pi}{\lambda} WA_{\phi=\infty}^e$ [см. (1-21)] получаем окончательные выражения для дальнего поля малой электрической рамки

$$\left. \begin{aligned} E_{\phi} &= I_p^e W \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \pi^2 \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}; \\ H_{\theta} &= -\frac{E_{\phi}}{W} = -I_p^e \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \pi^2 \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}. \end{aligned} \right\} \quad (1-51)$$

¹ В справочниках содержится подходящая формула

$$\frac{1}{j\pi} \int_0^\pi \exp(jz \cos \phi') \cos \phi' d\phi' = J_1(z),$$

где $J_1(z)$ — функция Бесселя первого порядка.

Таким образом, излучение электрической рамки аналогично излучению магнитного диполя. Из сравнения (1-51) и (1-43) находится эквивалентный магнитный момент рамки:

$$Im = jI_p^3 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) W \pi a^2 = jI_p^3 k W s, \quad (1-52)$$

где $s = \pi a^2$ — площадь рамки. Таким образом, электрическая рамка малого радиуса действительно может рассматриваться как магнитный диполь с моментом тока (1-52), ось которого совпадает с осью рамки. Рамка создает максимальное излучение с КНД $D_{\max} = 1,5$ в своей плоскости и не излучает электромагнитную энергию вдоль оси. Излученное рамкой поле имеет ту же поляризацию, что и поле магнитного диполя (силовые линии электрического поля представляют собой окружности, соосные с окружностью электрического тока рамки).

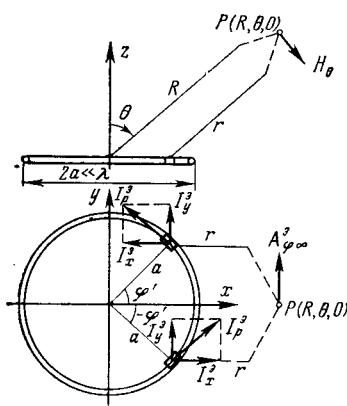


Рис. 1-6. К вычислению поля электрической рамки.

Сопротивление излучения электрической рамки определяется как отношение излучаемой рамкой мощности к квадрату эффективного значения тока в рамке

$$R_{\Sigma p} = 2P_{\Sigma} / |I_p^3|^2.$$

Используя выражение для мощности излучения магнитного диполя

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} |I^M|^2 G_{\Sigma d} = \frac{\pi}{3W} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 |I^M|^2$$

и выражая согласно (1-52) магнитный ток диполя через электрический ток рамки

$$|I^M|^2 = |I_p^3|^2 \frac{4W^2 s^2 \pi^2}{l^2 \lambda^2},$$

находим

$$R_{\Sigma p} = \frac{8\pi^3 W s^2}{3\lambda^4}. \quad (1-53)$$

Для вакуума эта формула принимает вид:

$$R_{\Sigma p} = \frac{320\pi^4 s^2}{\lambda_0^4}, \text{ Ом.} \quad (1-53a)$$

Последняя формула применяется для расчета сопротивления излучения рамочной антенны. Необходимо подчеркнуть, что в то время, как сопротивление излучения электрического диполя обратно пропорционально квадрату длины волны, сопротивление излучения электрической рамки малого радиуса обратно пропорционально длине волны в четвертой степени и в силу этого значительно меньше сопротивления излучения соизмеримого электрического диполя. Для увеличения сопротивления излучения электрическая рамка может быть выполнена из нескольких последовательно включенных витков. Если число витков равно n и ток одного витка равен I_0 , то суммарный излучающий ток рамки будет nI_0 . Полная мощность излучения многовитковой рамки составит

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} (nI_0)^2 R_{\Sigma p}.$$

Относя эту мощность к квадрату эффективного значения тока одного витка, т. е. к квадрату эффективного значения входного тока многовитковой рамки, получим сопротивление излучения n -витковой рамки в вакууме:

$$R_{\Sigma n} = \frac{320\pi^4 s^2}{\lambda_0^4} n^2, \text{ Ом.} \quad (1-54)$$

Увеличение числа витков рамки при неизменном диаметре провода будет сопровождаться возрастанием к. п. д., так как рост сопротивления излучения по квадратичному закону относительно n будет опережать рост омического сопротивления провода, происходящий по линейному закону.

Рассмотрим теперь вкратце излучение элементарной магнитной рамки с равномерно распределенным магнитным током I_p^3 . Совместим центр рамки с началом координат и направим ось рамки вдоль оси z . Применяя сформулированный в предыдущем параграфе принцип взаимозаменяемости полей электрических и магнитных токов (1-46) к выражениям для поля излучения электрической рамки (1-51), сразу можем записать поле излу-

чения магнитной рамки в дальней зоне

$$\left. \begin{aligned} E_\theta &= I_p^M \frac{\pi^2}{W} \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}, \\ H_\varphi &= I_p^M \frac{\pi^2}{W} \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}. \end{aligned} \right\} \quad (1-55)$$

Из сравнения (1-55) с (1-34) получаем эквивалентный момент тока:

$$I^M l = -jI^M \frac{2\pi^2 a^2}{W\lambda} = -jI^M \frac{k}{W} s. \quad (1-56)$$

В этом случае элементарная магнитная рамка может рассматриваться как электрический диполь с эквивалентным моментом тока, определяемым формулой (1-56). Она излучает поле, которое имеет ту же поляризацию, что и поле электрического диполя, и ее диаграмма направленности совпадает с диаграммой направленности диполя, а КНД равен $D_{\max} = 1,5$.

Можно ввести понятие о проводимости излучения рамки G_{sp} , равной отношению излучаемой рамкой мощности к квадрату эффективного магнитного тока рамки. В соответствии с принципом взаимозаменяемости полей проводимость излучения магнитной рамки будет равна [см. (1-49)]:

$$G_{sp} = \frac{R_{sp}}{W^2} = \frac{8\pi^3 s^2}{3W\lambda^4}, \quad (1-57)$$

где R_{sp} — сопротивление излучения электрической рамки того же радиуса.

1-6. ВЛИЯНИЕ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ НЕОГРАНИЧЕННОЙ ПЛОСКОСТИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Выше было рассмотрено излучение элементарных избираторов и рамок, находящихся в неограниченном пространстве. Пусть теперь эти избираторы и рамки расположены над идеально проводящей и бесконечно протяженной плоскостью на некоторой высоте h (рис. 1-7). Под влиянием электромагнитного поля избираторов и рамок на плоскости наводятся поверхностные электрические токи.

Рассмотрим направление этих наводимых токов. В случае горизонтального избиратора поверхностные токи текут параллельно току в самом избираторе. В случае вертикального избиратора и горизонтальной магнитной рамки они текут по радиальным направлениям. Токи, наводимые горизонтальным магнитным избиратором, имеют как параллельные, так и перпендикулярные оси избиратора составляющие. Наконец, вертикальный магнитный избиратор и горизонтальная избирательная рамка наводят на плоскости токи, имеющие азимутальные составляющие.

Наводимые поверхностные токи создают в верхнем и нижнем полупространствах вторичные поля, которые (плоскость мыслится бесконечно тонкой) симметричны относительно этой плоскости. Идеально проводящая и неограниченная плоскость экранирует нижнее полупространство, и распределение наводимых токов будет таким, при котором вторичное поле в любой точке нижнего полупространства равно по величине и противоположно по знаку первичному полю, создаваемому избираторами и рамками в этом полупространстве.

Отсюда следует так называемый *метод зеркального изображения*, согласно которому вторичное поле в верхнем полупространстве не изменится, если удалить проводящую плоскость и в зеркальной точке поместить источник с током, равным по величине току в истинном источнике и имеющим направление, при котором тангенциальная составляющая суммарного электрического поля на поверхности рассматриваемой плоскости равна нулю.

В случае горизонтального избиратора, горизонтальной избирательной рамки и вертикального магнитного избиратора ток в зеркальном изображении, как это показано на рис. 1-7, а, имеет направление, противоположное направлению тока в истинном источнике.

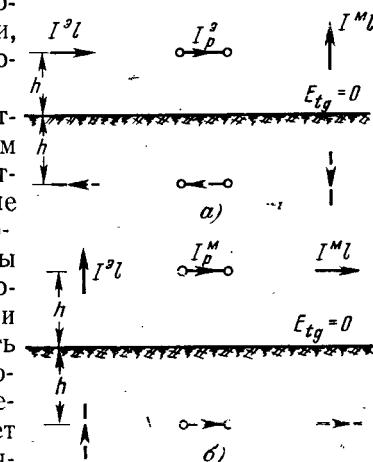


Рис. 1-7. Направление токов в зеркальных изображениях.

Для вертикального электрического вибратора, горизонтальной магнитной рамки и горизонтального магнитного вибратора, как это показано на рис. 1-7, б, ток в зеркальном изображении имеет то же направление, что и в истинном источнике.

При высоте источника над плоскостью h , равной нулю, первичные и вторичные поля горизонтального электрического вибратора, горизонтальной магнитной рамки и вертикального магнитного вибратора становятся равными между собой по величине и противоположными по знаку, суммарное поле становится равным нулю и излучение исчезает. Наоборот, в случае вертикального электрического вибратора, горизонтальной магнитной рамки и горизонтального магнитного вибратора первичные и вторичные поля при $h=0$ становятся равными между собой по величине 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 случае удваиваются. Удвоение сопротивления и проводимости излучения связано с тем, что плотность излучаемой мощности в каждой точке пространства утверждается, но мощность излучается только в верхнее полупространство.

Таким образом, сопротивление излучения вертикального электрического диполя длиной l , расположенного на поверхности идеально проводящей плоскости, определяется формулой:

$$R_{\Sigma_d} = \frac{4\pi}{3} W \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (1-58)$$

Проводимость излучения горизонтальной магнитной рамки, расположенной на плоскости, имеет вид:

$$G_{\Sigma_p} = \frac{16}{3W} \frac{\pi^3 s^2}{\lambda^4}. \quad (1-59)$$

Аналогично, для горизонтального магнитного диполя, расположенного на плоскости, имеет место формула:

$$G_{\Sigma_d} = \frac{4\pi}{3W} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (1-60)$$

Диаграмма направленности в вертикальной плоскости вертикального электрического диполя, горизонтальной

магнитной рамки и горизонтального магнитного диполя, расположенных на поверхности рассматриваемой плоскости ($h=0$), показаны на рис. 1-8. Как видно, вертикальный электрический диполь и горизонтальная магнитная рамка излучают максимум мощности вдоль поверхности плоскости и дают нуль излучения в направлении, перпендикулярном плоскости. Горизонтальный магнитный диполь имеет ненаправленное излучение в своей

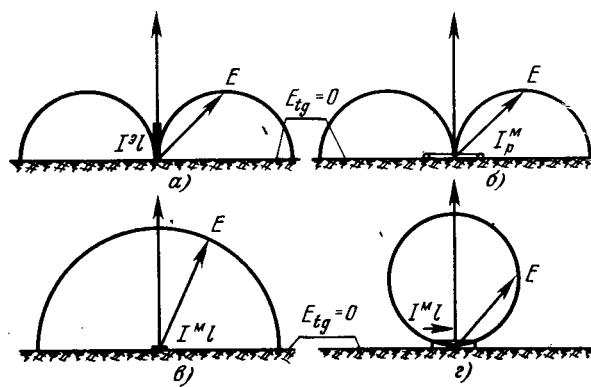


Рис. 1-8. Диаграммы направленности элементарных источников на бесконечной металлической плоскости.

экваториальной плоскости и характеристику излучения в виде полувосьмерки в меридиональной плоскости.

Заметим, что при $h=0$ бесконечная металлическая плоскость увеличивает вдвое коэффициент направленного действия вертикального электрического диполя и горизонтальных магнитного диполя и магнитной рамки, т. е. для этих источников в направлении максимального излучения получается $D_{\max}=3$. Удвоение КНД в соответствии с его определением (1-40) объясняется тем, что благодаря синфазному зеркальному изображению, совпадающему с рассматриваемым источником при $h=0$, происходит учетверение плотности потока излучаемой мощности при удвоенной величине полной излучаемой мощности. Удвоение КНД элементарных источников при излучении в полупространство можно объяснить также с помощью определения (1-41). При этом, несмотря на сохранение формы диаграммы направленности $F^2(\theta, \phi)$, вдвое уменьшается величина интеграла

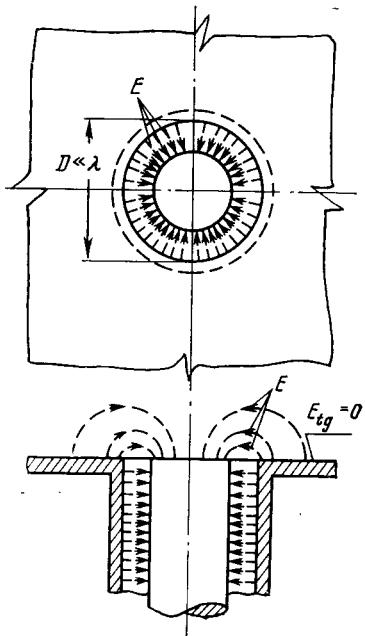


Рис. 1-9. Возбуждение кольцевой щели в экране коаксиальной линией.

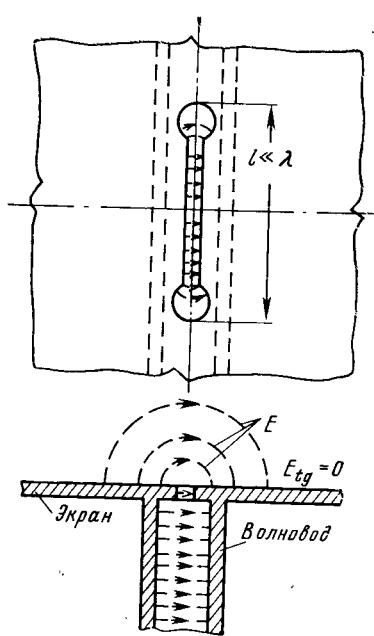


Рис. 1-10. Возбуждение щели в экране волноводом.

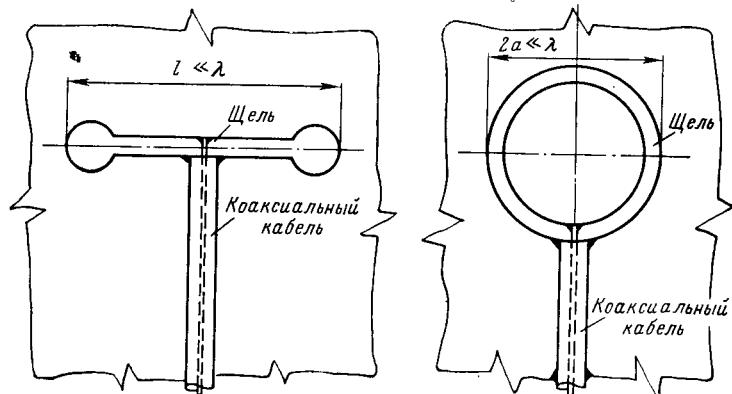


Рис. 1-11. Возбуждение двусторонних щелей в экране.

в знаменателе из-за сокращения пределов интегрирования до половины полного телесного угла.

Рассмотренные горизонтальная магнитная рамка и горизонтальный магнитный диполь, расположенные на поверхности идеально проводящей неограниченной плоскости, фактически представляют собой излучающие щели, прорезанные в проводящем экране. Практически эти щели могут быть возбуждены при помощи коаксиальной линии и прямоугольного волновода, как это показано на рис. 1-9 и 1-10.

Магнитный ток этих антенн есть не что иное, как разность потенциалов (напряжение) между краями щели. Отношение мощности, излучаемой через щель, к квадрату эффективного значения напряжения в щели определяет собой проводимость излучения элементарной щелевой антенны. Таким образом, проводимость излучения элементарной кольцевой щелевой антенны может быть определена по формуле (1-59), а проводимость излучения элементарной линейной щелевой антенны с равномерным распределением напряжения вдоль щели — по формуле (1-60).

Щели, прорезанные в проводящем экране, могут быть также возбуждены при помощи коаксиального фидера (рис. 1-11). Такие щелевые антенны излучают в оба полупространства и называются *двусторонними щелевыми антennами*, в то время как щелевые антенны, показанные на рис. 1-9 и 1-10, излучают только в одно полупространство и называются *односторонними*. Очевидно, что проводимость излучения двусторонних щелевых антенн в 2 раза больше проводимости излучения соответствующих односторонних щелевых антенн, а КНД двусторонних щелевых антенн в 2 раза ниже КНД соответствующих односторонних щелевых антенн.

1-7. ЭЛЕМЕНТАРНЫЙ ИСТОЧНИК ОДНОНАПРАВЛЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим излучающую систему, изображенную на рис. 1-12. В плоскости xy неограниченного свободного пространства в начале координат расположены два диполя: ориентированный вдоль оси x электрический диполь с моментом тока $I_x^y l$ и ориентированный вдоль оси y магнитный диполь с моментом тока $I_y^x l$. Длины диполей будем считать одинаковыми.

Для расчета дальнего поля такой системы выделим проходящую через ось z плоскость φ и возьмем в ней удаленную точку наблюдения $P(\theta, \varphi)$. Электрическое поле в этой точке будет иметь составляющие E_θ и E_φ . Каждая составляющая имеет вид суммы двух независимых слагаемых $E_i = E^e_i + E^m_i$, порождаемых соответственно излучением электрического и магнитного диполей. Слагаемое E_θ^e будет создаваться проекцией электрического диполя на плоскость φ , равной по величине $I_x^e l \cos \theta$ и характеризуемой в этой плоскости диаграммой направленности вида $-\cos \theta$. Слагаемое E_θ^m будет создаваться проекцией магнитного диполя на нормаль к плоскости φ , равной $I_y^m l \cos \theta$ и характеризуемой равномерной единичной диаграммой направленности в плоскости φ . Таким образом, с учетом (1-34) и (1-43) полная составляющая E_θ от обоих диполей будет равна:

$$E_\theta(\theta, \varphi) = E_\theta^e + E_\theta^m = \frac{-jl}{2\lambda} (WI_x^e \cos \theta + I_y^m) \cos \varphi \frac{\exp(-jkR)}{R}. \quad (1-61)$$

Вычислим далее составляющую E_φ . Здесь слагаемое E_φ^e будет создаваться проекцией электрического диполя на нормаль к плоскости φ , равной $I_x^e l \sin \varphi$ и характеризуемой равномерной диаграммой направленности в плоскости φ . Слагаемое E_φ^m будет создаваться проекцией магнитного диполя на плоскость φ , равной $I_y^m l \sin \varphi$ и характеризуемой в этой плоскости диаграммой направленности вида $-\cos \theta$. Суммируя слагаемые E_φ^e и E_φ^m с учетом формул (1-34) и (1-43), получаем:

$$E_\varphi(\theta, \varphi) = E_\varphi^e + E_\varphi^m = \frac{jl}{2\lambda} (WI_x^e + I_y^m \cos \theta) \sin \varphi \frac{\exp(-jkR)}{R}. \quad (1-62)$$

Рассмотрим величину полного электрического поля, создаваемого обоими диполями при $z > 0$ и при $z < 0$. В обоих случаях на оси z поле будет характеризоваться единственной составляющей E_θ , соответственно равной:

$$E_\theta(\theta = 0, \varphi = 0) = \frac{-jI_y^m l}{2\lambda} (m + 1) \frac{\exp(-jkR)}{R};$$

$$E_\theta(\theta = \pi, \varphi = 0) = \frac{-jI_y^m l}{2\lambda} (-m + 1) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (1-63)$$

где $m = \frac{WI_x^e}{I_y^m}$ учитывает относительную величину комплексных амплитуд возбуждаемых токов в диполях. При $m = 1$, т. е. когда $I_y^m / I_x^e = W = 120\pi \sqrt{\mu/\epsilon}$, Ом, электромагнитное поле в направлении $\theta = \pi$ обращается в нуль, а электромагнитное поле в направлении $\theta = 0$ принимает удвоенное максимальное значение поля, созданного магнитным (или электрическим) диполем и равное по величине $I_y^m l / \lambda R$.

Итак, в системе излучателей рис. 1-12 соотношение возбуждающих токов $m = 1$ приводит к формированию в пространстве одностороннего излучения в положительном направлении оси z (с равным успехом при выборе $m = -1$)

в положительном направлении оси z можно получить нуль излучения). Запишем нормированные диаграммы направленности по полулю для системы рис. 1-12 при $m = 1$:

$$F_\theta(\theta, \varphi) = -j \frac{\cos \varphi (\cos \theta + 1)}{2}; F_\varphi(\theta, \varphi) = j \frac{\sin \varphi (1 + \cos \theta)}{2}. \quad (1-64)$$

Знак минус в компоненте F_θ фактически означает, что направление этой составляющей всюду противоположно направлению соответствующего орта i_θ сферической системы координат. С учетом этого видим, что в любом направлении θ, φ функции F_θ и F_φ находятся в фазе. Это указывает на то, что рассматриваемая система источников при $m = 1$ излучает поле только линейной поляризации. Кроме того, фазовая характеристика направленности по обеим составляющим постоянна и равна $\pi/2$. Следовательно данная излучающая система имеет фазовый центр, расположенный в начале координат.

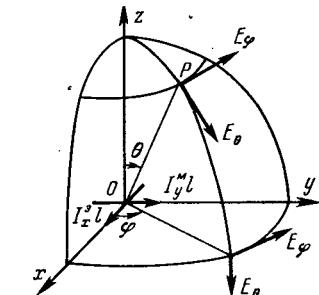


Рис. 1-12. Односторонний элементарный излучатель.

Запишем теперь нормированную диаграмму направленности по мощности

$$F^2(\theta, \varphi) = \frac{|F_\theta(\theta, \varphi)|^2 + |F_\varphi(\theta, \varphi)|^2}{\|F_\theta|^2 + |F_\varphi|^2\}_{\max} = \left(\frac{\cos \theta + 1}{2}\right)^2. \quad (1-65)$$

Пространственная характеристика направленности по мощности не зависит от угла φ и в любом сечении, проходящем через ось z , представляет собой квадрат кардиоиды (рис. 1-13). Вычислим величину КНД в направлении максимального излучения. Действуя по определению (1-41), получаем:

$$D_{\max} = \frac{16\pi}{\int_0^\pi \int_0^\pi (\cos \theta + 1)^2 \sin \theta d\theta d\varphi} = 3. \quad (1-66)$$

Итак, благодаря синфазному сложению излучений каждого диполя в положительном направлении оси z результирующий КНД системы вдвое превышает КНД каждого отдельного излучателя.

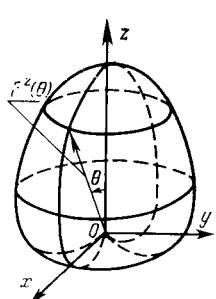


Рис. 1-13. Кардиоидная диаграмма направленности.

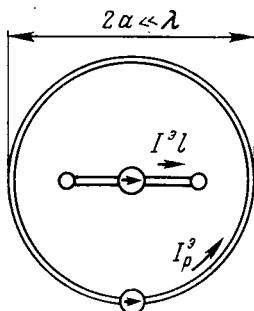


Рис. 1-14. Кардиоидная антенна из вибратора и рамки.

Рассмотренная система однодиапазонного излучения может быть реализована в виде вибратора и рамки малых размеров (рис. 1-14) при соответствующем подборе способа их питания от общего генератора. Подобные кардиоидные антенны применяются на практике для целей радионавигации. Другим примером использования рассмотренной системы в расчетном аппарате теории антенн является так называемый элемент Гюйгенса — гипотетический излучатель, соответствующий

бесконечно малому элементу поверхности фронта плоской электромагнитной волны линейной поляризации. Элемент Гюйгенса вводится в теорию антенн в связи с применением принципа эквивалентных поверхностных токов — аналога известного из оптики принципа Гюйгенса (см. § 8-2).

1-8. ЭЛЕМЕНТАРНЫЙ ТУРНИКЕТНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ

Рассмотрим излучение двух электрических (или магнитных) вибраторов одинаковой длины l , находящихся в пространственной и временной квадратуре, т. е. расположенных в пространстве один относительно другого под углом 90° и возбужденных со сдвигом фаз токов в них на 90° (рис. 1-15). Подобную систему принято называть элементарным турникетным излучателем. Суммируя составляющие E_θ и E_φ для поля излучения каждого из вибраторов аналогично тому, как это было сделано в § 1-7, получаем следующие выражения для полного излучаемого поля:

$$\left. \begin{aligned} E_\theta &= \frac{jWl}{2\lambda} [-I_x \cos \varphi - I_y \sin \varphi] \cos \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}; \\ E_\varphi &= \frac{jWl}{2\lambda} [I_x \sin \varphi - I_y \cos \varphi] \frac{\exp(-jkR)}{R}. \end{aligned} \right\} \quad (1-67)$$

Примем для определенности, что квадратурное соотношение одинаковых по амплитуде токов в вибраторах имеет вид:

$$I_y = \exp(-j90^\circ) I_x = -jI_x, \quad (1-68)$$

т. е. положим, что вектор полного излучающего тока $J = i_x I_x + i_y I_y$ вращается против часовой стрелки, совершая один оборот за период колебаний, если смотреть с положительной полуоси z из бесконечности. Тогда составляющие поля примут более простой вид:

$$\left. \begin{aligned} E_\theta &= \frac{-jWl}{2\lambda} \cos \theta \exp(-j\varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}; \\ E_\varphi &= \frac{-Wl}{2\lambda} \exp(-j\varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \end{aligned} \right\} \quad (1-69)$$

и им будут соответствовать следующие нормированные диаграммы направленности по полю:

$$F_\varphi = -j \cos \theta \exp(-j\varphi); F_\theta = -\exp(-j\varphi). \quad (1-70)$$

Элементарный турникетный излучатель характеризуется рядом интересных особенностей. Сначала исследуем поляризационную структуру создаваемого им поля. Для точек наблюдения на оси z можно считать, полагая в (1-67) $\varphi=0$, что составляющие E_θ и E_φ создаются соответственно диполями $I_x l$ и $I_y l$. Тогда из (1-68) следует, что конец полного вектора излученного поля в любой точке оси z будет описывать окружность за время, равное периоду колебаний, в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Это означает, что излученное поле на оси z будет представлять собой поле круговой поляризации. Для всех других направлений составляющая поля E_θ из-за наличия множителя $\cos \theta$ будет по амплитуде меньше составляющей E_φ , оставаясь по отношению к ней в фазовой квадратуре. Поэтому

в этих направлениях будет излучаться поле эллиптической поляризации.

Направление вращения вектора \mathbf{E} в любой точке пространства, кроме плоскости xy , где имеет место чисто линейная поляризация, фактически будет совпадать с направлением вращения полного излучающего тока в системе диполей. Однако правое (по часовой стрелке) или левое (против часовой стрелки) направление вращения вектора \mathbf{E} в плоской электромагнитной волне принято оценивать относительно наблюдателя, смотрящего по направлению распространения. Основываясь на таком определении, заключаем, что в верхнем полупространстве $0 < \theta < \pi/2$ излучаемое поле эллиптической поляризации при соотношении токов (1-68) будет иметь *правое вращение*, а в нижнем полупространстве $\pi/2 < \theta < \pi$ — *левое вращение*. Степень эллиптичности поляризации принято характеризовать отношением малой и большой осей поляризационного эллипса со знаком, зависящим от направления вращения (плюс для правого вращения). В элементарном турникетном излучателе подобный коэффициент эллиптичности поляризации принимает

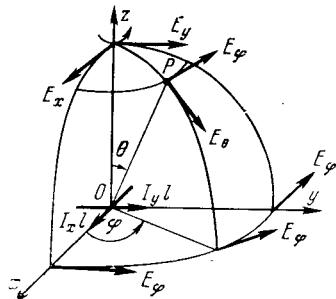


Рис. 1-15. Элементарный турникетный излучатель.

щения вектора \mathbf{E} в плоской электромагнитной волне принято оценивать относительно наблюдателя, смотрящего по направлению распространения. Основываясь на таком определении, заключаем, что в верхнем полупространстве $0 < \theta < \pi/2$ излучаемое поле эллиптической поляризации при соотношении токов (1-68) будет иметь *правое вращение*, а в нижнем полупространстве $\pi/2 < \theta < \pi$ — *левое вращение*. Степень эллиптичности поляризации принято характеризовать отношением малой и большой осей поляризационного эллипса со знаком, зависящим от направления вращения (плюс для правого вращения). В элементарном турникетном излучателе подобный коэффициент эллиптичности поляризации принимает

всевозможные значения от 1 при $\theta=0$ до нуля при $\theta=\pi/2$ и далее до -1 при $\theta=\pi$.

Перейдем теперь к анализу пространственной диаграммы направленности по мощности и к расчету КНД. Согласно определению (1-26) имеем:

$$F^2(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} (\cos^2 \theta + 1). \quad (1-71)$$

Подобная пространственная диаграмма направленности показана на рис. 1-16. Здесь в первую очередь обращает на себя внимание отсутствие нулей излучения. Максимум излучения получается в направлении оси z ,

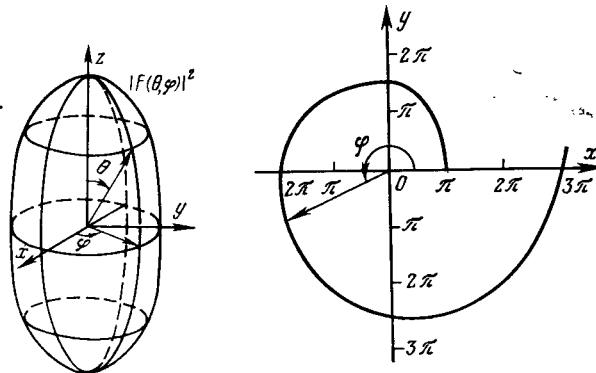


Рис. 1-16. Диаграмма направленности турникетного излучателя.

Рис. 1-17. Фазовая диаграмма направленности.

т. е. при $\theta=0$ или $\theta=\pi$. Соответственно величина максимального КНД оказывается равной:

$$D_{\max} = \frac{8\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi (\cos^2 \theta + 1) \sin \theta d\theta d\varphi} = 1,5. \quad (1-72)$$

В плоскости xy при $\theta=\pi/2$ величина КНД снижается до минимального значения $D_{\min}=0,75$.

Наконец, рассмотрим фазовую характеристику направленности, задаваемую множителем $\exp(-j\varphi)$ в (1-70). В плоскости xy , где излучается поле линейной поляризации, такая фазовая характеристика имеет вид спирали Архимеда (рис. 1-17). Здесь невозможно указать точку излучающей системы, относительно которой

линии равных фаз представляют собой окружности. Таким образом, получаем пример излучающей системы, не имеющей фазового центра в плоскости xy .

В заключение первой главы отметим, что на примерах § 1-7 и 1-8 можно убедиться в возможностях управления формой диаграммы направленности и поляризационной характеристикой излучающей системы путем комбинирования излучения только двух элементарных источников. Это объясняется явлением *интерференции волн*, благодаря которой поле усиливается в тех направлениях, где соответствующие компоненты находятся в фазе, и ослабляется в направлениях, соответствующих их противофазному сложению.

Очевидно, что, увеличивая число элементарных источников, располагая их в пространстве более сложным образом и подбирая необходимое распределение излучающих токов, мы можем значительно расширить свои возможности по получению заданных направленных и поляризационных свойств излучающих систем. Таким образом, *построение излучающей системы сводится к организации требуемой интерференции электромагнитных волн распределенных источников*.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ (ТЕОРИЯ)

2-1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВИБРАТОР

В этой главе будут изучаться характеристики излучения простейших в конструктивном отношении электрических и щелевых вибраторов конечной длины. Такие излучатели широко применяются на практике как в качестве самостоятельных антенн, так и в виде элементов многих сложных антенных систем. Наибольшее внимание будет уделено рассмотрению теории электрического вибратора. Затем эта теория с помощью принципа двойственности будет распространена также на излучение узких щелевых антенн конечной длины в плоском металлическом экране. Раздел о вибраторных излучателях в теории антенн

занимает очень важное положение. Ряд стандартных предположений и подходов, впервые развитых в применении к вибраторным антеннам и изучаемых в настоящей главе, широко используется в практике инженерных расчетов многих антенн более сложных типов.

Электрический вибратор представляет собой цилиндрический проводник длиной $l_1 + l_2$ и радиусом a , питаемый в точках разрыва генератором высокой частоты (рис. 2-1). При равенстве длин плеч $l_1 = l_2$ вибратор называется *симметричным*. Присоединение генератора к вибратору может быть осуществлено различными конструктивными способами, в частности для питания симметричных вибраторов могут быть применены симметричные двухпроводные линии передачи.

Под воздействием э. д. с. генератора в вибраторе возникают электрические токи, которые распределяются по его поверхности таким образом, что возбуждаемое ими электромагнитное поле удовлетворяет уравнениям Максвелла (1-1), граничным условиям на поверхности проводника и условию излучения на бесконечности. Согласно известной из курса электродинамики теореме эквивалентности [7] полное электромагнитное поле вибратора в любой точке внешнего пространства может быть определено эквивалентными электрическими J^e и магнитными J^m токами, распределенными по замкнутой цилиндрической поверхности S , окружающей вибратор. Пусть поверхность S охватывает вибратор так, как это показано на рис. 2-1. Если проводник является идеально проводящим, то поверхностный электрический ток вне возбуждающего промежутка b будет являться действительным электрическим током, а в пределах промежутка b он останется эквивалентным. Эквивалентный магнитный ток будет конечен в пределах промежутка b , а на остальной части поверхности S он будет равен нулю.

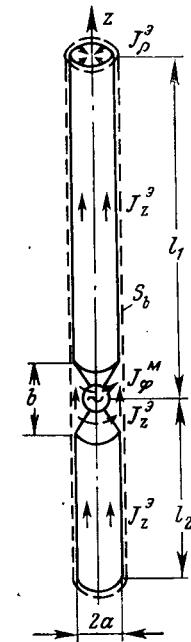


Рис. 2-1. Электрический вибратор.

Вследствие осевой симметрии возбуждения вибратора электрический ток на боковой поверхности проводника имеет только продольную составляющую J_z^0 , а на торцевых поверхностях — радиальные составляющие J_ρ^0 . Магнитный поверхностный ток имеет только азимутальную составляющую J_ϕ^M .

Функции распределения эквивалентных электрических и магнитных токов по продольной координате z заранее не известны и подлежат предварительному определению — в этом состоит *внутренняя задача теории вибратора*. Как будет показано в дальнейшем, внутренняя задача является весьма сложной и даже в простейшем случае вибратора малой толщины сводится к решению так называемого интегрального уравнения Галлена. После нахождения распределения эквивалентных токов электромагнитное поле вибратора в любой точке внешнего пространства определяется сравнительно простым путем как поле известных сторонних источников. Одновременно определяются и такие важные антенные характеристики, как диаграмма направленности, сопротивление излучения и КНД. Этот второй этап после нахождения распределения токов составляет сущность *внешней задачи теории вибратора*. В этой задаче эффективно используются общие формулы для расчета электромагнитных полей, приведенные в § 1-2. После этих предварительных замечаний перейдем к рассмотрению внутренней задачи вибратора, т. е. к нахождению распределения токов по его поверхности.

2-2. ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ГАЛЛЕНА ДЛЯ ВИБРАТОРА

С точки зрения практики особый интерес представляет случай тонкого вибратора, для которого справедливы соотношения $a \ll l$, $a \ll \lambda$. При соблюдении этих условий и с учетом осевой симметрии вибратора допустимы следующие предположения:

1) Поверхностные электрические токи J_z^0 вместе с магнитными эквивалентными токами J_ϕ^M заменяются расположенной на оси вибратора бесконечно тонкой нитью продольного электрического тока $I_z(z) = 2\pi a J_z^0(z)$. Этот ток считается непрерывной функцией в области возбуж-

дающего зазора и обращается в нуль на концах вибратора, т. е. удовлетворяет условиям:

$$I_z(l_1) = 0; I_z(-l_2) = 0. \quad (2-1)$$

Торцевые токи вибратора J_ρ^0 игнорируются.

2) Касательная составляющая вектора напряженности электрического поля $E_z(z)$, создаваемая нитью тока $I_z(z)$ на боковой поверхности воображаемого идеально проводящего вибратора, охватывающего нить тока, т. е. при $\rho = a$, обращается в нуль всюду, кроме области возбуждающего зазора шириной b .

3) Составляющая $E_z(z)$ на боковой поверхности в области зазора шириной b приравнивается к некоторой возбуждающей функции $E^B(z)$. Конкретный вид возбуждающей функции задается из физических соображений с учетом конкретных особенностей конструкции области питания вибратора. Для узких зазоров $b \ll l_1, l_2, \lambda$ функция $E^B(z)$ обычно считается постоянной.

Сформулированные предположения математически могут быть записаны в следующей форме. Неизвестное распределение токов $I_z(z)$ будет создавать на воображаемой боковой поверхности вибратора векторный потенциал (рис. 2-2) с единственной составляющей A_z . Через векторный потенциал касательная составляющая вектора напряженности электрического поля по формуле (1-4) в свою очередь будет выражаться в виде

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_a} \left(k^2 A_z + \frac{d^2 A_z}{dz^2} \right), \quad (2-2)$$

где k — волновое число в среде, окружающей вибратор.

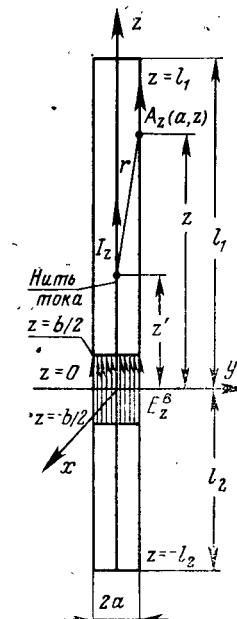


Рис. 2-2. К выводу интегрального уравнения Галлена.

Согласно второму и третьему предположениям величина в круглых скобках в правой части (2-2) должна быть равной:

$$\frac{d^2 A_z}{dz^2} + k^2 A_z = \begin{cases} 0 & \text{при } |z| > \frac{b}{2}; \\ j\omega \epsilon_a E^b(z) & \text{при } |z| \leq \frac{b}{2}. \end{cases} \quad (2-3)$$

Соотношение (2-3) представляет собой линейное дифференциальное уравнение второго порядка для векторного потенциала на боковой поверхности вибратора. В общей форме решение этого уравнения может быть записано в виде суммы общего решения однородного уравнения и какого-либо частного решения неоднородного уравнения, т. е.

$$A_z(z) = \frac{C_1}{4\pi} \exp(jkz) + \frac{C_2}{4\pi} \exp(-jkz) - \frac{j\omega \epsilon_a}{2jk} \left[\exp(-jkz) \int_{-\frac{b}{2}}^z E^b(z') \exp(jkz') dz' + \exp(jkz) \int_z^{\frac{b}{2}} E^b(z') \exp(-jkz') dz' \right], \quad (2-4)$$

где C_1 и C_2 — произвольные постоянные.

Полное выражение (2-4) справедливо для центральной области $-b/2 \leq z \leq b/2$. Для области $z/b > 2$ в правой части автоматически выпадает последний, а для области $z < -b/2$ предпоследний интеграл. Убедиться в справедливости (2-4) можно, например, путем непосредственной подстановки этого выражения в дифференциальное уравнение (2-3).

Величина A_z на боковой поверхности вибратора, стоящая в левой части (2-4), согласно (1-11) выражается через неизвестную функцию распределения тока в виде

$$A_z(z) = \frac{1}{4\pi} \int_{z'=-l_2}^{l_1} I_z(z') \frac{\exp(-jkr)}{r} dz', \quad (2-5)$$

где $r = \sqrt{(z - z')^2 + a^2}$.

Подставляя это выражение в левую часть (2-4) и учитывая очевидное соотношение $\frac{\omega \epsilon_a}{k} = \frac{1}{W}$, получаем следующее, так называемое интегральное уравнение Галлена для неизвестной функции распределения тока $I_z(z)$:

$$\begin{aligned} \int_{z'=-l_2}^{l_1} I_z(z') \mathcal{K}(z - z') dz' &= C_1 \exp(jkz) + \\ &+ C_2 \exp(-jkz) - \frac{2\pi}{W} \left[\exp(-jkz) \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} E^b(z') \exp(jkz') dz' + \right. \\ &\quad \left. + \exp(jkz) \int_z^{\frac{b}{2}} E^b(z') \exp(-jkz') dz' \right]. \end{aligned} \quad (2-6)$$

Находящаяся под интегралом функция

$$\mathcal{K}(z - z') = \frac{\exp(-jkV(z - z')^2 + a^2)}{\sqrt{V(z - z')^2 + a^2}} \quad (2-7)$$

носит название ядра этого уравнения. Произвольные постоянные C_1 и C_2 определяются из граничных условий (2-1), накладываемых на поведение электрического тока на концах вибратора. При малой ширине возбуждающего зазора $b \ll \lambda$ функция $E^b(z)$ может быть принята постоянной и определенные интегралы в правой части (2-6) легко вычисляются с помощью приближенной замены экспоненциальных функций под интегралами на единицу:

$$\int_{z'=-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} E^b \exp(\pm jkz') dz' \approx E^b b \text{ при } b \ll \lambda. \quad (2-8)$$

Если далее предположить, что вибратор питается идеальным генератором напряжения с нулевым внутренним сопротивлением и величиной э. д. с. V , то согласно закону Кирхгофа о равенстве нулю суммы напряжений в любом замкнутом контуре электрической цепи получаем соотношение:

$$E^b b = -V. \quad (2-9)$$

С учетом (2-9) интегральное уравнение Галлена для тонкого электрического вибратора, питаемого сосредоточенным генератором э. д. с. V , принимает более простой вид:

$$\begin{aligned} \int_{-l_2}^{l_1} I_z(z') \mathcal{K}(z - z') dz &= C_1 \exp(jkz) + \\ &+ C_2 \exp(-jkz) + \frac{2\pi V}{W} \exp(\mp jkz), \end{aligned} \quad (2-10)$$

где в последней экспоненте верхний знак минус относится к области $z \geq b/2$ и нижний знак плюс — к области $z \leq -b/2$.

С физической точки зрения правая часть выражения (2-10) может рассматриваться как наложение трех бегущих волн векторного потенциала (умноженного на 4π) вдоль боковой поверхности вибратора. Одна из этих волн с амплитудным множителем $2\pi V/W$ порождается генератором V и разбегается в обе стороны от возбуждающего зазора. Волна с амплитудой C_1 учитывает отражение от верхнего конца вибратора и бежит в направлении уменьшения z . Волна с амплитудой C_2 учитывает отражение от нижнего конца вибратора и бежит в сторону возрастания z .

Правая часть уравнения (2-10) может быть преобразована к более удобному виду путем замены экспонент на тригонометрические функции. Действительно, имеет место тождество:

$$\frac{2\pi V}{W} \left\{ \begin{array}{l} \exp(-jkz) |_{z>0} \\ \exp(jkz) |_{z<0} \end{array} \right\} = \frac{2\pi V}{W} (\cos kz - j \sin k|z|). \quad (2-11)$$

Разлагая экспоненциальные функции с амплитудами C_1 и C_2 по формуле Эйлера и вводя новые произвольные постоянные C_3 и C_4 , получаем следующую наиболее распространенную запись уравнения Галлена:

$$\int_{-l_2}^{l_1} I_z(z') \mathcal{K}(z - z') dz' = C_3 \cos kz + C_4 \sin kz - \frac{j2\pi V}{W} \sin k|z|, \quad (2-12)$$

где в член $C_3 \cos kz$ включено также первое слагаемое из правой части (2-11). Пусть рассматриваемый вибратор является симметричным. В таком вибраторе рас-

пределение тока, а следовательно, и векторного потенциала, должно удовлетворять условию симметрии:

$$I_z(z) = I_z(-z) \text{ и } A_z(z) = A_z(-z).$$

Отсюда с необходимостью вытекает, что в (2-12) $C_4 = 0$ и таким образом для симметричного вибратора уравнение Галлена приобретает вид:

$$\int_{-l}^l I_z(z') \mathcal{K}(z - z') dz' = C \cos kz - \frac{j2\pi V}{W} \sin k|z|. \quad (2-13)$$

Строгое решение интегральных уравнений Галлена в аналитическом виде не известно, и поэтому на практике для инженерных целей чаще всего используется упрощенное решение в так называемом первом приближении.

2-3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА И ЗАРЯДА ВДОЛЬ ВИБРАТОРА

Отличительной особенностью ядра интегрального уравнения Галлена является ярко выраженный «резонансный» характер в окрестности точки $z = z'$. Эта особенность продемонстрирована на рис. 2-3, где построены графики функций $\cos kr/kr$ и $\sin kr/kr$, с помощью которых выражаются действительная и мнимая части ядра интегрального уравнения:

$$\mathcal{K}(z - z') = k \left(\frac{\cos kr}{kr} - j \frac{\sin kr}{kr} \right); r = \sqrt{(z - z')^2 + a^2}.$$

Благодаря «фильтрующему» действию вещественной части ядра интегрального уравнения величина 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. Таким образом, в левой части уравнения (2-12) интегрирование можно провести в пределах от $z' = z - h$ до $z' = z + h$, где h — постоянная величина, малая по сравнению с длиной волны. При этом можно принять, что

$$\exp(-jk\sqrt{(z - z')^2 + a^2}) \approx 1,$$

а электрический ток можно считать в пределах промежутка интегрирования постоянным и равным току в точ-

ке $z=z'$. Следовательно,

$$\int_{z'=-l_2}^{l_1} I_z(z') \frac{\exp(-jk\sqrt{(z-z')^2 + a^2})}{\sqrt{(z-z')^2 + a^2}} dz' \approx I_z(z) \Omega, \quad (2-14)$$

где

$$\Omega = \int_{z'=z-h}^{z+h} \frac{dz'}{\sqrt{(z-z')^2 + a^2}} = \ln \left| \frac{\sqrt{a^2 + h^2} + h}{\sqrt{a^2 + h^2} - h} \right| \Big|_{a \ll h} \approx 2 \ln \frac{2h}{a}. \quad (2-15)$$

Из (2-15) следует, что когда a стремится к нулю, величина Ω стремится к бесконечности и равенство (2-14)

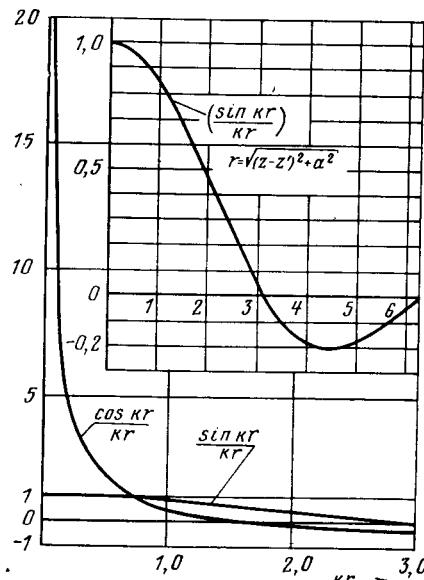


Рис. 2-3. Функции, входящие в ядро уравнения Галлена.

становится все более точным, поскольку отбрасываемая часть интеграла имеет при этом конечную величину. Уравнение (2-12) теперь можно записать так:

$$I_z(z)\Omega \approx C_3 \cos kz + C_4 \sin kz - \frac{j2\pi V}{W} \sin k|z|. \quad (2-16)$$

Используя граничные условия для тока на концах вибратора $I_z(-l_2)=0$, $I_z(l_1)=0$, находим постоянные C_3 и C_4 :

$$\left. \begin{aligned} C_3 &= \frac{j4\pi V}{W} \frac{\sin kl_1 \sin kl_2}{\sin k(l_1 + l_2)}; \\ C_4 &= \frac{j2\pi V}{W} \frac{\sin k(l_1 - l_2)}{\sin k(l_1 + l_2)} \end{aligned} \right\} \quad (2-17)$$

и, подставляя (2-17) в (2-16), получаем окончательные выражения для распределения тока на тонком вибраторе в первом приближении:

$$\left. \begin{aligned} I_z(z) &\text{при } z \geq \frac{b}{2} = I_0 \frac{\sin k(l_1 - z)}{\sin kl_1}; \\ I_z(z) &\text{при } z \leq -\frac{b}{2} = I_0 \frac{\sin k(l_2 + z)}{\sin kl_2}, \end{aligned} \right\} \quad (2-18)$$

где

$$I_0 = \frac{j4\pi V}{W\Omega} \frac{\sin kl_1 \sin kl_2}{\sin k(l_1 + l_2)}$$

— величина тока в точках питания.

Для симметричного вибратора распределение тока получается симметричным относительно середины:

$$I_z(z) = I_0 \frac{\sin k(l - |z|)}{\sin kl}. \quad (2-19)$$

Помимо распределения тока в инженерном отношении представляет интерес также и распределение электрического заряда вдоль вибратора (например, для оценки величины предельной входной мощности, вызывающей электрический пробой окружающей среды). Распределение заряда в первом приближении наиболее просто может быть определено с помощью уравнения непрерывности (1-3), которое для линейного тока запишется в виде

$$\frac{dI_z(z)}{dz} + j\omega Q(z) = 0, \quad (2-20)$$

где $Q(z)$ — заряд, приходящийся на единицу длины вибратора.

Применяя (2-20) к (2-18) и учитывая тождество $k/\omega = \sqrt{\mu_a \epsilon_a} = 1/c$, где c — скорость света в окружающей

вибратор среде, получаем следующий закон распределения заряда:

$$\left. \begin{array}{l} Q(z) = \frac{I_0}{j\epsilon} \frac{\cos k(l_1 - z)}{\sin kl_1}, \text{ Кл/м; } \\ \text{при } z \geq \frac{b}{2} \\ Q(z) = -\frac{I_0}{j\epsilon} \frac{\cos k(l_2 + z)}{\sin kl_2}, \text{ Кл/м. } \\ \text{при } z \leq -\frac{b}{2} \end{array} \right\} \quad (2-21)$$

В частности, для симметричного вибратора

$$Q(z) = \frac{\pm I_0}{j\epsilon} \frac{\cos k(l - |z|)}{\sin kl}, \text{ Кл/м.} \quad (2-22)$$

Здесь верхний знак плюс относится к положительным, а нижний знак минус — к отрицательным z .

Таким образом, в тонком вибраторе ток и заряд приближенно распределяются по закону кругового синуса. Однако, как следует из самого вывода выражений (2-18), распределение тока в вибраторе при стремлении радиуса провода к нулю только стремится к синусоидальному распределению, никогда не становясь точно синусоидальным. В частности, выражение (2-18) несправедливо для узлов тока, где векторный потенциал определяется уже не локальным значением тока в данной точке вибратора, а суммарным действием токов, текущих по достаточно удаленным участкам вибратора. Следовательно, действительное распределение тока в узлах не может обращаться в нуль и в окрестности узла отличается от синусоидального закона тем значительнее, чем толще вибратор. Поскольку в первом приближении векторный потенциал определяется только локальным значением тока в данной точке вибратора, то найденные законы распределения тока и заряда (2-18) и (2-21) остаются справедливыми и для изогнутых вибраторов, например уголковых или свернутых в дугу. При этом под координатой z следует понимать расстояние вдоль оси изогнутого проводника.

На рис. 2-4 приведено несколько характерных случаев распределений тока и заряда вдоль симметричных и несимметричных вибраторов, построенных в соответствии с формулами (2-18) и (2-21), а также (2-19) и (2-22). Здесь особый интерес представляет наиболее распространенный на практике полуволновой вибратор, общая

длина которого $l_1 + l_2$ равна половине длины волны. Важной особенностью полуволнового вибратора является то, что функции распределения тока и заряда в нем не зависят от точки включения генератора, аналогично по-

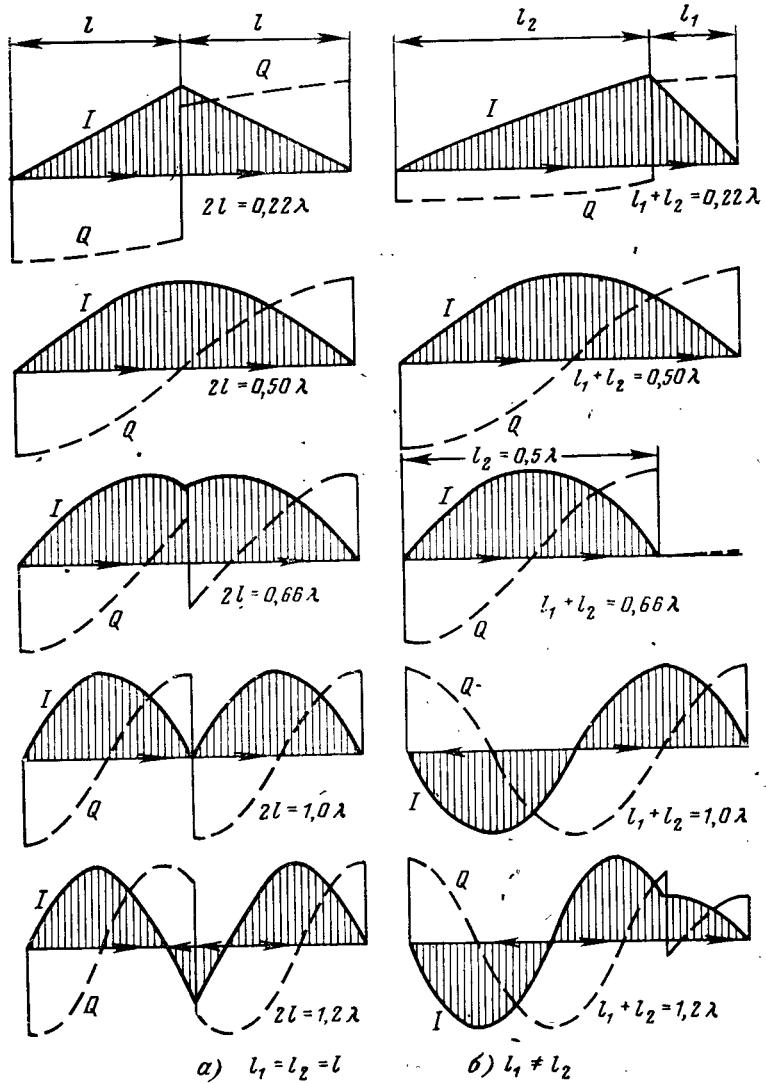


Рис. 2-4. Распределение тока и заряда в электрическом вибраторе.

ложению, имеющему место в квазистационарных колебательных контурах. Во всех других случаях, как следует из рис. 2-4 (в том числе и для волнового вибратора с общей длиной $l_1 + l_2 = \lambda$), распределения тока и заряда существенно зависят от расположения точки питания вдоль длины вибратора.

Характерные особенности распределений тока и заряда в тонких вибраторах можно подытожить в виде следующих практических правил:

- на концах вибратора всегда устанавливаются узлы (нули) тока и пучности заряда;
- на расстоянии четверти длины волны от концов вибратора образуются пучности тока и узлы (нули) заряда. Затем еще через четверть длины волны образуются опять узлы тока и пучности заряда и т. д.;
- ток и заряд в каждой точке вибратора сдвинуты между собой по фазе (во времени) на угол 90° ;
- фаза тока и заряда меняется вдоль вибратора скачками на 180° при переходе через нуль;
- в точках питания вибратора устанавливается пучность, узел или промежуточное значение тока в зависимости от отношения длины данного плеча к длине волны. Ток в точках питания остается непрерывным, а зряд претерпевает разрыв;

д) для симметричного вибратора значения токов и зарядов в пучностях на обоих плечах одинаковы. В несимметричном вибраторе пучности токов и зарядов на разных плечах не одинаковы и их отношение зависит от соотношения длин плеч l_1 и l_2 :

$$\frac{I_{\pi 1}}{I_{\pi 2}} = \frac{Q_{\pi 1}}{Q_{\pi 2}} = \frac{\sin kl_2}{\sin kl_1}. \quad (2-23)$$

В частности, при $l_2 \approx \lambda/2$, $l_1 \neq \lambda/2$ ток и заряд в любой точке плеча l_1 близки к нулю (рис. 2-4, $l_1 + l_2 = 0,66\lambda$).

Несмотря на приближенность синусоидального закона распределений тока и заряда в вибраторных антенных, этот закон широко и успешно используется во внешней задаче вибратора при расчетах диаграмм направленности и сопротивления излучения и дает хорошую точность расчета этих характеристик. Это объясняется тем, что диаграмма направленности и сопротивление излучения, как будет видно из результатов следующего параграфа, являются интегральными характеристиками от функций распределения тока и малые ошибки в распределении

тока вблизи узлов при интегрировании не дают заметного вклада в общий результат. Однако синусоидальный закон (2-18) не позволяет правильно вычислить *входной импеданс вибратора*, который определяется отношением напряжения генератора к точной величине тока $I_{\text{вх}}$ в точке питания:

$$Z_{\text{вх}} = \frac{V}{I_{\text{вх}}}. \quad (2-24)$$

Попытка использовать (2-18) в (2-24) немедленно оканчивается неудачей, так как входной импеданс в этом случае оказывается, во-первых, чисто мнимым (т. е. не учитывается излучение) и, во-вторых, неопределенным по величине из-за неопределенности интервала интегрирования h в (2-15). Таким образом, для правильного нахождения входного импеданса вибратора с синусоидальным законом распределения тока необходимо построение специальных расчетных методов, обходящих отмеченные трудности.

2-4. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ, СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И КНД ВИБРАТОРА

Перейдем к рассмотрению внешней задачи вибраторной антенны, причем с целью упрощения выкладок здесь и в дальнейшем будет рассматриваться только симметричный вибратор. Для нахождения поля излучения электрического вибратора в дальней зоне применим общую методику, сформулированную в § 1-2. Ориентируем симметричный вибратор в направлении оси z и совместим центр вибратора, т. е. точку включения генератора, с началом сферической системы координат (рис. 2-5). Поскольку токи в вибраторе текут только в направлении оси z , то векторный потенциал в дальней зоне будет также иметь только z -состав-

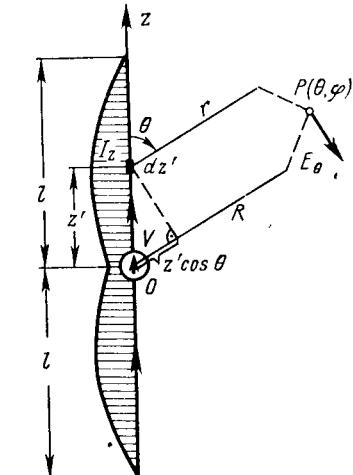


Рис. 2-5. К вычислению дальнего поля вибратора.

ляющую, равную согласно (1-22) величине:

$$A_{\theta \infty}^{\circ} = \frac{\exp(-jkR)}{4\pi R} \int_{-l}^l I_z(z') \exp(jkz' \cos \theta) dz', \quad (2-25)$$

где $z' \cos \theta$ в показателе подынтегральной экспоненты представляет собой разность хода лучей, проведенных из начала координат и из текущей точки интегрирования z' в точку наблюдения. Учитывая, что согласно (1-21) напряженность поля вибратора выражается соотношениями:

$$E_{\theta} = -j \frac{2\pi W}{\lambda} A_{\theta \infty}^{\circ}, \quad H_{\phi} = \frac{E_{\theta}}{W}, \quad (2-26)$$

используя очевидную связь $A_{\theta} = -A_z \sin \theta$ и подставляя в (2-25) синусоидальный закон распределения тока (2-19), получаем следующее выражение для напряженности электрического поля вибратора:

$$E_{\theta} = \frac{jI_0 W \sin \theta}{2\lambda \sin kl} \frac{\exp(-jkR)}{R} \left[\int_0^l \sin k(l-z) \exp(jkz \cos \theta) dz + \right. \\ \left. + \int_{-l}^0 \sin k(l+z) \exp(jkz \cos \theta) dz \right], \quad (2-27)$$

где I_0 — величина тока в точке питания. Интегралы в (2-27) легко вычисляются двукратным интегрированием по частям:

$$\int \sin(ax+b) \exp(cx) dx = \\ = \frac{\exp(cx)}{a^2 + c^2} [c \sin(ax+b) - a \cos(ax+b)].$$

Окончательный результат для напряженности поля в дальней зоне оказывается равным:

$$E_{\theta} = \frac{jI_0 W}{2\pi \sin kl} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta} \frac{\exp(-jkR)}{R}. \quad (2-28)$$

Рассмотрим подробнее изменение формы диаграммы направленности симметричного вибратора в меридиональной плоскости в зависимости от длины плеча (рис. 2-6). Для симметричного вибратора малой длины (случай а) косинусы малого аргумента в формуле (2-28)

могут быть заменены первыми двумя членами разложения в степенной ряд $\cos a \approx 1 - a^2/2$, что после подстановки в (2-28) с учетом $\sin kl \approx kl$ приводит к следующему выражению для поля излучения:

$$E_{\theta} = \frac{jI_0 W}{2} \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R} \text{ при } kl \ll 1. \quad (2-29)$$

Из сравнения этого выражения с (1-34) следует, что короткий симметричный вибратор с синусоидальным

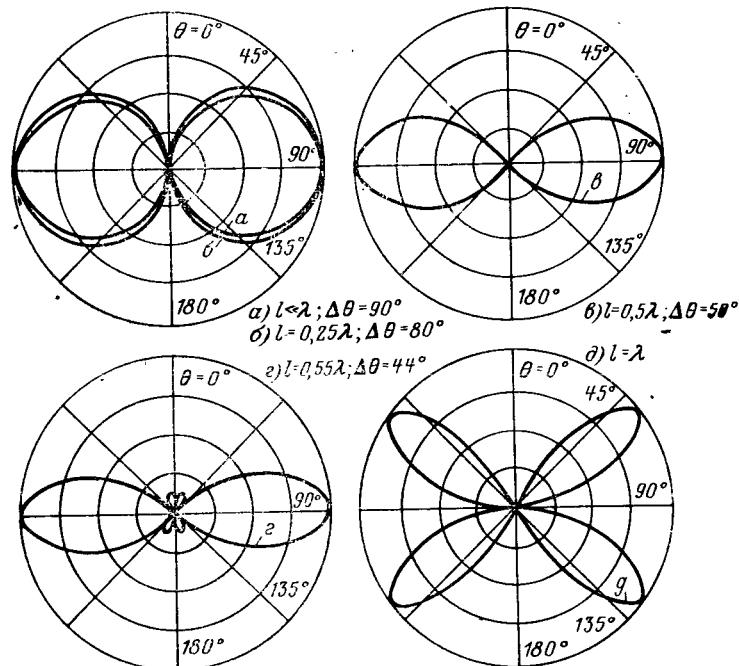


Рис. 2-6. Диаграммы направленности симметричного вибратора.

(а фактически треугольным) распределением тока эквивалентен по излучаемому полю электрическому диполю Герца вдвое меньшей длины и обладает нормированной диаграммой направленности $F(\theta) = j \sin \theta$.

В частности, очевидно, что для короткого симметричного вибратора с полной длиной $2l$ величина сопротивления излучения окажется равной $R_s = \frac{2\pi W}{3} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2$ или в

вакууме $R_\Sigma = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2$, а коэффициент направленного действия в экваториальной плоскости будет равен 1,5.

Для полуволнового вибратора с длиной плеча $l=\lambda/4$ (случай б) формула (2-28) принимает вид:

$$E_\theta = \frac{I_0 W}{2\pi} F(\theta) \frac{\exp(-jkR)}{R}; \quad F(\theta) = j \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}. \quad (2-30)$$

Максимум излучения в этом случае по-прежнему ориентирован в экваториальной плоскости $\theta=\pi/2$, однако ширина диаграммы направленности становится меньше. Эту ширину принято характеризовать величиной угла раствора $\Delta\theta$, в пределах которого напряженность поля не падает ниже чем в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с напряженностью поля в направлении максимального излучения. Часто угол раствора называют *шириной луча по половинной мощности*. Характерные значения ширины луча меридиональной диаграммы направленности симметричного вибратора приведены на рис. 2-6.

При увеличении длины плеча до $l=\lambda/2$ меридиональная диаграмма направленности симметричного вибратора еще более сужается и при $l>\lambda/2$ в ней помимо главного лепестка появляются еще дополнительные *боковые лепестки*. При еще большем удлинении плеч главный лепесток диаграммы направленности начинает уменьшаться, а дополнительные боковые лепестки увеличиваться. Это объясняется появлением противофазных участков в картине распределения тока вдоль вибратора (рис. 2-4). Так, например, при $l=\lambda$ в направлении $\theta=90^\circ$ излучение отсутствует.

Во всех случаях излучение вдоль оси вибратора отсутствует, и вследствие осевой симметрии диаграмма направленности в экваториальной плоскости (в плоскости вектора **H**) равномерна и в полярной системе координат представляет собой окружность. Кроме того, фаза напряженности поля в дальней зоне не зависит от углов наблюдения и, таким образом, симметричный вибратор имеет фазовый центр, совпадающий с центром вибратора.

Перейдем теперь к расчету излучаемой мощности вибратора. Для этой цели воспользуемся *методом вектора Пойнтинга*, который заключается в интегрировании плотности потока мощности, определяемой радиальным

компонентом вектора Пойнтинга, по поверхности сферы, в центре которой находится вибратор. Радиус сферы выбирается достаточно большим, чтобы поверхность интегрирования находилась в дальней зоне. Если вибратор ориентирован вдоль оси z , то плотность потока мощности в дальней зоне будет равна $S_R = \frac{|E_\theta(\theta)|^2}{2W}$ и для расчета излучаемой мощности получается соотношение:

$$P_\Sigma = \frac{1}{2W} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi [E_\theta E_\theta^*] R^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (2-31)$$

где $R^2 \sin \theta d\theta d\varphi$ — величина элементарной площадки поверхности сферы с радиусом R . Подставляя в (2-31) выражение для E_θ из (2-28) и интегрируя по φ , приходим к следующему соотношению:

$$P_\Sigma = \frac{I_0^2 W}{4\pi \sin^2 kl} \int_0^\pi [\cos(kl \cos \theta) - \cos kl]^2 \frac{d\theta}{\sin \theta}. \quad (2-32)$$

Нужно заметить, что выражение излучаемой мощности через величину тока в точках питания является не совсем удачным, так как в случае $\sin kl=0$ эта величина оказывается неопределенной, поскольку с помощью приближенного синусоидального закона распределения тока невозможно судить о точной величине тока в узлах. Поэтому сопротивление излучения симметричного вибратора в теории антенн принято определять с помощью соотношения:

$$R_{\Sigma\pi} = \frac{2P_\Sigma}{I_\pi^2}, \quad (2-33)$$

где используется никогда не обращающееся в нуль амплитудное значение тока в пучности распределения:

$$I_\pi = \frac{I_0}{\sin kl}. \quad (2-34)$$

Вычисление интеграла в (2-32) и применение определения (2-33) с учетом (2-34) приводят к следующей формуле для сопротивления излучения вибратора (отне-

сенного к пучности тока), впервые полученной в 1924 г. Баллантайном¹.

$$R_{\Sigma n} = \frac{W}{4\pi} \{ 2 [C + \ln 2kl - Ci 2kl] + \\ + \cos 2kl [C + \ln kl + Ci 4kl - 2 Ci 2kl] + \\ + \sin 2kl [Si 4kl - 2 Si 2kl] \}, \quad (2-35)$$

где $C = 0,5772 \dots$ — постоянная Эйлера;

$$Si x = \int_0^x \frac{\sin u}{u} du \text{ — интегральный синус;}$$

$$Ci x = - \int_x^\infty \frac{\cos u}{u} du \text{ — интегральный косинус.}$$

Формула (2-35) табулирована для случая свободного пространства. Соответствующие результаты приведены в табл. 2-1 и на рис. 2-7.

Таблица 2-1

$\frac{l}{\lambda}$	$R_{\Sigma n}$, Ом	$\frac{l}{\lambda}$	$R_{\Sigma n}$, Ом	$\frac{l}{\lambda}$	$R_{\Sigma n}$, Ом
0,125	6,4	0,325	144	0,525	185
0,150	13	0,350	168	0,550	166
0,175	23	0,375	187	0,575	145
0,200	36	0,400	200	0,600	121
0,225	54	0,425	209	0,625	105
0,250	73,1	0,450	212	0,650	93
0,275	96	0,475	210	0,675	87
0,300	120	0,500	199	0,700	85

Полезно запомнить, что в соответствии с табл. 2-1 сопротивление излучения полуволнового вибратора ($l/\lambda = 0,25$) равно 73,1 Ом, а сопротивление излучения волнового вибратора ($l/\lambda = 0,5$) равно 199 Ом. Осциллирующий характер графика сопротивления излучения на рис. 2-7 при $l/\lambda > 0,50$ объясняется появлением вдоль вибратора противофазных участков тока. При $l/\lambda \rightarrow 0$ фор-

¹ В современных условиях широкого применения ЭВМ расчеты сопротивлений излучения вибраторных антенн целесообразнее производить непосредственно численным интегрированием по стандартным программам.

мула Баллантайна принимает приближенный вид

$$R_{\Sigma n} \approx \left[\frac{2\pi W}{3} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \right] \left(\frac{2\pi l}{\lambda} \right)^2, \quad (2-36)$$

где первый множитель в квадратных скобках есть величина сопротивления излучения короткого симметричного вибратора по отношению к току в точке питания, а второй множитель представляет собой приближенное выражение $\sin^2 kl \approx (2\pi l/\lambda)^2$, применяемое при переходе от сопротивления излучения в точках питания к сопротивлению излучения в пучности распределения.

При известной величине мощности излучения легко может быть определен КНД симметричного вибратора,

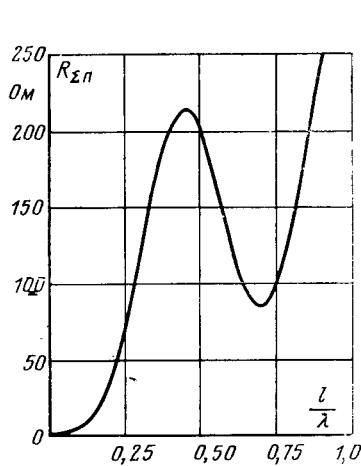


Рис. 2-7. Сопротивление излучения электрического вибратора.

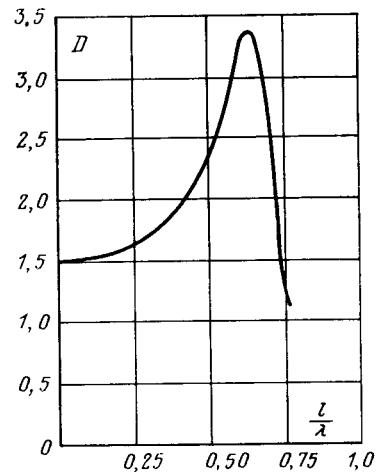


Рис. 2-8. Коэффициент направленного действия симметричного вибратора в направлении $\theta = \pi/2$.

т. е. отношение величины вектора Пойнтинга в данном направлении к средней величине вектора Пойнтинга на поверхности полной сферы, охватывающей вибратор. Используя для определения КНД вибратора в выбранном направлении θ формулу (1-40):

$$D(\theta) = \frac{|E_\theta(\theta)|^2 2\pi R^2}{WP_\Sigma}$$

и подставляя в нее величину напряженности поля из (2-28) для $\theta = \pi/2$ (при $l/\lambda < 0,64$ это будет направление

максимального излучения), а также величину P_z из (2-33), получаем расчетную формулу:

$$D\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{W}{\pi R_{\Sigma\Pi}} [1 - \cos kl]^2. \quad (2-37)$$

График изменения КНД симметричного вибратора в зависимости от отношения l/λ показан на рис. 2-8. Здесь полезно обратить внимание на три характерные цифры: КНД симметричного полуволнового вибратора равен 1,64, КНД волнового симметричного вибратора равен 2,41 и КНД вибратора длиной $l/\lambda = 0,625$ равен 3,36. Падение величины КНД при $l/\lambda > 0,625$ объясняется изменением формы меридиональной диаграммы направленности при удлинении плеч вибратора, а именно уменьшением главного лепестка и возрастанием боковых лепестков.

2-5. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ВБЛИЗИ ВИБРАТОРА

Рассмотрим напряженность поля в непосредственной близости от вибратора, полагая справедливым синусоидальный закон распределения тока по его длине. Найдем прежде всего составляющую вектора напряженности электрического поля, параллельную оси вибратора и определяемую формулой (2-2).

Векторный потенциал в точке наблюдения M (рис. 2-9) равен:

$$A_z = \frac{1}{4\pi} \int_{z'=0}^l I_z(z') \left[\frac{\exp(-jkr_1)}{r_1} + \frac{\exp(-jkr_2)}{r_2} \right] dz'. \quad (2-38)$$

Интегрирование в (2-38) производится от $z'=0$ до $z'=l$, так как в подынтегральном выражении сразу учитывается равенство токов на обоих плечах вибратора в точках, симметрично отстоящих от центра и находящихся от точки наблюдения M на расстояниях

$$r_1 = \sqrt{r^2 + (z-z')^2} \text{ и } r_2 = \sqrt{r^2 + (z+z')^2}.$$

Подставляя (2-38) в (2-2) и принимая во внимание очевидное равенство

$$\frac{\partial^2 r_{1,2}}{\partial z^2} = -\frac{\partial^2 r_{1,2}}{\partial z'^2},$$

получаем:

$$E_z = \frac{1}{j4\pi\omega\epsilon_a} \int_{z'=0}^l \left\{ I_z \frac{\partial^2}{\partial z'^2} \left[\frac{\exp(-jkr_1)}{r_1} + \frac{\exp(-jkr_2)}{r_2} \right] + k^2 I_z \left[\frac{\exp(-jkr_1)}{r_1} + \frac{\exp(-jkr_2)}{r_2} \right] \right\} dz'.$$

Дважды интегрируя последнее выражение по частям, находим:

$$E_z = \frac{1}{j4\pi\omega\epsilon_a} \left\{ I_z \frac{\partial}{\partial z'} \left[\frac{\exp(-jkr_1)}{r_1} + \frac{\exp(-jkr_2)}{r_2} \right] \Big|_{z'=0}^l - \frac{dI_z}{dz'} \left[\frac{\exp(-jkr_1)}{r_1} + \frac{\exp(-jkr_2)}{r_2} \right] \Big|_{z'=0}^l + \right. \\ \left. + \int_{z'=0}^l \left(\frac{d^2 I_z}{dz'^2} + k^2 I_z \right) \left[\frac{\exp(-jkr_1)}{r_1} + \frac{\exp(-jkr_2)}{r_2} \right] dz' \right\}. \quad (2-39)$$

Полагая, что ток вдоль вибратора распределен по синусоидальному закону

$$I_z = I_0 \frac{\sin k(l-z)}{\sin kl},$$

видим, что последний интеграл в (2-39) исчезает из-за обращения в тождественный нуль первого множителя в его подынтегральном выражении. Кроме того, в (2-39) обращается в нуль и первое внеинтегральное слагаемое, поскольку ток на концах вибратора равен нулю и, кроме того,

$$\frac{\partial}{\partial z'} \left[\frac{\exp(-jkr_1)}{r_1} + \frac{\exp(-jkr_2)}{r_2} \right] \text{при } z'=0 \text{ также равно нулю.}$$

Вычисляя значения производных от функции распределения тока

$$\frac{dI_z}{dz} \Big|_{z=l} = -\frac{jkl_0}{\sin kl}, \quad \frac{dI_z}{dz} \Big|_{z=0} = -kI_0 \frac{\cos kl}{\sin kl}$$

и подставляя их в оставшуюся часть (2-39) с учетом $k/\omega\epsilon_a = W$, получаем окончательное расчетное соотношение для продольной составляющей вектора напряженности электрического поля:

$$E_z = -\frac{jW I_0}{4\pi \sin kl} \left\{ \frac{\exp(-jkR_1)}{R_1} + \frac{\exp(-jkR_2)}{R_2} - 2 \cos kl \frac{\exp(-jkR_0)}{R_0} \right\}, \quad (2-40)$$

где $R_1 = \sqrt{\rho^2 + (z - l)^2}$ — расстояние от верхнего конца вибратора до точки наблюдения M ; $R_2 = \sqrt{\rho^2 + (z + l)^2}$ — расстояние от нижнего конца вибратора до точки наблюдения M ; $R_0 = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ — расстояние от центра вибратора до той же точки M .

Выражение (2-40) должно оставаться формально справедливым и для точек наблюдения, расположенных на боковой поверхности вибратора. Однако, производя

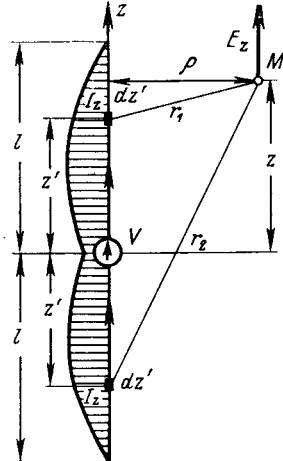


Рис. 2-9. К расчету ближнего поля вибратора.

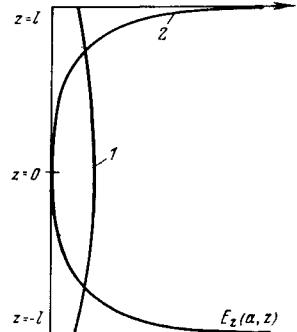


Рис. 2-10. Распределение активной (1) и реактивной (2) составляющих напряженности электрического поля по вибратору.

расчеты по формуле (2-40), легко обнаружить, что напряженность поля E_z не обращается в нуль на боковой поверхности вибратора ни при каком значении его радиуса a . Характерное поведение $E_z(a)$ вдоль боковой поверхности полуволнового вибратора показано на рис. 2-10. Видно, что активная составляющая E_z , т. е. находящаяся с электрическим током в фазе, остается вдоль всего вибратора почти постоянной, а реактивная составляющая, т. е. находящаяся в квадратуре с электрическим током, стремится на концах вибратора к бесконечности при $a \rightarrow 0$. В действительности же тангенциальная составляющая $E_z(a)$ на поверхности вибратора вне точек питания должна быть равна нулю. Различие прои-

зошло из-за того, что при расчете ближнего поля задавалось приближенное синусоидальное распределение тока вместо неизвестного точного распределения. Здесь полезно вспомнить, что при составлении интегрального уравнения Галлена (см. § 2-2) принималось, что порождаемая нитью электрического тока I_z тангенциальная составляющая $E_z(a)$ на боковой поверхности вибратора должна быть равна некоторой возбуждающей функции $E^b(z)$, которая предполагалась отличной от нуля только в области зазора в середине вибратора. Естественно, что при точном распределении тока, строго удовлетворяющем интегральному уравнению Галлена, должно было бы получиться согласно (2-40) на боковой поверхности вибратора $E_z(a) = E^b(z)$. При приближенном синусоидальном распределении тока на боковой поверхности вибратора вместо $E^b(z)$ получается отличное от него «размазанное» распределение, показанное на рис. 2-10. Это распределение имеет смысл некоторой новой возбуждающей функции, ведущей при ее подстановке в правую часть общего интегрального уравнения Галлена (2-6) к его точному решению в виде синусоидального распределения тока (2-19). Таким образом, с помощью выражения (2-40) можно находить такое гипотетическое распределение возбуждающей напряженности поля на боковой поверхности вибратора, при котором синусоидальное распределение тока будет точным решением интегрального уравнения Галлена. Это обстоятельство является ключевым в понимании физической сущности так называемого метода наводимых электродвижущих сил, применяемого в инженерных расчетах входного сопротивления вибратора и рассматриваемого в следующем параграфе.

Найдем теперь остальные составляющие векторов электромагнитного поля, а именно нормальную составляющую вектора напряженности электрического поля E_ρ и тангенциальную составляющую вектора напряженности магнитного поля H_ϕ . Из первого уравнения Максвелла в цилиндрических координатах ρ, ϕ, z имеем:

$$\left. \begin{aligned} j\omega\epsilon_a E_z &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} [\rho H_\phi]; \\ j\omega\epsilon_a E_\rho &= - \frac{\partial H_\phi}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (2-41)$$

Записывая (2-40) в виде

$$E_z = \frac{WI_0}{4\pi k \sin kl} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \{ \exp(-jkR_1) + \exp(-jkR_2) - 2 \cos kl \exp(-jkR_0) \}$$

и сравнивая с (2-41), получаем с учетом $\omega_a/k = 1/W$:

$$H_\varphi = \frac{jI_0}{4\pi\rho \sin kl} \{ \exp(-jkR_1) + \exp(-jkR_2) - 2 \cos kl \exp(-jkR_0) \}. \quad (2-42)$$

Подставляя теперь (2-42) в выражение для E_ρ из (2-41), находим:

$$E_\rho = \frac{jWI_0}{4\pi\rho \sin kl} \left\{ \frac{\exp(-jkR_1)}{R_1} (z - l) + \frac{\exp(-jkR_2)}{R_2} (z + l) - 2 \cos kl \frac{\exp(-jkR_0)}{R_0} z \right\}. \quad (2-43)$$

Расчетные соотношения (2-42) и (2-43) получены при синусоидальном распределении тока и поэтому носят приближенный характер. Однако для вибратора, радиус которого стремится к нулю, составляющая E_ρ (а) на поверхности вибратора согласно (2-43) стремится к бесконечности, в то время как E_z (а) в соответствии с формулой (2-40) остается везде, за исключением концов вибратора, конечной. Это означает, что электрические силовые линии подходят к оси вибратора почти под прямым углом, как это и должно быть в действительной картине ближнего поля.

Заметим, что напряженность магнитного поля на поверхности вибратора определяет собой ток в вибраторе, а нормальная составляющая вектора напряженности электрического поля на боковой поверхности определяет собой линейную плотность заряда вдоль вибратора. Это следует из равенств:

$$\left. \begin{aligned} I_z &= 2\pi a H_\varphi(a); \\ Q_z &= 2\pi a \epsilon_a E_\rho(a), \end{aligned} \right\} \quad (2-44)$$

где $H_\varphi(a)$ и $E_\rho(a)$ — напряженности магнитного и электрического полей на поверхности вибратора в точке с координатой z . Из выражений (2-44) с очевидностью следует, что для заданной величины тока (а следовательно,

и заряда) напряженность магнитного поля и нормальная составляющая вектора напряженности электрического поля на поверхности вибратора тем больше, чем меньше радиус вибратора.

Выражения (2-44) служат основой для экспериментального определения распределений тока и заряда вдоль вибратора. Для измерения распределения тока может быть применена рамка, а для измерения распределения заряда — диполь, расположенные относительно вибратора так, как показано на рис. 2-11. Линейные размеры рамки и диполя должны быть малы по сравнению с длиной вибратора и длиной волны, в противном случае будут иметь место искажения поля и измерения окажутся неточными. Кроме того, при измерениях должны быть приняты специальные меры по устранению мешающего влияния низкочастотных проводников, отводящих выпрямленные напряжения к индикаторным приборам.

2-6. РАСЧЕТ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ВХОДНОГО ИМПЕДАНСА ВИБРАТОРА МЕТОДОМ НАВОДИМЫХ Э. Д. С.

В методе вектора Пойнтинга проводилось интегрирование по сферической поверхности бесконечно большого радиуса. Однако, поскольку пространство, окружающее вибратор, является свободным, для подсчета излучаемой вибратором мощности интегрирование можно проводить по любой поверхности, охватывающей вибратор.

Пусть эта поверхность будет цилиндрической с высотой цилиндра $2L$ и радиусом ρ . В центре этого цилиндра вдоль его оси расположим симметричный вибратор (рис. 2-12). Нормальные составляющие вектора Пойнтинга в цилиндрической системе координат имеют выражения:

$$S_\rho = -\frac{1}{2} E_z H_\varphi^*; \quad S_z = \frac{1}{2} E_\rho H_\varphi^*. \quad (2-45)$$

Очевидно, что интеграл от нормальной составляющей вектора Пойнтинга по поверхности цилиндра определяет

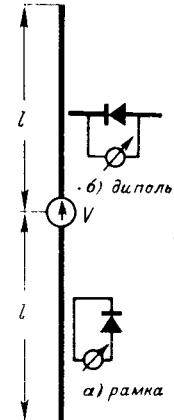


Рис. 2-11. Способы измерения распределения тока (а) и заряда (б).

собой мощность, подводимую к вибратору и излучаемую им. Причем, так как вектор \mathbf{E} и вектор \mathbf{H} не находятся теперь в фазе, как это было в дальней зоне [см. выражения (2-40), (2-42) и (2-43)], то мощность получается комплексной, т. е. имеет как активную составляющую (излучаемая мощность), так и реактивную составляющую.

Совместим рассматриваемую поверхность цилиндра с поверхностью вибратора, т. е. положим $r=a$, $L=l$. Тогда при радиусе вибратора a , стремящемся к нулю, интегралы по верхнему и нижнему основаниям цилиндра (вибратора) будут стремиться к нулю и мощность определяется интегрированием только по боковой поверхности цилиндра (вибратора)

$$P = 2 \int_{z=0}^l \int_{\varphi=0}^{2\pi} S_p a dz d\varphi. \quad (2-46)$$

Здесь взят удвоенный интеграл, так как вследствие симметрии относительно центра вибратора мы интегрируем по одной половине цилиндра от $z=0$ до $z=l$.

Подставляя в (2-46) выражение S_p из (2-45) и имея в виду, что поле от координаты φ не зависит, получаем:

$$P = - \int_{z=0}^l E_z(a) 2\pi a H^* \varphi dz. \quad (2-47)$$

Далее, учитывая, что $2\pi a H^* \varphi = I_z^*$, вместо (2-47) получаем окончательный результат:

$$P = - \int_{z=0}^l E_z(a) I_z^* dz. \quad (2-48)$$

Таким образом, для определения излучаемой вибратором мощности необходимо взять произведение тока на касательную составляющую вектора напряженности электрического поля на поверхности вибратора и проинтегрировать это произведение по длине вибратора. Поскольку напряженность электрического поля на поверхности вибратора $E_z(a)$ есть по существу э. д. с., приходящаяся на единицу длины вибратора и наводимая током в вибраторе, этот метод вычисления мощности называется *методом наводимых э. д. с.* Метод наводимых э. д. с. был предложен в 1922 г. независимо Д. А. Рожанским

в Советском Союзе и Л. Бриллюэном во Франции. Развитие этого метода применительно к теории вибраторных антенн связано с именами советских ученых И. Г. Кляцкина, В. В. Татаринова и А. А. Пистолькорса.

Заметим, что при подстановке в (2-48) точного (но неизвестного нам) закона распределения тока величина $E_z(a)$ получится отличной от нуля только в пределах возбуждающего зазора и в этих условиях полная излучаемая мощность окажется равной:

$$P = \frac{V I^*}{2}, \quad (2-49)$$

где

$$V = - 2 \int_{z=0}^{\frac{l}{2}} E_z(a) dz = - E^b b \quad (2-50)$$

— напряжение генератора, подводимое к зазору вибратора [см. также (2-9)]. Однако, как уже отмечалось в предыдущем параграфе, вместо точного закона распределения тока нами используется приближенный синусоидальный закон, и поэтому наведенная э. д. с. $E_z(a)$ оказывается «размазанной» по всему вибратору и интегрирование в (2-48) приходится производить по всей длине вибратора. Так же, как и в методе вектора Пойнтинга, результат интегрирования (2-48) при вычислении излучаемой мощности принято относить к квадрату величины тока в пучности распределения. Это делается следующим образом:

$$P = \frac{I_\pi I^* Z_{\Sigma\pi}}{2},$$

где

$$Z_{\Sigma\pi} = - \frac{2}{I_\pi I^*} \int_{z=0}^l E_z(a) I^* dz \quad (2-51)$$

представляет собой комплексный импеданс вибратора, отнесенный к пучности тока.

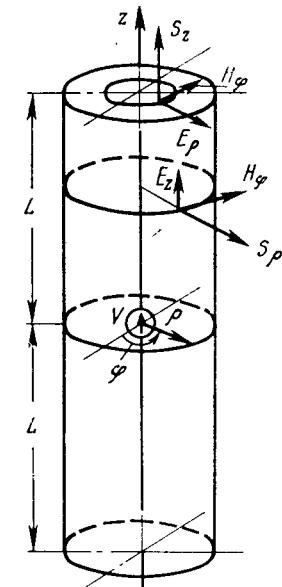


Рис. 2-12. К расчету мощности излучения вибратора.

Вычислим комплексный импеданс симметричного вибратора произвольной длины и исчезающе малого радиуса. Подставляя в формулу (2-51) выражение для $E_z(a)$ из (2-40) и $I_z = I_{\pi} \sin k(l-z)$, получаем после интегрирования $Z_{\Sigma\pi} = R_{\Sigma\pi} + jX_{\Sigma\pi}$, где $R_{\Sigma\pi}$ оказывается в точности равно выражению (2-35), а мнимая часть имеет вид:

$$X_{\Sigma\pi} = \frac{W}{4\pi} \left\{ \sin 2kl \left[C - \ln \frac{l}{ka^2} + Ci 4kl - 2Ci 2kl \right] - \cos 2kl [Si 4kl - 2Si 2kl] + 2Si 2kl \right\}. \quad (2-52)$$

Совпадение активных частей импеданса вибратора, вычисленных по методу вектора Пойнтинга и по методу наводимых э. д. с., вполне закономерно, так как в обоих случаях мы интегрируем вектор Пойнтинга по замкнутым поверхностям, заключающим в себе симметричный вибратор с синусоидальным распределением тока. Форма и размеры поверхности интегрирования при этом значения не имеют, так как вибратор находится в свободном пространстве без потерь и вся излучаемая им мощность теряется на бесконечности. Что касается реактивной составляющей импеданса, то она характеризует собой мощность, колеблющуюся вблизи вибратора, и поэтому величина реактивного сопротивления вибратора зависит от поверхности интегрирования вектора Пойнтинга. При радиусе провода a , стремящемся к нулю, реактивное сопротивление вибратора согласно (2-52) стремится к бесконечности, за исключением полуволнового вибратора, когда оно оказывается равным 42,5 Ом (таким образом, для настройки полуволнового вибратора в резонанс его нужно несколько укоротить).

Комплексное сопротивление вибратора можно отнести и к току в точках питания. Тогда, учитывая, что $I_{\pi} = I_0 / \sin kl$, будем иметь:

$$R_{\Sigma 0} = \frac{R_{\Sigma\pi}}{\sin^2 kl}; \quad X_{\Sigma 0} = \frac{X_{\Sigma\pi}}{\sin^2 kl}. \quad (2-53)$$

Сопротивления $R_{\Sigma 0}$ и $X_{\Sigma 0}$ называются сопротивлением излучения и реактивным сопротивлением вибратора, отнесенными к току в точках питания. Эти сопротивления также называются активной и реактивной составляющими входного импеданса вибратора (в случае отсутствия потерь в вибраторе), так как они определяют собой со-

противление между входными клеммами вибратора, к которым присоединяется генератор.

Для случая вибратора малой длины ($l/\lambda \ll 1$) тригонометрические и интегральные синусы и косинусы можно разложить в ряды:

$$\sin \alpha = \alpha - \frac{\alpha^3}{3!} + \dots; \quad \cos \alpha = 1 - \frac{\alpha^2}{2!} + \dots;$$

$$Si \alpha = \alpha - \frac{\alpha^3}{3 \cdot 3!} + \dots; \quad Ci \alpha = C + \ln \alpha - \frac{\alpha^2}{2 \cdot 2!} + \dots$$

Подставляя эти разложения в формулы (2-35) и (2-52) и принимая во внимание только главные члены разложения, получаем следующие весьма простые формулы для составляющих входного импеданса вибратора:

$$R_{\Sigma 0} = \frac{2\pi W}{3} \left(\frac{l}{i} \right)^2; \quad (2-54)$$

$$X_{\Sigma 0} = -W_b \operatorname{ctg} kl, \quad (2-55)$$

где

$$W_b = \frac{W}{\pi} \left(\ln \frac{l}{a} - 1 \right) \quad (2-56)$$

имеет формальный смысл эквивалентного волнового сопротивления короткого вибратора.

Таким образом, оказывается, что активное сопротивление короткого вибратора равно его сопротивлению излучения в точке питания, а реактивное сопротивление может быть рассчитано по формуле длинной линии без потерь, разомкнутой на конце.

Формулы (2-54) и (2-55) используются для вибраторов, длина которых меньше четверти длины волны. Для случаев, когда вибратор питается в пучности напряжения ($l/\lambda = 0,5, 1,0$ и т. д.), подсчет величины входного сопротивления по формулам (2-53) дает бесконечно большие значения, так как ток в точках питания согласно синусоидальному закону оказывается равным нулю. В действительности ток в узлах никогда не равен нулю и входное сопротивление при питании вибратора в пучности напряжения хотя и становится большим, но остается конечным. Ввиду этого формулы (2-53) оказываются неприменимыми при питании вибраторов вблизи пучности напряжения. Однако они дают еще удовлетворительные результаты для сравнительно тонких вибраторов, длина плеча которых меньше, чем $l/\lambda = 0,4$.

2-7. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ВХОДНОГО ИМПЕДАНСА ВИБРАТОРА МЕТОДОМ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ СХЕМ

В инженерных расчетах входного импеданса вибратора может быть использован хорошо зарекомендовавший себя на практике метод эквивалентных схем. Согласно этому методу на основании физических представлений анализируемой антенне ставится в соответствие некоторая эквивалентная цепь с распределенными или сосредоточенными параметрами. Величины параметров этой цепи подбираются таким образом, чтобы ее входное сопротивление наилучшим образом аппроксимировало входное сопротивление вибратора в необходимой полосе частот и правильно передавало зависимость входного сопротивления от размеров антенны.

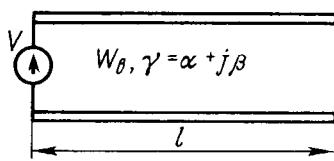


Рис. 2-13. Схема замещения электрического вибратора.

Для симметричного вибратора при расчете входного импеданса очень удачной оказывается схема замещения в виде отрезка разомкнутой на конце двухпроводной линии с потерями (рис. 2-13). Параметрами этой схемы являются длина отрезка, его характеристическое сопротивление W_B и комплексная постоянная распространения

$$\gamma = \alpha + j\beta,$$

где $\beta = kk_1 = \frac{2\pi}{\lambda} k_1$ — эквивалентное волновое число; k_1 — поправочный множитель; $\alpha = R_1/W_B$ — эквивалентный коэффициент затухания; R_1 — погонное активное сопротивление потерь одного проводника линии. Распределение

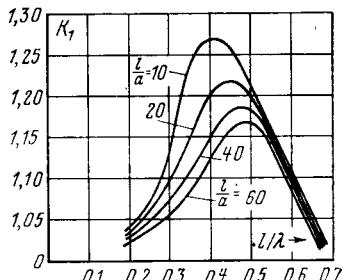


Рис. 2-14. Поправочный множитель k_1 .

тока в такой 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;

2) полная мощность потерь в схеме замещения на рис. 2-13 и мощность излучения вибратора на всех частотах полагаются равными между собой — это дает возможность связать величины погонного сопротивления отрезка линии R_1 и сопротивления излучения вибратора $R_{\Sigma n}$;

3) характеристическое сопротивление эквивалентной линии W_B полагается равным волновому сопротивлению (2-56), полученному применением метода наводимых э. д. с. к короткому вибратору;

4) эквивалентное волновое число $\beta = kk_1$ выбирается немного больше волнового числа k в окружающей вибратор среде на величину поправочного множителя k_1 , определяемого по экспериментальным данным (рис. 2-14). Коэффициент k_1 фактически учитывает емкости торцов вибратора, а также то обстоятельство, что цилиндрический вибратор в действительности не является однородной линией с равномерно распределенными погонными параметрами.

Остановимся несколько подробнее на анализе второго условия эквивалентности, которое может быть записано в виде

$$\frac{I_{\pi}^2 R_{\Sigma n}}{2} = 2 \int_{z=0}^{l} \frac{I_z^2 R_1}{2} dz, \quad (2-57)$$

где интеграл в правой части представляет собой общую рассеиваемую мощность в двухпроводной линии передачи с погонным сопротивлением потерь R_1 . Подставляя в (2-57) синусоидальный закон распределения тока в вибраторе с учетом коэффициента замедления k_1 $I_z = I_{\pi} \sin k_1 k (l - z)$, получаем:

$$R_{\Sigma n} = 2R_1 \int_{z=0}^{l} \sin^2 [k_1 k (l - z)] dz.$$

Преобразовывая подынтегральное выражение с помощью тождества $\sin^2 a = 1/2(1 - \cos 2a)$ и производя интегрирование, находим требуемое расчетное соотношение

для распределенного сопротивления излучения симметричного вибратора, приходящегося на единицу длины:

$$R_1 = \frac{R_{\Sigma\Pi}}{l \left(1 - \frac{\sin 2k_1 kl}{2k_1 kl} \right)}. \quad (2-58)$$

Поскольку распределенное сопротивление излучения имеет значительную величину, следует учесть его влияние на волновое сопротивление вибратора. Это делается следующим образом:

$$\begin{aligned} W_{b1} &= \sqrt{\frac{2R_1 + j\omega L_1}{j\omega C_1}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \sqrt{1 - j\frac{2R_1}{\omega L_1}} \approx \\ &\approx W_b \left(1 - j\frac{R_1}{\omega L_1} \right), \end{aligned} \quad (2-59)$$

где L_1 и C_1 — погонные индуктивность и емкость эквивалентной линии. Принимая во внимание, что

$$\frac{R_1}{\omega L_1} = \frac{\alpha W_b}{\omega L_1} = \frac{\alpha}{\omega V L_1 C_1} = \frac{\alpha}{k},$$

имеем:

$$W_{b1} \approx W_b \left(1 - j\frac{\alpha}{k} \right), \quad (2-60)$$

т. е. эквивалентное волновое сопротивление W_{b1} надо рассматривать как комплексную величину.

И, наконец, пользуясь формулами теории длинных линий с потерями, получаем следующее выражение для входного импеданса симметричного вибратора:

$$Z_{bx} = W_b \left(1 - j\frac{\alpha}{k} \right) \operatorname{cth}(\alpha l + j\beta l), \quad (2-61)$$

где волновое сопротивление вибратора дается формулой (2-56), коэффициент затухания равен $\alpha = R_1/W_b$ и поправочный коэффициент на замедление фазовой скорости берется из экспериментальных графиков на рис. 2-14.

На рис. 2-15 приведены графики зависимости активной и реактивной составляющих входного импеданса симметричного вибратора от отношения длины плеча вибратора к длине волны для трех значений диаметра проводника вибратора. Анализ этих графиков показывает, что:

1) при изменении отношения l/λ в пределах от нуля до 0,6 входной импеданс вибратора имеет два резонансных участка. Первый последовательный резонанс имеет

место в окрестности значения $l/\lambda \approx 0,25$ и второй параллельный резонанс — при значениях 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 импеданса вибратора выражена тем слабее, чем толще вибратор, т. е.

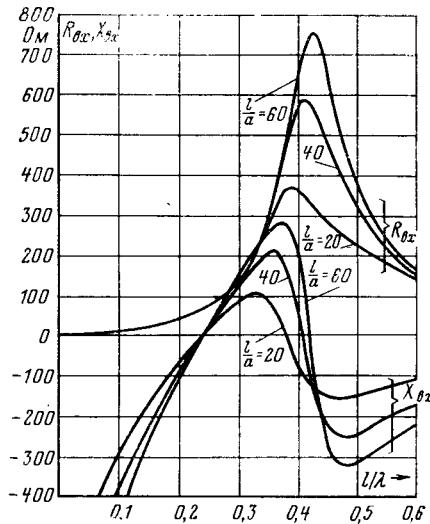


Рис. 2-15. Входной импеданс электрического вибратора.

эквивалентная добротность вибратора на частотах как первого, так и второго резонанса получается тем ниже, чем меньше волновое сопротивление вибратора.

Последнее свойство входного импеданса вибратора можно объяснить следующим образом. Добротность цепи пропорциональна отношению запасенной электромагнитной энергии к энергии, теряемой за период высокочастотных колебаний на резонансной частоте. В случае вибратора энергия теряется на излучение, причем ее расход определяется только длиной плеча и практически (в рамках синусоидального закона распределения тока) не зависит от толщины плеча — см., например, формулу (2-35) для сопротивления излучения. Запасенная же электромагнитная энергия сосредоточивается в непосредствен-

ной близости к проводникам вибратора и получается тем большей, чем меньше толщина плеч — это следует хотя бы из формул (2-40), (2-42) и (2-43). Другими словами, толстый вибратор не позволяет электромагнитному полю концентрироваться около его оси. Таким образом, *при работе в широком диапазоне частот целесообразно использовать толстые вибраторы с целью выравнивания изменения входного импеданса на различных частотах.*

Заканчивая этот параграф, заметим, что на входной импеданс вибраторной антенны заметное влияние оказывает конструктивное выполнение точки питания, никак не учитываемое в расчетных формулах. То же самое относится и к большинству антенн других типов. Поэтому в практических разработках антенных устройств расчеты входного импеданса считаются ориентировочными и обязательно дополняются экспериментальным исследованием на опытном образце антенны.

2-8. СИММЕТРИЧНЫЙ МАГНИТНЫЙ ВИБРАТОР. ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННА В ПЛОСКОМ БЕСКОНЕЧНОМ ЭКРАНЕ

Хотя магнитных токов и не существует в природе, можно по аналогии с электрическим вибратором рассмотреть излучение гипотетического магнитного вибратора в неограниченном пространстве.

Представим себе такой вибратор цилиндрической формы длиной $2l$ и радиусом a , выполненный из идеального магнитного проводника ($H_{tg}=0$) и симметрично возбуждаемый в центре магнитодвижущей силой (м. д. с.) величиной $H^b(z)$, действующей в зазоре шириной b (рис. 2-16). В этом вибраторе возникает магнитный ток с таким распределением $I_z^m(z)$, при котором касательная составляющая напряженности магнитного поля $H_z(z)$ всюду на боковой поверхности радиусом a , за исключением зазора, равна нулю. В возбуждающем зазоре на поверхности радиусом a величина $H_z(z)$ должна быть

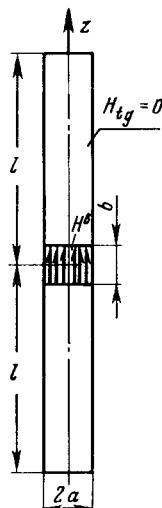


Рис. 2-16. Симметричный магнитный вибратор.

равна известной возбуждающей функции $H^b(z)$, конкретный вид которой зависит от устройства области возбуждения вибратора.

Поскольку 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 распределение магнитного тока в симметричном магнитном вибраторе должно удовлетворять точно такому же уравнению Галлена, как и для симметричного электрического вибратора. При этом должны быть сделаны замены $I^a \rightarrow I^m$, $E \rightarrow H$ и $W \rightarrow \frac{1}{W}$, следующие из принципа перестановочности полей электрических и магнитных токов [соотношения (1-46)]. Таким образом, интегральное уравнение Галлена для симметричного магнитного вибратора будет иметь вид:

$$\int_{-l}^l I_z^m(z') \mathcal{K}(z - z') dz' = C \cos kz - j2\pi V^m W \sin k|z|, \quad (2-62)$$

где ядро $\mathcal{K}(z - z')$ по-прежнему дается формулой (2-7) и величина $V^m = -H^b b$ представляет собой м. д. с. генератора, возбуждающего магнитный вибратор. Решение интегрального уравнения для исчезающее тонкого магнитного вибратора в первом приближении даст синусоидальный закон распределения магнитного тока:

$$I_z^m = I_0^m \frac{\sin k(l - |z|)}{\sin kl}, \quad (2-63)$$

где I_0^m — магнитный ток в точке питания магнитного вибратора.

Далее, опять-таки с помощью принципа взаимозаменяемости полей электрических и магнитных токов согласно (1-46) можно записать выражения для составляющих электромагнитного поля магнитного вибратора в дальней и ближней зонах, используя в качестве исходных выражения (2-28), (2-40), (2-42) и (2-43) для электрического вибратора. В частности, в зоне излучения электромагнитное поле магнитного вибратора будет оп-

ределяться формулами:

$$\left. \begin{aligned} H_\theta &= \frac{jI_0^m}{2\pi W \sin kl} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta} \frac{\exp(-jkR)}{R}; \\ E_\varphi &= -H_\theta W. \end{aligned} \right\} \quad (2-64)$$

Для определения проводимости излучения симметричного магнитного вибратора можно сразу воспользоваться формулой (1-49) и записать:

$$G_{\Sigma n}^m = \frac{R_{\Sigma n}^3}{W^2}, \quad (2-65)$$

где $R_{\Sigma n}^3$ — сопротивление излучения в пучности распределения тока симметричного электрического вибратора; $G_{\Sigma n}^m$ — проводимость излучения в пучности распределения магнитного тока симметричного магнитного вибратора равной с ним длины. Например, для полуволнового электрического вибратора $R_{\Sigma n}^3 = 73,1$ Ом. Тогда согласно (2-65) для полуволнового магнитного вибратора, находящегося в воздухе, получаем:

$$G_{\Sigma n}^m = \frac{73,1}{(120\pi)^2} = 0,000514 \text{ См.}$$

Обобщая формулу (2-65), очевидным образом можно записать:

$$Y_{\Sigma 0}^m = \frac{Z_{\Sigma 0}^3}{W^2}, \quad (2-66)$$

где $Z_{\Sigma 0}^3$ — входной импеданс электрического вибратора; $Y_{\Sigma 0}^m$ — комплексная входная проводимость магнитного вибратора с теми же размерами, что и у электрического вибратора. Из (2-66) следует, что входная проводимость магнитного вибратора имеет такую же частотную зависимость, как и входное сопротивление соответствующего электрического вибратора. В частности, если полуволновой электрический вибратор в окрестности своей резонансной частоты эквивалентен по схеме замещения последовательному колебательному контуру с потерями, то магнитный полуволновой вибратор в окрестности резонансной частоты эквивалентен параллельному колебательному контуру.

Рассмотрим свойства узких щелевых антенн в плоских экранах, используя результаты, полученные для

магнитного вибратора. Предположим, что форма поперечного сечения магнитного вибратора является прямоугольной с размерами широкой стороны d и узкой стороны τ , причем $d \ll \lambda$. Расположим этот ленточный магнитный вибратор на поверхности идеально проводящей металлической плоскости неограниченных размеров. Тем самым образуется модель односторонней щели в экране, возбуждаемая в центре полувитком электрического тока I_0^m (рис. 2-17). Длина щели равна $2l$ и ширина щели равна d . Распределение магнитного тока (т. е. напряженности электрического поля) в такой модели щели, очевидно, определяется формулой (2-63). 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 (2-64). В нижнем, теневом, полупространстве экрана поле повсюду равняется нулю.

Что касается проводимости излучения и входной проводимости односторонней щели, то они также удваиваются и будут выражаться формулами:

$$G_{\Sigma n}^{o, \text{щ}} = \frac{2R_{\Sigma n}^3}{W^2}; \quad Y_{\Sigma 0}^{o, \text{щ}} = \frac{2Z_{\Sigma 0}^3}{W^2}, \quad (2-67)$$

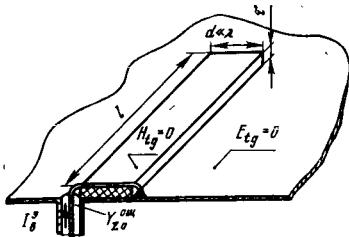
где $R_{\Sigma n}^3$ и $Z_{\Sigma 0}^3$ — сопротивление излучения и входной импеданс ленточного электрического вибратора с поперечными размерами $d \times \tau$, находящегося в той же среде, в которую излучает щелевая антенна; $G_{\Sigma n}^{o, \text{щ}}$ и $Y_{\Sigma 0}^{o, \text{щ}}$ — проводимость излучения и входная проводимость односторонней щели в бесконечном экране, размеры которой соответствуют размерам электрического вибратора. Заметим, что, как показал акад. М. А. Леонтович в 1946 г., поперечное сечение металлической ленты шириной $d \ll \lambda$ в расчетах входных импедансов (проводимостей) эквивалентно круговому сечению, имеющему радиус $a = d/4$. С учетом этого обстоятельства в расчетах входных проводимостей щелевых антенн с помощью (2-67) могут быть эффективно использованы все расчетные формулы § 2-6 и 2-7, относящиеся к электрическому вибратору цилиндрической формы.

Наряду с удвоением входных проводимостей для односторонней щели в плоском бесконечном экране имеет

место и удвоение КНД по сравнению с его величиной для соответствующего вибратора в свободном пространстве. Это объясняется тем, что из-за наличия экрана вектор Пойнтинга односторонней щели в дальней зоне возрастает в 4 раза, хотя излучаемая мощность увеличивается в соответствии с (2-67) только в 2 раза по сравнению с магнитным вибратором в свободном пространстве. Например, КНД узкой односторонней полуволновой щелевой антенны с синусоидальным распределением тока при наличии бесконечного плоского экрана равен $2 \cdot 1,64 = 3,28$.

Рис. 2-17. Модель односторонней щелевой антенны.

ство обычно осуществляется с помощью объемных резонаторов или возбуждающих волноводов. При этом существенную роль играют два момента: 1) резонатор изменяет характер распределения возбуждающей м. д. с. вдоль щели по сравнению с рассмотренным нами случаем центрального сосредоточенного возбуждения полувитком электрического тока. Это может в свою очередь привести к отличию распределения напряжения в щели от синусоидального закона (2-63); 2) резонатор обладает собственной реактивной проводимостью, которая суммируется с входной проводимостью щели (2-67) и изменяет общую входную проводимость антенны. Поэтому на практике чаще всего используются *полуволновые резонансные щели*, в которых закон распределения напряжения практически не зависит от вида распределения возбуждающей м. д. с. Зависимость же суммарной входной проводимости щелевой антенны от размеров резонатора и способа его возбуждения используется для согласования входа антенны с характеристическим сопротивлением фидерной линии. При этом схема замещения полуволновой щелевой антенны вместе с резонатором в окрестности резонансной частоты имеет вид параллельного колебательного контура с регулируемым коэффициентом включения.



Наряду с односторонними щелями в современных антенных устройствах используются также и *двусторонние щели*, прорезанные в тонком металлическом листе больших размеров. Если считать металлический лист бесконечно протяженным, то моделью двусторонней щелевой антенны может служить пара ленточных магнитных вибраторов.

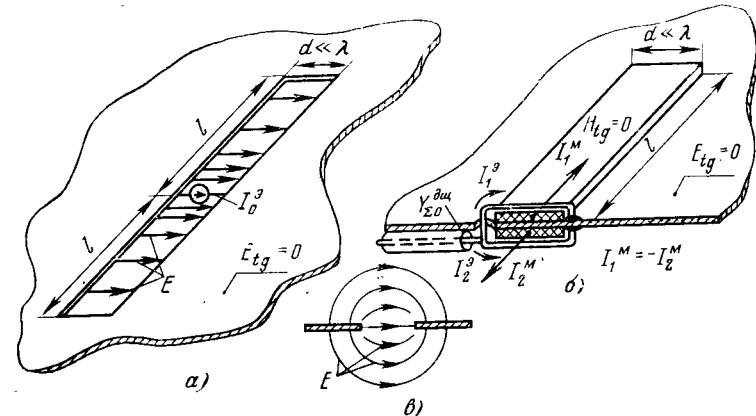


Рис. 2-18. Двусторонняя щель в бесконечном металлическом экране.

раторов, расположенных точно один над другим по разные стороны сплошного металлического листа и возбуждаемых синфазными полувитками электрического тока, подключенными параллельно к общему генератору (рис. 2-18). Легко видеть, что составляющие векторов электромагнитного поля двусторонней щели по-прежнему могут быть определены по формулам (2-64) с добавочным коэффициентом 2, учитывающим действие зеркальных изображений. Однако теперь проводимость излучения и входная проводимость двусторонней щели из-за излучения в оба полупространства будут вдвое превышать соответствующие проводимости односторонней щели, т. е. будут определяться формулами:

$$G_{\Sigma\Pi}^{\text{д.щ}} = \frac{4R_{\Sigma\Pi}^3}{W^2}; \quad Y_{z0}^{\text{д.щ}} = \frac{4Z_{z0}^3}{W^2}, \quad (2-68)$$

где $R_{\Sigma\Pi}^3$ и Z_{z0}^3 — сопротивление излучения и входное сопротивление расположенного в свободном пространстве

ленточного металлического вибратора с теми же размерами, что и щель.

С другой стороны, КНД двусторонней щели вдвое ниже КНД односторонней щели, т. е. совпадает по величине с КНД ленточного металлического вибратора в свободном пространстве.

Выше посредством понятия о магнитном вибраторе проведено сопоставление излучения щели в плоском бесконечном экране с излучением соответствующего электрического вибратора в свободном пространстве. Непосредственную связь между излучением двусторонней щели в экране и соответствующим ей электрическим вибратором в свободном пространстве впервые установил советский ученый А. А. Пистолькорс в 1944 г., сформулировав так называемый принцип двойственности, который гласит, что задача об излучении щели в экране соответствует задаче об излучении в свободное пространство металлической ленты той же длины и ширины, находящейся на месте щели.

Наиболее компактная формулировка принципа двойственности в общем виде выглядит так: «Решение уравнений Максвелла для магнитного поля, найденное для данных граничных условий, будет справедливо и для электрического поля, если в граничных условиях оба поля поменять местами. При этом одинаковым граничным значениям **H** в первом и **E** во втором случае будут соответствовать и одинаковые значения этих полей в точке наблюдения в обоих случаях». Из этого определения следует, что принцип двойственности является частным случаем применения принципа взаимозаменяемости полей электрических и магнитных токов к таким граничным задачам электродинамики, в которых отсутствуют в явном виде сторонние возбуждающие токи.

2-9. ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ГАЛЛЕНА

Найденное в § 2-3 синусоидальное распределение тока в тонком электрическом вибраторе является только первым приближением и в ряде случаев нуждается в уточнении. Попытки такого рода предпринимались многими исследователями и продолжаются вплоть до настоящего времени. Ряд подходов связан с рассмотрением иных моделей тонкого вибратора, отличных от цилиндрической модели рис. 2-1. Например, вибратор может рассматриваться как идеально проводящий тонкий эллипсоид вращения, распределение тока в котором определяется путем разложения возбуждаемого электромаг-

нитного поля по системе сфероидальных функций. Другой возможной моделью тонкого вибратора может быть идеально проводящий биконус конечной длины. Такой биконус возбуждается напряжением, прикладываемым в бесконечно малом зазоре между остриями. При нахождении распределения тока и входного сопротивления в такой модели используется электродинамический метод частичных областей с разложением возбуждаемого электромагнитного поля по системе сферических функций. Однако применение специальных сфероидальных или сферических функций [6] приводит к довольно громоздким вычислениям и поэтому наибольшее число попыток улучшения синусоидального распределения тока относится все же к тонкому цилиндрическому вибратору, т. е. к отысканию более точных, чем синусоидальное, решений интегрального уравнения Галлена.

Среди возможных подходов следует выделить метод последовательных приближений, метод разложения в ряды Фурье и метод численного интегрирования. Кроме того, значительное распространение имеют так называемые вариационные методы. Некоторые из перечисленных методов решения интегрального уравнения Галлена будут рассмотрены в этом параграфе.

Обратимся к отысканию решений интегрального уравнения Галлена для симметричного вибратора:

$$\int_{-l}^l I_z(z') \mathcal{K}(z - z') dz' = C \cos kz - \frac{j2\pi V}{W} \sin k|z|, \quad (2-13)$$

где функция ядра $\mathcal{K}(z - z')$ определяется выражением (2-7).

Решение уравнения (2-13) можно представить в виде разложения искомой функции тока в ряд по системе функций $f_1(z)$, $f_2(z)$, $f_3(z)$...

$$I_z(z) = \sum_n I_n f_n(z), \quad (2-69)$$

где I_n — коэффициенты разложения, подлежащие определению. Функции $f_n(z)$ называются базисными функциями; они должны быть линейно независимыми. В случае точного решения уравнения Галлена они должны составлять полную систему функций и суммирование в (2-69) должно быть бесконечным. Удобно функции $f_n(z)$ выбирать так, чтобы удовлетворялись граничные условия для тока на концах вибратора, т. е.

$$f_n(\pm l) = 0. \quad (2-70)$$

Для сравнительно коротких вибраторов, представляющих наибольший практический интерес, оказывается достаточным с инженерной точки зрения ограничиваться несколькими членами ряда (2-69). Из подстановки разложения (2-69) в уравнение (2-13) получаем:

$$\sum_n I_n \int_{-l}^l f_n(z') \mathcal{K}(z - z') dz' = C \cos kz - \frac{j2\pi V}{W} \sin k|z|. \quad (2-71)$$

Разрешение этого уравнения относительно неизвестных коэффициентов I_n может быть произведено, например, методом Галеркина. Для этого умножают левую и правую части (2-71) на выбранные функции $f_m(z)$, где m — фиксированное значение индекса, и инте-

грируют по z от $-l$ до l . В результате задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} \sum_n I_n \int_{-l}^l \int_{-l}^l f_n(z') f_m(z) \mathcal{K}(z-z') dz' dz = \\ = C \int_{-l}^l f_m(z) \cos kz dz - \frac{j2\pi V}{W} \int_{-l}^l f_m(z) \sin k|z| dz. \end{aligned} \quad (2-72)$$

Решение системы уравнений (2-72) необходимо производить на ЭВМ. Некоторую трудность при этом составляет многократное вычисление двойных интегралов по переменным z и z' .

Можно, однако, применить другой метод сведения к системе алгебраических уравнений, который называется *методом согласования в точках*. Для этой цели умножают левую и правую части (2-71) на дельта-функции $\delta(z-z_p)$, где $p=1, 2, 3 \dots$ — номера точек разбиения интервала $-l \leq z \leq l$ на отрезки. Затем интегрируют полученное выражение по z от $-l$ до l и получают систему алгебраических уравнений в виде

$$\sum_n I_n \int_{-l}^l f_n(z') \mathcal{K}(z_p - z') dz' = C \cos k z_p - \frac{j2\pi V}{W} \sin k|z_p|. \quad (2-73)$$

При этом интегрирование упрощается, однако уравнение (2-71) удовлетворяется только в отдельных точках вибратора.

В качестве базисных функций можно выбирать, в частности, тригонометрические функции, т. е. разлагать искомый ток в ряд Фурье по синусоидальным функциям, удовлетворяющим граничным условиям на концах вибратора:

$$f_n(z) = \sin \frac{\pi n (l - |z|)}{2l}, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (2-74)$$

Для недлинных вибраторов оказывается удобнее выбирать базисные функции в виде более простых степенных выражений:

$$f_n(z) = \left(1 - \frac{|z|}{l}\right)^n, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (2-75)$$

и, следовательно, представить разложение (2-69) в виде полинома.

Поскольку в уравнениях (2-73) содержится неизвестная постоянная C , порядок системы этих уравнений должен быть на единицу больше порядка степени полинома N . Таким образом задача сводится к решению на ЭВМ следующей системы линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{n=1}^N I_n F_n(z_p) - C \cos k z_p = - \frac{j2\pi V}{W} \sin k|z_p|, \quad (2-76)$$

где $p = 1, 2, \dots, N+1$;

$$F_n(z) = \int_{-l}^l \left(1 - \frac{|z'|}{l}\right)^n \frac{\exp(-jk\sqrt{(z-z')^2 + a^2})}{\sqrt{(z-z')^2 + a^2}} dz'.$$

Выбор координат точек разбиения z_p удобно производить по правилу:

$$z_p = (p-1) \frac{l}{N}; \quad p = 1, 2, \dots, N+1$$

и определять, таким образом, в (2-76) значения коэффициентов только по точкам z_p одного плеча вибратора. Для симметричного вибратора этого вполне достаточно. После определения коэффициентов I_n находится распределение тока в вибраторе по формуле:

$$I_z(z) = \sum_{n=1}^N I_n \left(1 - \frac{|z|}{l}\right)^n \quad (2-77)$$

и затем входное сопротивление вибратора:

$$Z_{\text{вх}} = \frac{V}{\sum_{n=1}^N I_n}. \quad (2-78)$$

Как показывают расчеты и сопоставление расчетных результатов с экспериментальными данными, для вибраторов с длиной пластины порядка $l/\lambda=0,625$ и меньше достаточно брать полиномы порядка $N=2$ или $N=3$. Такие расчеты были проведены [28], и соответствующие графики распределения тока показаны на рис. 2-19, а, б. Точками на графиках показаны экспериментальные данные, полученные для вибраторов тех же поперечных размеров. На рис. 2-20 показаны расчетные и экспериментальные графики вещественной и мнимой частей входного импеданса симметричного вибратора с радиусом проводника $a=0,007\lambda$. Здесь обращает на себя внимание тот факт, что уточненный входной импеданс полуволнистого вибратора с отношением $l/a=70$ оказался равным $\sim (94+j37)$, Ом, против величины $(73,1+j42,5)$, Ом, следующей из расчетов по методу наводимых э. д. с для тонкого вибратора.

Таким образом, численное интегрирование уравнения Галлена с использованием полиномиальной аппроксимации распределения тока в вибраторе приводит к довольно хорошим результатам. Эти расчеты учитывают нелокальные эффекты, связанные с излучением, и поэтому функция распределения тока содержит помимо мнимой также действительную часть, и входной импеданс также содержит действительную и мнимую части. Напомним в связи с этим, что при решении интегрального уравнения Галлена в первом приближении поле в заданном сечении вибратора считалось зависящим только от тока в окрестности данного сечения и влиянием токов в удаленных точках пренебрегалось.

Остановимся теперь кратко на *вариационном методе расчета* распределения тока и входного импеданса симметричного вибратора. Касательная составляющая напряженности электрического поля на поверхности тонкого вибратора определяется по формуле

$$E_z^B = \frac{1}{j4\pi\omega\epsilon_0} \left(k^2 + \frac{d^2}{dz^2}\right) \int_{-l}^l I(z') \frac{\exp(-jk\sqrt{(z-z')^2 + a^2})}{\sqrt{(z-z')^2 + a^2}} dz'. \quad (2-79)$$

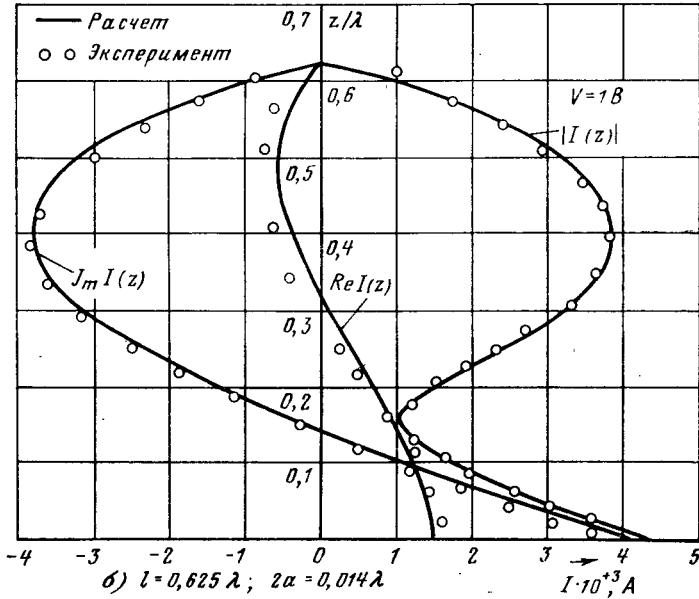
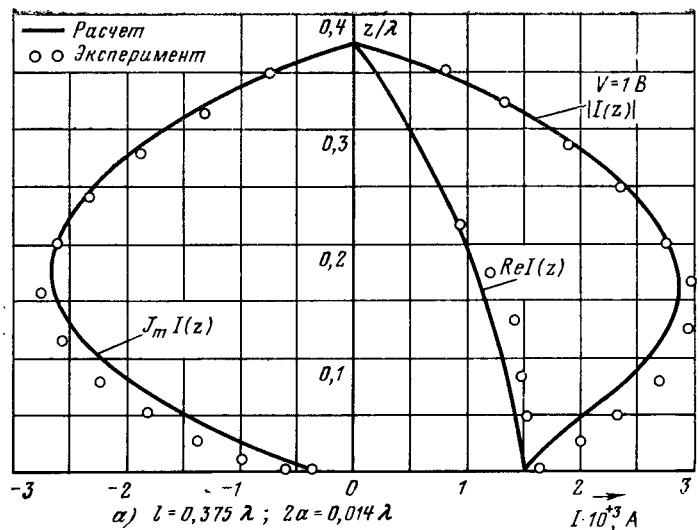


Рис. 2-19. Распределение тока на одном плече симметричного вибратора.

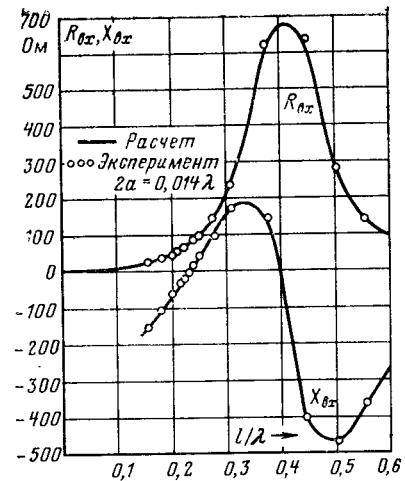


Рис. 2-20. Входной импеданс симметричного вибратора.

При возбуждении вибратора сосредоточенной в его центре стоянкой э. д. с. напряженность электрического поля E_z^B связана с напряжением генератора V посредством дельта-функции:

$$E_z^B = -V\delta(z). \quad (2-80)$$

Таким образом, интегральное уравнение для неизвестной функции распределения тока $I(z)$ может быть представлено в следующем виде:

$$V\delta(z) = \frac{jW}{4\pi} \int_{-l}^l I(z') \mathcal{K}_1(z-z') dz', \quad (2-81)$$

где ядро интегрального оператора определяется выражением:

$$\mathcal{K}_1(z-z') = k \left(1 + \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \frac{\exp(-jkV(z-z')^2 + a^2)}{\sqrt{(z-z')^2 + a^2}}. \quad (2-82)$$

Входной импеданс симметричного вибратора определяется по методу изводимых э. д. с. по формуле

$$Z_{bx} = -\frac{1}{I^*(0) I(0)} \int_{-l}^l I^*(z) E_z^B(z) dz, \quad (2-83)$$

где $I^*(z)$ — комплексно-сопряженная величина тока в вибраторе, а $I(0)$ — ток на входе вибратора. Подставляя в (2-83) выражение (2-79), получаем:

$$Z_{bx} = \frac{jW}{4\pi I^*(0) I(0)} \int_{-l}^l \int_{-l}^l I^*(z) I(z') \mathcal{K}_1(z-z') dz dz'. \quad (2-84)$$

Выражение (2-84) представляет собой так называемый *вариационно-устойчивый функционал* [т. е. число, значение которого зависит от вида искомой функции $I(z)$]. Вариационная устойчивость означает, что если в подынтегральном выражении (2-84) придать функции распределения тока бесконечно малое отклонение от истинного вида, определяемого интегральным уравнением (2-81), то соответствующее этому отклонению тока приращение входного импеданса (первая вариация) оказывается равным нулю.

Первая вариация входного импеданса вибратора δZ_{bx} определяется по правилам, аналогичным правилам дифференцирования, и оказывается равной:

$$\begin{aligned} \delta Z_{bx} = & \frac{jW}{4\pi I^*(0) I(0)} \int_{-l}^l \int_{-l}^l [I^*(z) dI(z') + I(z') dI^*(z)] \mathfrak{K}_1(z - \\ & - z') dz dz' - \frac{jW [I^*(0) dI(0) + I(0) dI^*(0)]}{4\pi I^{*2}(0) I^2(0)} \int_{-l}^l \int_{-l}^l I^*(z) \times \\ & \times I(z') \mathfrak{K}_1(z - z') dz dz'. \end{aligned} \quad (2-85)$$

Ядро интегрального уравнения (2-81) является симметричным, т. е.

$$\mathfrak{K}_1(z - z') = \mathfrak{K}_1(z' - z), \quad (2-86)$$

что непосредственно видно из (2-82). Поэтому выражению (2-85) можно придать вид:

$$\begin{aligned} \delta Z_{bx} = & \frac{jW}{4\pi I^*(0) I(0)} \int_{-l}^l \int_{-l}^l [I^*(z') dI(z) + I(z') dI^*(z)] \mathfrak{K}_1(z - \\ & - z') dz dz' - \frac{jW I^*(0) dI(0)}{4\pi I^{*2}(0) I^2(0)} \int_{-l}^l \int_{-l}^l I^*(z') I(z) \mathfrak{K}_1(z - z') dz dz' - \\ & - \frac{jW I(0) dI^*(0)}{4\pi I^{*2}(0) I^2(0)} \int_{-l}^l \int_{-l}^l I^*(z) I(z') \mathfrak{K}_1(z - z') dz dz'. \end{aligned} \quad (2-87)$$

Чтобы показать обращение этой вариации в нуль при точном задании функции распределения тока, обратимся к интегральному уравнению (2-81). Если представить напряжение генератора в виде $V = V_1 + V_2$, а распределение тока в вибраторе в виде $I = I_1 + jI_2$ и обозначить:

$$\left. \begin{aligned} V_1 \delta(z) &= \frac{jW}{4\pi} \int_{-l}^l I_1(z') \mathfrak{K}_1(z - z') dz'; \\ V_2 \delta(z) &= \frac{jW}{4\pi} \int_{-l}^l I_2(z') \mathfrak{K}_1(z - z') dz', \end{aligned} \right\} \quad (2-88)$$

то интегральное уравнение (2-81) для тока и его комплексно-сопряженной величины запишется так:

$$(V_1 + V_2) \delta(z) = \frac{jW}{4\pi} \int_{-l}^l I(z') \mathfrak{K}_1(z - z') dz dz'; \quad (2-81a)$$

$$(V_1 - V_2) \delta(z) = \frac{jW}{4\pi} \int_{-l}^l I^*(z') \mathfrak{K}_1(z - z') dz dz'. \quad (2-81b)$$

Умножая (2-81a) последовательно на $dI^*(z)$ и $I^*(z)$, а (2-81b) последовательно на $dI(z)$ и $I(z)$ и интегрируя левую и правую части по z от $-l$ до l , получаем:

$$(V_1 + V_2) dI^*(0) = \frac{jW}{4\pi} \int_{-l}^l \int_{-l}^l I(z') dI^*(z) \mathfrak{K}_1(z - z') dz dz';$$

$$(V_1 + V_2) I^*(0) = \frac{jW}{4\pi} \int_{-l}^l \int_{-l}^l I(z') I^*(z) \mathfrak{K}_1(z - z') dz dz';$$

$$(V_1 - V_2) dI(0) = \frac{jW}{4\pi} \int_{-l}^l \int_{-l}^l I^*(z') dI(z) \mathfrak{K}_1(z - z') dz dz';$$

$$(V_1 - V_2) I(0) = \frac{jW}{4\pi} \int_{-l}^l \int_{-l}^l I^*(z') I(z) \mathfrak{K}_1(z - z') dz dz'.$$

Подставляя последние выражения в (2-87), убеждаемся, что, действительно, $\delta Z_{bx} = 0$.

Представим далее искомое распределение тока в виде следующего полинома:

$$\frac{I(z)}{I(0)} = \sum_{n=1}^N b_n f_n(z). \quad (2-89)$$

Здесь комплексные коэффициенты разложения удовлетворяют соотношению

$$\sum_{n=1}^N b_n f_n(0) = 1, \quad (2-90)$$

а действительные функции $f_n(z)$ являются базисными и удовлетворяют граничным условиям (2-70). В частности, это могут быть функции $\left(1 - \frac{|z|}{l}\right)^n$.

Подставляя разложение (2-89) в формулу (2-84), получаем:

$$Z'_{\text{вх}} = \frac{Z_{\text{вх}}}{W} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N b_n b_m^* F_{nm}, \quad (2-91)$$

где

$$F_{nm} = \frac{j}{4\pi} \int_{-l}^l \int_{-l}^l f_n(z) f_m(z') \delta^3_1(z - z') dz dz'. \quad (2-92)$$

Для определения комплексных коэффициентов разложения b_n должно быть использовано условие $\partial Z'_{\text{вх}} / \partial b_i^* = 0$, т. е. $\partial Z'_{\text{вх}} / \partial b_i^* = 0$ при $i = 1, 2, \dots, N-1$ с учетом соотношений (2-90). Такая процедура получения системы алгебраических уравнений для определения коэффициентов b_n называется *методом Ритца*.

Метод Ритца вполне эквивалентен методу Галеркина и методу согласования в точках, т. е. методам непосредственного сведения интегрального уравнения к системе алгебраических уравнений. Однако в вычислительном отношении последние методы зачастую оказываются более простыми и предпочтительными.

Использование вариационно-устойчивого функционала для входного импеданса вибратора, основанного на методе наиводимых э. д. с., позволяет получить вполне приемлемые результаты даже при не высокой точности задания функции распределения тока. Это и имеет место, в частности, при синусоидальной аппроксимации распределения тока.

Методы уточненных решений интегрального уравнения Галлена помимо задач расчета распределений тока и входного импеданса вибраторов, находящихся в воздухе или вакууме, с успехом применяются в более сложных задачах об излучении вибраторных антенн с учетом конечной проводимости проводников плеч и об излучении вибраторных антенн в полупроводящих средах (грунте, воде, плазме), когда синусоидальное распределение тока оказывается уже совершенно непригодным.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ТЕОРИЯ СВЯЗАННЫХ ВИБРАТОРОВ

3-1. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХ ОДИНАКОВЫХ ВИБРАТОРОВ. ТЕОРЕМА ПЕРЕМНОЖЕНИЯ

В гл. 1 уже отмечалось (§ 1-8), что, используя интерференцию электромагнитных волн от нескольких когерентных источников, можно управлять формой диаграммы направленности антенны и ее поляризационными

свойствами. Чтобы выяснить характерные особенности происходящих при этом явлений, вначале целесообразно рассмотреть наиболее простой случай совместного излучения двух одинаковых симметричных вибраторов, расположенных в свободном пространстве. Именно этому вопросу и посвящена эта глава.

Пусть вибраторы имеют равные размеры и расположены в плоскости yz параллельно оси z на расстоянии d один от другого (рис. 3-1) симметрично по отношению к началу координат. Подведем к первому вибратору напряжение U_1 частоты ω , а ко второму вибратору — напряжение U_2 той же частоты. Тогда в вибраторах возникнут электрические токи, комплексные амплитуды которых в точках питания первого вибратора обозначены через I_{01} , а в точках питания второго вибратора — через I_{02} . Что касается функции распределения тока вдоль вибраторов, то при малой толщине плеч и не слишком близком расстоянии ($d \gg a$) можно по-прежнему полагать в первом приближении справедливым синусоидальный закон

$$I_{z_{1,2}}(z) = I_{01,2} \frac{\sin k(l - |z_{1,2}|)}{\sin kl}. \quad (3-1)$$

Нас будет интересовать прежде всего электромагнитное поле, создаваемое парой вибраторов в зоне излучения. При расчете этого поля будет применена общая методика, сформулированная в § 1-2. Поскольку токи в вибраторах текут в направлении оси z , векторный потенциал будет иметь только z -составляющую. Полный векторный потенциал в дальней зоне представляет собой сумму векторных потенциалов, создаваемых каждым

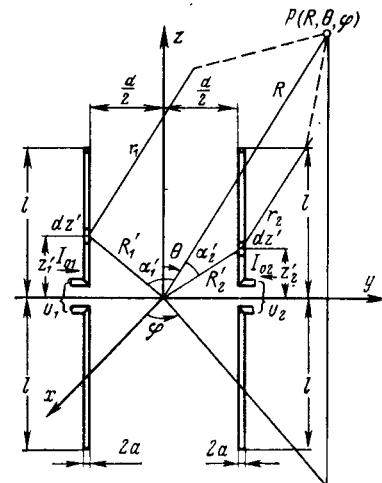


Рис. 3-1. Пара активно питаемых вибраторов.

вибратором, т. е.

$$A_{z\infty}^{\text{сум}} = \frac{\exp(-jkR)}{4\pi R} \left\{ \int_{-l}^l I_{01} \frac{\sin k(l - |z'|_1)}{\sin kl} \times \right. \\ \times \exp(jkR'_1 \cos \alpha'_1) dz'_1 + \\ \left. + \int_{-l}^l I_{02} \frac{\sin k(l - |z'|_2)}{\sin kl} \exp(jkR'_2 \cos \alpha'_2) dz'_2 \right\}, \quad (3-2)$$

где $R'_1 \cos \alpha'_1$ и $R'_2 \cos \alpha'_2$ — разности хода лучей из текущих точек интегрирования на оси первого и второго вибраторов в точку наблюдения $P(R, \theta, \varphi)$ (см. рис. 3-1). В соответствии с (1-18) эти разности хода равны:

$$\left. \begin{aligned} R'_1 \cos \alpha'_1 &= -\frac{d}{2} \sin \theta \sin \varphi + z'_1 \cos \theta; \\ R'_2 \cos \alpha'_2 &= \frac{d}{2} \sin \theta \sin \varphi + z'_2 \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (3-3)$$

Подставляя (3-3) в (3-2) и переходя от векторного потенциала к напряженности электрического поля $\mathbf{E}_{\text{сум}}$, с помощью соотношений (1-21) и соотношения $A_\theta = -A_z \sin \theta$ получаем:

$$\mathbf{E}_{\text{сум}} = \left\{ \mathbf{i}_\theta \frac{jI_{01}W \sin \theta}{2\lambda \sin kl} \cdot \frac{\exp(-jkR)}{R} \times \right. \\ \times \int_{-l}^l \sin k(l - |z'|) \exp(jkz' \cos \theta) dz' \Big\} \times \\ \times \left[\exp\left(-\frac{jkd \sin \theta \sin \varphi}{2}\right) + \frac{I_{02}}{I_{01}} \exp\left(\frac{jkd \sin \theta \sin \varphi}{2}\right) \right] = \\ = \frac{WI_{01}}{2\pi} \mathbf{f}_1(\theta) \mathbf{f}_\Sigma(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (3-4)$$

где \mathbf{i}_θ — единичный орт сферической системы координат по направлению θ . Легко установить, что первый сомножитель в фигурных скобках в выражении (3-4) эквивалентен выражению (2-27) и представляет собой напряженность поля излучения уединенного электрического вибратора с синусоидальным распределением тока, помещенного своим центром в начало координат. В соответствии с (2-28) этому сомножителю соответствует векторная диаграмма направленности $\mathbf{f}_1(\theta)$, равная

$$\mathbf{f}_1(\theta) = \mathbf{i}_\theta j \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta \sin kl}. \quad (3-5)$$

Таким образом, первый сомножитель в (3-4) носит векторный характер и учитывает, во-первых, закон распределения тока по одному вибратору системы и, во-вторых, поляризационные свойства системы, фактически совпадающие с поляризационными свойствами одного вибратора. В дальнейшем будем называть этот множитель *характеристикой излучения элемента системы*.

Второй сомножитель выражения (3-4) в квадратных скобках, т. е.

$$[\mathbf{f}_\Sigma(\theta, \varphi)] = \exp \frac{-jkd \sin \theta \sin \varphi}{2} + \frac{I_{02}}{I_{01}} \exp \frac{jkd \sin \theta \sin \varphi}{2}, \quad (3-6)$$

представляет собой скалярную функцию, зависящую от комплексных амплитуд токов на входах вибраторов и от разности хода $d \sin \theta \sin \varphi$, исчисляемой относительно центров вибраторов. Этот сомножитель учитывает интерференцию полей в системе двух вибраторов и фактически является функцией диаграммы направленности двух гипотетических точечных изотропных источников когерентного излучения, расположенных в точках $\pm d/2$ на оси y . Будем называть функцию $\mathbf{f}_\Sigma(\theta, \varphi)$ *множителем направленности системы* (в литературе встречаются также наименования «множитель комбинирования», «интерференционный множитель», «множитель решетки»).

Итак, поле излучения системы из двух одинаковых вибраторов представлено в виде произведения характеристики излучения элемента на множитель направленности системы

$$\mathbf{E} = A \mathbf{f}_\Sigma(\theta, \varphi) \mathbf{f}_1(\theta) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (3-7)$$

где $A = I_{01}W/2\pi$ — амплитудный множитель, зависящий от общей мощности когерентных генераторов, питающих систему вибраторов.

Такое представление полного поля далее может быть легко обобщено на систему из любого числа идентичных излучателей (так называемую *антеннную решетку*), расположенных в пространстве упорядоченным образом, а именно так, что любой излучатель может быть совмещен с любым другим излучателем с помощью только параллельного перемещения в пространстве без вращения. Это обобщение формулируется с помощью следующей *теоремы перемножения*:

В системе из N идентичных и одинаково направленных излучателей с совпадающими функциями распреде-

ления тока полное электромагнитное поле излучения пропорционально произведению векторной характеристики излучения одиночного элемента $f_1(\theta, \varphi)$ на скалярный множитель направленности $f_\Sigma(\theta, \varphi)$ системы из N воображаемых точечных изотропных излучателей, причем множитель системы $f_\Sigma(\theta, \varphi)$ полностью учитывает как расположение элементов в пространстве, так и распределение комплексных амплитуд токов по их входам.

Используя обозначения, показанные на рис. 3-2, легко получаем общее выражение для множителя направленности системы

$$f_\Sigma(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N I_{0n} \exp(jkR_n \cos \alpha_n), \quad (3-8)$$

где R_n — отрезок, соединяющий начало общей системы координат x, y, z с началом местной системы координат x_n, y_n, z_n для n -го излучателя; α_n — угол между направлением в точку наблюдения и отрезком R_n и, наконец, I_{0n} — комплексная амплитуда тока на входе n -го излучателя. Общее выражение для $R_n \cos \alpha_n$ совпадает с (1-18).

Характеристика излучения одного элемента $f_1(\theta, \varphi)$ при известном распределении тока $j_{ct}(x, y, z)$ вычисляется по общей методике, изложенной в § 1-2, при совмещении местной системы координат любого излучателя с общей системой координат x, y, z .

Доказательство теоремы перемножения может быть произведено аналогично выводу формулы (3-4) в начале этого параграфа и предоставляем читателям в качестве упражнения. Теорема перемножения играет важную роль в анализе сложных антенных систем, так как благодаря ей удается четко проследить за тем, какие

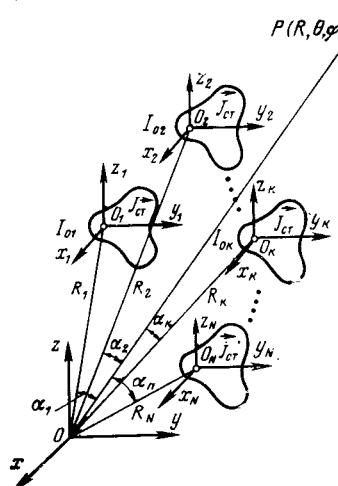


Рис. 3-2. Система одинаковых источников излучения.

быть произведено аналогично выводу формулы (3-4) в начале этого параграфа и предоставляем читателям в качестве упражнения. Теорема перемножения играет важную роль в анализе сложных антенных систем, так как благодаря ей удается четко проследить за тем, какие

особенности общей диаграммы направленности антенной системы порождаются свойствами одного элемента (в первую очередь это относится обычно к поляризации поля) и какие особенности обусловлены интерференцией полей гипотетических изотропных источников.

Заметим, например, что с помощью теоремы перемножения излучение одиночного симметричного вибратора может быть интерпретировано как излучение непрерывной системы из бесконечного числа диполей Герца, расположенных вдоль оси проводника вибратора.

3-2. АНАЛИЗ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ СИСТЕМЫ ДВУХ ВИБРАТОРОВ

Займемся вначале анализом диаграмм направленности системы вибраторов на рис. 3-1 в плоскости xy , т. е. в плоскости расположения вектора магнитного поля (так называемая плоскость H). В этой плоскости каждый вибратор обладает равномерным излучением и полная диаграмма направленности совпадает с множителем направленности системы. Согласно (3-6) этот множитель имеет вид:

$$f_\Sigma(\varphi) = \exp j\left(\frac{-kd \sin \varphi}{2}\right) + m \exp j\left(\frac{kd \sin \varphi}{2} + \Phi\right). \quad (3-9)$$

В (3-9) отношение токов на выходах излучателей представлено в комплексной форме

$$\frac{I_{02}}{I_{01}} = m \exp(j\Phi) \quad (3-10)$$

и считается заданным заранее. Величина m является отношением амплитуд токов, и величина Φ — разностью фаз.

Преобразуем выражение (3-9), вынеся за общую скобку множитель $\exp j(\Phi/2)$ и разложив экспоненциальные функции по формулам Эйлера:

$$f_\Sigma(\varphi) = \exp j\left(\frac{\Phi}{2}\right) \left\{ (1+m) \cos \frac{\Psi}{2} - j(1-m) \sin \frac{\Psi}{2} \right\}. \quad (3-11)$$

В (3-11) введено новое обозначение обобщенной угловой переменной

$$\Psi = kd \sin \varphi + \Phi. \quad (3-12)$$

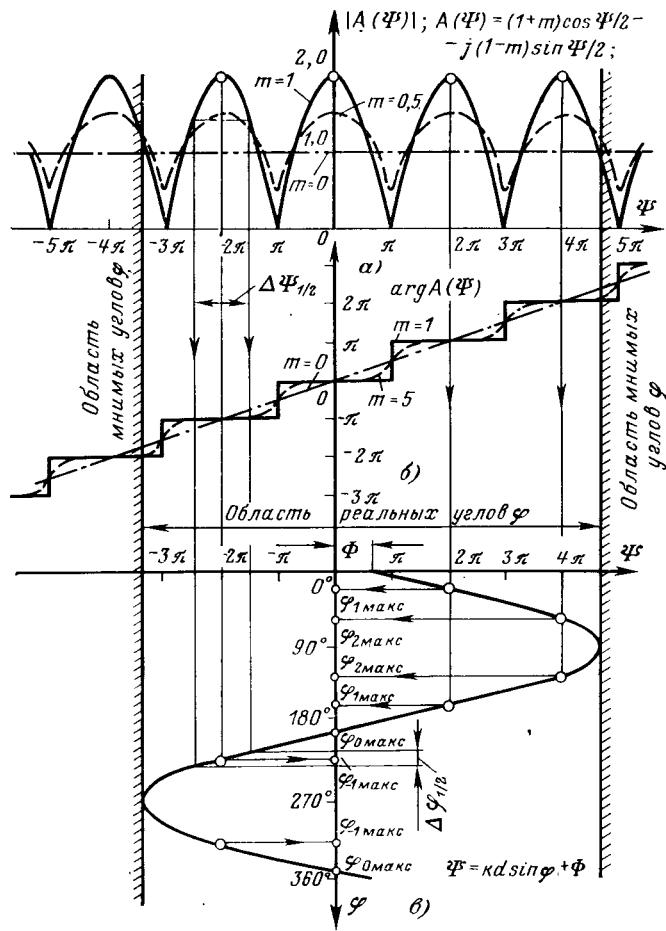


Рис. 3-3. К анализу множителя направленности.

Величина Ψ имеет смысл разности фаз двух колебаний, излучаемых вибраторами в направлении ϕ . Эта разность фаз создается, с одной стороны, заданным сдвигом фаз излучающих токов Φ и, с другой стороны, пространственной электрической разностью хода лучей $kd \sin \phi$, проведенных в бесконечно удаленную точку наблюдения из центров вибраторов.

Чтобы выяснить, как зависит форма множителя направленности системы от параметров kd , m и Φ , обратимся к рис. 3-3, на котором отдельно построены графики модуля (рис. 3-3, а) и фазы (рис. 3-3, б) функции множителя направленности системы:

$$A(\Psi) = (1+m) \cos \frac{\Psi}{2} - j(1-m) \sin \frac{\Psi}{2}$$

от обобщенной угловой переменной Ψ при трех значениях m : $m=1$, $m=1/2$ и $m=0$. При равноамплитудном питании вибраторов модуль функции $|A(\Psi)|$ представляет собой ряд одинаковых лепестков косинусоидальной формы с нулями между соседними лепестками. Величина максимумов точно равна двум. Фазовая характеристика $\arg A(\Psi)$ для $m=1$ представляет собой ступенчатую функцию, показывающую, что фаза меняется скачком на π при каждом переходе функции $A(\Psi)$ через нуль. Если амplitуды возбуждения вибраторов не равны друг другу, например $m=0.5$, функция $|A(\Psi)|$ сохраняет периодичность по координате Ψ , однако вместо нулей получаются минимальные значения, равные $1-m$, а величины максимумов понижаются до значений $1+m$. Фазовая характеристика $\arg A(\Psi)$ при этом сглаживается тем сильнее, чем ближе к нулю находится величина m . И, наконец, при $m=0$, когда в излучении участвует только один вибратор, функция $|A(\Psi)|$ является постоянной и равна единице, а фазовая характеристика имеет вид линейной функции.

Кроме того, на рис. 3-3, в построена зависимость обобщенной угловой переменной $\Psi(\phi) = kd \sin \phi + \Phi$ от угла наблюдения ϕ при некоторых произвольно выбранных значениях kd и Φ . График расположен так, что величина Ψ откладывается по горизонтали в том же масштабе, что и на графиках функций $|A(\Psi)|$ и $\arg A(\Psi)$. Благодаря этому несложным построением можно по любому заданному углу наблюдения найти соответствующую величину Ψ (график рис. 3-3, в) и далее, перейдя к графикам рис. 3-3, а и б, по известной величине Ψ определить модуль и фазу множителя направленности системы вибраторов.

Заметим, что максимальное и минимальное значения функции $\Psi(\phi)$ при $0 \leq \phi \leq 2\pi$, равные соответственно $kd + \Phi$ и $-kd + \Phi$, ограничивают рабочий участок функций $|A(\Psi)|$ и $\arg A(\Psi)$, обеспечивающий формирование множителя направленности системы. Полная протяженность рабочего участка равна $2kd$ и определяется, таким образом, только величиной электрического рас-

стояния между центрами вибраторов. Положение рабочего участка вдоль оси Ψ задается фазовым сдвигом токов Φ .

В теории антенн принято называть рабочий участок функции $A(\Psi)$ областью реальных (или вещественных) углов наблюдения. Это название обусловлено тем, что при фиксированной величине kd значениям Ψ , лежащим вне рабочего участка, должны соответствовать значения $|\sin \varphi| > 1$, которые могут быть интерпретированы как синусы некоторых «мнимых» углов.

Каждый максимум функции $|A(\Psi)|$, находящийся внутри области реальных углов, порождает два максимума излучения в пространстве, расположенных симметрично относительно линии, соединяющей центры вибраторов. Соответствующие направления в пространстве могут быть обозначены через $\varphi_{n\max}$, где n — номер максимума на графике функции $|A(\Psi)|$. Графический способ нахождения этих направлений ясен из рис. 3-3. Для получения аналитических формул заметим, что при любом соотношении амплитуд m положения максимумов множителя направленности системы совпадают с положениями максимумов функции

$$\cos \Psi/2 = \cos \left\{ \frac{1}{2} (kd \sin \varphi + \Phi) \right\}.$$

Отсюда следует $kd \sin \varphi_{n\max} + \Phi = 2\pi n$, где $n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ и окончательно

$$\sin \varphi_{n\max} = \frac{2\pi n - \Phi}{kd}, \quad (3-13)$$

где максимальная величина n ограничивается условием $|\sin \varphi_{n\max}| \leq 1$.

Совершенно аналогично, положения минимумов множителя направленности системы $\varphi_{n\min}$ совпадают с нулями функции $\cos \frac{kd \sin \varphi + \Phi}{2}$ и определяются соотношением

$kd \sin \varphi_{n\min} + \Phi = 2\pi n + \pi$, где $n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$, которое легко приводится к окончательной форме:

$$\sin \varphi_{n\min} = \frac{(2n+1)\pi - \Phi}{kd}, \quad (3-14)$$

где максимальная величина n ограничена условием $|\sin \varphi_{n\min}| \leq 1$. Например, для $kd = 4\pi$ и $\Phi = 2\pi/3$, что соответствует случаю, показанному на рис. 3-3, положения максимумов и минимумов, рассчитанные по формулам (3-13) и (3-14), приведены в табл. 3-1.

Таблица 3-1

n	-3	-2	-1	0	1	2	3
$\sin \varphi_{n\max}$	<-1	<-1	$-\frac{8}{12}$	$-\frac{2}{12}$	$\frac{4}{12}$	$\frac{10}{12}$	>1
$\varphi_{n\max}$	—	—	$(180 + 42^\circ)$	$(180 + 10^\circ)$	20°	57°	$(180 - 57^\circ)$
$\sin \varphi_{n\min}$	<-1	$-\frac{11}{12}$	$-\frac{5}{12}$	$\frac{1}{12}$	$\frac{7}{12}$	>1	>1
$\varphi_{n\min}$	—	$(180 + 67^\circ)$	$(180 + 25^\circ)$	5°	36°	—	—

Соответствующая характеристика множителя направленности системы имеет восемь лепестков и построена на рис. 3-4. Составление таблицы, аналогичной табл. 3-1, может оказаться полезным и в других случаях анализа множителя направленности системы, особенно при больших kd , когда число лепестков в множителе направленности системы достаточно велико.

Остановимся еще на вопросе об угловой ширине лепестков в множителе направленности системы при $m=1$ и при больших $kd \gg 2\pi$. Обозначим значение ширины лепестка по половинной мощности через $\Delta\varphi_{1/2}$ и обратимся еще раз к рис. 3-3. На этом рисунке ширина каждого лепестка функции $|A(\Psi)|$ при $m=1$ в масштабе переменной Ψ по уровню 0,707 (т. е. по половинной мощности) составляет $\Delta\Psi_{1/2} = \lambda$. Переходя к угловой переменной φ , следует учесть крутизну функции $\Psi(\varphi)$ в точке расположения максимума, что приводит к результату:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_{1/2} &= \frac{\Delta\Psi_{1/2}}{\left. \frac{d\Psi}{d\varphi} \right|_{\varphi=\varphi_{\max}}} = \frac{\pi}{kd \cos \varphi_{\max}} = \frac{\lambda}{2d \cos \varphi_{\max}} = \\ &= \frac{28.5^\circ}{\cos \varphi_{\max}} \left(\frac{\lambda}{d} \right). \end{aligned} \quad (3-15)$$

Таким образом, ширина лепестка получается тем уже, чем больше разнос вибраторов d/λ и чем ближе направление максимума излучения к экваториальному положе-

нию относительно линии, соединяющей центры вибраторов. Последнее свойство хорошо просматривается на рис. 3-4. Подчеркнем, что оценка ширины лепестка (3-15) основана на спрямлении функции $\Psi(\varphi)$ и, следовательно, справедлива для больших значений разноса вибраторов $d \gg \lambda$ и при направлениях излучения, не слишком близких к линии, соединяющей центры вибраторов.

При небольших значениях расстояния между вибраторами ($d \leq \lambda$) множитель направленности системы двух источников имеет сравнительно простой вид с числом лепестков не более четырех. Наиболее характерные случаи, имеющие место при равноамплитудном питании, показаны на рис. 3-5. Если возбуждение вибраторов синфазно, в направлении оси x (где разность хода равна нулю), всегда получается максимум излучения,

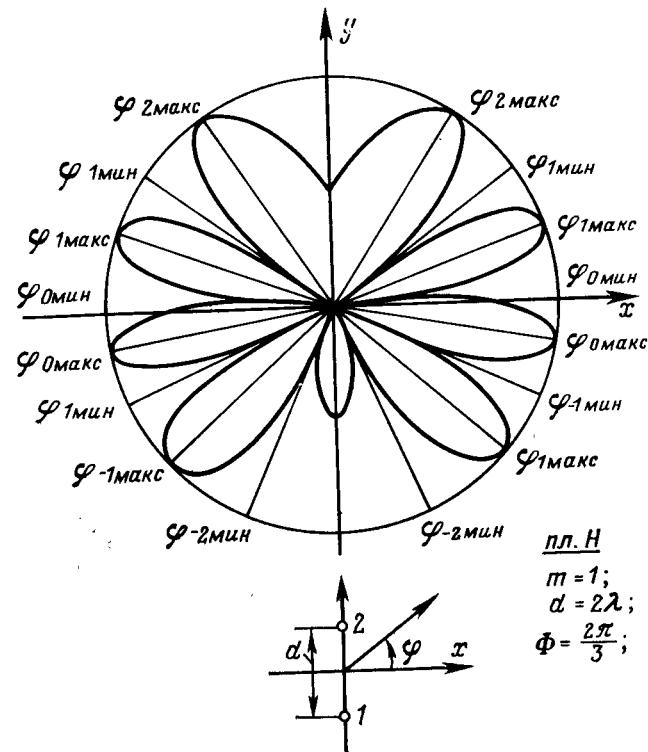


Рис. 3-4. Диаграмма направленности пары вибраторов в плоскости **H**.

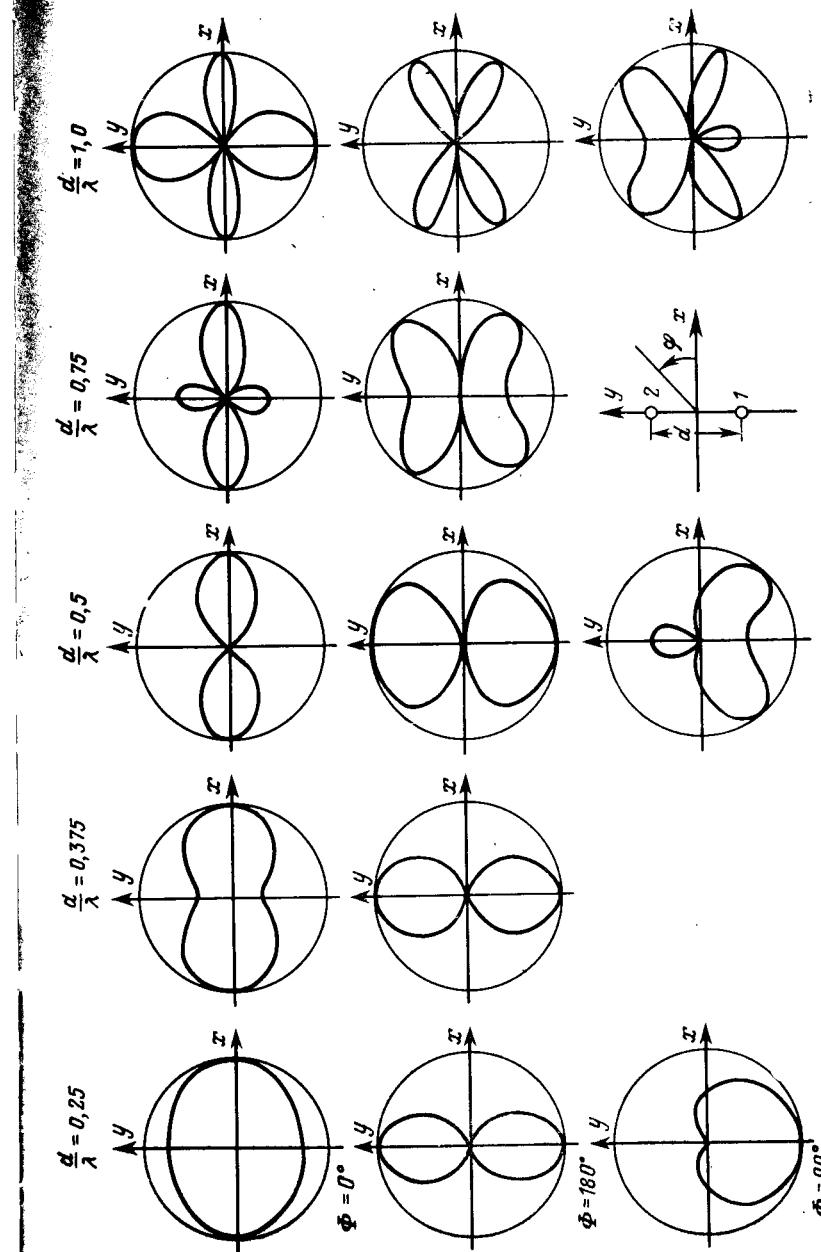


Рис. 3-5. Множитель направленности двух изотропных источников.

а при противофазном возбуждении — нуль излучения. При квадратурном питании $\Phi=90^\circ$ наиболее интересен вариант $d/\lambda=0,25$, когда диаграмма направленности имеет форму кардиоиды с максимумом, направленным в сторону первого вибратора. В этом случае второй вибратор, отражающий энергию в сторону первого вибратора, называется *активным рефлектором*.

Остановимся кратко на особенностях фазовой характеристики множителя направленности системы. Как легко установить с помощью рис. 3-3, при равноамплитудном питании фаза излучаемого поля в каждом лепестке множителя системы остается постоянной и изменяется

скачком на π при переходе через нуль к следующему лепестку. Такая излучающая система имеет четкий фазовый центр, совпадающий с серединой отрезка, соединяющего центры вибраторов.

Если амплитуды токов в вибраторах не равны между собой, фазовая характеристика множителя направленности усложняется и приобретает плавный характер без резких скачков и без явно выраженного фазового центра. При $m=0$ в излучении участвует один вибратор и система вновь имеет фазовый центр, совпадающий с серединой возбужденного вибратора.

Перейдем теперь к анализу диаграмм направленности системы двух вибраторов рис. 3-1 в плоскости yz , т. е. вектора электрического поля (так называемая плоскость E). В этой плоскости каждый вибратор характеризуется неравномерным излучением и полная диаграмма направленности в соответствии с теоремой перемножения представляет собой произведение характеристики излучения элемента на множи-

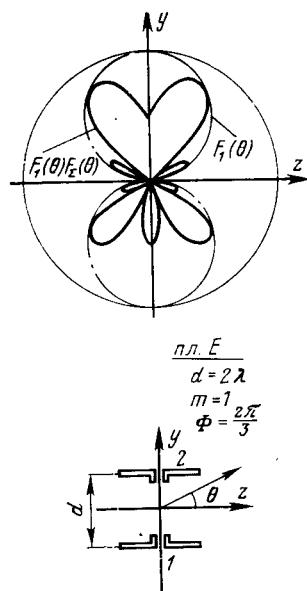


Рис. 3-6. Диаграмма направленности пары вибраторов в плоскости E .

в плоскости расположения (так называемая плоскость E). В этой плоскости каждый вибратор характеризуется неравномерным излучением и полная диаграмма направленности в соответствии с теоремой перемножения представляет собой произведение характеристики излучения элемента на множи-

тель системы. Применимально к случаю $m=1$, $d=2\lambda$ и $\Phi=2\pi/3$, рассмотренному ранее на рис. 3-4, результат перемножения показан на рис. 3-6, где штрих-пунктиром изображена также характеристика излучения одного элемента. Легко видеть, что из-за отсутствия излучения каждого вибратора в направлении оси z лепестки, прилегающие к этому направлению, имеют сильно уменьшенную величину. Анализ диаграмм направленности системы двух вибраторов в плоскости yz при других значениях kd , m и Φ не представляет трудностей, поскольку особенности множителя направленности системы уже подробно рассмотрены.

3-3. СОБСТВЕННЫЕ И ВЗАИМНЫЕ ИМПЕДАНСЫ ВИБРАТОРОВ. СХЕМА ЗАМЕЩЕНИЯ ДВУХ ВИБРАТОРОВ

Как следует из предыдущего параграфа, диаграмма направленности системы из двух вибраторов существенно зависит от отношения амплитуд и разности фаз токов на их входах. Чтобы уметь вычислять эти величины при известных приложенных напряжениях U_1 и U_2 (см. рис. 3-1), следует произвести анализ мощностей, отбираемых каждым вибратором от подключенного к его входу генератора. Для этой цели удобно воспользоваться методом наводимых э. д. с., сформулированным ранее в § 2-6. Согласно этому методу полная мощность, отбираемая вибратором от генератора, определяется интегрированием по длине вибратора произведения тока вибратора на наводимую э. д. с., т. е. на тангенциальную составляющую вектора напряженности электрического поля на боковой поверхности плеч.

Поскольку для каждого вибратора системы рис. 3-1 предполагается справедливым синусоидальный закон распределения тока (3-1), то продольная составляющая вектора напряженности электрического поля, создаваемая каждым вибратором, определяется формулой (2-40). На боковой поверхности вибратора 1 полная касательная составляющая E_{z1} состоит из двух слагаемых:

$$E_{z1} = E_{z11} + E_{z12},$$

где E_{z11} — составляющая вектора напряженности электрического поля, наводимая токами вибратора 1; E_{z12} — составляющая вектора напряженности электрического поля, наводимая токами вибратора 2.

Аналогично этому на боковой поверхности вибратора 2 полная касательная составляющая E_{z2} также будет состоять из двух слагаемых

$$E_{z2} = E_{z22} + E_{z21},$$

где E_{z22} — составляющая вектора напряженности электрического поля, наводимая токами вибратора 2; E_{z21} — составляющая вектора напряженности электрического поля, наводимая токами вибратора 1.

Используя основное соотношение метода наводимых э. д. с. [см. (2-48)], находим, что мощность, отбираемая первым вибратором от своего генератора, равна:

$$P_1 = - \int_0^l E_{z11} I_{z1}^* dz_1 - \int_0^l E_{z12} I_{z2}^* dz_1, \quad (3-16)$$

где I_{z1} — ток в точке z_1 вибратора 1.

Второй вибратор точно так же будет потреблять от второго генератора мощность

$$P_2 = - \int_0^l E_{z22} I_{z2}^* dz_2 - \int_0^l E_{z21} I_{z1}^* dz_1, \quad (3-17)$$

где I_{z2} — ток в точке z_2 второго вибратора.

Мощности P_1 и P_2 можно записать и по-другому, а именно через токи и напряжения на входных зажимах вибраторов

$$P_{1,2} = \frac{I_{01,2}^* U_{1,2}}{2}. \quad (3-18)$$

Сопоставляя (3-18) с (3-17) и (3-16), получаем контурные уравнения для двух связанных вибраторов, аналогичные контурным уравнениям Кирхгофа для разветвленных электрических цепей с сосредоточенными постоянными:

$$\left. \begin{aligned} U_{11} &= I_{01} Z_{11} + I_{02} Z_{12}; \\ U_2 &= I_{02} Z_{22} + I_{01} Z_{21}, \end{aligned} \right\} \quad (3-19)$$

где обозначено:

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} &= - \frac{2}{I_{01}^* I_{01}} \int_0^l E_{z11} I_{z1}^* dz_1; \\ Z_{22} &= - \frac{2}{I_{02}^* I_{02}} \int_0^l E_{z22} I_{z2}^* dz_2; \end{aligned} \right\} \quad (3-20)$$

$$\left. \begin{aligned} Z_{12} &= - \frac{2}{I_{02}^* I_{01}} \int_0^l E_{z12} I_{z2}^* dz_1; \\ Z_{21} &= - \frac{2}{I_{01}^* I_{02}} \int_0^l E_{z21} I_{z1}^* dz_2. \end{aligned} \right\} \quad (3-21)$$

Здесь Z_{11} и Z_{22} в (3-20) представляют собой *собственные импедансы* вибраторов 1 и 2 в точках питания, т. е. полные сопротивления на входных зажимах каждого из вибраторов при холостом ходе на входных зажимах другого вибратора. Поскольку при холостом ходе вибратора обычно предполагается отсутствие тока и на его плечах, то приближенно можно считать, что собственный импеданс вибратора является его полным входным сопротивлением в отсутствии другого вибратора¹.

Величины Z_{12} и Z_{21} в (3-21) представляют собой так называемые *взаимные импедансы* (реже употребляется термин «полные сопротивления связи»), отнесенные к токам в точках питания. Из (3-21) следует, что взаимные импедансы равны между собой $Z_{12} = Z_{21}$. Более детальный анализ показывает, что это равенство является следствием известной из курса электродинамики теоремы взаимности и сохраняется справедливым и в том случае, когда вибраторы имеют разную длину и расположены в пространстве произвольным образом один относительно другого.

На основании контурных соотношений (3-19) анализ входных токов и напряжений в системе двух связанных вибраторов в самом общем случае сводится к анализу эквивалентной цепи из сосредоточенных элементов, показанной на рис. 3-7, где возбуждающие генераторы представлены в виде идеальных источников э. д. с. \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 с известными внутренними импедансами Z_{h1} и Z_{h2} . При равенстве нулю \mathcal{E}_1 или \mathcal{E}_2 импедансы Z_{h1} или Z_{h2} играют роль пассивных нагрузок на входах вибраторов. Расчет электрического режима схемы рис. 3-7 полностью решает задачу определения отношения токов $m \exp(j\Phi)$

¹ В ряде случаев это оказывается несправедливым. Например, при размыкании входа волнового вибратора его плечи, взятые попарно, представляют собой полуволновые короткозамкнутые вибраторы и на них в системе двух вибраторов может наводиться ток значительной величины.

при заданных величинах ϵ_1 и ϵ_2 . Поскольку для практического использования схемы рис. 3-7 необходимо иметь готовые значения взаимных импедансов вибраторов, перейдем сразу же к рассмотрению результатов соответствующих расчетов.

При параллельном расположении вибраторов (см. рис. 3-1) расчет взаимных импедансов сводится к подстановке в любую формулу типа (3-21) закона распределения тока (3-1) и выражения (2-40) для функции распределения касательной составляющей вектора напряженности электрического поля E_z , создаваемой одним вибратором на оси другого вибратора. Соответствующий определенный интеграл легче всего находится с помощью ЭВМ по стандартным программам численного интегрирования¹.

Результаты расчетов, относящиеся к вибраторам полуволновой длины, приведены на рис. 3-8 в виде действительной и мнимой частей Z_{12} , и на рис. 3-9 в виде графиков модуля и фазы Z_{12} . Как видно из графиков, в предельном случае $d \rightarrow 0$, т. е. при совмещении вибраторов, взаимный импеданс превращается в собственный импе-

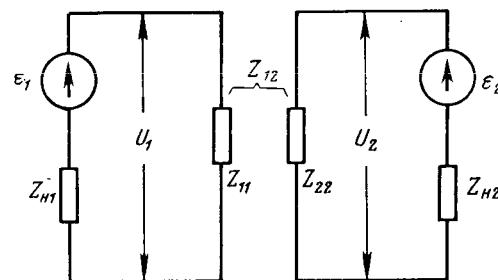


Рис. 3-7. Схема замещения двух связанных вибраторов.

данс тонкого полуволнового вибратора и принимает характерное значение $R_{12} = R_{11} = 73,1 \Omega$, $X_{12} = X_{11} = 42,5 \Omega$. С увеличением расстояния между вибраторами модуль взаимного импеданса плавно убывает, а фаза взаимного импеданса изменяется почти по линейному

¹ Кроме того, существуют довольно громоздкие выражения этого интеграла, содержащие комбинации интегральных синусов и косинусов, а также имеются таблицы, составленные еще в 1936 г. В. В. Татариновым. Часть этих таблиц имеется в [6].

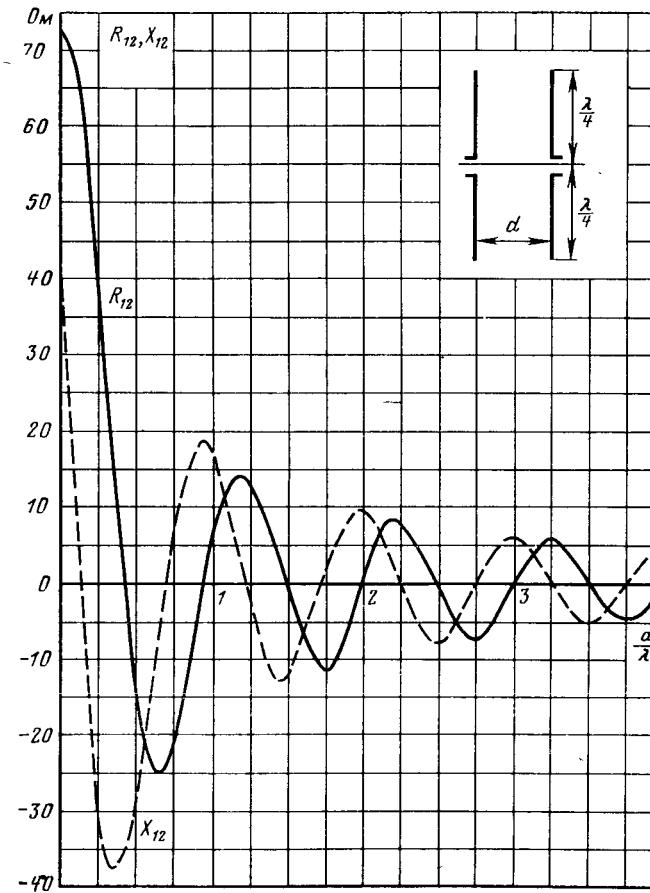


Рис. 3-8. Взаимный импеданс полуволновых вибраторов.

закону, соответствующему запаздыванию на 360° при увеличении расстояния d на одну длину волны.

С помощью принципа взаимозаменяемости полей электрических и магнитных токов [соотношения (1-46)] и принципа двойственности (§ 2-8) метод наводимых э. д. с. легко превращается в *метод наводимых магнитодвижущих сил* (м. д. с.) для расчета взаимных адmittансов Y_{12} (т. е. полных взаимных проводимостей) магнитных вибраторов и узких резонансных щелей в плоских экранах.

3-4. ВХОДНЫЕ ИМПЕДАНСЫ СВЯЗАННЫХ ВИБРАТОРОВ

В этом параграфе рассмотрено применение контурных уравнений (3-19) к расчету входных импедансов двух одновременно возбуждаемых связанных вибраторов. Пусть известно отношение комплексных амплитуд токов на входах вибраторов

$$\frac{I_{02}}{I_{01}} = m \exp(j\Phi).$$

Тогда, разделив первое уравнение (3-19) на I_{01} и второе уравнение (3-19) на I_{02} , сразу найдем полные входные сопротивления вибраторов 1 и 2:

$$\left. \begin{aligned} Z_{01} &= \frac{U_1}{I_{01}} = Z_{11} + mZ_{12} \exp(j\Phi); \\ Z_{02} &= \frac{U_2}{I_{02}} = Z_{22} + \frac{1}{m} Z_{12} \exp(-j\Phi). \end{aligned} \right\} \quad (3-22)$$

В этих выражениях вторые слагаемые в правой части носят название *вносимых импедансов* (вторым вибратором в первый и первым во второй). Характерной особенностью вносимых импедансов является их зависимость как от отношения токов в вибраторах, так и от размеров излучающей системы, т. е. от величины Z_{12} . Из (3-22) видно, что при произвольных значениях m и Φ вносимые импедансы для каждого вибратора различны. И только в случае синфазных или противофазных колебаний с равными амплитудами вносимые импедансы становятся равными между собой. Для синфазных равноамплитудных колебаний, т. е. при $m=1$ и $\Phi=0$, вносимые импедансы точно равны величине Z_{12} и поэтому между прочим под взаимными импедансами иногда понимают вносимые импедансы в синфазном режиме. При противофазных равноамплитудных колебаниях, т. е. при $m=1$ и при $\Phi=180^\circ$, вносимые импедансы точно равны $-Z_{12}$.

Противофазный равноамплитудный режим успешно используется для измерений взаимных импедансов с помощью так называемого метода зеркального изображения. Согласно этому методу производятся тщательные измерения входного сопротивления вибратора сначала в свободном пространстве, а затем при расположении параллельно вибратору большой металлической плоскости, имитирующей экран бесконечных размеров

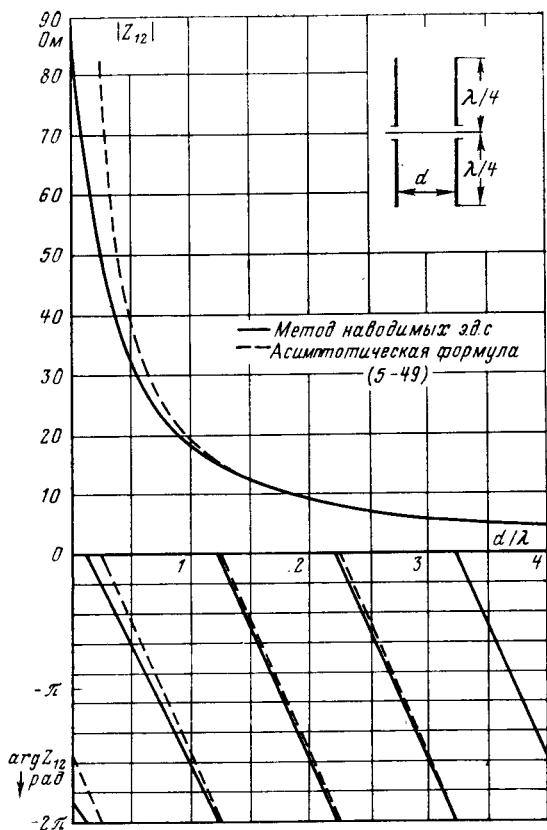


Рис. 3-9. Модуль и фаза взаимного импеданса вибраторов.

При этом в соотношении (3-19) происходят замены $U \rightarrow I$, $I \rightarrow U$ и $Z_{ik} \rightarrow Y_{ik}$, и эти соотношения превращаются в систему узловых уравнений:

$$I_1 = U_{01}Y_{11} + U_{02}Y_{12};$$

$$I_2 = U_{02}Y_{22} + U_{01}Y_{21},$$

аналогичную узловым уравнениям Кирхгофа для разветвленных электрических цепей с сосредоточенными постоянными.

(рис. 3-10,*a*). Действие большой металлической плоскости, отстоящей от вибратора на расстоянии $d/2$, эквивалентно появлению зеркального изображения вибратора на расстоянии d с равным по величине противофазным током $-I_{01}$. Как следует из (3-22), измеренная величина входного сопротивления вибратора над плоскостью будет равна $Z_{bx} = Z_{11} - Z_{12}$. Поэтому имеется возможность, вычитая из измеренного в отсутствие плоскости полного

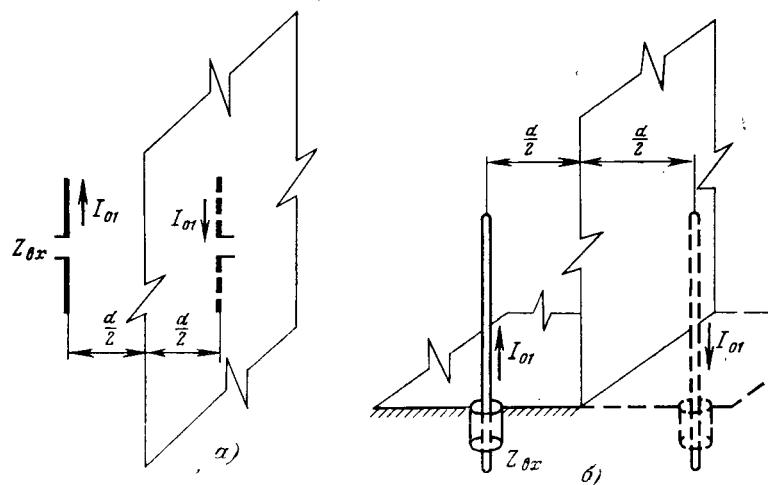


Рис. 3-10. К способу измерения взаимных импедансов вибраторов.

входного сопротивления вибратора Z_{11} его полное входное сопротивление Z_{bx} в присутствии плоскости, найти величину взаимного импеданса $Z_{12} = Z_{11} - Z_{bx}$. Иногда в целях устранения влияния фидерных линий на точность измерения взаимных импедансов метод зеркального изображения проводится с одновременным использованием двух взаимно перпендикулярных плоскостей (рис. 3-10,*б*). Горизонтальная плоскость используется для имитации второго (симметричного) плеча вибратора, а вертикальная плоскость на расстоянии $d/2$ — для имитации параллельного противофазного вибратора. В методе двух плоскостей следует учитывать, что входное сопротивление одной половины вибратора над бесконечной плоскостью вдвое меньше сопротивления симметричного вибратора с такой же длиной плеч в свободном пространстве. Таким образом, разность измеренных

значений входных импедансов в отсутствие и в присутствии вертикальной плоскости дает величину $Z_{12}/2$, где Z_{12} — взаимный импеданс двух параллельных симметричных вибраторов с длиной плеча l , расположенных на расстоянии d один от другого в свободном пространстве.

Перейдем теперь к расчету мощностей, излучаемых каждым вибратором в системе рис. 3-1 по отдельности, а также к расчету общей излучаемой мощности системы. Для этого сначала преобразуем выражения (3-22), положив $Z_{11} = R_{11} + jX_{11}$, $Z_{22} = R_{22} + jX_{22}$ и $Z_{12} = R_{12} + jX_{12}$ и выделив отдельно вещественные и мнимые части

$$\left. \begin{aligned} Z_{01} &= R_{11} + m(R_{12} \cos \Phi - X_{12} \sin \Phi) + \\ &\quad + j[X_{11} + m(R_{12} \sin \Phi + X_{12} \cos \Phi)]; \\ Z_{02} &= R_{22} + \frac{1}{m}(R_{12} \cos \Phi + X_{12} \sin \Phi) + \\ &\quad + j[X_{22} - \frac{1}{m}(R_{12} \sin \Phi - X_{12} \cos \Phi)]. \end{aligned} \right\} \quad (3-23)$$

В случае, если на входы вибраторов для настройки включаются последовательные реактивные сопротивления, не связанные с процессом излучения, вместо собственных реактивных сопротивлений X_{11} и X_{22} в формулы (3-23) следует подставлять суммы $X_{11} + X_{1n}$ и $X_{22} + X_{2n}$, где X_{1n} и X_{2n} — величины настроек реактивных сопротивлений.

Мощность, доставляемая от генератора вибратору 1 и излучаемая системой, будет равна:

$$P_{\Sigma 1} = \frac{I_{01} I_{01}^*}{2} [R_{11} + m(R_{12} \cos \Phi - X_{12} \sin \Phi)],$$

а мощность, поступающая от генератора к вибратору 2 и излучаемая системой, окажется равной:

$$P_{\Sigma 2} = \frac{I_{02} I_{02}^*}{2} \left[R_{22} + \frac{1}{m}(R_{12} \cos \Phi + X_{12} \sin \Phi) \right].$$

Полная излучаемая мощность будет равна сумме мощностей $P_{\Sigma 1}$ и $P_{\Sigma 2}$, т. е.

$$P_{\Sigma} = \frac{I_{01} I_{01}^*}{2} [R_{11} + m^2 R_{22} + 2mR_{12} \cos \Phi]. \quad (3-24)$$

Отсюда определяется общее сопротивление излучения системы связанных вибраторов, отнесенное к току в точках питания вибратора 1:

$$R_{20} = R_{11} + m^2 R_{22} + 2mR_{12} \cos \Phi. \quad (3-25)$$

Важно отметить, что величина $R_{\Sigma 0}$ совершенно не зависит от реактивных составляющих собственных и взаимных импедансов.

При известном значении $R_{\Sigma 0}$ КНД системы связанных вибраторов может быть легко вычислен с помощью следующих рассуждений. Величина максимальной напряженности поля в системе двух вибраторов увеличивается в $1+m$ раз¹, а вектор Пойнтинга — в $(1+m)^2$ раз. С другой стороны, мощность излучения системы двух вибраторов составляет величину $\bar{R}_{\Sigma 0}/R_{11}$ относительно излучения уединенного первого вибратора. Таким образом, если значение КНД одного вибратора известно и равно D_1 , то значение максимального КНД системы двух вибраторов будет равно:

$$D_{\Sigma} = \frac{D_1 (1+m)^2 R_{11}}{\bar{R}_{\Sigma 0}}. \quad (3-26)$$

Например, если второй вибратор используется в режиме активного рефлектора, т. е. при $d/\lambda=0,25$, $m=1$, $\Phi=90^\circ$, то КНД в максимуме кардиоидной диаграммы направленности (см. рис. 3-5) вдвое превышает величину КНД одного вибратора. Так, для полуволновых вибраторов КНД равен 3,28.

3-5. ПАССИВНЫЙ ВИБРАТОР

Пусть вибратор 2 будет пассивным, т. е. питание от генератора к нему не подается ($U_2=0$) и он возбуждается полем активного вибратора 1. Регулирование тока в пассивном вибраторе достигается включением на его входные зажимы специального настроичного импеданса (рис. 3-11), который ввиду необходимости сведения омических потерь в системе к нулю следует выбирать чисто реактивным. Схема замещения такой системы аналогична схеме, представленной на рис. 3-7, и отличается от нее лишь тем, что в контуре 2 отсутствует источник э. д. с. \mathcal{E}_2 .

¹ Исключением может явиться случай $kd < \pi/2$, когда в слишком узкую область реальных углов может не попасть ни один из максимумов функции $|A(\Psi)|$ (см. рис. 3-3, а).

Контурные уравнения Кирхгофа (3-19) при этом записываются в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= I_{01}Z_{11} + I_{02}Z_{12}; \\ 0 &= I_{02}(Z_{22} + jX_{2n}) + I_{01}Z_{12}. \end{aligned} \right\} \quad (3-27)$$

В левой части второго уравнения стоит нуль, так как $U_2=0$. Отсюда следует, что *полное сопротивление пассивного вибратора равняется нулю*. Из второго уравнения (3-27) сразу же определяется отношение токов в системе с пассивным вибратором:

$$\frac{I_{02}}{I_{01}} = \frac{-Z_{12}}{Z_{22} + jX_{2n}} = m \exp(j\Phi), \quad (3-28)$$

где

$$\left. \begin{aligned} m &= \sqrt{\frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{R_{22}^2 + (X_{22} + X_{2n})^2}}; \\ \Phi &= \pi + \operatorname{arctg} \frac{X_{12}}{R_{12}} - \operatorname{arctg} \frac{X_{22} + X_{2n}}{R_{22}}. \end{aligned} \right\} \quad (3-29)$$

После этого подстановка (3-28) в первое уравнение (3-27) приводит к выражению для полного сопротивления активного вибратора 1:

$$Z_{01} = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22} + jX_{2n}}. \quad (3-30)$$

Так как $Z_{02}=0$, то полное сопротивление излучения всей системы из активного и пассивного вибраторов будет равно:

$$R_{\Sigma 0} = R_{11} + m(R_{12} \cos \Phi - jX_{12} \sin \Phi). \quad (3-31)$$

Заметим, что согласно (3-28) или (3-29) при $X_{2n}=0$, т. е. при коротком замыкании пассивного вибратора, ток в пассивном вибраторе всегда меньше, чем ток в активном вибраторе ($m < 1$), и плавно уменьшается с увеличением расстояния между вибраторами, поскольку взаимный импеданс по модулю всегда меньше собственного сопротивления второго вибратора.

При очень малом расстоянии между вибраторами, т. е. при $d \rightarrow 0$, в силу $Z_{12} \rightarrow Z_{22}$ и при $X_{2n}=0$ имеем $m \rightarrow 1$; $\Phi \rightarrow \pi$ и $R_{\Sigma 0} \rightarrow 0$. В этом случае система с пассивным короткозамкнутым вибратором становится неизлучающей, и энергия, доставляемая активному вибратору генератором, частично затрачивается на формирование

ближнего квазистационарного поля проводников плеч аналогично полю в отрезке двухпроводной линии передачи, а также расходуется на нагрев проводников плеч вибраторов.

При настройке пассивного вибратора в резонанс, когда $X_{22} + X_{2H} = 0^*$, ток в пассивном вибраторе достигает максимального значения при любых расстояниях d и, если d мало, может даже стать больше, чем ток в активном вибраторе. Соответствующие формулы следуют из (3-29) и имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} m &= \sqrt{\frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{R_{22}^2}}, \\ \Phi &= \pi + \operatorname{arctg} \frac{X_{12}}{R_{12}}. \end{aligned} \right\} \quad (3-32)$$

На практике наибольшее значение имеют два режима настройки пассивного вибратора: режим *рефлектора* и режим *директора*. В режиме пассивного рефлектора подбором расстояния d/λ и настройкой X_{2H} в пассивном вибраторе создается такой ток (по величине и фазе), что в направлении активного вибратора создается максимальное поле, а в направлении пассивного вибратора поле минимально.

В режиме пассивного директора подбор расстояния d/λ и настройка X_{2H} осуществляются так, чтобы максимум излучения получался в направлении пассивного вибратора, а минимум излучения — в направлении активного вибратора.

Следует заметить, что при активном питании обоих вибраторов как случаю рефлектора, так и случаю директора соответствуют оптимальное расстояние между вибраторами $d = 0,25\lambda$, амплитудное отношение токов $m = 1$ и квадратурный фазовый сдвиг токов $\Phi = 90^\circ$.

В этих условиях идеальный множитель направленности системы имеет форму кардиоиды, а КНД в направлении максимального излучения возрастает вдвое по сравнению

* Настройка может достигаться как регулировкой X_{2H} при неизменной полуволновой длине вибратора, так и регулировкой длины плеч вибратора при $X_{2H} = 0$, т. е. при коротком замыкании его входа.

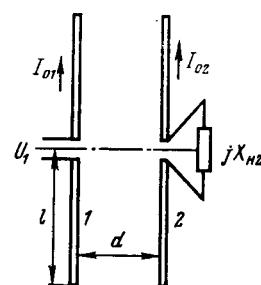


Рис. 3-11. Активный и пассивный вибраторы.

с одиночным вибратором. В системе с пассивным рефлектором или директором расстояние между вибраторами обычно выбирают в пределах от $0,15\lambda$ до $0,25\lambda$, и для достижения оптимальной настройки остается единственная степень свободы — полный реактанс нагрузки $X_{22} + X_{2H}$. Естественно, что подбором только величины X_{2H} не удается одновременно выполнить условия $m = 1$ и $\Phi = 90^\circ$ и поэтому множитель направленности системы с пассивным рефлектором или директором отличается от идеальной кардиоиды присутствием заметного излучения в заднем направлении. Кроме того, КНД в главном

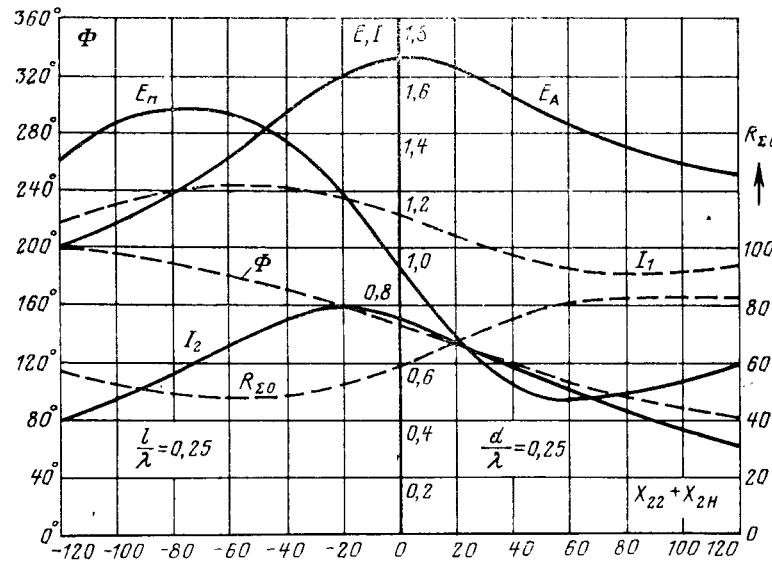


Рис. 3-12. Зависимость режима активного и пассивного вибраторов от настроичного реактанса.

направлении для пассивного рефлектора или директора также всегда получается меньше удвоенного значения КНД одного вибратора. Для иллюстрации возможностей настройки системы с пассивным вибратором на рис. 3-12 показаны графики, дающие зависимость величин I_{01} , I_{02} , Φ , R_{20} , а также уровней излучаемого поля в направлении активного (E_A) и пассивного (E_P) вибраторов, от величины общего настроичного реактанса пассивного вибратора $X_{22} + X_{2H}$. Токи I_{01} и I_{02} и уровни излучаемого

поля даны относительно тока и уровня излучаемого поля одночного вибратора с той же самой мощностью излучения. Как видно из графиков рис. 3-12, пассивный вибратор играет роль рефлектора, когда общий настроечный реактанс $X_{22}+X_{2n}$ положителен, т. е. имеет индуктивный характер. С другой стороны, пассивный вибратор может играть роль директора, когда общий настроечный реактанс $X_{22}+X_{2n}$ отрицателен, т. е. имеет емкостный характер. Таким образом, если иметь в виду короткозамкнутый пассивный вибратор с полной длиной $2l \approx 0,5\lambda$, то для настройки в режим рефлектора следует его длину увеличивать по отношению к резонансной, а для настройки в режим директора следует его длину укорачивать по отношению к резонансной.

Заметим в заключение, что для увеличения общей направленности в системе помимо одного активного вибратора могут одновременно использоваться несколько пассивных вибраторов — обычно один рефлектор и один или несколько директоров. Такая более сложная система вибраторов носит название директорной антенны.

3-6. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ К РАСЧЕТУ ИМПЕДАНСОВ СВЯЗАННЫХ ВИБРАТОРОВ

Ниже речь пойдет о решении интегральных уравнений типа Галлена для двух связанных симметричных вибраторов, что позволяет уточнить величины их собственных и взаимных импедансов. Для простоты будут рассмотрены параллельные вибраторы длиной $2l$ и радиусом a каждый. Расстояние между вибраторами принимается равным d , а их центры — совмещенными с плоскостью $z=0$ (рис. 3-1).

Поскольку векторные потенциалы на поверхности каждого вибратора определяются токами одного $I_1(z)$ и другого $I_2(z)$ вибраторов, то интегральные уравнения, как нетрудно установить, в отличие от уравнения (2-13), запишутся в виде

$$\int_{-l}^l \{I_1(z') \mathfrak{K}_{11}(z-z') + I_2(z') \mathfrak{K}_{12}(z-z')\} dz' = C_1 \cos kz - \frac{j2\pi V_1}{W} \sin k|z|; \quad (3-33)$$

$$\int_{-l}^l \{I_1(z') \mathfrak{K}_{21}(z-z') + I_2(z') \mathfrak{K}_{22}(z-z')\} dz' = C_2 \cos kz - \frac{j2\pi V_2}{W} \sin k|z|. \quad (3-34)$$

В совместных интегральных уравнениях (3-33) и (3-34) через V_1 обозначено напряжение в центре первого вибратора и через V_2 — напряжение в центре второго вибратора, причем эти величины предполагаются произвольными как по амплитуде, так и по фазе. Ядра интегральных уравнений имеют следующие очевидные выражения:

$$\mathfrak{K}_{11}(z-z') = \mathfrak{K}_{22}(z-z') = \frac{\exp(-jk\sqrt{a^2+(z-z')^2})}{\sqrt{a^2+(z-z')^2}};$$

$$\mathfrak{K}_{12}(z-z') = \mathfrak{K}_{21}(z-z') = \frac{\exp(-jk\sqrt{d^2+(z-z')^2})}{\sqrt{d^2+(z-z')^2}}.$$

Для решения совместных интегральных уравнений может быть применена та же процедура, что и для решения интегрального уравнения одночного симметричного вибратора в свободном пространстве, т. е. токи в каждом из вибраторов могут быть выбраны в виде разложений (2-69), где в качестве базисных функций для сравнительно коротких вибраторов могут быть использованы выражения (2-75). Таким образом, в уравнениях (3-33) и (3-34) токи могут быть представлены в виде полиномов N -й степени:

$$I_1(z) = \sum_{n=1}^N I_{1n} \left(1 - \frac{|z|}{l}\right)^n; \quad (3-35)$$

$$I_2(z) = \sum_{n=1}^N I_{2n} \left(1 - \frac{|z|}{l}\right)^n. \quad (3-36)$$

После подстановки выражений для токов в интегральные уравнения (3-33) и (3-34) с последующим умножением левых и правых частей полученных функциональных рядов на дельта-функцию $\delta(z-z_p)$, где $p=1, 2, 3, \dots, N+1$, и интегрированием по z от $-l$ до l (т. е. путем применения согласования в точках), получаем систему алгебраических уравнений, подобную (2-76):

$$\left. \begin{aligned} & \sum_{n=1}^N \{I_{1n} F_{11}(z_p) + I_{2n} F_{12}(z_p)\} - \\ & - C_1 \cos kz_p = -\frac{j2\pi V_1}{W} \sin k|z_p|; \\ & \sum_{n=1}^N \{I_{1n} F_{21}(z_p) + I_{2n} F_{22}(z_p)\} - \\ & - C_2 \cos kz_p = -\frac{j2\pi V_2}{W} \sin k|z_p|, \end{aligned} \right\} \quad (3-37)$$

$$p = 1, 2, 3, \dots, N+1.$$

Таблица 3-2

d/λ	$a/\lambda=0,007$		$a/\lambda \rightarrow 0$
	Z_{11} , Ом	Z_{12} , Ом	Z_{12} , Ом (метод наводимых э.д.с.)
0,10	$93,1+j24,7$	$85,9-j15,4$	$67,3+j7,5$
0,15	$88,4+j28,6$	$73,1-j31,5$	$60,4-j7,1$
0,25	$87,4+j37,8$	$38,6-j50,8$	$40,8-j28,3$
0,50	$97,4+j37,9$	$-28,4-j30,7$	$-12,5-j29,9$
0,75	$92,9+j36,5$	$-24,4+j17,9$	$-22,4+j6,6$
1,00	$95,3+j37,7$	$12,7+j19,8$	$4,0+j17,7$
1,50	$94,7+j37,7$	$-7,1-j13,9$	$-1,8-j12,3$
2,0	$94,6+j37,4$	$5,5+j11,0$	$1,1+j9,4$
2,5	$94,5+j37,3$	$-4,2-j8,9$	$-0,7-j7,5$
3,0	$94,5+j37,2$	$3,4+j7,5$	$0,5+j6,3$

В этой системе уравнений обозначено:

$$F_{11}(z_p) = \int_{-l}^l \left(1 - \frac{|z'|}{l}\right)^n \frac{\exp(-jk\sqrt{(z_p-z')^2 + a^2})}{\sqrt{(z_p-z')^2 + a^2}} dz';$$

$$F_{12}(z_p) = \int_{-l}^l \left(1 - \frac{|z'|}{l}\right)^n \frac{\exp(-jk\sqrt{(z_p-z')^2 + d^2})}{\sqrt{(z_p-z')^2 + d^2}} dz'.$$

В отличие от одиночного вибратора для определения распределения токов в связанных вибраторах необходимо решать относительно комплексных коэффициентов I_{1n} и I_{2n} систему алгебраических уравнений удвоенного порядка $2(N+1)$. Входные импедансы вибраторов затем определяются из выражений:

$$Z_1 = \frac{V_1}{N}; \quad Z_2 = \frac{V_2}{N}. \quad (3-38)$$

$$\sum_{n=1} I_{1n} \quad \sum_{n=1} I_{2n}$$

Таким образом, как распределение токов в вибраторах, так и входные импедансы их зависят не только от геометрии системы, но и от соотношений напряжений в точках питания вибраторов V_1 и V_2 . Однако для определения собственных и взаимных импедансов двух связанных вибраторов порядок системы алгебраических уравнений можно понизить в 2 раза, до $(N+1)$. Для этой цели рассматриваются два режима возбуждения вибраторов:

1) синфазный режим $V^c = V_1 = V_2$; тогда токи в вибраторах оказываются также синфазными: $I^c = I_1 = I_2$;

2) противофазный режим $V^n = V_1 = -V_2$; тогда токи в вибраторах также противофазны: $I^n = I_1 = -I_2$.

При этом уравнения (3-37) становятся идентичными и задача сводится к решению отдельной системы линейных уравнений для синфазного режима

$$\sum_{n=1}^N I_n^c \{F_{11}(z_p) + F_{12}(z_p)\} - C^c \cos kz_p = -\frac{j2\pi V^c}{W} \sin k|z_p|$$

и отдельной системы линейных уравнений для противофазного режима:

$$\sum_{n=1}^N I_n^n \{F_{11}(z_p) - F_{12}(z_p)\} - C^n \cos kz_p = -\frac{j2\pi V^n}{W} \sin k|z_p|.$$

Входные импедансы вибраторов будут определяться из формул

$$Z^c = \frac{V^c}{N}; \quad Z^n = \frac{V^n}{N}.$$

$$\sum_{n=1} I_n^c \quad \sum_{n=1} I_n^n$$

Теперь собственный и взаимный импедансы в системе из двух связанных вибраторов могут быть найдены из очевидных соотношений:

$$Z^c = Z_{11} + Z_{12}, \quad Z^n = Z_{11} - Z_{12}$$

и оказываются равными:

$$Z_{11} = \frac{1}{2} (Z^c + Z^n); \quad Z_{12} = \frac{1}{2} (Z^c - Z^n). \quad (3-39)$$

Рассчитанные таким образом собственные и взаимные импедансы двух связанных вибраторов достаточно хорошо совпадают с экспериментальными данными. В табл. 3-2 приводятся некоторые расчетные величины собственных и взаимных импедансов вибраторов с размерами $l/\lambda=0,25$ и $a/\lambda=0,007$ в зависимости от расстояния между вибраторами d/λ .

Для сравнения в последнем столбце табл. 3-2 приведены взаимные импедансы бесконечно тонких полуволновых параллельных вибраторов с синусоидальным распределением тока, рассчитанные по методу наводимых э. д. с. Видно, что учет конечной толщины плача вибратора в методе интегральных уравнений дает заметные поправки к приближенным результатам, получаемым по методу наводимых э. д. с. Однако эта разница уменьшается для нормированных взаимных импедансов

$$Z_{12} = Z_{12}/R_{11},$$

поскольку собственный импеданс полуволнового вибратора по методу наводимых э. д. с. равен $(73,1+j42,5)$, Ом.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН

4-1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Антенные системы характеризуются большим числом разнообразных параметров, позволяющих производить оценку антенн и сравнивать их между собой. В предыдущих главах уже были введены и использованы следую-

шие параметры: диаграмма направленности, сопротивление излучения, коэффициент полезного действия (к. п. д.), коэффициент направленного действия (КНД), входной импеданс, взаимный импеданс и др. Было установлено, что между некоторыми из этих параметров имеется однозначная связь. Исходя из наличия такой связи параметры антенн могут быть разбиты по двум категориям: первичные параметры и вторичные параметры. К первичным параметрам антенн могут быть отнесены комплексная векторная характеристика направленности, сопротивление излучения, к. п. д., коэффициент отражения на входе (или входной импеданс) и предельная мощность. Вторичные параметры, как показывает название, являются производными по отношению к первичным параметрам и выражаются через первичные. Назначение вторичных параметров обычно сводится к детализации особенностей характеристик антенн. К числу вторичных параметров относятся, например, ширина главного лепестка диаграммы направленности, уровень боковых лепестков, указания на наличие и расположение фазового центра, КНД, коэффициент эллиптичности поляризации и др. Несколько обособленным параметром является рабочая полоса частот, определяемая по критерию сохранения в допустимых пределах других параметров антенны при изменении частоты.

Далее уточняются сведения о параметрах антенн и эти параметры приводятся к единой системе, позволяющей производить унифицированное описание действия любых передающих антенн.

4-2. ВЕКТОРНАЯ КОМПЛЕКСНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ. АМПЛИТУДНЫЕ, ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ И ФАЗОВЫЕ СВОЙСТВА ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Одним из важнейших первичных параметров передающей антенны является ее векторная комплексная нормированная характеристика направленности $F(\theta, \phi)$ полностью определяющая угловое распределение и все поляризационные и фазовые свойства излучаемого электромагнитного поля в дальней зоне антенны. При конкретном определении функции $F(\theta, \phi)$ для реальной антенны должно быть обязательно указано положение начала координатной системы R, θ, ϕ , по отношению к которому

ведется отсчет разности фаз. В самом общем случае векторная комплексная характеристика направленности состоит из произведения трех сомножителей:

$$F(\theta, \phi) = F(\theta, \phi) p(\theta, \phi) \exp[j\Phi(\theta, \phi)], \quad (4-1)$$

описывающих соответственно амплитудную, поляризационную и фазовую структуры дальнего поля антенны. Здесь уместно подчеркнуть, что стандартная зависимость фазы поля в дальней зоне антенны от расстояния по закону $\exp(-jkR)$ не входит в функцию $\Phi(\theta, \phi)$, равно как и стандартная зависимость амплитуды поля по закону $1/R$ не входит в амплитудную функцию $F(\theta, \phi)$. Рассмотрим последовательно отдельные сомножители в определении (4-1).

А. АМПЛИТУДНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Вещественный положительный сомножитель $F(\theta, \phi)$ представляет собой амплитудную характеристику (диаграмму) направленности по полю, нормированную таким образом, что

$$\max[F(\theta, \phi)] = 1.$$

При возведении в квадрат функция $F(\theta, \phi)$ автоматически превращается в нормированную характеристику (диаграмму) направленности антенны по мощности $F^2(\theta, \phi)$, введенную ранее соотношением (1-26). Таким образом, функция $F^2(\theta, \phi)$ описывает нормированное угловое распределение полного вектора Пойнтинга в дальней зоне антенны.

Амплитудная характеристика направленности антенны может быть получена как расчетным, так и экспериментальным путем. Для ее наглядного представления используются различные способы графического изображения. При этом пользуются представлением об амплитудной диаграмме направленности, как о поверхности, соединяющей концы радиальных векторов, исходящих из начала координат и имеющих в каждом направлении длину, равную в заданном масштабе величине функции $F(\theta, \phi)$. Наиболее часто в практике антенных устройств встречаются тороидальные, игольчатые, веерные и косоансиные диаграммы направленности.

Характерной особенностью тороидальной диаграммы направленности (рис. 4-1, а) является почти равномерное излучение в плоскости, перпендикулярной оси тороида.

Область применения антенн с тороидальными диаграммами направленности — радиосвязь, радионавигация и радиовещание. Игольчатые диаграммы направленности (иногда называемые лучом карандашной формы) имеют на фоне многих лепестков малого уровня ярко выраженный главный лепесток с почти одинаковой шириной во всех плоскостях, проходящих через направление макси-

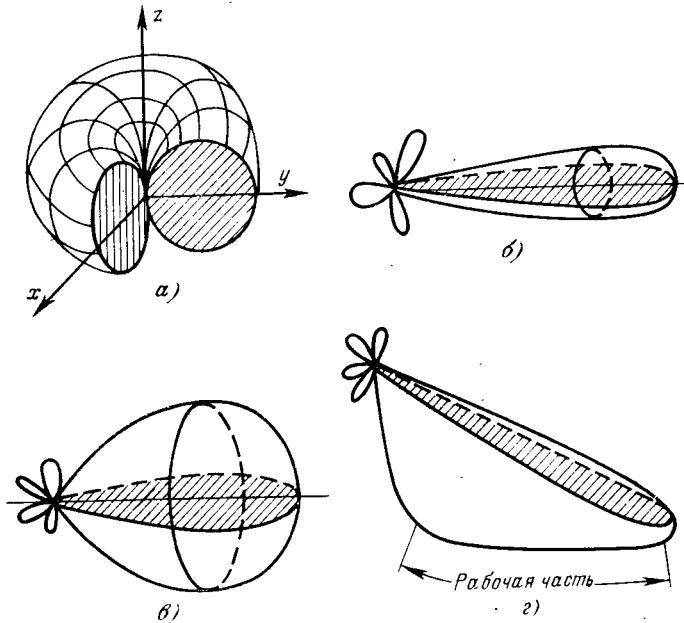


Рис. 4-1. Виды характеристик направленности.
а — торoidalная; б — игольчатая; в — веерная; г — косеканская.

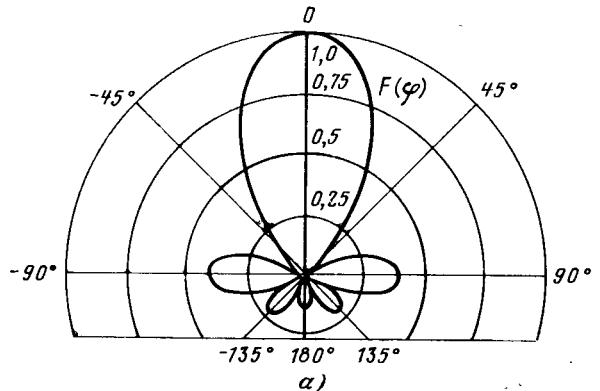
мального излучения (рис. 4-1; б). В веерных диаграммах направленности (рис. 4-1, в) ширины луча в двух взаимно перпендикулярных плоскостях резко отличаются между собой. Область применения антенн с игольчатыми и веерными диаграммами направленности — радиолокационные станции слежения за целью. В косекансных диаграммах направленности веерный луч имеет несимметричную форму (рис. 4-1, г), причем его рабочая часть в одной из плоскостей (обычно вертикальной) определяется уравнением $F(\theta) = \text{cosec } \theta$, а в другой плоскости (горизонтальной) луч симметричен и имеет малую ширину. Антенны с косекансными диаграммами направ-

ленности находят применение в самолетных радиолокационных станциях (РЛС) обзора земной поверхности и в наземных РЛС наблюдения за воздушной обстановкой. Рабочая часть косекансной диаграммы направленности обеспечивает примерно одинаковую интенсивность отраженных сигналов при различных наклонных дальностях до цели (т. е. передача и прием в направлении более удаленных целей ведутся с большей интенсивностью).

Пространственное изображение полной поверхности амплитудной характеристики направленности $F(\theta, \phi)$ подобно рис. 4-1 является достаточно сложным, и поэтому о форме пространственной диаграммы направленности обычно судят по ее сечениям в выбранных плоскостях, т. е. по двумерным диаграммам направленности. Для слабонаправленных антенн (например, вибраторных или турникетных) используются главные сечения сферической системы координат: экваториальная плоскость и пара ортогональных меридиональных плоскостей. Для остронаправленных игольчатых и веерных диаграмм направленности чаще используются пары перпендикулярных сечений, проходящих через направление максимального излучения. При этом одно из сечений выбирается в той плоскости, где главный лепесток диаграммы направленности имеет минимальную ширину. Для антенн линейной поляризации может также использоваться пара сечений, параллельных векторам электрического и магнитного поля — это так называемые плоскость **E** и плоскость **H**.

При изображении сечений диаграмм направленности используют полярные или декартовы координаты, а также применяют различные амплитудные масштабы: линейный (по полу), квадратичный (по мощности) и логарифмический (шкала децибел). Различные способы изображения одной и той же двумерной диаграммы направленности показаны для сравнения на рис. 4-2. Полярные диаграммы направленности весьма наглядны, однако их недостатком является трудность точного определения угловых положений нулей и максимумов излучения. Квадратичный масштаб имеет тенденцию к скрыванию лепестков малой величины и поэтому непригоден для изображения диаграмм направленности антенн с низким боковым излучением. Логарифмический масштаб вводится соотношением

$$F_{\text{ДВ}}(\theta, \phi) = 20 \lg F(\theta, \phi) = 10 \lg F^2(0, \phi) \quad (4-2)$$



a)

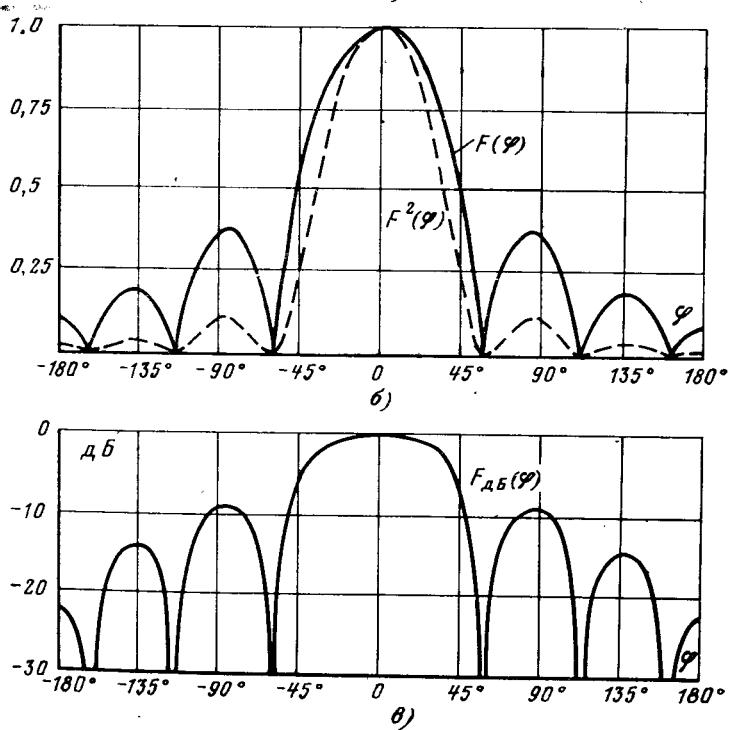


Рис. 4-2. Способы изображения двумерных диаграмм направленности (ДН).

a — полярная ДН по полу; *б* — декартовая ДН по полу и по мощности;

в — декартовая ДН в логарифмическом масштабе.

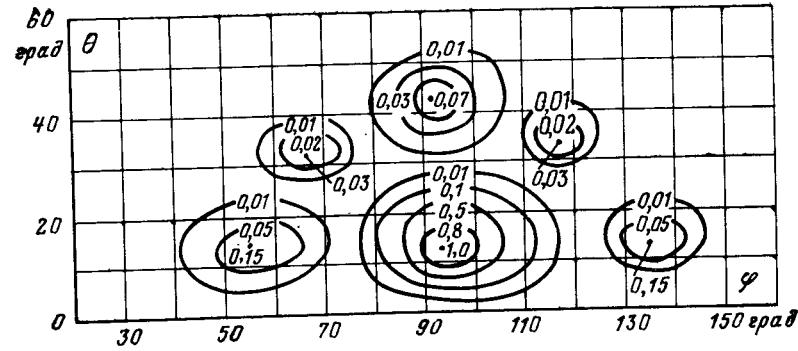


Рис. 4-3. Картографическое изображение диаграммы направленности.

и хорошо передает особенности амплитудных диаграмм направленности в широком динамическом диапазоне.

В последние годы наметилась тенденция к применению картографических методов изображения трехмерных (пространственных) диаграмм направленности. Здесь обычно используется какая-либо сетка угловых координат θ, ϕ (сетка меридианов и параллелей), на которую наносятся замкнутые линии одинаковых уровней диаграммы направленности $F(\theta, \phi)$ в том или ином масштабе. Значения уровней могут расшифровываться цветом, штриховкой, и просто указанием величины уровня в поле рисунка. В простейшей равнопромежуточной (прямоугольной) проекции используется квадратная координатная сетка по направлениям θ, ϕ (рис. 4-3). Такая проекция удобна для изображения формы главного лепестка игольчатой или веерной диаграммы направленности с одновременным изображением некоторой окрестности ближайших боковых лепестков. Изображение полной пространственной диаграммы направленности в этой проекции применяется редко из-за значительных искажений масштаба телесных углов по полунию рисунка.

Б. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА

Векторный сомножитель $p(\theta, \phi)$ в (4-1) представляет собой единичный вектор поляризации с двумя компонентами, ориентированными по направлениям базисных ортов сферической системы координат i_θ и i_ϕ :

$$p(\theta, \phi) = i_\theta p_\theta(\theta, \phi) + i_\phi p_\phi(\theta, \phi). \quad (4-3)$$

Модуль вектора \mathbf{p} всегда равен единице независимо от направления θ, φ , т. е.

$$|p_\theta|^2 + |p_\varphi|^2 = 1.$$

Компоненты p_θ и p_φ показывают относительное содержание вертикальной и горизонтальной составляющих вектора напряженности электрического поля в дальней зоне антенны для каждого направления θ, φ , а также фазовый сдвиг между этими составляющими.

В самом общем случае оба компонента вектора \mathbf{p} являются комплексными числами, однако в теории антенн один из компонентов обычно полагается вещественным¹ и обозначается через α . Это так называемая *главная* (или *основная*) составляющая поляризации излучения. Указание на главную поляризацию обычно дается в техническом задании на проектирование антенного устройства.

Второй компонент вектора поляризации, ортогональный главному компоненту, может быть назван *паразитной* (или *кроссполяризационной*) составляющей поляризации излучения. Ортогональность составляющих вектора поляризации следует понимать в смысле независимости переноса мощности излучения каждой из них. С учетом обозначения основной и паразитной поляризаций поля вектор поляризации представляется в следующем виде:

$$\mathbf{p}(\theta, \varphi) = \mathbf{i}_{\text{гл}} \alpha(\theta, \varphi) + \mathbf{i}_{\text{п}} \sqrt{1 - \alpha^2} \exp[j\psi(\theta, \varphi)], \quad (4-4)$$

где $\mathbf{i}_{\text{гл}}$ — базисный единичный вектор главной поляризации; $\alpha(\theta, \varphi)$ — вещественная положительная функция; $\mathbf{i}_{\text{п}}$ — базисный единичный вектор паразитной поляризации; $\psi(\theta, \varphi)$ — фазовый сдвиг между составляющими. Величина α^2 , никогда не превышающая единицы, представляет собой *поляризационную эффективность* антенны в данном направлении и показывает долю плотности потока мощности, излучаемую в этом направлении на главной поляризации. Аналогично величина $(1 - \alpha^2)$ дает долю плотности потока мощности паразитной поляризации.

Выясним поведение мгновенного значения полного вектора поляризации в поле излучения антенны. Для

¹ Фактически фаза этого компонента включается в мнимый показатель экспоненты $j\Phi(\theta, \varphi)$ в третьем сомножителе выражения (4-1).

этого обратимся к рис. 4-4, на котором представлена касательная плоскость к сферическому фронту излучаемой волны в окрестности выбранной точки наблюдения (волна уходит от наблюдателя за плоскость рисунка). Координатные оси x и y на касательной плоскости удобно ориентировать параллельно базисным векторам \mathbf{i}_θ и \mathbf{i}_φ сферической системы координат антенны. Предположим, что ось x (составляющая по φ) соответствует главной поляризации. Мгновенные значения проекций полного вектора поляризации на оси x и y запишутся с учетом (4-4) в виде

$$\left. \begin{aligned} x &= \alpha \sin \omega t; \\ y &= \sqrt{1 - \alpha^2} \sin(\omega t + \psi). \end{aligned} \right\} \quad (4-5)$$

Находя из верхней строки (4-5) $\sin \omega t = x/\alpha$ и подставляя во вторую строку, получаем:

$$\begin{aligned} y &= \sqrt{1 - \alpha^2} (\sin \omega t \cos \psi + \cos \omega t \sin \psi) = \\ &= \sqrt{1 - \alpha^2} \left[\frac{x}{\alpha} \cos \psi + \sqrt{1 - \left(\frac{x}{\alpha} \right)^2} \sin \psi \right] \end{aligned}$$

или

$$\frac{x^2}{\alpha^2} - \frac{2xy \cos \psi}{\alpha \sqrt{1 - \alpha^2}} + \frac{y^2}{1 - \alpha^2} = \sin^2 \psi. \quad (4-6)$$

Поскольку x и y по абсолютной величине не могут превышать единицы, как это следует из (4-5), выражение (4-6) представляет собой уравнение поляризационного эллипса, являющегося геометрическим местом точек концов вектора поляризации в различные моменты времени. Внутри этого эллипса полный вектор поляризации \mathbf{p} (а вместе с ним и полный вектор напряженности электрического поля антенны) совершает регулярное движение — вращение с периодически изменяющейся линейной скоростью, причем полный оборот происходит за период колебаний несущей частоты $T = 2\pi/\omega$, а направление вращения зависит от знака фазового угла $-\pi \leq \psi \leq \pi$. С по-

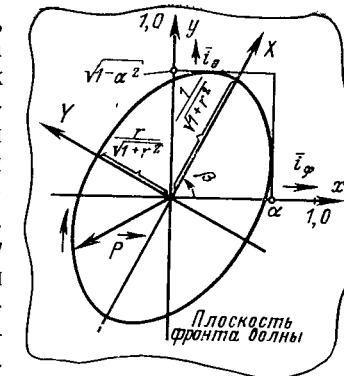


Рис. 4-4. К построению поляризационного эллипса.

мошью выражений (4-5) легко установить, что при положительных ψ вращение происходит по часовой стрелке (правое вращение) и при отрицательных ψ — против часовой стрелки (левое вращение)¹. Определение правого или левого вращения вектора ρ всегда производится относительно наблюдателя, смотрящего вслед уходящей волне.

В частных случаях при $\psi=0$ или $\psi=\pm\pi$, а также при $\alpha=1$ или $\alpha=0$, эллипс поляризации вырождается в отрезок прямой линии и поле излучения имеет чисто линейную поляризацию. При $\alpha=1/\sqrt{2}$ и $\psi=\pm\pi/2$ эллипс поляризации, как это можно видеть из уравнения (4-6), превращается в окружность и поле излучения имеет чисто круговую поляризацию с правым (+) или левым (-) вращением.

Для количественной характеристики эллипса поляризации пользуются его геометрическими параметрами: 1) отношением малой и большой главных осей $r \leq 1$; 2) углом ориентации большой оси β (см. рис. 4-4). Отношение осей r носит специальное название — коэффициент эллиптичности. Принято приписывать величине r знак плюс при правом вращении ρ и знак минус при левом вращении ρ .

Для установления связи геометрических параметров r и β с параметрами вектора поляризации α и ψ следует привести уравнение (4-6) к каноническому виду, т. е. повернуть координатные оси x и y на такой угол β (рис. 4-4), чтобы они совместились с главными осями эллипса (оси X , Y).

Формулы поворота системы координат на угол β имеют вид:

$$x = X \cos \beta - Y \sin \beta; \quad y = X \sin \beta + Y \cos \beta; \quad (4-7a)$$

$$X = x \cos \beta + y \sin \beta; \quad Y = -x \sin \beta + y \cos \beta. \quad (4-7b)$$

Подставляя (4-7a) в (4-6), получаем:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\cos^2 \beta}{\alpha^2} + \frac{\sin^2 \beta}{1-\alpha^2} - \frac{\cos \psi \sin 2\beta}{\alpha \sqrt{1-\alpha^2}} \right) X^2 + \left(\frac{\sin^2 \beta}{\alpha^2} + \frac{\cos^2 \beta}{1-\alpha^2} + \right. \\ & \left. + \frac{\cos \psi \sin 2\beta}{\alpha \sqrt{1-\alpha^2}} \right) Y^2 + \left(\frac{\sin 2\beta}{1-\alpha^2} - \frac{\sin 2\beta}{\alpha^2} - \right. \\ & \left. - \frac{2 \cos \psi \cos 2\beta}{\alpha \sqrt{1-\alpha^2}} \right) XY = \sin^2 \psi. \end{aligned}$$

¹ То есть получается следующее простое правило: вектор поляризации вращается в сторону составляющей, отстающей по фазе.

Угол поворота осей должен быть таким, чтобы в уравнении эллипса отсутствовало слагаемое, содержащее произведение XY , т. е. должно выполняться равенство

$$\frac{\sin 2\beta}{1-\alpha^2} - \frac{\sin 2\beta}{\alpha^2} - \frac{2 \cos \psi \cos 2\beta}{\alpha \sqrt{1-\alpha^2}} = 0.$$

Отсюда находим:

$$\beta = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left[\frac{2 \cos \psi \alpha \sqrt{1-\alpha^2}}{2\alpha^2 - 1} \right]. \quad (4-8)$$

После поворота осей x , y на угол β , определяемый выражением (4-8), уравнение поляризационного эллипса принимает вид:

$$\frac{\cos^2 \beta - \alpha^2}{\cos 2\beta \cdot \alpha^2 (1-\alpha^2)} X^2 + \frac{\alpha^2 - \sin^2 \beta}{\cos 2\beta \cdot \alpha^2 (1-\alpha^2)} Y^2 = \sin^2 \psi; \\ \alpha \neq 1; \quad \alpha \neq 0. \quad (4-9)$$

Из (4-8) легко определяется коэффициент эллиптичности

$$r = \pm \frac{\sqrt{\cos^2 \beta - \alpha^2}}{\alpha^2 - \sin^2 \beta}; \quad \alpha \neq 1; \quad \alpha \neq 0. \quad (4-10)$$

Как уже отмечалось, знак плюс берется при правом вращении вектора и знак минус — при левом вращении.

Вычисление значений β и r по формулам (4-8) и (4-10) решает задачу синтеза поляризационного эллипса при известных параметрах линейно-поляризованных компонентов вектора поляризации α и ψ . Представляет интерес и обратная задача — определение параметров вектора поляризации по заданным значениям коэффициента эллиптичности r и угла ориентации большой оси β . Это так называемая задача анализа заданного поляризационного эллипса. Решение задачи анализа начинается с представления поляризационного эллипса в параметрическом виде

$$X(t) = \frac{1}{\sqrt{1+r^2}} \sin \omega t; \quad Y(t) = \frac{r}{\sqrt{1+r^2}} \sin(\omega t \pm \pi/2). \quad (4-11)$$

Подстановка (4-11) в формулы поворота осей (4-7b) и приведение результата к виду (4-5) дают следующие окончательные формулы:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\cos^2 \beta + r^2 \sin^2 \beta}{1+r^2}}; \quad \psi = \operatorname{arctg} \frac{2r}{(1-r^2) \sin 2\beta}. \quad (4-12)$$

Например, для случая поляризационного эллипса с правым направлением вращения, показанного на рис. 4-4, имеем $r \approx 0,65$; $\beta \approx 61^\circ$. Из формул (4-12) следует, что такому эллипсу соответствуют $a = 0,63$ и $\psi = 69^\circ$.

Построение поляризационного базиса. До сих пор использовалось разложение вектора поляризации по двум линейным перпендикулярным составляющим, совпадающим с базисными векторами i_θ и i_φ . Но при этом возникает ограничение на выбор главной поляризации: она должна быть обязательно линейной, причем только вертикальной или только горизонтальной. В технике антенн довольно часто встречаются случаи, когда в качестве главной должна выступать поляризация иного вида, например наклонная линейная или круговая. Здесь уже необходим иной поляризационный базис $i_{\text{пл}}$, i_α , к построению которого мы теперь и переходим. Соответствующие выкладки наиболее просто осуществляются с использованием аппарата унитарных матриц.

Как известно, унитарной матрицей второго порядка называется квадратная матрица $[U]$, удовлетворяющая условию¹

$$\begin{bmatrix} u_{11} & u_{12} \\ u_{21} & u_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{11}^* & u_{12}^* \\ u_{21}^* & u_{22}^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{или} \quad [U][U^*]_t = E, \quad (4-13)$$

где E — единичная матрица с единицами на главной диагонали и нулевыми недиагональными элементами; $*$ — знак комплексного сопряжения; t — индекс, указывающий на транспонирование, т. е. замену строк столбцами. Любая унитарная матрица второго порядка с точностью до произвольного фазового множителя $\exp(j\xi)$, в дальнейшем полагаемого равным единице, может быть представлена в виде

$$[U] = \begin{bmatrix} u_{11} & u_{12} \\ u_{21} & u_{22} \end{bmatrix} = \exp(j\xi) \begin{bmatrix} \cos t & \sin t \exp(j\psi_2) \\ \sin t \exp(j\psi_1) & -\cos t \exp[j(\psi_1 + \psi_2)] \end{bmatrix}. \quad (4-14)$$

Справедливость условия (4-13) для матрицы (4-14) легко проверяется с помощью известного правила умно-

¹ Рассматриваемые здесь матрицы определены над полем комплексных чисел.

жёний матриц «строка на столбец»:

$$\begin{aligned} & \left[\begin{array}{cc} \cos t & \sin t \exp(j\psi_2) \\ \sin t \exp(j\psi_1) & -\cos t \exp[j(\psi_1 + \psi_2)] \end{array} \right] \times \\ & \times \left[\begin{array}{cc} \cos t & \sin t \exp(-j\psi_1) \\ \sin t \exp(-j\psi_2) & -\cos t \exp[-j(\psi_1 + \psi_2)] \end{array} \right] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (4-15)$$

Заметим теперь, что введенный соотношением (4-3) поляризационный вектор $p(\theta, \varphi)$ в любой точке наблюдения может быть представлен произведением матрицы-строки на матрицу-столбец:

$$p = i_\theta p_\theta + i_\varphi p_\varphi = [i_\theta \ i_\varphi] \begin{bmatrix} p_\theta \\ p_\varphi \end{bmatrix}. \quad (4-16)$$

Полный поляризационный вектор не изменится, если между двумя матричными сомножителями в правой части (4-16) поместить еще два сомножителя следующим образом:

$$p = [i_\theta \ i_\varphi] [U] [U^*]_t \begin{bmatrix} p_\theta \\ p_\varphi \end{bmatrix}$$

или

$$p = [i_{\text{пл}} \ i_\alpha] \begin{bmatrix} p_{\text{пл}} \\ p_\alpha \end{bmatrix}, \quad (4-17)$$

где

$$[i_{\text{пл}} \ i_\alpha] = [i_\theta \ i_\varphi] [U]; \quad (4-18a)$$

$$\begin{bmatrix} p_{\text{пл}} \\ p_\alpha \end{bmatrix} = [U^*]_t \begin{bmatrix} p_\theta \\ p_\varphi \end{bmatrix}. \quad (4-18b)$$

Соотношение (4-17) дает разложение вектора поляризации в новом поляризационном базисе, составляющие которого согласно (4-18a) имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} i_{\text{пл}} &= i_\theta u_{11} + i_\varphi u_{12} = i_\theta \cos t + i_\varphi \sin t \exp(j\psi_1); \\ i_\alpha &= i_\theta u_{21} + i_\varphi u_{22} = i_\theta \sin t \exp(j\psi_2) - \\ &\quad - i_\varphi \cos t \exp[j(\psi_1 + \psi_2)]. \end{aligned} \right\} \quad (4-19)$$

Каждая из составляющих поляризационного базиса имеет единичный модуль и описывает волну эллиптической поляризации общего вида. Замечательным свойством этих волн является ортогональность, понимаемая

в смысле обращения в нуль скалярного произведения $\langle \mathbf{i}_{\text{gl}} \mathbf{i}_{\text{p}} \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{i}_{\text{gl}} \mathbf{i}_{\text{p}} \rangle &= u_{11} u^*_{12} + u_{21} u^*_{22} = \cos t \sin t \exp(-j\psi_2) - \\ &- \cos t \sin t \exp[-j(\psi_1 + \psi_2 - \psi_1)] = 0. \end{aligned}$$

Здесь, как обычно, при вычислении скалярного произведения взята сумма произведений всех компонентов одного вектора на соответствующие комплексно-сопряженные компоненты другого вектора. С физической точки зрения ортогональность векторов \mathbf{i}_{gl} и \mathbf{i}_{p} означает, что они не интерферируют между собой и переносят мощность излучения антенны независимо один от другого.

Простейшим примером пары ортогональных векторов \mathbf{i}_{gl} и \mathbf{i}_{p} является случай двух наклонных взаимно перпендикулярных линейных поляризаций (рис. 4-5, а), имеющий место при $\psi_1 = \psi_2 = 0$ и при произвольном $t (0 \leq t \leq \pi/2)$. Параметр t задает угол поворота векторов \mathbf{i}_{gl} , \mathbf{i}_{p} относительно ортов \mathbf{i}_θ , \mathbf{i}_φ :

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{i}_{\text{ra}} &= \mathbf{i}_\theta \cos t + \mathbf{i}_\varphi \sin t; \\ \mathbf{i}_{\text{u}} &= \mathbf{i}_\theta \sin t - \mathbf{i}_\varphi \cos t. \end{aligned} \right\} \quad (4-20)$$

Другим, часто используемым на практике примером пары ортогональных векторов \mathbf{i}_{gl} , \mathbf{i}_{p} является случай двух круговых поляризаций противоположного направления вращения (рис. 4-5, б). Этот случай имеет место при $t = \pi/4$ и $\psi_1 = -\pi/2$, $\psi_2 = \pi/2$:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{i}_{\text{ra}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{i}_\theta - j\mathbf{i}_\varphi); \\ \mathbf{i}_{\text{u}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (j\mathbf{i}_\theta - \mathbf{i}_\varphi). \end{aligned} \right\} \quad (4-21)$$

Нетрудно убедиться, что в формулах (4-21) главной поляризации соответствует правое вращение и паразитной поляризации — левое.

В самом же общем случае при произвольных параметрах t , ψ_1 и ψ_2 векторы \mathbf{i}_{gl} и \mathbf{i}_{p} характеризуются одинаковым модулем коэффициента эллиптичности $|r|$ (рис. 4-5, в), однако большие оси эллипсов в каждой точке пространства перпендикулярны между собой, а направления вращения противоположны.

Вернемся теперь несколько назад к соотношению (4-18б), позволяющему вычислить комплексные компо-

ненты вектора поляризации в новом поляризационном базисе (4-19). Это соотношение приводится к следующему виду:

$$\left. \begin{aligned} p_{\text{gl}} &= p_\theta \cos t + p_\varphi \sin t \exp(-j\psi_1) = \alpha \exp(j\Phi'); \\ p_{\text{u}} &= p_\theta \sin t \exp(-j\psi_2) - p_\varphi \cos t \exp[-j(\psi_1 + \\ &+ \psi_2)] = \sqrt{1 - \alpha^2} \exp[j(\Phi' + \psi)]. \end{aligned} \right\} \quad (4-22)$$

Видно, что после преобразования поляризационного базиса компонент p_{gl} в общем случае получается комплексным, тогда как в определении поляризационного

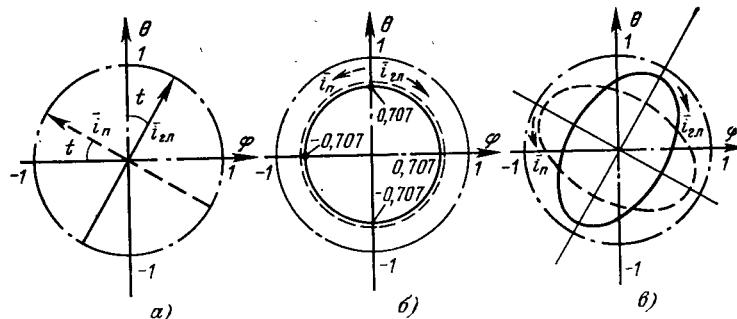


Рис. 4-5. Примеры ортогональных поляризационных базисов.

вектора (4-4) соответствующая составляющая должна быть вещественной. Это несоответствие устраняется вынесением множителя $\exp(j\Phi')$ в фазовую характеристику антенны, т. е. в третий сомножитель в формуле (4-1).

Таким образом, для полного описания поляризационных свойств дальнего поля антенны оказывается достаточным указать необходимый поляризационный базис (4-19) и иметь функциональные зависимости поляризационной эффективности $\alpha^2(\theta, \varphi)$ и фазового сдвига $\Phi(\theta, \varphi)$ между основной и паразитной составляющими поляризации от углов наблюдения θ, φ .

Знание этих первичных параметров является достаточным для определения вторичных параметров: коэффициента эллиптичности r и угла ориентации большой оси эллипса поляризации как функций углов θ, φ . Заметим еще, что поляризационная характеристика антенны в виде (4-4), равно как и амплитудная характеристи-

ка направленности $F(\theta, \varphi)$, не зависят от положения начала координат.

Для совместного описания амплитудных и поляризационных свойств антенн могут использоваться характеристики (диаграммы) направленности на заданной поляризации поля:

$$F_{\text{ра}}(\theta, \varphi) = \frac{F(\theta, \varphi) \alpha(\theta, \varphi)}{[F(\theta, \varphi) \alpha(\theta, \varphi)]_{\max}},$$

$$F_{\text{п}}(\theta, \varphi) = \frac{F(\theta, \varphi) \sqrt{1 - \alpha^2(\theta, \varphi)}}{[F(\theta, \varphi) \sqrt{1 - \alpha^2(\theta, \varphi)}]_{\max}}. \quad (4-23)$$

Именно такие характеристики направленности определяются при экспериментальном исследовании антенн.

В. ФАЗОВАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ

Мнимый показатель степени $\Phi(\theta, \varphi)$ в третьем сомножителе в формуле (4-1) носит название фазовой характеристики направленности антенны 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 положения начала координат).

Наряду с фазовой характеристикой $\Phi(\theta, \varphi)$ в расмотрение также вводят эквифазные поверхности в дальней зоне, т. е. поверхности, на которых фаза компонента главной поляризации сохраняет одинаковое значение для всех углов наблюдения. Уравнение эквифазной поверхности с учетом радиальной зависимости фазы дальнего поля антенны по закону $-kR$ может быть записано в виде

$$R(\theta, \varphi) = R_0 + \frac{\Phi(\theta, \varphi)}{k}, \quad (4-24)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; R_0 — радиус большой сферы в дальней зоне антены.

Если эквифазная поверхность представляет собой сферу (за вычетом возможных скачков на $\lambda/2$ при переходе через нуль амплитудной характеристики направленности), то центр этой сферы носит название **фазового центра антены**. С точки зрения удаленного наблюдателя, находящегося в дальней зоне антены, фазовый

центр является именно той точкой антенны, откуда исходят сферические волны излучаемого электромагнитного поля. Наиболее простой фазовой характеристикой антенны является постоянная функция, т. е. $\Phi(\theta, \varphi) = \text{const} \pm \pi$. В этом случае, как следует из (4-24), эквифазные поверхности имеют вид сфер, $R = \text{const}$ и фазовый центр совпадает с началом координат. Если же функция $\Phi(\theta, \varphi)$ непостоянна, то возможны два случая: 1) антenna имеет фазовый центр, не совпадающий с началом координат; 2) антenna вообще не имеет фазового центра. В обоих этих случаях обычно удается упростить вид фазовой характеристики путем соответствующего переноса начала системы координат. Обратимся к рис. 4-6, на котором приведена исходная система координат R, θ, φ с центром в точке O и показано положение начала новой системы координат — точка O' с координатами x_0, y_0, z_0 в старой системе. В новой системе координат R', θ, φ исходная фазовая характеристика $\Phi(\theta, \varphi)$ изменится за счет разности хода лучей $R_0 \cos \alpha$ и будет иметь вид [см. (1-16) и (1-18)]:

$$\Phi'(\theta, \varphi) = \Phi(\theta, \varphi) - kR_0 \cos \alpha = \\ = \Phi(\theta, \varphi) - k(x_0 \sin \theta \cos \varphi + y_0 \sin \theta \sin \varphi + z_0 \cos \theta). \quad (4-25)$$

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 возможности приведения исходной фазовой характеристики к форме:

$$\Phi_0 = k(x_0 \sin \theta \cos \varphi + y_0 \sin \theta \sin \varphi + z_0 \cos \theta + \rho), \quad (4-26)$$

где ρ — некоторая константа.

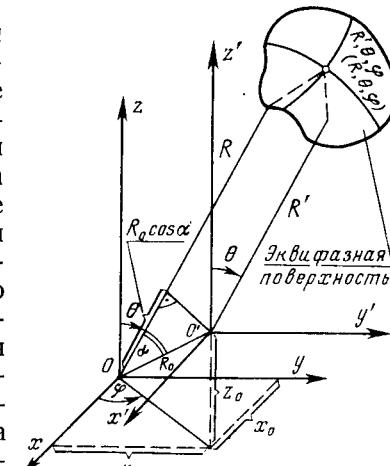


Рис. 4-6 К выводу выражения для фазовой характеристики антены.

Поэтому можно утверждать, что антенна имеет фазовый центр только в том случае, если ее фазовая характеристика представима в виде (4-26). Это положение было доказано советским ученым А. Р. Вольпертом в 1961 г. На практике многие реальные антенны (например, рупорные, зеркальные, спиральные и др.) имеют фазовые характеристики, в той или иной степени отличные от (4-26) и, таким образом, не имеют фазового центра в строгом понимании (случай 2). Однако и для таких антенн можно указать такую точку x_0, y_0, z_0 , относительно которой поверхность равных фаз наименее уклоняется от сферической, а фазовая характеристика наиболее близка к постоянной функции.

Остановимся прежде всего на *частичном фазовом центре*, который представляет собой центр кривизны эквифазной поверхности для выбранного направления

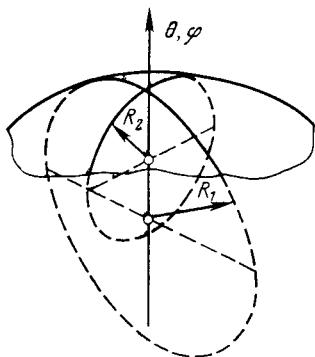


Рис. 4-7. Вид эквифазной поверхности при наличии астигматизма.

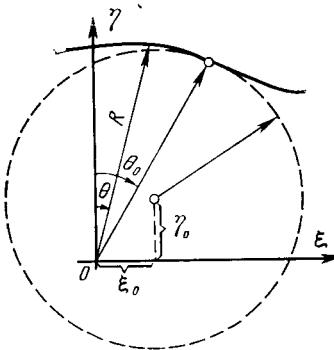


Рис. 4-8. К расчету положения частичного фазового центра.

в точку наблюдения θ, φ . Фактически это есть центр сферы, соприкасающейся с поверхностью равных фаз в точке, определяемой направлением θ, φ . Однако может оказаться, что эквифазная поверхность вообще не имеет центра кривизны (рис. 4-7) — это так называемый случай астигматизма (термин заимствован из оптики). Для астигматических антенн принято различать частичные фазовые центры для линий равных фаз, лежащих в той или иной секущей плоскости, проходящей через начало координат и точку наблюдения. Если линия равных фаз в секущей плоскости описывается уравнением

$R(\theta) = R_0 + \Phi(\theta)/k$, то для расчета координат частичного фазового центра получаются несложные формулы (рис. 4-8):

$$\left. \begin{aligned} \xi_0 &= \frac{1}{k} [\cos \theta_0 \Phi'(\theta_0) - \sin \theta_0 \Phi''(\theta_0)]; \\ \eta_0 &= -\frac{1}{k} [\cos \theta_0 \Phi''(\theta_0) + \sin \theta_0 \Phi'(\theta_0)], \end{aligned} \right\} \quad (4-27)$$

где штрих означает символ производной по аргументу. Если подставить в эти формулы выражение (4-26) для фазовой характеристики антенны, имеющей фазовый центр, то при $\varphi=0$ мы получим координаты фазового центра в плоскости zx : $\xi_0=x_0$, $\eta_0=z_0$, и при $\varphi=\pi/2$ — координаты фазового центра в плоскости zy : $\xi_0=y_0$, $\eta_0=z_0$. Естественно, что в этом случае частичные фазовые центры точно совпадают с фазовым центром антенны.

При отсутствии единого фазового центра антенны координаты частичных фазовых центров для разных направлений излучения оказываются различными и заполняют некоторую область пространства. Здесь интересно выяснить, при каких условиях положение частичного фазового центра стабильно при изменении угла наблюдения в небольших пределах. В качестве условия стабильности можно принять равенство нулю производных от координат частичного фазового центра ξ_0 и η_0 по направлению наблюдения θ_0 . Приравнивая нуль соответствующие производные от (4-27) $\partial \xi_0 / \partial \theta_0 = 0$ и $\partial \eta_0 / \partial \theta_0 = 0$, получаем $\Phi'(\theta_0) + \Phi''(\theta_0) = 0$, откуда следует¹:

$$\Phi'(\theta_0) = \Phi'''(\theta_0) \equiv 0. \quad (4-28)$$

Условие (4-28) фактически выражает требование симметрии фазовой характеристики $\Phi(\theta)$ и ее второй производной относительно направления наблюдения θ_0 в выбранной секущей плоскости. Если это условие сохраняется и для других секущих плоскостей, проходящих через выбранное направление θ , и при постоянном положении частичного фазового центра, мы будем говорить, что частичный фазовый центр устойчив. Таким образом, критерием устойчивости частичного фазового центра является отсутствие астигматизма и высокая симметрия фазовых

¹ Случай $\Phi' = -\Phi''$ означает наличие истинного фазового центра и не представляет интереса.

характеристик (вплоть до обращения в нуль третьих угловых производных) после переноса начала координат в точку частичного фазового центра.

Величина приращения фазовой характеристики после переноса начала координат в частичный фазовый центр существенно зависит от угловых координат — чем дальше направление наблюдения отстоит от фиксированного направления, использованного при определении координат частичного фазового центра, тем быстрее может изменяться фаза излучаемого поля. Это связано с тем, что при определении координат частичного фазового центра был использован дифференциальный критерий, относящийся только к одному направлению излучения и его ближайшей окрестности. Для хорошей аппроксимации фазовой характеристики антенны постоянной функцией при любых углах наблюдения следует использовать другой — интегральный критерий. Идея состоит в том, что подбирают сферу, которая наилучшим образом аппроксимирует истинную экифазную поверхность поля излучения. Центр этой сферы может быть назван *центром излучения*. Для нахождения координат центра излучения составляют среднеквадратичное уклонение фазовой характеристики $\Phi(\theta, \varphi)$ исследуемой антенны от эталонной фазовой характеристики $\Phi_0(\theta, \varphi)$ в виде функции (4-26) с варьируемыми переменными x_0, y_0, z_0 и ρ . Это уклонение может быть записано, например, в следующем виде:

$$\delta^2 = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi [\Phi(\theta, \varphi) - \Phi_0(\theta, \varphi)]^2 F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (4-29)$$

В подынтегральное выражение (4-29) в качестве весовой функции специально введена амплитудная характеристика направленности антенны по мощности. Это сделано для того, чтобы наилучшая аппроксимация экифазной поверхности сферой автоматически получалась в области телесных углов, охватывающих направления с наиболее интенсивным излучением.

Варьируемые параметры x_0, y_0, z_0 и ρ в (4-29), т. е. координаты центра излучения антенны, находятся из условий минимума положительной величины δ^2 . Приравнивание нулю производных от δ^2 по координатам x_0, y_0, z_0 и ρ дает систему линейных уравнений с вещественными

коэффициентами. В матричной форме эта система может быть записана в виде

$$[x_0, y_0, z_0, \rho] \oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) [M] d\Omega = \frac{1}{k} \oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) \Phi(\theta, \varphi) \times [\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta, 1] d\Omega, \quad (4-30)$$

где элементы симметрической матрицы коэффициентов при неизвестных равны:

$$\left. \begin{array}{ll} M_{11} = \sin^2 \theta \cos^2 \varphi; & M_{22} = \sin^2 \theta \sin^2 \varphi; \\ M_{33} = \cos^2 \theta; & M_{44} = 1; \\ M_{12} = \sin^2 \theta \frac{\sin 2\varphi}{2\varphi}; & M_{13} = \frac{\sin 2\theta}{2\theta} \cos \varphi; \\ M_{14} = \sin \theta \cos \varphi; & M_{23} = \frac{\sin 2\theta}{2\theta} \sin \varphi; \\ M_{24} = \sin \theta \sin \varphi; & M_{34} = \cos \theta. \end{array} \right\} \quad (4-31)$$

В формуле (4-30) обозначение $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ относится к элементарному телесному углу и интегрирование производится в пределах полного телесного угла 4π , т. е. от 0 до π по координате θ и от 0 до 2π по координате φ . Вычисление соответствующих интегралов и решение системы линейных уравнений обычно производится на ЭВМ, хотя существуют частные случаи, ведущие к сравнительно простым аналитическим результатам.

Выбор весовой функции в подынтегральных выражениях в формуле (4-30) в определенной степени произведен. Наряду с функцией $F^2(\theta, \varphi)$ может использоваться амплитудная характеристика направленности антенны по полю $F(\theta, \varphi)$ и даже какая-либо другая положительная функция, «вырезающая» область телесных углов, в пределах которой желательно аппроксимировать фазовую характеристику антенны постоянной функцией.

В заключение подчеркнем, что понятия фазового центра антенны, частичного фазового центра и центра излу-

чений относится к компоненту главной поляризации излучения. Для поля паразитной поляризации фазовая характеристика направленности может быть вычислена с помощью соотношения

$$\Phi_{\pi}(\theta, \varphi) = \Phi(\theta, \varphi) + \psi(\theta, \varphi), \quad (4-32)$$

где $\Phi(\theta, \varphi)$ — фазовая характеристика антенны по главной поляризации; $\psi(\theta, \varphi)$ — фазовый сдвиг паразитного компонента вектора поляризации по отношению к компоненту главной поляризации. Естественно, что для паразитной поляризации излучения также могут быть специальными введены понятия фазового центра, частичного фазового центра и центра излучения.

4-3. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ И ДРУГИЕ ПАРАМЕТРЫ АНТЕННЫ, СВЯЗАННЫЕ С АМПЛИТУДНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ

Коэффициент направленного действия. Степень концентрации излучаемой мощности в данном направлении оценивается коэффициентом направленного действия (КНД). Этот параметр уже неоднократно использовался в предыдущих главах, начиная с § 1-1, где КНД был определен как отношение величины вектора Пойнтинга в точке наблюдения к средней величине вектора Пойнтинга на поверхности полной сферы, охватывающей антенну и проходящей через точку наблюдения. Такому определению КНД соответствует формула (1-40):

$$D_{\max} = \frac{|\mathbf{E}_{\max}|^2 2\pi R^2}{W P_{\Sigma}},$$

где $|\mathbf{E}_{\max}|$ — модуль полного вектора напряженности поля в направлении максимального излучения на расстоянии R ; P_{Σ} — излучаемая мощность; $W = V \mu_a / \epsilon_a$ — волновое сопротивление среды.

Существует и другое определение КНД, совершенно эквивалентное первому. Согласно этому определению КНД антенны показывает, во сколько раз должна быть увеличена излучаемая мощность при замене направленной антенны на абсолютно ненаправленную гипотетиче-

скую изотропную antennу¹, при условии сохранения постоянной величины модуля вектора Пойнтинга в точке приема. Таким образом, здесь подчеркивается тот факт, что увеличение КНД антенны эквивалентно как бы возрастанию мощности передатчика.

Излучаемая направленной antennой мощность пропорциональна величине следующего интеграла:

$$P_{\Sigma} = A \oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega, \quad d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi, \quad (4-33)$$

где A — коэффициент пропорциональности и 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 антenna представляет собой гипотетический изотропный излучатель с характеристикой направленности $F^2(\theta, \varphi)=1$, то ее мощность излучения будет равна:

$$P_{\Sigma \text{ изотр}} = A \oint_{\Omega=4\pi} d\Omega = 4\pi A. \quad (4-34)$$

Пользуясь вторым определением КНД, для направления максимального излучения [$F^2_{\max}(\theta_0, \varphi_0)=1$] получаем:

$$D_{\max} = \frac{P_{\Sigma \text{ изотр}}}{P_{\Sigma}} = \frac{4\pi}{\oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega}. \quad (4-35)$$

В дальнейшем всегда будем определять КНД антennы для направления максимального излучения и для сокращения записи будем опускать индекс «макс». Для любых других направлений величина КНД будет равна:

$$D(\theta, \varphi) = D_{\max} F^2(\theta, \varphi) = DF^2(\theta, \varphi). \quad (4-36)$$

Определения (1-40) и (4-35) не учитывают требований к поляризации излучаемого поля и дают так называемый полный КНД антennы. Наряду с полным КНД в рассмотрение вводят также парциальные КНД на двух

¹ Изотропная антenna с характеристикой направленности $F^2(\theta, \varphi)=1$ и с постоянной поляризацией излучения является физически нереализуемой. Доказано, что в поле излучения любой антenna либо имеется направление нулевого излучения, либо поляризация существенно зависит от направления (θ, φ) и коэффициент эллиптичности принимает любые значения $-1 \leq r \leq 1$ (см., например, свойства турникетного излучателя, § 1-8).

ортогональных составляющих поля:
для главной поляризации

$$D_{\text{гл}} = D \alpha^2; \quad (4-37\text{a})$$

для паразитной поляризации

$$D_{\text{п}} = D \sqrt{1 - \alpha^2}. \quad (4-37\text{b})$$

Согласно (4-37) парциальный КНД по главной (паразитной) поляризации излучения показывает, во сколько раз следует увеличить мощность излучения при переходе к изотропной антенне с всюду постоянной единственной главной (или паразитной) поляризацией при условии сохранения постоянной величины плотности потока мощности данной поляризации в точке приема.

Введение понятий парциальных КНД связано с удобством формулирования технических требований к антеннам. В одном случае могут задаваться раздельно полный КНД и поляризационная эффективность. В другом случае может задаваться только величина парциального КНД применительно к требуемой поляризации излучения, а разделение этой величины на полный КНД и поляризационную эффективность будет происходить на этапе расчета и проектирования конструкции антенны.

Ширина луча и уровень боковых лепестков. Помимо КНД, направленные свойства антенны оценивают также по величине угла раствора главного лепестка характеристики направленности в какой-либо плоскости и на заданном уровне напряженности или мощности поля. Величину этого угла 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.

Иногда пользуются определением ширины луча «по нулям» $\Delta\theta_0$, т. е. угловым расстоянием между точками минимумов излучения. Однако параметр $\Delta\theta_0$ не очень удобен на практике, особенно при не четко выраженных минимумах излучения.

Наряду с шириной луча очень важным вторичным параметром является *уровень боковых лепестков* (УБЛ) антенны. Этот уровень характеризуется величиной максимума наибольшего бокового лепестка по отношению к величине главного максимума (в логарифмическом, линейном или квадратичном масштабе). К этой величине добавляются сведения о характере распределения боковых

лепестков в пространстве, например указания на убывание величины боковых лепестков по какому-либо направлению или на сохранение их величины на примерно постоянном уровне. Если поле излучения имеет сложную поляризационную структуру, то величина УБЛ находится как по основной, так и по паразитной составляющим вектора поляризации.

Ширина луча и уровень боковых лепестков являются параметрами, определяющими разрешающую способность и помехозащищенность радиотехнических систем. Поэтому в технических заданиях на разработку антенн этим параметрам уделается большое значение. Ширину луча и УБЛ обязательно контролируют как при вводе антенны в эксплуатацию, так и в процессе эксплуатации.

Коэффициент рассеяния. Зависимость КНД от ширины луча и уровня боковых лепестков. Для остронаправленных антенн с игольчатой или веерной диаграммой направленности интеграл в знаменателе выражения для КНД (4-35) может быть разбит на две части

$$\oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega = \int_{\Omega_{\text{гл}}} F^2(\theta, \varphi) d\Omega + \int_{4\pi - \Omega_{\text{гл}}} F^2(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (4-38)$$

где $\Omega_{\text{гл}}$ — телесный угол, занимаемый главным лепестком диаграммы направленности (по нулевому уровню излучения).

Первое слагаемое в (4-38) пропорционально доле мощности излучения, приходящейся на главный лепесток диаграммы направленности, и второе слагаемое пропорционально доле мощности излучения, приходящейся на всю область боковых и задних лепестков антенны.

Выражение для КНД антенны (4-35) теперь может быть разбито на два множителя

$$D = \frac{4\pi}{\int_{\Omega_{\text{гл}}} F^2(\theta, \varphi) d\Omega} \left[\begin{array}{l} \int_{\Omega_{\text{гл}}} F^2(\theta, \varphi) d\Omega \\ \oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega \end{array} \right] =$$

$$= \frac{4\pi}{\int_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega} \left[1 - \frac{\int_{4\pi - \Omega_{\text{гл}}} F^2(\theta, \varphi) d\Omega}{\oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega} \right] = D' (1 - \beta). \quad (4-39)$$

Первый сомножитель представляет собой так называемый КНД антенны по главному лепестку диаграммы направленности

$$D' = \frac{4\pi}{\int_{\Omega_{\text{гл}}} F^2(\theta, \varphi) d\Omega} \quad (4-40)$$

Именно такой КНД имела бы гипотетическая антenna с единственным главным лепестком в диаграмме направленности при полном отсутствии бокового и заднего излучения.

Входящая во второй сомножитель (4-39) величина $\beta < 1$ носит специальное название *полного коэффициента рассеяния*:

$$\beta = \frac{\int_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega} \quad (4-41)$$

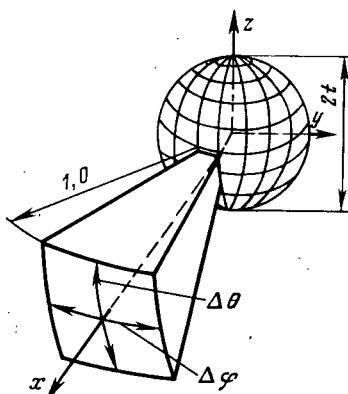
и показывает относительную долю мощности излучения антенны, приходящуюся на область боковых и задних лепестков диаграммы направленности.

Соответственно величина $1 - \beta$ есть относительная доля мощности излучения, сосредоточенная в главном лепестке диаграммы направленности, т. е. это *эффективность главного луча*.

Установим теперь приближенную связь между величиной КНД, шириной луча и уровнем боковых лепестков.

Рис. 4-9. Идеализированная диаграмма направленности.

Для этого следует аппроксимировать реальную игольчатую (или веерную) диаграмму направленности с помощью секторной функции (рис. 4-9), равной единице в пределах небольшого телесного угла $\Omega_{\text{гл}} = \Delta\varphi\Delta\theta$ (это «главный лепесток») и всюду равной небольшой величи-



не $t < 1$ в области бокового излучения (t — это «эффективный уровень боковых лепестков»):

$$F(\theta, \varphi) = \begin{cases} 1 & \text{при } (\theta, \varphi) \in \Omega_{\text{гл}}; \\ t & \text{при } (\theta, \varphi) \in (4\pi - \Omega_{\text{гл}}). \end{cases} \quad (4-42)$$

Используя эту функцию в (4-40), находим КНД по главному лепестку диаграммы направленности

$$D' = \frac{4\pi}{\Delta\theta \Delta\varphi} \approx \frac{40\,000}{\Delta\theta^\circ \Delta\varphi^\circ}, \quad (4-43)$$

т. е. при ширине луча антенны в двух ортогональных плоскостях порядка одного градуса D' достигает значения 40 000. Теперь с помощью (4-41) вычислим коэффициент рассеяния

$$\beta = \frac{t^2(4\pi - \Delta\theta\Delta\varphi)}{\Delta\theta\Delta\varphi + t^2(4\pi - \Delta\theta\Delta\varphi)} \quad (4-44)$$

и оценим его влияние на полный КНД антенны (4-39).

Для не слишком узких лучей и для малых уровней бокового излучения, т. е. при выполнении неравенства

$$\Delta\theta\Delta\varphi \gg t^2(4\pi - \Delta\theta\Delta\varphi)$$

коэффициент рассеяния близок к нулю и величина КНД антенны практически совпадает с величиной D' , даваемой формулой (4-43). Однако при сужении главного лепестка и при постоянном уровне бокового фона происходит рост коэффициента рассеяния. При выполнении условия

$$\Delta\theta\Delta\varphi = t^2(4\pi - \Delta\theta\Delta\varphi) \approx 4\pi t^2$$

коэффициент рассеяния составляет 0,5, т. е. КНД антенны снижается вдвое против оценки (4-40). Например, при ширине главного лепестка $\Delta\theta^\circ = \Delta\varphi^\circ = 1^\circ$ снижение КНД вдвое происходит при уровне бокового излучения $t = 0,005$ (или -46 дБ). При дальнейшем сужении луча и при постоянном уровне бокового фона коэффициент рассеяния стремится к единице, эффективность главного луча антенны стремится в пределе к нулю

$$\lim_{\Delta\theta\Delta\varphi \rightarrow 0} \{1 - \beta\} = \frac{\Delta\theta\Delta\varphi}{4\pi t^2}$$

и КНД антенны в пределе оказывается равным

$$\lim_{\substack{\Delta\theta\Delta\varphi \rightarrow 0 \\ t=\text{const}}} \{D\} = \left(\frac{4\pi}{\Delta\theta\Delta\varphi}\right) \left(\frac{\Delta\theta\Delta\varphi}{4\pi t^2}\right) = \frac{1}{t^2}.$$

Таким образом, при наличии равномерного фона бокового излучения с эффективным значением t (по полю) величина КНД антенны при сколь угодно узких лучах ограничивается величиной $D_{\text{пред}} = 1/t^2$. Поэтому при создании антенн с высоким КНД всегда приходится заботиться о снижении уровня бокового излучения с целью получения приемлемой величины полного коэффициента рассеяния, например $\beta \leq 0,2$.

Следует отметить, что в большинстве реальных антенн уровень бокового излучения имеет тенденцию к быстрому снижению по мере удаления от главного лепестка диаграммы направленности, а ширина главного лепестка обычно является не настолько малой, чтобы эффективность главного луча антенны падала ниже значения 0,80–0,90. Поэтому для таких антенн на практике широко распространена грубая оценка КНД по формуле

$$D = \frac{(32000 - 36000)}{\Delta\theta^\circ \Delta\varphi^\circ}, \quad (4-45)$$

где под $\Delta\theta^\circ$ и $\Delta\varphi^\circ$ понимаются значения ширины главного лепестка реальной диаграммы направленности на уровне половинной мощности¹.

Парциальные коэффициенты рассеяния. При неравномерном уровне бокового излучения и при переменной по направлению поляризации излучения полный коэффициент рассеяния β может быть представлен в виде суммы конечного числа парциальных коэффициентов рассеяния:

$$\beta = \sum_{i=1}^M (\beta_{i \text{ гл}} + \beta_{i \text{ п}}). \quad (4-46)$$

Парциальные коэффициенты рассеяния по главной

¹ Действительно, несложными расчетами можно убедиться, что для большинства антенн с плавной формой главного лепестка 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 диаграммы направленности по уровню половинной мощности.

поляризации излучения определяются следующим образом:

$$\beta_{i \text{ гл}} = \frac{\int_{\Omega_i} F^2(\theta, \varphi) \alpha^2(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega}, \quad (4-47)$$

где Ω_i — выбранная область телесных углов в зоне бокового излучения $\left(\sum_{i=1}^M \Omega_i = 4\pi - \Omega_{\text{пл}}\right)$ и $\alpha^2(\theta, \varphi)$ — поляризационная эффективность антенны в данном направлении [см. формулу (4-4) и пояснение к ней]. Чаще всего область бокового излучения разбивают на область ближних боковых лепестков, промежуточную область и область задних лепестков (вся задняя полусфера).

Для парциальных коэффициентов рассеяния по парамитной поляризации $\beta_{i \text{ п}}$ величина $\alpha^2(\theta, \varphi)$ в подынтегральном выражении числителя (4-47) заменяется на величину $1 - \alpha^2(\theta, \varphi)$.

Введение парциальных коэффициентов рассеяния является особенно удобным для остронаправленных антенн со сложной картиной бокового излучения. Здесь парциальные коэффициенты рассеяния дают хорошую интегральную оценку общей картины бокового излучения и применяются для сравнения между собой диаграмм направленности с нерегулярным поведением в области бокового и заднего излучения. Кроме того, парциальные коэффициенты рассеяния используются в расчетах шумовой температуры приемных антенн (см. § 5-4).

4-4. ПЕРЕДАЮЩАЯ АНТЕННА КАК ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИК

В предыдущих главах электромагнитное поле антенны связывалось с абсолютной величиной электрического (или магнитного) тока в какой-либо точке A излучающей системы (например, в пучности распределения тока) соотношением, которое можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{E} = \frac{W}{2\lambda} h_A I_A \mathbf{F}(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (4-48)$$

где $\mathbf{F}(\theta, \varphi)$ — комплексная векторная характеристика направленности в сферической системе координат с известным положением центра, нормированная к единице;

I_A — ток в выбранной точке антенной системы; W — волновое сопротивление среды; λ — длина волны в среде¹ и h_d — коэффициент пропорциональности, называемый *действующей длиной антенны*.

Поскольку действующая длина упоминается здесь впервые, уделим ей некоторое внимание. Проще всего расшифровать действующую длину на конкретных примерах. Для электрического диполя Герца согласно формуле (1-34) действующая длина просто равна геометрической длине диполя $h_d = l$. Сложнее обстоит дело с электрическим симметричным вибратором. Согласно (2-28) его нормированная характеристика направленности записывается в виде

$$F(\theta, \varphi) = i_0 j \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta (1 - \cos kl)}, \quad (4-49)$$

что приводит к следующему значению действующей длины:

$$h_d = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1 - \cos kl}{\sin kl}. \quad (4-50)$$

Здесь действующая длина уже не равна длине вибратора и, кроме того, зависит от длины волны. Например, для полуволнового вибратора действующая длина составляет приблизительно 0,637 от его геометрической длины. Можно убедиться, что *действующая длина вибраторной антенны определяется равновеликой площадью входного тока*. Действительно, интегрируя функцию синусоидального распределения тока (2-19) по всей длине вибратора и относя этот интеграл к величине тока в точках питания, получаем:

$$\frac{2}{I_0} \int_0^l I_0 \frac{\sin k(l-z)}{\sin kl} dz = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1 - \cos kl}{\sin kl} = h_d.$$

Следовательно, под действующей длиной антенны можно понимать длину гипотетического вибратора с равномерным распределением тока, который в направлении максимума излучения создает ту же величину напряженности поля, что и рассматриваемая антенна с тем же током в точке питания. Таким образом, понятие действую-

¹ Для вакуума (воздуха) коэффициент $W/2\lambda$ в формуле (4-48) иногда записывается в виде $\frac{W}{2\lambda_0} = \frac{120\pi}{2\lambda_0} = 30 \frac{2\pi}{\lambda_0} = 30k_0$.

щей длины основано на сравнении любой антены с некоторым эквивалентным вибратором, обладающим равномерным распределением тока.

На ранних этапах развития антенной техники, когда использовались преимущественно слабонаправленные проволочные антенны средних и длинных волн, действующая длина являлась одним из главных антенных параметров, позволяющим сравнивать между собой различные конструкции антенн по их излучательной способности. Однако с появлением разнообразных направленных антенн УКВ сравнение их с неким гипотетическим вибратором потеряло особый смысл и действующая длина утратила роль самостоятельного антенного параметра.

В самом общем случае действующая длина любой антенны может быть найдена следующим формальным путем. Вычислим по методу вектора Пойнтинга мощность и сопротивление излучения антенны, создающей в дальней зоне электромагнитное поле (4-48):

$$\begin{aligned} P_\Sigma &= \frac{1}{2} |I_A|^2 R_\Sigma = \oint_{\Omega=4\pi} \frac{|E|^2}{2W} R^2 d\Omega = \\ &= \frac{Wh_d^2}{2.4\lambda^2} |I_A|^2 \oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega. \end{aligned} \quad (4-51)$$

Заметим, что определенный интеграл в (4-51) согласно (4-35) равен $4\pi/D$, где D — КНД антенны в направлении максимального излучения. После очевидных сокращений в (4-51) находим:

$$R_\Sigma = \frac{W\pi}{D} \left(\frac{h_d}{\lambda} \right)^2, \quad (4-52)$$

откуда окончательно

$$h_d = \lambda \sqrt{\frac{DR_\Sigma}{W\pi}}. \quad (4-53)$$

Таким образом, можно считать, что действующая длина антенны устанавливает формальную связь между КНД и сопротивлением излучения при известных длине волны и параметрах среды, окружающей антенну.

Подставим выражение для действующей длины антенны (4-53) в формулу (4-48) и сделаем некоторые пе-

регруппировки сомножителей:

$$\frac{E}{\sqrt{2W}} = \left(\frac{I_A \sqrt{R_\Sigma}}{\sqrt{2}} \right) \sqrt{\frac{D}{4\pi}} F(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}. \quad (4-54)$$

В левой части выражения (4-54) получился вектор $\vec{E} = E/\sqrt{2W}$, $(\text{Вт})^{1/2}/\text{м}$, который по направлению и по фазе совпадает с вектором напряженности электрического поля. Квадрат модуля этого вектора точно равен модулю вектора Пойнтинга, и поэтому мы будем в дальнейшем называть вектор \vec{E} вектором интенсивности излучения.

Стоящий в правой части (4-54) множитель $I_A \sqrt{R_\Sigma}/2$ 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 (4-54) переписывается в виде

$$\vec{E}(R, \theta, \varphi) = \exp(j\varphi_A) \sqrt{\frac{P_\Sigma D}{4\pi}} F(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (4-55)$$

где D — полный КНД антенны в направлении максимального излучения, а комплексная векторная характеристика направленности по-прежнему должна удовлетворять условию нормировки $\max |F(\theta, \varphi)| = 1$.

Определенным недостатком формулы (4-55) является то, что она не учитывает неизбежных потерь части подводимой к антenne высокочастотной мощности на нагрев неидеальных проводников и изоляторов. Этот недостаток легко устранить, если воспользоваться уже известным коэффициентом полезного действия (к. п. д.) антенны

$$\eta = \frac{P_\Sigma}{P_{\text{вх}}} = \frac{P_\Sigma}{P_\Sigma + P_\text{n}}, \quad (4-56)$$

где $P_{\text{вх}}$ — полная входная мощность; P_Σ — мощность излучения и P_n — мощность омических потерь в антenne (и в согласующем устройстве, если оно есть).

Итак, вводя к. п. д. антенны в (4-55), получаем соотношение

$$\vec{E}(R, \theta, \varphi) = \exp(j\varphi_A) \sqrt{P_{\text{вх}}} \sqrt{\frac{D\eta}{4\pi}} F(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}. \quad (4-57)$$

Входящее в (4-57) произведение КНД на к. п. д. антены принято называть коэффициентом усиления (КУ) антены:

$$G = D\eta. \quad (4-58)$$

Коэффициент усиления показывает, во сколько раз должна быть увеличена входная мощность при замене реальной направленной антены с потерями на абсолютно ненаправленную гипотетическую антенну баз потерь при условии сохранения постоянной величины модуля вектора Пойнтинга в точке наблюдения. Выделение КУ антены как самостоятельного параметра связано с тем, что именно такая величина легко поддается непосредственному измерению методом сравнения. В этом методе используется вспомогательная антenna с известным КУ G_1 , при работе через которую получают в некоторой точке дальней зоны определенный уровень интенсивности излучения $|\vec{E}_1|$. Затем вспомогательная антenna заменяется на измеряемую, и ее входная мощность регулируется так, чтобы в точке наблюдения интенсивность излучения по-прежнему была равна $|\vec{E}_1|$. КУ измеряемой антены теперь может быть найден как произведение известного КУ вспомогательной антены G_1 на отношение входных мощностей в первом и втором случаях (обычно это отношение определяется с помощью калиброванного аттенюатора). Если же необходимо раздельно знать величины D и η , то приходится дополнительно измерять амплитудную характеристику направленности $F(\theta, \varphi)$, вычислять по ней КНД с помощью формулы (4-35) и, наконец, находить к. п. д. делением КУ на КНД.

Вернемся, однако, к формуле (4-57) и свяжем входящую в нее мощность $P_{\text{вх}}$ с режимом входа антены. Под входом антены будем понимать какое-либо фиксированное сечение подводящего фидера антены, расположенное перед согласующим устройством (рис. 4-10). Положение этого сечения всегда можно выбрать таким образом, чтобы в этом месте фидера существовали падаю-

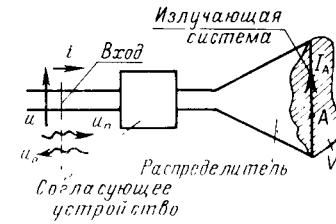


Рис. 4-10. Нормированные напряжения и токи в фидере антены.

Щай и отраженная волны только основного (распространяющегося) типа колебаний.

Режим входа будем описывать, как это принято в современной теории СВЧ-цепей, с помощью нормированных напряжений и токов, относящихся к идеализированной линии передачи с единичным волновым сопротивлением [1]. Здесь могут быть использованы либо нормированные напряжения падающей и отраженной волн $u_{\text{п}}$ и u_0 , либо полные нормированные напряжения и ток u и i , связанные с $u_{\text{п}}$ и u_0 соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} u &= |u| \exp(j\varphi_u) = u_{\text{п}} + u_0 = u_{\text{п}}(1 + \Gamma); \\ i &= |i| \exp(j\varphi_i) = u_{\text{п}} - u_0 = u_{\text{п}}(1 - \Gamma); \\ u_{\text{п}} &= i_{\text{п}} = |u_{\text{п}}| \exp(j\varphi_{\text{п}}), \end{aligned} \right\} \quad (4-59)$$

где $\Gamma = |\Gamma| \exp(j\varphi_{\Gamma})$ — коэффициент отражения на входе.

Напомним, что модуль нормированного напряжения падающей волны определяется как корень квадратный из проходящей мощности (размерность (Вт) $^{1/2}$), фаза нормированного напряжения $u_{\text{п}}$ совпадает с фазой вектора напряженности поперечного электрического поля падающей волны во входном сечении.

Отношение полных нормированных напряжения и тока в сечении входа антенны определяют *нормированный входной импеданс антенны*

$$z = r + jx = \frac{u}{i} = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \quad (4-60)$$

или полную нормированную проводимость антенны

$$y = g + jb = \frac{i}{u} = \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} = \frac{1}{z}. \quad (4-60a)$$

Связь нормированных и ненормированных величин получается особенно простой в случае линий передачи с волной ТЕМ, поскольку для таких линий передачи однозначно определены понятия напряжения U , V , тока I , A и волнового сопротивления $W_{\Phi} = U_{\text{п}}/I_{\text{п}}$ Ом. Эта связь имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{U}{V\sqrt{2W_{\Phi}}}; & i &= I\sqrt{\frac{W_{\Phi}}{2}}; \\ z &= \frac{Z}{W_{\Phi}}; & Z &= \frac{U}{I}. \end{aligned} \right\} \quad (4-61)$$

Преимущества нормированного описания входного режима становятся совершенно очевидными в случае

волноводных линий передачи, для которых отсутствуют однозначные понятия абсолютных напряжений и токов U и I и ненормированное описание не имеет, таким образом, четкого физического смысла.

В терминах нормированных напряжений и токов входная мощность антенны может быть записана следующими способами:

$$P_{\text{вх}} = \text{Re}\{ui^*\} = |i|^2 r = |u|^2 g = |u_{\text{п}}|^2 (1 - |\Gamma|^2). \quad (4-62)$$

В соответствии с этим возможны такие альтернативные представления поля излучения антенны (4-57):

$$\vec{E}(R, \theta, \varphi) = \left\{ \begin{array}{l} i \exp[j(\varphi_A - \varphi_i)] \sqrt{\frac{Gr}{4\pi}} \mathbf{F}(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \end{array} \right. \quad (4-63a)$$

$$\times u_{\text{п}} \exp[j(\varphi_A - \varphi_{\text{п}})] \times \left. \begin{array}{l} \times \sqrt{\frac{G(1 - |\Gamma|^2)}{4\pi}} \mathbf{F}(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \end{array} \right. \quad (4-63b)$$

$$u \exp[j(\varphi_A - \varphi_u)] \sqrt{\frac{Gg}{4\pi}} \mathbf{F}(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}. \quad (4-63b)$$

Формулы (4-63) 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 только следующие параметры антенны:

- 1) векторную нормированную характеристику направленности $\mathbf{F}(\theta, \varphi)$;
- 2) коэффициент усиления антенны G ;
- 3) нормированный входной импеданс (или коэффициент отражения).

Кроме того, в принципе необходимо также знать дополнительную фазовую задержку $\varphi_A - \varphi_i$ (либо $\varphi_A - \varphi_{\text{п}}$ или $\varphi_A - \varphi_u$) между входом антенны и характерной точкой A излучающей системы, ток в которой I_A использовался в исходной формуле (4-48). При известной конструкции распределителя и согласующего устройства эта задержка может быть найдена расчетным путем и затем включена в фазовую характеристику антенны. Если

же параметры антенны определяются экспериментальным путем, то при отсчете фазы дальнего поля по отношению к току (или напряжению падающей волны, или полному напряжению) в сечении входа антенны эта задержка автоматически включается в фазовую характеристику антенны. Поэтому при всех последующих обращениях к формулам (4-63) мы не будем выписывать отдельно фазовые множители $\exp[j(\phi_a - \phi_i)]$ и т. п., считая, что отсчет фаз ведется по отношению к сечению входа антенны и что это уже учтено при задании фазовой характеристики направленности.

Сделаем еще одно замечание относительно формулы (4-63б). Входящая в эту формулу величина $1 - |\Gamma|^2$ наглядно показывает уменьшение входной мощности антенны из-за несогласованности ее входа, причем множитель $1 - |\Gamma|^2$ стоит рядом с коэффициентом усиления антенны G . Поэтому иногда при использовании формулы (4-63б) включают множитель $1 - |\Gamma|^2$ в эквивалентный коэффициент усиления

$$G_{\text{экв}} = G(1 - |\Gamma|^2) = D\eta(1 - |\Gamma|^2), \quad (4-64)$$

учитывающий наряду с омическими потерями мощности в антенну также и потери мощности на отражение от входа.

4-5. РАБОЧАЯ ПОЛОСА ЧАСТОТ И ПРЕДЕЛЬНАЯ МОЩНОСТЬ АНТЕННЫ

Введенные в предыдущих параграфах этой главы параметры антенны характеризовали ее функционирование при использовании монохроматических колебаний, т. е. на одной частоте. Однако в любой реальной радиосистеме используются радиосигналы с определенной шириной частотного спектра, и, кроме того, часто предусматривается возможность изменения рабочей (средней) частоты. В связи с этим одним из важнейших параметров антенны является рабочая полоса частот, в пределах которой другие параметры антенны не выходят за пределы допусков, установленных техническим заданием.

Обычно границы рабочей полосы частот определяются каким-либо одним, наиболее зависящим от частоты параметром. Например, очень часто рабочая полоса частот ограничивается ухудшением согласования входа

антенны, т. е. падением коэффициента бегущей волны в фидере ниже допустимого значения при расстройке частоты. В других случаях ограничение полосы частот может быть обусловлено изменением положения максимума диаграммы направленности, расширением луча и падением КНД, ухудшением коэффициента эллиптичности при круговой поляризации, ростом уровня боковых лепестков и т. д. Наблюдаются случаи, когда верхняя и нижняя границы рабочей полосы частот ограничиваются разными причинами, например со стороны нижних частот определяющим параметром может быть качество согласования, а со стороны верхних частот — искажение формы диаграммы направленности. Поэтому полностью судить о частотной характеристике конкретной антенны обычно удается только после завершения расчетов и экспериментального исследования опытного образца.

Условно принято считать узкополосными антенны с рабочей полосой частот менее 10% номинальной частоты. Широкополосные антенны могут иметь рабочую полосу частот от 10 до 50%. Антенны с более широкой рабочей полосой частот порядка одной или нескольких октав называют диапазонными. И, наконец, если отношение верхней и нижней границ рабочей полосы частот достигает 5 : 1 и более, можно считать антенну частотнозависимой. Более подробные сведения о рабочей полосе частот различных антенн будут приведены при описании конкретных типов антенн.

Еще одним важным параметром передающих антенн является величина предельной мощности, которая может быть подведена ко входу антенны без опасности ее разрушения или пробоя окружающей среды. Предельная мощность обычно ограничивается электрической прочностью диэлектриков антенны, а также электрической прочностью окружающей антенну среды (особенно это касается бортовых антенн, работающих в разреженных слоях тропосферы и ионосферы). Кроме того, в антенах с большой подводимой мощностью существует опасность так называемого теплового пробоя из-за перегрева диэлектриков и проводников проходящей высокочастотной мощностью. Вопросы расчета электрической прочности составляют весьма специфическую область теории антенн и в настоящей книге будут затрагиваться лишь в незначительной степени применительно к антennам длинных и средних волн.

АНТЕННЫ В РЕЖИМЕ РАДИОПРИЕМА

5-1. ПРИМЕНЕНИЕ ПРИНЦИПА ВЗАЙМНОСТИ К ИЗУЧЕНИЮ ПРИЕМНЫХ АНТЕНН

В этой главе будет показано, что для описания действия антенны в режиме приема электромагнитных волн нет необходимости строить специальную теорию приемных антенн, а достаточно, применяя принцип взаимности, воспользоваться параметрами антенн в режиме передачи. Впервые это было установлено в 1935 г. советским ученым М. С. Нейманом.

Пусть имеются две произвольные антенны 1 и 2, удаленные настолько, что каждая из антенн находится

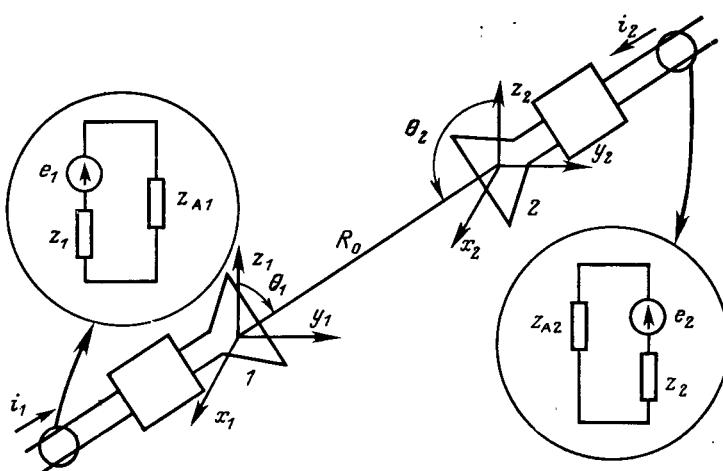


Рис. 5-1. Передача мощности между двумя антеннами.

в дальней зоне другой антенны (рис. 5-1). Предположим, что нормированные входные импедансы антенн в режиме передачи равны z_{A1} и z_{A2} . Рассмотрим поочередно два случая передачи мощности: 1) от первой антенны ко второй; 2) от второй антенны к первой.

Если антenna 1 возбуждается генератором с величиной нормированной э. д. с. e_1 и внутренним нормирован-

ным импедансом z_1 , то величина нормированного тока на входе первой антенны будет равна:

$$i_1 = \frac{e_1}{z_{A1} + z_1}. \quad (5-1)$$

Интенсивность излучения антенны 1 в точке расположения антенны 2 (точнее, в точке, относительно которой известна фазовая характеристика направленности второй антенны при отсутствии первой антенны) согласно формуле (4-63а) будет равна:

$$\vec{E}_{21} = i_1 \sqrt{\frac{G_1 r_{A1}}{4\pi}} F_1(\theta_1, \varphi_1) \frac{\exp(-jkR_0)}{R_0}, \quad (5-2)$$

где G_1 — максимальный КУ первой антенны; r_{A1} — вещественная часть входного импеданса; $F_1(\theta, \varphi)$ — комплексная векторная характеристика направленности, нормированная к единице (углы θ_1, φ_1 соответствуют направлению на вторую антенну); R_0 — расстояние между точками, по отношению к которым известны фазовые характеристики первой и второй антенн.

При помещении второй антенны в поле локально плоской электромагнитной волны (5-2) в сечении входа второй антенны, нагруженной на нормированный импеданс z_2 , появится нормированный ток i_{21} , величина которого пока не известна. Исключая входной ток i_1 из соотношений (5-2) и (5-1), можно выразить в явном виде величину э. д. с. e_1 :

$$e_1 = \frac{\vec{E}_{21} (z_{A1} + z_1) R_0}{F_1(\theta_1, \varphi_1) \exp(-jkR_0)} \sqrt{\frac{4\pi}{G_1 r_{A1}}}, \quad (5-3)$$

где отношение векторов, стоящих в числителе и знаменателе, имеет смысл, поскольку эти векторы параллельны.

Во втором случае, когда генератор с нормированной величиной э. д. с. e_2 и внутренним импедансом z_2 включается во вторую антенну, а первая антenna с нагрузкой z_1 является приемной, аналогичным путем получаем величину э. д. с. e_2 :

$$e_2 = \frac{\vec{E}_{12} (z_{A2} + z_2) R_0}{F_2(\theta_2, \varphi_2) \exp(-jkR_0)} \sqrt{\frac{4\pi}{G_2 r_{A2}}}, \quad (5-4)$$

где G_2 — максимальный КУ второй антенны; r_{A2} — вещественная часть входного импеданса z_{A2} в режиме передачи, углы θ_2, φ_2 соответствуют направлению на пер-

вую антенну. Возникающий во втором случае под воздействием э. д. с. e_2 ток i_{12} в сечении входа первой антенны при импедансе нагрузки z_1 также пока не известен.

Если окружающее обе антенны и расположенное между ними пространство изотропно и линейно, т. е. если в нем отсутствуют подмагниченные ионизированные и ферродиэлектрические среды, то на основании теоремы взаимности может быть записано соотношение

$$\frac{e_1}{i_{21}} = \frac{e_2}{i_{12}}, \quad (5-5)$$

связывающее между собой случаи передачи мощности в разных направлениях. С учетом (5-3) и (5-4) это соотношение приводится к виду

$$\frac{\vec{E}_{21} (z_{A1} + z_1) i_{12}}{\sqrt{G_1 r_{A1}} \mathbf{F}_1 (\theta_1, \varphi_1)} = \frac{\vec{E}_{12} (z_{A2} + z_2) i_{21}}{\sqrt{G_2 r_{A2}} \mathbf{F}_2 (\theta_2, \varphi_2)}. \quad (5-6)$$

Собирая в каждой части равенства величины, относящиеся только к одной антенне, получаем некоторую константу

$$N = \frac{i_{12} (z_{A1} + z_1)}{\sqrt{G_1 r_{A1}} \langle \vec{E}_{12} \mathbf{F}_1^* (\theta_1, \varphi_1) \rangle} = \frac{i_{21} (z_{A2} + z_2)}{\sqrt{G_2 r_{A2}} \langle \vec{E}_{21} \mathbf{F}_2^* (\theta_2, \varphi_2) \rangle}, \quad (5-7)$$

поскольку произвольное варьирование параметров одной антенны практически не влияет на параметры другой антенны, находящейся в ее дальней зоне.

Переход от (5-6) к (5-7) можно осуществить, например, следующим образом. Выражение (5-6) имеет форму

$$a \left(\frac{\mathbf{A}}{A} \right) = b \left(\frac{\mathbf{B}}{B} \right),$$

в которой векторы \mathbf{A} и \mathbf{B} в принципе могут быть сокращены. Разделим после этого левую и правую части на скалярное произведение векторов¹

$$\langle \mathbf{BA}^* \rangle = \langle \mathbf{AB}^* \rangle.$$

¹ Фактически записанное здесь скалярное произведение одного вектора на комплексно-сопряженный другой вектор означает вычисление суммы попарных произведений компонентов одного вектора на соответствующие компоненты другого (без комплексного сопряжения последних). Именно поэтому и имеет место перестановочность сомножителей. Для сравнения укажем, что обычное скалярное произведение подчиняется другому правилу

$$\langle \mathbf{AB} \rangle = \langle \mathbf{BA} \rangle^*,$$

поскольку здесь берется сумма компонентов первого вектора, умноженных на соответствующие комплексно-сопряженные компоненты второго.

После деления получим:

$$\frac{a}{\beta \langle \mathbf{BA}^* \rangle} = \frac{b}{\alpha \langle \mathbf{AB}^* \rangle} = \frac{a}{\langle \beta \mathbf{BA}^* \rangle} = \frac{b}{\langle \alpha \mathbf{AB}^* \rangle},$$

что и доказывает справедливость (5-7).

Для определения константы N рассмотрим простейшую приемную антенну в виде диполя Герца с длиной l и импедансом нагрузки Z_h (рис. 5-2).

Пусть падающая плоская электромагнитная волна имеет линейную поляризацию с вектором $\mathbf{E} = i_\theta E_{\theta_0}$, где E_{θ_0} — напряженность поля в центре вибратора. Эта волна создает на зажимах разомкнутого диполя э. д. с. $\mathcal{E}_{xx} = -E_{\theta_0} l \sin \theta$, под воздействием которой ток в нагрузке будет равен:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_{xx}}{Z_h + Z_{\Sigma 0}} = \frac{-E_{\theta_0} l \sin \theta}{Z_h + Z_{\Sigma 0}}, \quad (5-8)$$

где $Z_{\Sigma 0} = R_{\Sigma 0} + jX_{\Sigma 0}$ — входной импеданс диполя (в передающем режиме). Чтобы привести формулу (5-8) к нормированному виду, необходимо: 1) выразить $\sin \theta$ через нормированную характеристику направленности диполя $F(\theta) = j \sin \theta$; 2) с помощью формулы (4-53) сделать замену $h_d = l = \lambda \sqrt{\frac{D R_{\Sigma 0}}{W_0 \pi}}$; 3) предположить, что волновое сопротивление фидера равно W_Φ и перейти к нормированным импедансам:

$$Z_h + Z_{\Sigma 0} = (z_h + z_A) W_\Phi,$$

где

$$z_A = r_A + jx_A; \quad r_A = R_{\Sigma 0}/W_\Phi.$$

После этого формула (5-8) приобретает вид:

$$I_0 \sqrt{\frac{W_\Phi}{2}} = \frac{j\lambda \frac{E_{\theta_0}}{\sqrt{2W_0}} F(\theta) \sqrt{D r_A}}{\sqrt{\pi} (z_h + z_A)},$$

фактически тождественный записи

$$i_0 = \frac{j\lambda \sqrt{G r_A}}{\sqrt{\pi} (z_A + z_h)} \langle \vec{E} \mathbf{F}^* (\theta_0, \varphi_0) \rangle, \quad (5-9)$$

где КНД диполя заменен на коэффициент усиления $G = D\eta$, поскольку предполагалось, что в диполе нет омических потерь и $\eta = 1$.

Сравнением формул (5-9) и (5-7) устанавливаем, что константа N равна:

$$N = \frac{j\lambda}{V\pi}. \quad (5-10)$$

Подставляя это значение N в формулу (5-7), приходим к окончательному выражению для нормированного тока в нагрузке любой приемной антенны

$$i_a = \frac{j\lambda \sqrt{G r_A}}{V\pi(z_A + z_h)} \langle \vec{\mathcal{E}} \mathbf{F}^*(\theta_0, \varphi_0) \rangle, \quad (5-11)$$

где $\vec{\mathcal{E}}$ — вектор интенсивности падающей на антенну плоской электромагнитной волны (с размерностью $(\text{Вт})^{1/2}/\text{м}$); $\mathbf{F}^*(\theta_0, \varphi_0)$ — значение нормированной векторной комплексной характеристики направленности антенны для направления прихода волны, z_A — нормированный входной импеданс антенны и z_h — нормированный импеданс нагрузки.

Итак, с помощью теоремы взаимности мы доказали, что любая передающая антenna может быть использована в качестве приемной. При этом согласно (5-11) приемная антenna может трактоваться как эквивалентный генератор с величиной нормированной э. д. с.

$$e_{\text{экв}} = j\lambda \sqrt{\frac{G r_A}{\pi}} \langle \vec{\mathcal{E}} \mathbf{F}^*(\theta, \varphi) \rangle, (\text{Вт})^{1/2} \quad (5-12)$$

и внутренним импедансом, равным входному импедансу этой же антены в передающем режиме.

Следовательно, для описания свойств любой антены в режиме приема плоской электромагнитной волны достаточно знать следующие параметры антены в режиме передачи:

- 1) векторную нормированную характеристику направленности $\mathbf{F}(\theta, \varphi)$;
- 2) коэффициент усиления G (в направлении максимума излучения);
- 3) нормированный входной импеданс z_A .

Поскольку параметры $\mathbf{F}(\theta, \varphi)$, G и z не изменяются при переходе от режима передачи к режиму приема,

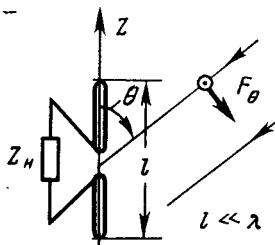


Рис. 5-2. Диполь Герца как приемная антена.

в дальнейшем при использовании этих параметров можно не оговаривать специально режим работы антены.

При работе антены в режиме приема важное значение имеет соотношение вектора поляризации падающей плоской электромагнитной волны и вектора поляризации антены. Это соотношение автоматически учитывается в (5-11) при вычислении скалярного произведения $\langle \vec{\mathcal{E}} \mathbf{F}^*(\theta, \varphi) \rangle$ и более подробно обсуждается в следующем параграфе.

5-2. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ РАДИОПРИЕМЕ

Скалярное произведение $\langle \vec{\mathcal{E}} \mathbf{F}^*(\theta, \varphi) \rangle$ в формулах (5-11) и (5-12) пропорционально скалярному произведению вектора поляризации падающей волны p_e на вектор поляризации приемной антены p_A :

$$\langle \vec{\mathcal{E}} \mathbf{F}^*(\theta_0, \varphi_0) \rangle = \mathcal{E} F(\theta_0, \varphi_0) \xi, \quad (5-13)$$

где комплексный коэффициент

$$\xi = \langle p_e p_A^* \rangle; 0 \leq |\xi| \leq 1 \quad (5-14)$$

может быть назван поляризационным коэффициентом передачи (по полю).

Для вычисления величины ξ представим векторы p_A и p_e в каком-либо общем базисе, например в принадлежащей приемной антенне системе координат с единичными ортами i_φ , i_θ . Предположим, что φ -компоненту принадлежит главной поляризации, а θ -компоненту — паразитной. Тогда на основании представления (4-4) можем записать следующие выражения для векторов поляризации:

$$\left. \begin{aligned} p_A &= i_\varphi \alpha_A + i_\theta \sqrt{1 - \alpha_A^2} \exp(j\psi_A); \\ p_e &= i_\varphi \alpha_e + i_\theta \sqrt{1 - \alpha_e^2} \exp(j\psi_e). \end{aligned} \right\} \quad (5-15)$$

Вычисляя сумму произведений компонентов вектора p_A на соответствующие компоненты вектора p_e , находим:

$$\xi = \alpha_A \alpha_e + \sqrt{(1 - \alpha_A^2)(1 - \alpha_e^2)} \exp[j(\psi_A + \psi_e)]. \quad (5-16)$$

Приступая к анализу этого выражения, прежде всего найдем условия, при которых величина ξ обращается

в нуль, т. е. найдем *условия отсутствия приема*. Приравнивая нулю порознь вещественную и мнимую части (5-16), получаем уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{Re}\{\xi\} &= \alpha_A \alpha_e + \sqrt{(1 - \alpha_A^2)(1 - \alpha_e^2)} \cos(\psi_A + \psi_e) = 0; \\ \operatorname{Im}\{\xi\} &= \sqrt{(1 - \alpha_A^2)(1 - \alpha_e^2)} \sin(\psi_A + \psi_e) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (5-17)$$

Из нижней строки (5-17) немедленно следует, что $\psi_A + \psi_e$ равно нулю либо π . Однако поскольку α_A и α_e являются положительными, мы заключаем, что верхняя строка (5-17) может обратиться в нуль только при $(\psi_A + \psi_e) = \pi$ и при $\alpha_A = \sqrt{1 - \alpha_e^2}$. Это означает, что при обращении величины ξ в нуль векторы поляризации (5-15) должны иметь форму

$$\left. \begin{aligned} p_A &= i_\varphi \cos t + i_\theta \sin t \exp(j\psi_A); \\ p_e &= i_\varphi \sin t + i_\theta \cos t \exp[j(\pi - \psi_A)], \end{aligned} \right\} \quad (5-18)$$

где $0 \leq t \leq \pi/2$ и $-\pi/2 \leq \psi_A \leq \pi/2$ — два произвольных параметра.

С помощью вычислений по формулам (4-8) и (4-10) или же с помощью геометрических построений поляризационных эллипсов при каких-либо фиксированных значениях t и ψ_A можно убедиться, что векторам p_A и p_e в виде (5-18) соответствуют поляризационные эллипсы с одинаковым коэффициентом эллиптичности, с развернутыми на 90° большими осями и с одинаковым направлением вращения. Но однаковому направлению вращения мгновенных значений векторов поляризации p_A и p_e на общей плоскости соответствуют противоположные направления вращения векторов поляризации относительно наблюдателей, смотрящих вслед уходящей волне. Поэтому заключаем, что векторы p_A и p_e в (5-18) принадлежат ортогональным поляризациям (см. рис. 4-5). Таким образом, установлено, что *приемная антенна не реагирует* (т. е. $\xi = 0$) на падающую электромагнитную волну с поляризацией, ортогональной ее собственной поляризации в режиме передачи.

Найдем теперь условия, при выполнении которых величина ξ , даваемая формулой (5-16), максимальна, т. е. имеет единичный модуль. Квадрат модуля ξ , т. е.

поляризационный коэффициент передачи по мощности, может быть записан в следующем виде:

$$\begin{aligned} |\xi|^2 &= [\alpha_A \alpha_e + \sqrt{(1 - \alpha_A^2)(1 - \alpha_e^2)} \cos(\psi_A + \psi_e)]^2 + \\ &\quad + (1 - \alpha_A^2)(1 - \alpha_e^2) \sin^2(\psi_A + \psi_e) = \\ &= \alpha_A^2 \alpha_e^2 + 2\alpha_A \alpha_e \sqrt{(1 - \alpha_A^2)(1 - \alpha_e^2)} \cos(\psi_A + \psi_e) + \\ &\quad + (1 - \alpha_A^2)(1 - \alpha_e^2). \end{aligned} \quad (5-19)$$

Очевидным условием максимума (5-19) является равенство $\psi_A + \psi_e = 0$, с учетом которого (5-19) сводится к полному квадрату

$$|\xi|^2 \text{ при } \psi_A = -\psi_e = [\alpha_A \alpha_e + \sqrt{(1 - \alpha_A^2)(1 - \alpha_e^2)}]^2. \quad (5-20)$$

Вводя обозначения $\alpha_A = \cos t_1$ и $\alpha_e = \cos t_2$, переписываем (5-19) в виде

$$|\xi|^2_{\text{при } \psi_A = -\psi_e} = [\cos t_1 \cos t_2 + \sin t_1 \sin t_2]^2 = \cos^2(t_1 - t_2)$$

Это выражение имеет абсолютный максимум, равный единице, при $t_1 = t_2$. Таким образом, поляризационный коэффициент передачи максимален и равен единице, если векторы поляризации имеют форму

$$\left. \begin{aligned} p_A &= i_\varphi \cos t + i_\theta \sin t \exp(j\psi_A); \\ p_e &= i_\varphi \cos t + i_\theta \sin t \exp(-j\psi_A), \end{aligned} \right\} \quad (5-21)$$

где $0 \leq t \leq \pi/2$ и $-\pi/2 \leq \psi_A \leq \pi/2$ — два произвольных параметра. Легко видеть, что векторам p_A и p_e в виде (5-21) соответствуют совпадающие поляризационные эллипсы с противоположным направлением вращения. Но противоположному направлению вращения векторов поляризации p_A и p_e на общей плоскости соответствуют одинаковые направления вращения относительно наблюдателей, смотрящих вслед уходящей волне. Поэтому мы заключаем, что векторы p_A и p_e в (5-21) принадлежат совпадающим эллиптическим поляризациям. Таким образом, установлено, что *приемная антенна осуществляет полный прием (без поляризационных потерь при $\xi = 1$) падающей электромагнитной волны с поляризацией, совпадающей с собственной поляризацией антенны в режиме передачи*.

Соотношение (5-16) для расчета поляризационного коэффициента передачи остается справедливым при ис-

пользовании любого поляризационного базиса $\mathbf{i}_{\text{рЛ}}$, $\mathbf{i}_{\text{п}}$, задаваемого соотношением (4-19). Важно лишь, чтобы при записи векторов \mathbf{p}_A и \mathbf{p}_e использовался один и тот же базис. В качестве единичного орта главного компонента такого базиса удобно выбирать вектор номинальной поляризации, установленной для данной радиосистемы техническим заданием. Тогда, если поляризационная характеристика падающей на антенну волны и поляризационная характеристика данного экземпляра антенны не отличаются от идеальных, т. е. $\alpha_e = 1$ и $\alpha_A = 1$, поляризационный коэффициент передачи автоматически обращается в единицу.

Однако по различным причинам как в поле падающей волны, так и в векторе поляризации антенны могут возникать отличные от нуля компоненты паразитной поляризации, приводящие к снижению величины поляризационного коэффициента передачи. Предположим, что нам известны нижние границы поляризационной эффективности $|\alpha_{A \min}|^2$ и $|\alpha_{e \min}|^2$ для векторов поляризации антенны и падающей волны. Тогда с помощью формулы (5-16) легко установить, что нижняя граница поляризационного коэффициента передачи по мощности будет равна:

$$|\xi|_{\min}^2 = [\alpha_{A \min} \alpha_{e \min} - \sqrt{(1 - \alpha_{A \min}^2)(1 - \alpha_{e \min}^2)}]^2. \quad (5-22)$$

Например, если $\alpha_{A \min}^2 = 0,95$ и $\alpha_{e \min}^2 = 0,80$, то поляризационный коэффициент передачи по мощности будет находиться в границах $0,60 \leq |\xi|^2 \leq 1$.

Если же в формуле (5-22)

$$\alpha_{A \min} \alpha_{e \min} \leq \sqrt{(1 - \alpha_{A \min}^2)(1 - \alpha_{e \min}^2)},$$

то $|\xi|_{\min}^2 = 0$, так как возможны такие комбинации величин α_A , ϕ_A и α_e , ϕ_e , при которых прием будет отсутствовать.

Интересные поляризационные соотношения получаются при использовании *антенн круговой поляризации*. Пусть, например, приемная антenna характеризуется вектором круговой поляризации с правым (по часовой стрелке) вращением:

$$\mathbf{p}_{A0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{i}_\phi + j\mathbf{i}_\theta). \quad (5-23)$$

Падающая электромагнитная волна в том же базисе пусть характеризуется вектором поляризации произвольного вида:

$$\mathbf{p}_e = \mathbf{i}_\phi \alpha + \mathbf{i}_\theta \sqrt{1 - \alpha^2} \exp(j\psi) = \mathbf{i}_\phi \cos t + \mathbf{i}_\theta \sin t \exp(j\psi), \quad (5-24)$$

где $t \in (0, \pi/2)$ и $\psi \in (-\pi/2, \pi/2)$ — известные параметры.

Поляризационный коэффициент передачи согласно (5-16) будет равен:

$$\xi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha + j\sqrt{1 - \alpha^2} \exp(j\psi)]. \quad (5-25)$$

Повернем антенну вокруг направления прихода волны на угол β в сторону вращения вектора \mathbf{p}_{A0} , т. е. по часовой стрелке. В прежнем базисе \mathbf{i}_ϕ , \mathbf{i}_θ вектор поляризации повернутой антенны примет вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_A(\beta) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \mathbf{i}_\phi (\cos \beta + j \sin \beta) + \mathbf{i}_\theta (j \cos \beta - \sin \beta) \} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \mathbf{i}_\phi \exp(j\beta) + j\mathbf{i}_\theta \exp(j\beta) \} = \mathbf{p}_{A0} \exp(j\beta). \end{aligned} \quad (5-26)$$

Поляризационный коэффициент передачи как функция угла поворота приемной антенны будет равен:

$$\begin{aligned} \xi(\beta) &= \langle \mathbf{p}_e \mathbf{p}_A^*(\beta) \rangle = \\ &= \langle \mathbf{p}_e \mathbf{p}_{A0}^* \exp(j\beta) \rangle = \xi_0 \exp(j\beta). \end{aligned} \quad (5-27)$$

Таким образом, установлено, что поворот антенны круговой поляризации вокруг линии связи на угол β в сторону вращения вектора \mathbf{p}_A не изменяет уровня принимаемого (или передаваемого) сигнала и лишь приводит к появлению дополнительного фазового сдвига сигнала, численно равного углу поворота антенны. Благодаря этому свойству антенны с круговой поляризацией широко используются для радиосвязи с различными летающими объектами: при совпадающих круговых поляризациях уровень принимаемого сигнала не зависит от взаимного разворота антенн вокруг линии связи, причем поляризационный коэффициент передачи $|\xi|^2 = 1$. Эквивалентность взаимного разворота излучателей круговой поляризации внесению добавочного фазового сдвига в канал связи используется в так называемых поляризационных механических фазовращателях СВЧ [11]. Это же

явление может быть использовано при экспериментальном исследовании фазированных антенных решеток круговой поляризации для моделирования фазовых сдвигов возбуждающих токов в отдельных излучателях.

Другим важным свойством антенн круговой поляризации является то, что в радиолокационном режиме, т. е. при передаче и приеме на одну антенну, кругополяризованные антенны обеспечивают поляризационную селекцию отражений от объектов симметричной формы, например от сферических дождевых капель. Несложными рассуждениями можно установить, что при отражении волн круговой поляризации от объектов симметричной формы или даже 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.

5-3. МОЩНОСТЬ В НАГРУЗКЕ ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ. ЭФФЕКТИВНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ

Мощность полезного сигнала, выделяющаяся в нагрузке приемной антенны, может быть с помощью найденных ранее формул (5-11) и (5-13) записана в следующем виде:

$$P_c = |i_n|^2 r_n = \mathcal{E}^2 \frac{\lambda^2 G}{4\pi} F^2(\theta_0, \varphi_0) |\xi|^2 \frac{4r_n r_A}{|z_A + z_n|^2}, \quad (5-28)$$

где $\mathcal{E}^2 = S_{\text{пад}}$ — величина вектора Пойнтинга падающей на антенну волны по двум ортогональным поляризациям; G — максимальный коэффициент усиления антенны; $F^2(\theta_0, \varphi_0)$ — значение нормированной характеристики направленности по мощности в направлении прихода волны; $|\xi|^2$ — поляризационный коэффициент передачи по мощности; $z_A = r_A + jx_A$ — нормированный входной импеданс антенны; $z_n = r_n + jx_n$ — нормированный импеданс нагрузки в сечении входа антенны.

Пусть приемная антenna согласована с фидером, т. е. $z_A = 1$, а нагрузка характеризуется коэффициентом отражения:

$$\Gamma = \frac{z_n - 1}{z_n + 1} \quad (\text{т. е. } z_n = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma}), \quad (5-29)$$

тогда формула (5-28) с учетом тождественных преобразований

$$r_n = \frac{1}{2} (z_n + z_n^*) = \frac{1}{2} \left(\frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} + \frac{1 + \Gamma^*}{1 - \Gamma^*} \right) = \frac{1 - |\Gamma|^2}{|1 - \Gamma|^2};$$

$$\frac{4r_n}{|1 + z_n|^2} = \frac{1 - |\Gamma|^2}{|1 - \Gamma|^2} \frac{4}{\left| 1 + \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \right|^2} = 1 - |\Gamma|^2,$$

может быть приведена к следующей форме:

$$P_c = S_{\text{пад}} A_{\text{эфф}} F^2(\theta_0, \varphi_0) \eta |\xi|^2 (1 - |\Gamma|^2), \quad (5-30)$$

где коэффициент

$$A_{\text{эфф}} = \frac{\lambda^2 D}{4\pi}, \quad \text{м}^2, \quad (5-31)$$

с размерностью площади носит название *эффективной поверхности антенны*. Понятие эффективной поверхности коснется связано с величиной максимальной мощности, которая может быть извлечена приемной антенной из падающей плоской электромагнитной волны. В соответствии со структурой формулы (5-30) можно выделить четыре условия для достижения максимума принимаемой мощности в нагрузке:

1) точное совмещение направления максимума диаграммы направленности с направлением прихода плоской волны, т. е. $F^2(\theta_0, \varphi_0) = 1$;

2) сведение к минимуму омических потерь мощности в антенну и в согласующем устройстве, т. е. достижение в пределе $\eta = 1$;

3) точное согласование поляризации антенны с поляризацией падающей волны, т. е. $|\xi|^2 = 1$;

4) согласование антенны с фидером и применение согласованной нагрузки, т. е. $\Gamma = 0$. Если сама по себе антenna не согласована с фидером, то это условие записывается в виде $z_n = z_n^*$.

При выполнении всех четырех условий максимальная принимаемая антеннной мощность просто равна произведению вектора Пойнтинга падающей волны $S_{\text{пад}}$ на эф-

фективную поверхность антенны $A_{\text{эфф}}$. Таким образом, под эффективной поверхностью антенны понимают величину поверхности фронта плоской электромагнитной волны, с которой антenna собирает и передает в согласованную нагрузку принимаемую мощность при точном наведении максимума диаграммы направленности на направление прихода волны и при дополнительных условиях отсутствия омических потерь в антenne и совпадения поляризаций падающей волны и антennes.

Найденное соотношение между КНД и эффективной поверхностью

$$D = \frac{4\pi A_{\text{эфф}}}{\lambda^2} \quad (5-32)$$

является одним из фундаментальных положений теории антенн. В последующих главах будет показано, что эффективная поверхность антennes непосредственно связана с размерами ее излучающей системы и, таким образом, имеет вполне реальный физический смысл.

5-4. ШУМОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ

При оценке качества работы приемной антennes необходимо сопоставлять мощность принимаемого сигнала с полной мощностью различных шумов, попадающих на вход приемника. Все *шумы антennes* по своей природе могут быть разделены на *внешние* и *внутренние*. Преимущественную величину обычно имеют внешние шумы, принимаемые антеннои из окружающего пространства и порождаемые следующими причинами:

- 1) грозовыми и индустриальными помехами, т. е. электрическими разрядами;
- 2) шумовым радиоизлучением внеземных (космических) источников;
- 3) тепловым радиоизлучением земной поверхности;
- 4) тепловым излучением тропосферы и ионосферы.

Как правило, меньшее значение имеют внутренние шумы, порождаемые тепловым движением электронов в неидеальных проводниках и диэлектриках антennes и фидерного тракта.

Поскольку внешние и внутренние шумы по своему спектральному составу и по мешающему действию вполне эквивалентны между собой, принято оценивать их суммарное действие с помощью единого параметра T_A , называемого *шумовой температурой антennes* и измеряе-

мого по абсолютной шкале в градусах Кельвина (К). Шумовая температура T_A приписывается внутреннему импедансу антennes и позволяет находить подводимую к согласованному приемнику мощность шумов антennes $P_{\text{ш.А}}$, приходящуюся на полосу частот Δf , по следующей основной формуле:

$$P_{\text{ш.А}} = k T_A \Delta f, \text{ Вт}, \quad (5-33)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$, Вт/(Гц·К), — постоянная Больцмана.

Тем самым осуществляется эквивалентная замена всех шумов как принимаемых, так и создаваемых антеннои в полосе частот Δf тепловыми шумами ее внутреннего сопротивления при гипотетической температуре T_A . Это вполне аналогично тому, как в радиоприемных и усилительных устройствах внутренние шумы различного происхождения заменяются эквивалентным шумом входного сопротивления, которому приписывается вследствие этого эквивалентная шумовая температура приемника

$$T_{\text{пр}} = T_0(N-1),$$

где $T_0 = 288$ К — стандартная температура окружающей среды в земных условиях; N — фактор шума приемника. Разница состоит в том, что в приемнике все собственные шумы эквивалентно выносятся на вход, а в антenne — на выход. Благодаря этому упрощается расчет соотношения мощностей сигнала и шума при совместной работе антennes с согласованным приемником. Полная мощность шума всей радиоприемной системы (на входе приемника) оказывается равной

$$P_{\text{ш}} = P_{\text{ш.А}} + P_{\text{ш.пр}} = k \Delta f (T_A + T_{\text{пр}}). \quad (5-34)$$

Мощность полезного сигнала на входе согласованного приемника, как было установлено в предыдущем параграфе, выражается произведением вектора Пойнтинга падающей волны $S_{\text{пад}}$ на эффективную поверхность антennes $A_{\text{эфф}}$ и ее к. п. д. η . Отношение сигнала к шуму при согласовании поляризаций и импедансов оказывается равным

$$(S/N) = \frac{P_c}{P_{\text{ш.А}} + P_{\text{ш.пр}}} = \frac{S_{\text{пад}}}{k \Delta f} \left(\frac{A_{\text{эфф}} \eta}{T_A + T_{\text{пр}}} \right), \quad (5-35)$$

причем стоящая в скобках величина $\left(\frac{A_{\text{эфф}} \eta}{T_A + T_{\text{пр}}} \right)$ иногда называется чувствительностью приемной антеннои

системы (измеряется в квадратных метрах на один градус шумовой температуры).

Рассмотрим подробнее способы вычисления шумовой температуры антенны. Как уже говорилось, полная шумовая температура антенны состоит из двух компонентов: вклада за счет флуктуационных шумов $T_{A\phi}$ и вклада за счет внешних источников $T_{A\Sigma}$, т. е.

$$T_A = T_{A\phi} + T_{A\Sigma}. \quad (5-36)$$

Наиболее просто находится вклад в шумовую температуру антенны из-за тепловых флуктуаций в неидеальных проводниках и диэлектриках $T_{A\phi}$. Согласно известной формуле Найквиста величина нормированной шумовой э. д. с. на выходе антенны из-за тепловых флуктуаций будет равна:

$$\bar{\mathcal{E}}_\phi = \sqrt{4kT_0\Delta f r_\pi}, \text{ (Вт)}^{1/2},$$

где $T_0 = 288 \text{ К}$ — стандартная температура среды; $r_\pi = r_A - r_\Sigma$ — обусловленная омическими потерями часть активного входного сопротивления антенны. Соответствующая такой э. д. с. величина мощности шума на входе согласованного приемника (с импедансом $z_{bx} = r_A - jx_A$) будет равна:

$$P_{\text{ш. ф.}} = \frac{|\bar{\mathcal{E}}_\phi|^2 r_A}{(r_A + r_\pi)^2} = k\Delta f T_0 \left(\frac{r_A - r_\Sigma}{r_A} \right) = k\Delta f T_0 (1 - \eta), \quad (5-37)$$

где $\eta = r_\Sigma/r_A$ — к. п. д. антенны. Сопоставляя (5-33) и (5-37), получаем следующую расчетную формулу для вклада в шумовую температуру антенны из-за наличия омических потерь:

$$T_{A\phi} = T_0(1 - \eta). \quad (5-38)$$

Очевидно, что даже при стремлении к нулю к. п. д. антенны величина этого вклада не может превысить значения $T_0 = 288 \text{ К}$.

Перейдем теперь к нахождению компонента шумовой температуры $T_{A\Sigma}$, обусловленного приемом внешних шумов. Будем предполагать, что все внешние шумы эквивалентны тепловому радиоизлучению некоторой замкнутой абсолютно черной поверхности, например большой

сферы с радиусом, превышающим расстояние до граници дальней зоны антенны $R > 2L^2/\lambda$. Когда стеки такой сферы равномерно нагреты 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 известного из курса физики закона Релея — Джинса равна¹:

$$S_{\text{ш}} = \frac{2kT_y\Delta f}{\lambda^2}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{стэр}), \quad (5-39)$$

где k — постоянная Больцмана.

Если в центре нагретой сферы поместить приемную антенну, то в условиях согласования в нагрузке антенны выделится шумовая мощность:

$$P_{\text{ш}\Sigma} = \oint_{\Omega=4\pi} \frac{1}{2} S_{\text{ш}} A_{\text{эфф}} \eta F^2(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (5-40)$$

где $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ — элементарный телесный угол, и коэффициент 1/2 учитывает, что при приеме случайно поляризованного электромагнитного поля теряется половина плотности потока мощности, приходящаяся на поляризацию, ортогональную собственной поляризации антенны. Подставляя величину $S_{\text{ш}}$ из (5-39) в (5-40), учитывая соотношение $A_{\text{эфф}} = \lambda^2 D/4\pi$ и формулу для КНД антенны (4-35), получаем $P_{\text{ш}\Sigma} = kT_y\Delta f\eta$ и $T_{\text{ш}\Sigma} = T_y\eta$.

Таким образом, при равномерном распределении яркостной температуры по большой сфере шумовая температура антенны не зависит от формы диаграммы направленности антенны и определяется только яркостной температурой стенок и величиной к. п. д. антенны.

Однако если стеки сферы нагреты неравномерно и характеризуются распределением яркостной температуры $T_y(\theta, \varphi)$, то плотность потока падающей на антенну электромагнитной шумовой мощности также окажется зависящей от углов θ, φ и формула (5-40) примет вид:

$$P_{\text{ш}\Sigma} = \frac{A_{\text{эфф}}\eta}{2} \oint_{\Omega=4\pi} S_{\text{ш}}(\theta, \varphi) F^2(\theta, \varphi) d\Omega = \frac{k\Delta f D\eta}{4\pi} \oint_{\Omega=4\pi} T_y(\theta, \varphi) \times \\ \times F^2(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (5-41)$$

¹ Этот закон применим здесь потому, что энергия кванта электромагнитного поля (т. е. фотона) на радиочастотах значительно меньше kT .

Сравнение (5-41) и (5-33) устанавливает расчетную формулу для компонента шумовой температуры, обусловленного приемом внешних шумов

$$T_{A\Delta} = \frac{D\eta}{4\pi} \oint_{\Omega=4\pi} T_a(\theta, \varphi) F^2(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (5-42)$$

где $D\eta$ — коэффициент усиления антенны; $F^2(\theta, \varphi)$ — характеристика направленности антенны по мощности и $T_a(\theta, \varphi)$ — угловое распределение яркостной температуры по сфере, окружающей антенну. Теперь шумовая температура антенны уже существенно зависит от вида диаграммы направленности антенны и от ее ориентации.

Предположим, что мы располагаем антенной с очень узким главным лепестком диаграммы направленности при практическом отсутствующем боковом излучении, т. е. в пределе

$$\lim F^2(\theta, \varphi) = \frac{4\pi}{D} \delta(\theta - \theta_0, \varphi - \varphi_0),$$

где $\delta(x, y)$ — двумерная дельта-функция; θ_0, φ_0 — направление главного максимума. Тогда согласно (5-42) шумовая температура такой антенны окажется равной

$$T_{A\Delta} = \eta \oint_{\Omega} T_a(\theta, \varphi) \delta(\theta - \theta_0, \varphi - \varphi_0) d\Omega = \eta T_a(\theta_0, \varphi_0).$$

Таким образом, угловое распределение яркостной температуры в окружающем пространстве может быть измерено путем последовательного обзора небесного свода остронаправленной антенной с известной величиной к. п. д. Такие исследования проводятся регулярно в различных диапазонах волн и относятся к предмету специальной науки — радиоастрономии.

С другой стороны, из анализа формулы (5-42) вытекает возможность использования обнаруженных в космосе «точечных» (дискретных) источников шумового радиоизлучения для измерений диаграмм направленности и коэффициентов усиления остронаправленных наземных антенн. В этом случае распределение $T_a(\theta, \varphi)$ в окрестности дискретного источника может быть аппроксимировано дельта-функцией и запись величины шумовой мощности на выходе приемника при прохождении дискретного источника через направление максимума излучения антенны повторяет форму главного и ближайших боко-

вых лепестков антенны¹. Важной особенностью таких измерений является их абсолютный характер, поскольку интенсивность используемых для этих целей дискретных источников характеризуется высокой стабильностью во времени. К сожалению, подобные измерения характеристик антенн по внеземным источникам радиоизлучения возможны только в дециметровом и сантиметровом диапазонах волн, где отсутствует заметное поглощение радиоволн в земной ионосфере и тропосфере.

Вообще же влияние поглощения радиоволн в атмосфере на шумовую температуру антены учитывается следующим образом. Радиояркость внеземных источников шумового излучения (обозначим ее $T_\infty(\theta, \varphi)$, где индекс ∞ подчеркивает их расположение за пределами атмосферы) заменяется на величину

$$T_a(\theta, \varphi) = T_\infty(\theta, \varphi) \eta_p(\theta, \varphi) + \\ + T_{\text{атм}} [1 - \eta_p(\theta, \varphi)], \quad (5-43)$$

где $\eta_p(\theta, \varphi)$ — полный (интегральный) коэффициент прохождения по мощности плоских радиоволн через все поглощающие слои атмосферы; $T_{\text{атм}}$ — усредненная физическая температура поглощающих слоев в градусах Кельвина. Первое слагаемое в (5-43) показывает, что поглощение в среде непосредственно уменьшает шумовую мощность, поступающую в антенну от источников, расположенных за поглощающими слоями. Второе слагаемое в (5-43) соответствует собственным флуктуационным шумам поглощающих слоев и по структуре аналогично полученной ранее формуле (5-38) для вклада в шумовую температуру омических потерь в антенне.

Перейдем теперь к сравнительной оценке вкладов различных внешних источников шумового излучения в шумовую температуру антенн.

Атмосферные помехи. В диапазонах длинных, средних и коротких волн преобладающим источником внешних шумов являются грозовые разряды, а также искровые разряды в различных индустриальных и транспортных установках. Исходя из представления о грозовом разряде, как о коротком импульсе тока с длительностью 0,1—0,3 мкс, можно считать, что спектральная плотность

¹ Разумеется, при этом должен быть исключен компонент мощности шумов за счет флуктуационных потерь, а также собственная шумовая мощность приемника.

местных грозовых помех обратно пропорциональна частоте в первой степени, а соответствующая шумовая мощность, и шумовая температура, убывают обратно пропорционально квадрату частоты. Спектральная плотность 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 данной местности составлены специальные географические карты для четырех времен года и шести отрезков времени суток. На картах наносятся линии постоянной шумовой температуры короткой вертикальной антенны на стандартной частоте 1 МГц, причем указываются не абсолютные значения шумовой температуры, а ее отношение к стандартной температуре 288 К (в децибелах). Для перехода к рабочей частоте реальной радиосистемы служат дополнительные частотные графики [3]. Для грубой оценки заметим, что в средней полосе СССР на частоте 1 МГц шумовая температура за счет атмосферных помех может составлять 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 до 50—70 МГц шумовая температура за счет атмосферных помех практически стремится к нулю. Распределение источников грозовых помех в пространстве в первом приближении можно считать равномерным, что означает независимость шумовой температуры антенны от формы диаграммы направленности.

Из-за чрезвычайно высоких значений внешней шумовой температуры на длинных и средних волнах влияние омических потерь антенны на общую шумовую температуру всей приемной системы может оказаться пренебрежимо малым. Действительно, согласно (5-35), (5-36), (5-31) и (5-38) отношение сигнал/шум на входе приемника может быть записано следующим образом:

$$\left(\frac{S}{N} \right) = \frac{S_{\text{нап}}}{k\Delta f} \frac{\lambda^2 D \eta}{4\pi (T_{A,\Phi} + T_{A\Sigma} + T_{\text{пр}})} = \\ = \frac{S_{\text{нап}} \lambda^2}{4\pi k \Delta f} \left[\frac{\eta D}{T_0 (1 - \eta) + \eta T_{\text{ш}} + T_{\text{пр}}} \right], \quad (5-44)$$

где ηD — коэффициент усиления антенны; $T_{\text{я}}$ — определяемая по картам яркостная температура атмосферных

помех; $T_{\text{пр}}$ — шумовая температура приемника. Если выполняется условие

$$\eta T_{\text{я}} \gg T_0 (1 - \eta) + T_{\text{пр}},$$

то отношение сигнала к шуму в (5-44) оказывается пропорциональным $D/T_{\text{я}}$ и не зависит от к. п. д. антенны. Именно это обстоятельство и объясняет возможность уверенного радиоприема на средних и длинных волнах на малогабаритные рамочные и проволочные антенны с величиной к. п. д. порядка 10^{-4} и даже менее. Малость напряжения полезного сигнала на выходе такой «неэффективной» антенны легко компенсируется соответствующим увеличением коэффициента усиления приемника.

Космические шумы и радиоизлучение Земли. На частотах выше 30 МГц уровень атмосферных помех резко снижается, так как создаваемое очагами грозовой активности шумовое радиоизлучение лишается возможности распространяться посредством 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 с указанием линий одинаковой интенсивности шумового излучения (изофоты). Наибольшие значения яркостной температуры наблюдаются вблизи галактического центра и галактических полюсов. Частотную зависимость интенсивности космического излучения принято характеризовать с помощью частотной зависимости эквивалентной шумовой температуры изотропной антенны, находящейся в свободном пространстве. Последняя величина, вычисленная на основании карт радиояркости небесного свода, показана на рис. 5-3 сплошной линией. Пунктиром на рис. 5-3 показаны также средние значения яркостной температуры

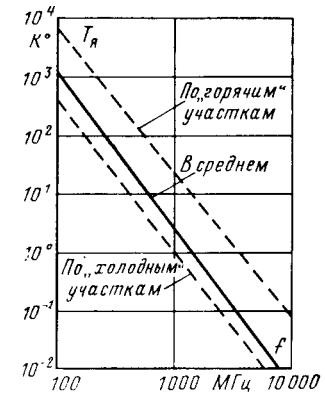


Рис. 5-3. Яркостная температура небесного свода на различных частотах.

ры, относящиеся к участкам «холодного» и «горячего» неба.

Из-за неравномерного распределения яркостной температуры по небесному своду шумовая температура какой-либо антенны дециметрового или сантиметрового диапазона волн согласно формуле (5-42) зависит от ориентации диаграммы направленности. Поэтому при сравнении различных наземных антенн по присущей им шумовой температуре принято ориентировать антенну так, чтобы главный лепесток диаграммы направленности был направлен в «холодный» участок неба, обычно в зенит. Входящий в формулу (5-42) определенный интеграл оценивается по следующей приближенной методике.

Полный телесный угол разбивают на несколько частей, например на три области: область главного лепестка, область боковых лепестков в передней полусфере и область дальних лепестков, охватывающую всю заднюю полусферу. Яркостная температура в пределах каждой области усредняется, после чего полагается постоянной и выносится из-под интеграла. Остающиеся интегралы вида

$$\int_{\Omega_i} F^2(\theta, \varphi) d\Omega,$$

где Ω_i — телесный угол, приходящийся на область с номером i , выражаются через парциальные коэффициенты рассеяния с помощью формулы (4-47). В итоге обусловленная внешними источниками шумовая температура остронаправленной антенны оказывается равной

$$T_{A\Sigma} = \eta \left[(1 - \beta) T_{\text{я. гл}} + \sum_{i=1}^M \beta_i T_{\text{я. } i} \right], \quad (5-45)$$

где $T_{\text{я. гл}}$ — усредненная яркостная температура в области главного лепестка диаграммы направленности; $T_{\text{я. } i}$ — усредненная яркостная температура в области i ; β_i — парциальный коэффициент рассеяния для области i ; $\beta = \sum_{i=1}^M \beta_i$ — полный коэффициент рассеяния; M — число областей, на которые разбит полный телесный угол вне главного лепестка. Последняя область с номером M обычно охватывает все направления на поверхности земли, т. е. нижнюю полусферу, причем яркостная темпера-

тура земли полагается равной $T_0 = 288$ К. Тем самым земля предполагается абсолютно черным телом, нагретым до температуры T_0 . При направлении главного лепестка в «холодный» участок неба между усредненными яркостными температурами обычно имеет место соотношение $T_{\text{я. гл}} \ll T_{\text{я. } i} \ll T_0$. Это означает, что в данных условиях наиболее существенный вклад в шумовую температуру получается из-за приема теплового радиоизлучения земли и излучения космических источников задними и боковыми лепестками антенны. Поэтому для снижения шумовой температуры остронаправленных антенн дециметровых и сантиметровых волн в первую очередь следует стремиться к снижению их общего коэффициента рассеяния β и особенно парциального коэффициента рассеяния в сторону земли β_m .

В правильно спроектированных остронаправленных антенах дециметровых и сантиметровых волн вклад в шумовую температуру из-за приема радиоизлучения земли и космических источников может быть снижен до величин $20 \div 5$ К. Это означает, что в полной шумовой температуре такой антенны

$$T_A = T_{A\cdot \Phi} + T_{A\Sigma} = T_0(1 - \eta) + \eta \left[(1 - \beta) T_{\text{я. гл}} + \sum_{i=1}^M \beta_i T_{\text{я. } i} \right]$$

существенную роль начинает играть вклад флуктуационных шумов $T_0(1 - \eta)$. Например, даже при весьма хорошем значении к. п. д. антенны и фидера $\eta = 0,95$ этот вклад составляет $T_{A\cdot \Phi} = 288(1 - 0,95) \approx 15$ К и оказывается соизмеримым с величиной $T_{A\Sigma}$. Следовательно, в малошумящих приемных антенах дециметровых и сантиметровых волн к. п. д. должен иметь максимально возможное значение.

5-5. ВЗАЙМНЫЙ ИМПЕДАНС ДАЛЕКО РАЗНЕСЕННЫХ АНТЕНН

Вернемся к случаю передачи мощности между двумя произвольными антennами, изображенному на рис. 5-1. Предположим, что входы антенн являются входами некоторого эквивалентного взаимного четырехполюсника, включающего в себя антennы и пространство между ними. Будем по-прежнему считать, что каждая антenna находится в дальней зоне другой антennы. Если входы

антенны согласованы с фидерными линиями ($z_{A1}=z_{A2}=1$) и наличие другой антенны с режимом холостого хода на входе не нарушает этого согласования, то эквивалентный четырехполюсник может быть охарактеризован нормированной¹ матрицей импедансов

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{bmatrix} = [z] \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix}; [z] = \begin{bmatrix} 1 & z_{12} \\ z_{12} & 1 \end{bmatrix}, \quad (5-46)$$

в которой диагональные элементы, соответствующие собственным нормированным импедансам, равны единице, а недиагональные элементы равны нормированному взаимному импедансу.

Пусть генератор с нормированной э. д. с. e_1 и внутренним нормированным импедансом z_1 подключен к первой антенне, а вторая антенна является приемной и имеет нагрузку с нормированным импедансом z_2 . Тогда соответствующая (5-46) система контурных уравнений Кирхгофа запишется в виде

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= i_1 + i_2 z_{12}; \\ 0 &= i_1 z_{12} + i_2 (1 + z_2), \end{aligned} \right\} \quad (5-47)$$

где $u_1 = e_1 - i_1 z_1$ — нормированное напряжение на входе первой антенны. Из нижней строки (5-47) нормированный взаимный импеданс z_{12} выражается в виде

$$z_{12} = -\frac{i_2 (1 + z_2)}{i_1}.$$

Подставляя сюда формулу для тока i_2 в виде (5-11) с учетом $z_{A2}=1$ и одновременно заменяя в ней величину \mathcal{E} на выражение (5-2), с учетом $z_{A1}=1$ получаем следующую формулу для нормированного взаимного импеданса:

$$z_{12} = -j(G_1 G_2)^{\frac{1}{2}} \langle \mathbf{F}_1 \mathbf{F}_2^* \rangle \frac{\exp(-jkR)}{kR}, \quad (5-48)$$

где G_1 и G_2 — максимальные коэффициенты усиления каждой из антенн; $k=2\pi/\lambda$ — волновое число; скалярное произведение значений из нормированных характеристик направленности $\langle \mathbf{F}_1 \mathbf{F}_2^* \rangle$ берется для направления, со-

¹ При разных волновых сопротивлениях фидерных линий W_{ϕ_1} и W_{ϕ_2} правила нормирования таковы:

$$z_{11} = Z_{11}/W_{\phi_1}; z_{22} = Z_{22}/W_{\phi_2}; z_{12} = z_{21} = Z_{12}/\sqrt{W_{\phi_1} W_{\phi_2}}.$$

единяющего центры антенн. Впервые формула типа (5-48) в ненормированном виде была получена Г. Т. Марковым в 1948 г.

Физический смысл формулы (5-48) достаточно нагляден. Модуль взаимного импеданса при далеком расположении антенн представляет собой медленно убывающую функцию вида $1/kR$ (если только значения диаграмм направленности и поляризационный коэффициент передачи отличны от нуля). Фаза взаимного импеданса изменяется с расстоянием по закону, характерному для движения электромагнитной волны в свободном пространстве. Заметим, что если характеристики направленности отнесены не к току, на входе антенны, а к какой-либо точке A излучающей системы, то в фазовые характеристики антенн должна быть добавлена фазовая задержка ($\phi_i - \phi_A$) на участке от входа антенны до точки A [см. замечание к формулам (4-63)].

Формула (5-48) является асимптотической, т. е. строго справедливой при стремлении расстояния между антеннами к бесконечности. Практически ею можно пользоваться при расстояниях, превышающих радиус промежуточной зоны (области Френеля) каждой из антенн, т. е. при $R \geq 2L^2/\lambda$, где L — размер наибольшей из антенн.

В качестве примера применим формулу (5-48) к двум параллельным полуволновым вибраторам без омических потерь, характеризуемым диаграммами направленности в виде (2-30) при величине максимального КНД $D=1,64$ и сопротивления излучения $R_{\Sigma 0}=73,1$ Ом. После денормирования величины z_{12} получается следующий результат:

$$Z_{12} = z_{12} R_{\Sigma 0} = j R_{\Sigma} D \frac{\exp(-jkR)}{kd} = j \frac{60}{\pi d} \exp(-jkR). \quad (5-49)$$

Взаимный импеданс Z_{12} , вычисленный по формуле (5-49), построен на графиках рис. 3-9 для сравнения с расчетом взаимного импеданса по методу наводимых э. д. с. Можно видеть, что асимптотическая формула (5-49) дает хорошее совпадение с расчетом по методу наводимых э. д. с. для расстояний между центрами вибраторов, превышающих одну длину волны.

По величине взаимного импеданса между антеннами можно определить реакцию каждой из них на изменение нагрузки другой антенны. Согласно определению матри-

цы $[z]$ в (5-46) каждая антenna является идеально согласованной при режиме холостого хода на выходе другой антенны. При включении на выход приемной антенны нагрузки с импедансом z_2 входной импеданс передающей антенны, как это следует из (5-47), становится равным

$$z_{bx} = \frac{u_1}{i_1} = 1 - \frac{z_{12}^2}{1 + z_2} = 1 + \Delta z \quad (5-50)$$

и оказывается практически нерассогласованным (т. е. $|\Delta z| \leq 0,01$) для любых импедансов нагрузки при условии $|z_{12}| \leq 0,1$.

5-6. О ПЕРЕДАЧЕ МОЩНОСТИ МЕЖДУ ДВУМЯ АНТЕННАМИ

Полученные ранее формулы (4-63) для интенсивности излучения произвольной антенны и формула (5-30) для мощности в нагрузке приемной антенны могут быть объединены для расчета «сквозного» коэффициента передачи мощности между двумя произвольными антеннами, расположенными в свободном пространстве на достаточно большом расстоянии (в дальней зоне друг друга). Мощность полезного сигнала на выходе приемной антенны P_c может быть записана с учетом соотношения связи между КНД и эффективной поверхностью $D\lambda^2 = 4\pi A_{\text{эфф}}$ в следующих трех альтернативных формах:

$$\frac{P_c}{P_{\text{пер}}} = \frac{\eta_1 \eta_2 F_1^2 F_2^2 |\xi|^2 (1 - |\Gamma_1|^2)(1 - |\Gamma_2|^2)}{R^2} \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{D_1 A_{\text{эфф}2}}{4\pi} \right), \quad (\text{а}) \\ \left(\frac{D_1 D_2 \lambda^2}{16\pi^2} \right), \quad (\text{б}) \\ \left(\frac{A_{\text{эфф}1} A_{\text{эфф}2}}{\lambda^2} \right), \quad (\text{в}) \end{array} \right. \quad (5-51)$$

где $P_{\text{пер}}$ — мощность падающей волны передатчика на входе передающей антенны; R — расстояние между антennами; D_i — КНД; η_i — к. п. д.; $A_{\text{эфф}i}$ — эффективная поверхность; F_i^2 — значение амплитудной диаграммы направленности по мощности в направлении на другую антенну; Γ_i — коэффициент отражения; $|\xi|^2$ — поляризационный коэффициент передачи по мощности; индекс i указывает номер антенны, причем безразлично, какая антenna является передающей, а какая — приемной.

Формулы (5-51) носят название *формул идеальной радиопередачи*, поскольку в них не учитывается влияние среды, окружающей антennы (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 несколько подробнее.

Пусть параметры наземной антенны фиксированы и система управления положением ее луча обеспечивает постоянную ориентацию максимума диаграммы направленности на летающий объект. Тогда коэффициент передачи мощности между антennами оказывается пропорциональным величине $D_6 F_6^2(\theta, \phi) |\xi(\theta, \phi, \beta)|^2$, где D_6 — максимальный КНД бортовой антенны; $F_6^2(\theta, \phi)$ — нормированная диаграмма направленности бортовой антенны по мощности; $|\xi(\theta, \phi, \beta)|^2$ — поляризационный коэффициент передачи, зависящий в общем случае 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 θ, ϕ, β , а также меняется расстояние R между объектом и наземным пунктом связи. Можно выделить два характерных случая:

1) траектория объекта и его ориентация в пространстве заранее известны (выведение космических кораблей и искусственных спутников земли на орбиту);

2) объект характеризуется сложным движением и не-предсказуемым заранее положением в пространстве, так что возможно случайное изменение всех трех углов в максимальных пределах (например, при длительном нахождении на орбите неориентированных аппаратов).

В первом случае в местных координатах объекта известно положение линии связи и расстояние R для каждого текущего момента времени, причем, как правило, область телесных углов, охватывающих все возможные направления связи, составляет только некоторую часть полного телесного угла. Это позволяет сформулировать требования к форме диаграммы направленности 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 моментом здесь является то, что требования к векторной характеристике направленности предъявляются лишь в части полного телесного угла и имеется принципиальная возможность выполнить эти требования и указать в соответствии с формулой (4-35) 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 следующая *теорема Броувера — Скотта* [29].

Если амплитудная характеристика направленности антены не имеет нулей, то поляризация излучения существенно зависит от направления излучения и в полном телесном угле 4π обязательно найдется хотя бы одно направление, в котором коэффициент эллиптичности принимает любое наперед заданное значение $r \in (-1, 1)$.

Хорошей иллюстрацией к этой теореме являются поляризационные свойства элементарного турникетного излучателя (§ 1-8).

В применении к случаю радиосвязи с неориентированным объектом следствием теоремы является то, что в полном телесном угле найдется хотя бы одна тройка углов $\theta_0, \varphi_0, \beta_0$, для которой коэффициент передачи мощности между антеннами обратится в нуль и связь окажется прерванной. Возникает вопрос: как в такой ситуации оценить степень отличия какой-либо конкретной антенны от изотропного излучателя? Для этой цели следует воспользоваться функцией распределения случайной величины $DF^2(\theta, \varphi) |\xi(\theta, \varphi, \beta)|^2$ в трехмерном пространстве $0 \leq \theta \leq \pi, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, 0 \leq \beta \leq \pi^*$. Эта функция дает возможность вычислить полную вероятность того, что для большого числа независимых сочетаний углов $\theta_i, \varphi_i, \beta_i$ будет выполнено условие

$$DF^2(\theta_i, \varphi_i) |\xi(\theta_i, \varphi_i, \beta_i)|^2 \geq D_{\text{эфф}}$$

где $D_{\text{эфф}}$ — некоторый фиксированный уровень в интервале

* Распределения плотности вероятности углов φ и β равномерны: $w(\varphi) = 1/2\pi$; $w(\beta) = 1/\pi$. Угол θ характеризуется неравномерным законом распределения плотности вероятности $w(\theta) = \sin \theta$.

ле между нулем и максимальным значением КНД бортовой антенны. Часто такую статистическую функцию называют «вероятностью связи» и обозначают $P\{D_{\text{эфф}}\}$. Такое название подразумевает применение эргодического принципа, согласно которому интегральный закон распределения $P\{D_{\text{эфф}}\}$, полученный при независимых испытаниях, не изменится, если смена углов θ, φ, β при эволюциях объекта в течение длительного интервала времени будет представлять собой стационарный случайный процесс с равной вероятностью любых ориентаций. Если мощность передатчика и расстояние между антennами фиксированы, а величина $D_{\text{эфф}}$ является минимально допустимой величиной, при которой еще возможно выделение полезного сигнала на фоне шумов, то $P\{D_{\text{эфф}}\}$ будет действительно представлять собой вероятность наличия связи.

Расчет функции распределения $P\{D_{\text{эфф}}\}$ проще всего осуществляется на ЭВМ методом статистических испытаний (методом Монте-Карло). По известным векторной характеристике направленности бортовой антенны и вектору поляризации наземной антенны составляется подпрограмма вычисления функции

$$D_{\text{эфф}, i} = DF^2(\theta_i, \varphi_i) |\xi(\theta_i, \varphi_i, \beta_i)|^2$$

Затем к ней присоединяется подпрограмма последовательной выборки троек случайных чисел $\theta_i, \varphi_i, \beta_i$ (возможно, с заданными законами распределения совместной плотности вероятности ориентаций в пространстве). По этим подпрограммам ведется последовательный расчет N значений функции $D_{\text{эфф}, i}$ и определяется число случаев $K(D_{\text{эфф}})$, для которых $D_{\text{эфф}, i} \geq D_{\text{эфф}}$, где $D_{\text{эфф}}$ — фиксированный уровень. Для каждого $D_{\text{эфф}}$ отношение $K(D_{\text{эфф}})/N$ будет представлять собой оценку вероятности связи $P\{D_{\text{эфф}}\}$. Результат будет тем точнее, чем большее число N . Например, при $N=100$ найденное значение $P\{D_{\text{эфф}}\}$ с вероятностью 90% будет заключено в интервале $\pm 10\%$. Программу можно составить так, что необходимое число N будет выбираться в процессе расчета по заданной точности результата. Метод Монте-Карло может использоваться и при экспериментальном определении функции $P\{D_{\text{эфф}}\}$ без предварительного измерения диаграммы направленности бортовой антенны.

Для антенн с простой формой характеристики направленности, например элементарных диполей, вероят-

ность связи может быть найдена аналитическим путем [18]. Три характерных примера приведены на рис. 5-4. Кривая 1 показывает вероятность связи для бортовой антенны в виде диполя Герца при использовании на земле антены линейной поляризации. Максимальное значение $D_{\text{эфф}}$ здесь естественно равно 1,5, так как поляризационный коэффициент передачи обращается в единицу, когда диполь располагается в плоскости поляризации вектора \mathbf{E} наземной антенны. Однако если потребовать величину вероятности связи 80%, то эффективный КНД диполя Герца составит всего 0,06. Положение может быть существенно улучшено, если на земле будет использована антenna круговой поляризации (кривая 2 на рис. 5-4). Здесь для 80%-ной вероятности связи эффективный КНД диполя Герца составляет уже 0,27. Однако максимальное значение $D_{\text{эфф}}$ будет всего 0,75, так как поляризационный коэффициент передачи по мощности постоянно будет равен 0,5.

Для улучшения поляризационного коэффициента передачи на борту также следует применить антенну круговой поляризации. Например, может быть использована

комбинация из электрического диполя и соосной с ним малой электрической рамки. С помощью формул (1-34) и (1-51) можно установить, что при соотношении токов диполя и рамки

$$\frac{I_d}{I_p} = \frac{\pi a^2}{\lambda l_d},$$

где a — радиус рамки;
 l_d — длина диполя Герца;
 λ — длина волны,

излучаемое такой антенной поле всюду будет иметь чисто круговую поляризацию с правым вращением, а амплитудная характеристика направленности сохранит вид $F^2(\theta) = \sin^2 \theta$. Для такой антенны вероятность связи показана на рис. 5-4 кривой 3, причем для 80%-ной вероятности эффективный КНД составляет 0,54, что в 9 раз превышает аналогичную величину для кривой 1 (две линейные поляризации). Для сравнения на рис. 5-4 пунктиром построена идеализированная кривая вероятно-

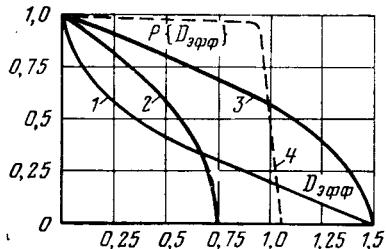


Рис. 5-4. Вероятность связи.

сти связи, к которой следует стремиться при оптимальном конструировании бортовой антенны. К сожалению, наличие хотя бы одного направления отсутствия связи в соответствии с теоремой Броувера — Скотта не позволяет превратить эту кривую в идеальный прямоугольник $P\{D_{\text{эфф}}\}=1$ при $D_{\text{эфф}} \approx 1$. Поэтому для обеспечения 100%-ной вероятности связи приходится прибегать к одной из следующих мер: 1) наводить максимум излучения бортовой антенны на наземный пункт; 2) вести на земле раздельный прием сигналов ортогональных поляризаций и использовать бортовую антенну с амплитудной характеристикой направленности без нулей излучения.

5-7. О ПОЛЕ ОБРАТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ

Поле обратного излучения приемной антенны в общем случае отличается от поля излучения той же антенны в передающем режиме. Причина состоит в том, что распределение тока в излучающей системе антенны при падении плоской волны получается иным, чем при подсоединении генератора ко входу антенны. Поэтому точное определение всех характеристик поля обратного излучения приемных антенн по известным параметрам антенны в передающем режиме в принципе невозможно. Однако если приемная антenna не имеет омических потерь ($\eta=1$), то некоторые свойства ее поля обратного излучения могут быть установлены на основании энергетических соотношений [24].

Пусть имеется антenna с к. п. д. $\eta=1$, характеризуемая векторной диаграммой направленности $F(\theta, \varphi)$ и входным коэффициентом отражения G_A . В § 4-4 уже была сформулирована точка зрения на передающую антенну, как на четырехполюснике с нормированными напряжениями падающих и отраженных волн, связанными в сечении входа соотношением $u_0 = G_A u_0$. Уточним понятие выхода четырехполюсника. Под выходным сечением эквивалентного антеннен четырехполюсника будем понимать сферическую поверхность с некоторым радиусом R в дальней зоне антennы, а саму дальнюю зону будем трактовать как некоторый радиально-сферический волновод. Характеристика направленности антennы $F(\theta, \varphi)$ будет играть роль распределения поля выбранного «типа волны» в поперечном сечении, причем распространение волн возможно как в положительном, так и в отрицательном направлении радиуса R . Уходящие от антennы сферические волны будем условно называть «отраженными», а сходящиеся к антенне сферические волны — «падающими», что соответствует терминологии, принятой в теории волновых четырехполюсников.

Отраженными волнами будет соответствовать следующая запись яркости поля в точке дальней зоны с координатами R, θ, φ :

$$\vec{E}_{\text{оп}} = u'_0 \left[\sqrt{\frac{D}{4\pi}} F(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R} \right]. \quad (5-52)$$

Величина u'_0 с размерностью $(\text{Вт})^{1/2}$ является нормированным напряжением отраженной волны, т. е. $|u'_0|^2$ дает мощность излучения, в чем можно убедиться непосредственным интегрированием (5-52) по поверхности сферы радиусом R с учетом определения КНД (4-35).

Падающей, т. е. сходящейся волне радиально-сферического волновода, соответствует интенсивность поля

$$\vec{E}_{\text{пад}} = u'_{\pi} \left[\sqrt{\frac{D}{4\pi}} F^*(\theta, \varphi) \frac{\exp(jkR)}{R} \right], \quad (5-53)$$

где u'_{π} с размерностью $(\text{Вт})^{1/2}$ является нормированным напряжением падающей волны. Следует обратить внимание на то, что стоящая в квадратных скобках (5-53) функция пространственного распределения падающей волны взята комплексно-сопряженной по отношению к соответствующей функции отраженной волны в (5-52). Строгие рассуждения здесь для краткости опущены, однако заметим, что такая запись обеспечивает необходимое соответствие поляционных характеристик падающих и отраженных волн.

Теперь, когда точно установлены определения падающих и отраженных волн как на входе антенны (u_{π} и u_0), так и на ее выходе в пространстве (u'_{π} и u'_0), для связи этих величин может быть введена матрица рассеяния антенны

$$\begin{bmatrix} u_0 \\ u'_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{\pi} \\ u'_{\pi} \end{bmatrix}. \quad (5-54)$$

Найдем элементы этой матрицы и установим их смысл. При возбуждении антенны только со стороны входа падающей волной u_{π} (т. е. когда $u'_{\pi}=0$) матричное равенство (5-54) дает два уравнения:

$$\begin{aligned} u_0 &= s_{11}u_{\pi}; \\ u'_0 &= s_{21}u_{\pi}. \end{aligned} \quad (5-55)$$

Из верхней строки (5-55) следует, что

$$s_{11} = \frac{u_0}{u_{\pi}} = \Gamma_A \quad (5-56)$$

представляет собой собственный коэффициент отражения на входе передающей антенны, излучающей во внешнее пространство без источников. Из нижней строки (5-55) следует, что $s_{21}=u'_0/u_{\pi}$ есть коэффициент передачи для нормированных волн от входного к выходному сечению эквивалентного четырехполюсника. Сравнивая представление поля излучения антенны без потерь (4-63б) с выражением (5-52), устанавливаем, что

$$s_{21} = \sqrt{1 - |\Gamma_A|^2}, \quad (5-57)$$

т. е. уменьшение коэффициента передачи по сравнению с единицей происходит из-за отражений на входе антенны.

При возбуждении антенны со стороны свободного пространства сферической падающей волной с нормированным напряжением u'_{π} и при согласованной нагрузке на входе антенны $\Gamma_h=u_{\pi}/u_0=0$, т. е. при $u_{\pi}=0$, матричное равенство (5-54) приводит к двум уравнениям:

$$\begin{aligned} u_0 &= s_{12}u'_{\pi}; \\ u'_0 &= s_{22}u'_{\pi}. \end{aligned} \quad (5-58)$$

Согласно (5-58) коэффициент s_{12} есть коэффициент передачи для нормированной волны от выхода ко входу приемной антенны при подключении согласованной нагрузки, а коэффициент s_{22} представляет собой своеобразный коэффициент отражения для сходящейся сферической волны, падающей на приемную антенну с подключенной к ней согласованной нагрузкой $\Gamma_h=0$.

Для нахождения коэффициентов матрицы рассеяния s_{12} и s_{22} следует воспользоваться теоремой взаимности и условием отсутствия омических потерь в антенне. Из матричной теории цепей СВЧ известно, что матрица рассеяния взаимного четырехполюсника без омических потерь является симметрической и унитарной, т. е. удовлетворяет условиям

$$[s]=[s]_t; \quad [s][s^*]_t=E, \quad (5-59)$$

где t — индекс транспонирования, т. е. замены строк столбцами. В применении к матрице рассеяния антенны (5-54) это, во-первых, означает, что на основании свойства взаимности

$$s_{12}=s_{21}=\sqrt{1-|\Gamma_A|^2}. \quad (5-60)$$

Во-вторых, на основании свойства унитарности имеет место условие (это произведение первой строки матрицы $[s]$ на второй столбец матрицы $[s^*]_t$, определяющее нулевой элемент в матрице E)

$$s_{11}s^*_{21}+s_{12}s^*_{22}=0,$$

из которого с учетом (5-56) и (5-60) определяется величина коэффициента s_{22} :

$$s_{22}=-\frac{s_{11}s_{21}}{s^*_{12}}=-\Gamma_A^*.$$

Итак, установлен вид матрицы рассеяния антенны:

$$[s]=\begin{bmatrix} \Gamma_A & \sqrt{1-|\Gamma_A|^2} \\ \sqrt{1-|\Gamma_A|^2} & -\Gamma_A^* \end{bmatrix}. \quad (5-61)$$

Для эффективного использования матрицы $[s]$ в расчетах полей обратного излучения антенн необходимо уметь выделять сходящиеся и расходящиеся сферические волны в составе первичного поля, падающего на нагруженную антенну. Пусть первичным полем является плоская электромагнитная волна $\vec{E}_0(\theta_0, \varphi_0)$ с направлением прихода θ_0, φ_0 в сферической системе координат, связанной с антенной. Тогда на основании принципа суперпозиции ее можно представить в виде суммы

$$\vec{E}_0(\theta_0, \varphi_0)=\vec{E}_{0\parallel}+\vec{E}_{0\perp}. \quad (5-62)$$

Первое слагаемое $\vec{E}_{0\parallel}$ (параллельная составляющая) представляет собой ту часть поля плоской волны, которая может быть перехвачена антенной в условиях согласования импеданса нагрузки с входным импедансом антенны. Естественно, что эта часть содержит конечную мощность. Второе слагаемое $\vec{E}_{0\perp}$ (ортогональная составляющая) представляет собой ту часть первичного поля, которая как бы «проходит мимо» антennы и не замечает ее присутствия. Поскольку ортогональная составляющая не дает вклада в поле

обратного излучения антенны, мы ее дальше рассматривать и анализировать не будем¹.

Параллельная составляющая плоской волны в отсутствие антенны в свою очередь представляет собой суперпозицию сходящейся и расходящейся сферических волн

$$\vec{\mathcal{E}}_{\text{оп}} = u'_{\text{п}} \left[\sqrt{\frac{D}{4\pi}} \mathbf{F}^*(\theta, \varphi) \frac{\exp(jkR)}{R} \right] + \\ + u'_{\text{п}} \left[\sqrt{\frac{D}{4\pi}} \mathbf{F}_{\text{отр}}(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R} \right]. \quad (5-63)$$

Сходящаяся волна (первое слагаемое) записана в соответствии с формулой (5-53). Отвечающее ей нормированное напряжение может быть найдено следующим рассуждением. Пусть антenna с характеристикой направленности $\mathbf{F}(\theta, \varphi)$ имеет согласованный вход $G_A=0$. Тогда ей будет соответствовать матрица рассеяния

$$[s] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix},$$

и в приемном режиме на согласованную нагрузку такой антенны будет поступать волна нормированного напряжения

$$u_0 = s_{12} u'_{\text{п}} = u'_{\text{п}}.$$

Ток в согласованной нагрузке (т. е. при $u_{\text{п}}=0$) будет равен:

$$i = u_{\text{п}} - u_0 = -u_0 = -u'_{\text{п}}.$$

Очевидно, что этот ток можно вычислить также по формуле (5-11) с учетом $G=D$, $z_A=z_B=1$:

$$i = j\lambda \sqrt{\frac{D}{4\pi}} \langle \vec{\mathcal{E}}_0 \mathbf{F}^*(\theta_0, \varphi_0) \rangle.$$

Следовательно,

$$u'_{\text{п}} = -j\lambda \sqrt{\frac{D}{4\pi}} \langle \vec{\mathcal{E}}_0 \mathbf{F}^*(\theta_0, \varphi_0) \rangle, \quad (5-64)$$

Одна сходящаяся сферическая волна вида (5-53) в свободном пространстве без антенны существовать не может — этому соответствовало бы бесконечное возрастание плотности энергии в начале координат. Поэтому в (5-63) добавлено второе слагаемое в виде расходящейся волны с тем же нормированным напряжением $u'_{\text{п}}$. Благодаря равенству нормированных напряжений падающей и отраженной волн в (5-63) сохраняется баланс мощности первичного поля на поверхности любой сферы. Угловое распределение расходящейся волны первичного поля $\mathbf{F}_{\text{отр}}(\theta, \varphi)$ в общем случае оказы-

¹ Вообще же ортогональная составляющая может дать дополнительный вклад в поле обратного излучения, например, за счет возбуждения токов на элементах конструкции антенны, не участвующих в формировании ее поля излучения. В принципе этот дополнительный вклад может быть рассчитан методами электродинамики или измерен и учтен с помощью принципа суперпозиции. В нашем рассмотрении мы таким вкладом просто пренебрегаем.

вается не таким, как для сходящейся волны. Способ определения $\mathbf{F}_{\text{отр}}(\theta, \varphi)$ вкратце сводится к следующему. Потенциальная функция сферической волны вида (5-53) разлагается в бесконечную сумму [25]

$$\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n A_{nm} h_n^{(1)}(kR) P_n^m(\cos \theta) \exp(im\varphi),$$

где A_{nm} — амплитудные коэффициенты; $h_n^{(1)}(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(x)$

— сферическая функция Ганкеля первого рода; $P_n^m(\cos \theta)$ — присоединенный полином Лежандра. При отражении каждой сферической гармоники от начала координат амплитудные коэффициенты остаются неизменными, а сферическая функция Ганкеля первого рода заменяется на сферическую функцию Ганкеля второго рода

$$h_n^{(2)}(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(x).$$

С использованием асимптотических выражений для сферических функций Ганкеля большого аргумента

$$h_n^{(1)}(x) \underset{x \rightarrow \infty}{=} (-j)^{n+1} \exp(ix); \quad h_n^{(2)}(x) \underset{x \rightarrow \infty}{=} (j)^{n+1} \exp(-ix)$$

двойные ряды для отраженной волны в дальней зоне поддаются точному суммированию и окончательный результат имеет вид:

$$\mathbf{F}_{\text{отр}}(\theta, \varphi) = -i_\theta F^*_\theta(\pi - \theta, \varphi - \pi) + i_\varphi F^*_\varphi(\pi - \theta, \varphi - \pi). \quad (5-65)$$

Таким образом, двигающейся к началу координат сходящейся сферической волне первичного поля с угловым распределением $\mathbf{F}^*(\theta, \varphi)$ соответствует расходящаяся сферическая волна с «повернутым» в диаметрально противоположное направление угловым распределением (5-65). Смена знака в составляющей по θ обеспечивает постоянство поляризации первичного поля.

После анализа первичного поля плоской волны и представления взаимодействующей с антенной параллельной составляющей этого поля в виде (5-63), (5-64) и (5-65) можно перейти непосредственно к вычислению полей обратного излучения антенны при любом значении ее собственного коэффициента отражения G_A и при любом коэффициенте отражения нагрузки G_B .

Сначала вычислим *переизлученное поле* рассеяния приемной антенны $\vec{\mathcal{E}}_{\text{оп}}^s$, которое обусловлено излучением части или даже всей принятой мощности из-за отражения от выхода антенны — G_A^* и от нагрузки G_B . Для этого запишем систему уравнений, следующих из определения матрицы рассеяния антенны (5-54)

$$\left. \begin{array}{l} u_0 = s_{11} u_{\text{п}} + s_{12} u'_{\text{п}}; \\ u'_{\text{п}} = s_{21} u_{\text{п}} + s_{22} u'_{\text{п}} \end{array} \right\} \quad (5-66)$$

и добавим уравнение связи падающей и отраженной волн на входе антенны

$$u_{\text{п}} = \Gamma_{\text{п}} u_0. \quad (5-67)$$

После подстановки (5-67) в верхнюю строку (5-66) находим нормированное напряжение падающей волны на входе антенны

$$u_{\text{п}} = \frac{\Gamma_{\text{п}} s_{12}}{1 - s_{11} \Gamma_{\text{п}}} u'_{\text{п}}. \quad (5-68)$$

Затем, используя (5-68) в нижней строке (5-66), получаем формулу для нормированного напряжения отраженной волны на выходе антенны

$$u'_{\text{0}} = u'_{\text{п}} \left(s_{22} + \frac{s_{12} \Gamma_{\text{п}} s_{21}}{1 - s_{11} \Gamma_{\text{п}}} \right)$$

или после подстановки элементов матрицы рассеяния антенны (5-61)

$$u_{\text{0}} = \Gamma_{\text{экв}} u'_{\text{п}}; \quad \Gamma_{\text{экв}} = \frac{\Gamma_{\text{п}} - \Gamma_{\text{A}}^*}{1 - \Gamma_{\text{A}} \Gamma_{\text{п}}}, \quad (5-69)$$

где $\Gamma_{\text{экв}}$ — эквивалентный коэффициент отражения сходящейся сферической волны от нагруженной антенны. Таким образом, переизлученное поле оказывается равным

$$\vec{E}_{\Sigma}^s = u'_{\text{п}} \Gamma_{\text{экв}} \sqrt{\frac{D}{4\pi}} F(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (5-70)$$

где $u'_{\text{п}}$ дается формулой (5-64). Переизлученное поле существенно зависит от коэффициента отражения нагрузки, в частности оно может быть обращено в тождественный нуль при $\Gamma_{\text{п}} = \Gamma_{\text{A}}^*$, т. е. при обычном условии согласования входа антенны с нагрузкой. При реактивной нагрузке модуль эквивалентного коэффициента отражения обращается в единицу и переизлученное поле имеет наименьшую возможную величину. Изменяя фазу коэффициента отражения нагрузки, можно изменять фазу переизлученного поля, причем если вход антенны согласован $\Gamma_{\text{A}} = 0$, то изменение фазы переизлученного поля точно повторяет изменение фазы коэффициента отражения нагрузки. При рассогласованном входе это соответствие фаз нарушается тем сильнее, чем больше $|\Gamma_{\text{A}}|$.

Перейдем теперь к определению так называемого «теневого поля» рассеяния [24], которое компенсирует (т. е. уничтожает) расходящуюся сферическую волну первичного поля, даваемую вторым слагаемым (5-63). Действительно, в отсутствие антенны расходящаяся волна обеспечивала баланс мощности первичного поля за счет уноса на бесконечность мощности сходящейся сферической волны. При внесении антенны с нагрузкой в первичное поле баланс мощности изменяется — теперь мощность сходящейся волны расходуется частично на нагрев нагрузки антенны и частично на образование переизлученного поля. В этих условиях расходящаяся сферическая волна первичного поля должна исчезнуть и за антенной в направ-

лении движения падающей волны должна образоваться область тени. Это как раз и осуществляется теневой составляющей поля обратного излучения

$$\vec{E}_{\text{тени}}^s = -u'_{\text{п}} \left[\sqrt{\frac{D}{4\pi}} F_{\text{отр}}(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R} \right], \quad (5-71)$$

где $u'_{\text{п}}$ задается формулой (5-64), а характеристика направленности $F_{\text{отр}}(\theta, \varphi)$ выражается через диаграмму направленности антенны $F(\theta, \varphi)$ с помощью формулы (5-65).

Полное поле обратного излучения приемной антенны получается суммированием переизлученного и теневого полей:

$$\vec{E}^s = \vec{E}_{\Sigma}^s + \vec{E}_{\text{тени}}^s = u'_{\text{п}} (\Gamma_{\text{экв}} F(\theta, \varphi) - F_{\text{отр}}(\theta, \varphi)) \sqrt{\frac{D}{4\pi}} \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (5-72)$$

причем свойства этого поля существенно зависят от характера интерференции сферических волн с угловыми распределениями $F(\theta, \varphi)$ и $F_{\text{отр}}(\theta, \varphi)$.

По виду полного поля обратного излучения все антенны могут быть разделены на два класса:

1) *Антенны с минимальным рассеянием*, у которых угловая характеристика направленности теневого поля рассеяния совпадает с диаграммой направленности антенны:

$$F_{\text{отр}}(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi). \quad (5-73)$$

Это условие накладывает весьма жесткие ограничения на вид диаграммы направленности, и лишь небольшое число антенн относится к этому классу. Классическими примерами минимально рассеивающих антенн являются элементарные электрические и магнитные диполи в свободном пространстве. Полуволновой резонансный вибратор также с хорошей точностью может рассматриваться как минимально рассеивающая антenna. Замечательным свойством антенн с минимальным рассеянием является возможность подбора такой реактивной нагрузки, при которой $\Gamma_{\text{экв}} = 1$, и полное поле рассеяния согласно (5-72) и (5-73) обращается в тождественный нуль. Другими словами, антенны с минимальным рассеянием подбором реактивной нагрузки могут быть сделаны «невидимыми» в поле падающей плоской волны. Например, на практике размыкание зажимов короткозамкнутого резонансного полуволнового вибратора уменьшает величину тока на его плечах примерно в 100 раз.

2) *Антенны с неминимальным рассеянием*, у которых угловая характеристика направленности теневого поля рассеяния не совпадает с диаграммой направленности антенны и полное поле обратного излучения не может уменьшаться до нуля ни при каких значениях импеданса нагрузки. К этому классу относится большинство реальных антенн. Среди антенн с неминимальным рассеянием можно выделить еще важный подкласс антенн с непересекающимися в пространстве характеристиками направленности $F(\theta, \varphi)$ и $F_{\text{отр}}(\theta, \varphi)$, например антennы с односторонним излучением в одно полупространство. В таких антенных невозможна интерференция теневой и переизлученной составляющих поля обратного рассеяния и поэтому при рассмотрении зависимости поля рассеяния от импеданса нагрузки достаточно ограничиться изучением свойств только переизлученного поля.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

АНАЛИЗ ЛИНЕЙНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ СИСТЕМ

6-1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

В этой главе изучаются способы формирования остронаправленных характеристик излучения антенн на примере простейших линейных излучающих систем. Под *линейной излучающей системой* будем понимать непрерывное или дискретное распределение одинаковых источников электромагнитного поля (так называемых элементов) вдоль заданного направления в пространстве. Примерами антенн с линейной излучающей системой являются длинный прямолинейный провод, по которому течет электрический ток I^0 , протяженная щель в плоском экране или в стенке прямоугольного волновода, диэлектрическая стержневая антенна в виде отрезка диэлектрического волновода с поверхностью волны, система одинаковых вибраторов, центры которых расположены на прямой линии, цилиндрическая спиральная антенна и т. д. Продольный размер линейной излучающей системы может быть произвольным, а поперечные размеры чаще всего являются малыми или соизмеримыми с длиной волны. Будем полагать известной векторную комплексную характеристику направленности одного элемента системы $\mathbf{F}_1(\theta, \varphi)$ в его собственной местной сферической системе координат, ось которой совпадает с осью линейной излучающей системы, а центр располагается в произвольной точке внутри элемента (например, в его центре излучения). Для всех элементов системы характеристика направленности $\mathbf{F}_1(\theta, \varphi)$ будет предполагаться неизменной, что эквивалентно постулированию одинакового закона распределения излучающих токов внутри каждого элемента. Сама же линейная излучающая система будет полностью определяться законом размещения центров элементов вдоль оси и законом распределения комплексных амплитуд возбуждения по отдельным элементам (так называемым *амплитудно-фазовым распределением* по длине системы). Пример подобного подхода уже встречался в гл. 3, где анализировалось поле излучения двух одинаковых вибраторов, и была сформулирована

теорема перемножения характеристики излучения элемента на множитель направленности системы (§ 3-1).

В соответствии с теоремой перемножения электромагнитное поле дальней зоны для линейной излучающей системы можно представить в виде произведения

$$\vec{\mathcal{E}}(R, \theta, \varphi) = A \mathbf{F}_1(\theta, \varphi) f_{\Sigma}(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (6-1)$$

где A — амплитудный множитель, зависящий от подводимой к антенне мощности; $\mathbf{F}_1(\theta, \varphi)$ — векторная ком-

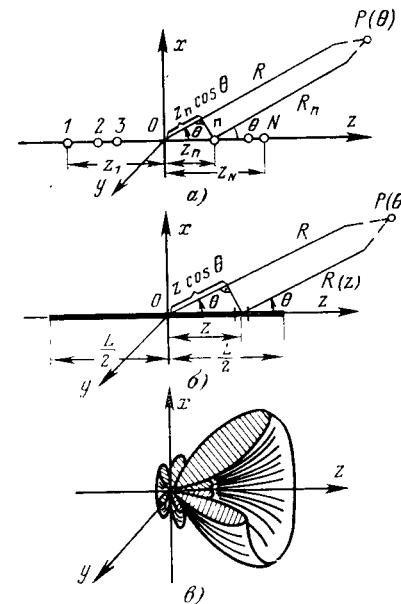


Рис. 6-1. К расчету множителя направленности.

плексная характеристика элемента, определяющая поляризацию излучения, и $f_{\Sigma}(\theta, \varphi)$ — 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 z , т. е. для *линейной антенной решетки* (рис. 6-1, a), множитель направленно-

сти в соответствии с формулой (3-8) может быть записан в виде

$$f_z(\theta) = \sum_{n=1}^N I_n \exp(jkz_n \cos \theta), \quad (6-2)$$

где $I_n = |I_n| \exp(j\Phi_n)$ — комплексная амплитуда возбуждения излучателя с номером n ; $z_n \cos \theta$ — разность хода лучей в точку наблюдения P , проведенных из начала общей системы координат O и из точки расположения излучателя с номером n .

Непрерывная линейная излучающая система или для краткости просто *линейный излучатель* (рис. 6-1,*б*), может рассматриваться как предельный случай линейной антенной решетки с числом элементов на интервале от $-L/2$ до $L/2$, стремящимся к бесконечности. Тогда суммирование в (6-2) заменяется интегрированием и множитель направленности линейного излучателя приобретает вид:

$$f(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} I(z) \exp(jkz \cos \theta) dz, \quad (6-3)$$

где $I(z) = |I(z)| \exp[j\Phi(z)]$ — функция распределения возбуждения по длине излучателя (амплитудно-фазовое распределение); $z \cos \theta$ — разность хода лучей. Множители направленности дискретной и непрерывной излучающих систем (6-2) и (6-3) не зависят от азимутальной координаты ϕ , и поэтому описываемые ими диаграммы направленности обладают симметрией вращения вокруг оси z (рис. 6-1,*в*). Для графического изображения таких одномерных диаграмм направленности оказывается достаточно построить функцию $f(\theta)$ на интервале $0 \leq \theta \leq \pi$.

В физическом отношении множители направленности (6-2) и (6-3) описывают интерференцию сферических волн, возбуждаемых отдельными элементами системы. При создании остронаправленных антенн обычно стремятся, чтобы в заданном направлении излучаемые поля отдельных элементов складывались синфазно или почти синфазно, а в других направлениях эти поля должны в возможно большей степени компенсировать друг друга. Что касается характеристики излучения одного элемента, то она в большинстве случаев является достаточно широкой и не оказывает существенного влияния на форму общей диаграммы направленности антенны в окрестности

направления максимального излучения. Поэтому в последующих параграфах этой главы основное внимание будет обращено на изучение свойств только множителя направленности системы.

Целесообразно начать изучение с более простого линейного излучателя, для которого свойства множителя направленности зависят только от его длины и вида функции амплитудно-фазового распределения. В линейной антенной решетке множитель направленности имеет более сложные свойства из-за дополнительного влияния расстояния между соседними элементами.

6-2. ХАРАКТЕРИСТИКА НАПРАВЛЕННОСТИ ИДЕАЛЬНОГО ЛИНЕЙНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ. РЕЖИМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ. ШИРИНА ЛУЧА

Простейшее амплитудно-фазовое распределение возбуждения в линейном излучателе, часто встречающееся во многих типах реальных антенн, имеет вид:

$$I(z) = \begin{cases} I_0 \exp(-j\xi kz) & \text{при } -\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2}; \\ 0 & \text{при } |z| > \frac{L}{2}, \end{cases} \quad (6-4)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число среды, окружающей излучатель. В соответствии с законом (6-4) амплитуда возбуждения в пределах длины излучателя L не зависит от продольной координаты z и равна постоянной величине I_0 (рис. 6-2,*а*). Фаза возбуждения меняется вдоль излучателя по линейному закону (рис. 6-2,*б*), характерному для бегущей волны, распространяющейся в направлении положительных значений координаты z . Безразмерная величина $\xi = c/v$ в (6-4) характеризует фазовую скорость волны возбуждения и может быть названа коэф-

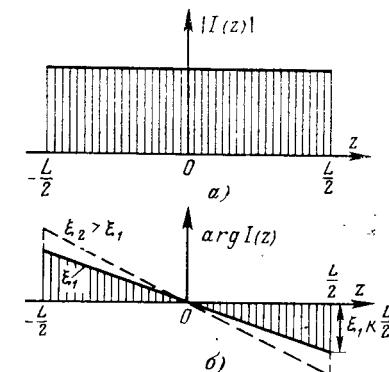


Рис. 6-2. Равномерное амплитудное (а) и линейное фазовое (б) распределения возбуждения в идеальном линейном излучателе.

фициентом замедления. При $\xi=0$ фаза возбуждения постоянна вдоль длины антенны, что соответствует бесконечной скорости распространения возбуждения, и мы имеем случай так называемого *идеального синфазного излучателя*. При $|\xi|<1$ фазовая скорость возбуждения превышает скорость света в окружающем антенну пространстве. При $|\xi|=1$ фазовая скорость возбуждения точно равна фазовой скорости света и, наконец, при $|\xi|>1$ имеет место случай возбуждения идеального линейного источника замедленной бегущей волной. Во всех случаях положительной величине ξ соответствует движение волны возбуждения в сторону положительных значений z , а отрицательной величине ξ — движение в сторону отрицательных z .

Линейный излучатель с распределением возбуждения по закону (6-4) может быть назван *идеальным линейным излучателем*. Такой источник электромагнитных волн является своеобразным эталоном, относительно которого в теории антенн оцениваются свойства и параметры линейных излучателей с другими видами амплитудно-фазового распределения.

Вычислим множитель направленности идеального линейного излучателя. Подставляя (6-4) в (6-3) и производя интегрирование, будем иметь:

$$f(\theta) = I_0 \int_{-L/2}^{L/2} \exp[jkz(\cos\theta - \xi)] dz = \\ = I_0 \frac{\exp[jkz(\cos\theta - \xi)]}{jk(\cos\theta - \xi)} \Big|_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} = I_0 L \frac{\sin \frac{kL}{2} (\cos\theta - \xi)}{\frac{kL}{2} (\cos\theta - \xi)}. \quad (6-5)$$

Полученный результат в целях удобства дальнейшего анализа представим в виде

$$f(\theta) = \frac{\sin \Psi}{\Psi}, \quad (6-6)$$

где отброшен несущественный постоянный множитель и введена новая обобщенная угловая переменная:

$$\Psi = \frac{kL}{2} (\cos\theta - \xi). \quad (6-7)$$

Эта переменная имеет смысл половины разности фаз колебаний, приходящих в удаленную точку наблюдения

от крайних точек линейной антенны с учетом как пространственной электрической разности хода $kL \cos\theta$, так и полной разности фаз возбуждения крайних точек антенны ξkL .

Множитель направленности идеального линейного излучателя (6-6) представляет собой вещественную функцию и, следовательно, поверхности равных фаз в дальней зоне имеют вид сфер с центром в начале

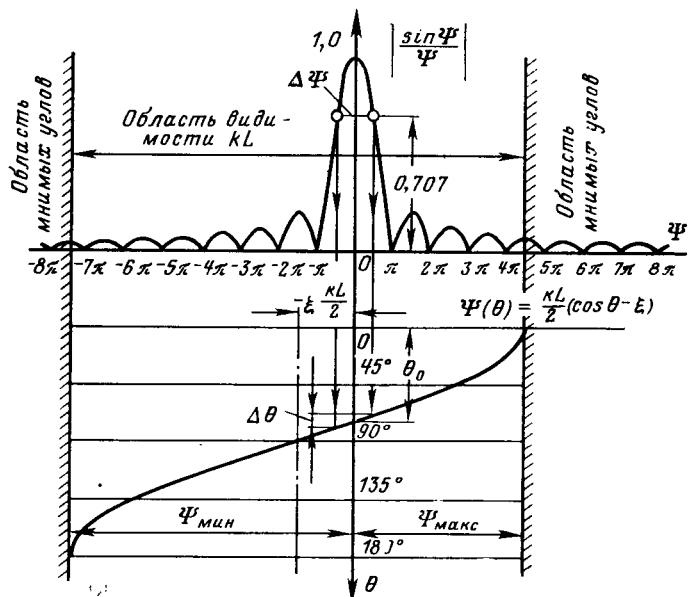


Рис. 6-3. К анализу множителя направленности.

координат, т. е. в средней точке антенны. Таким образом, линейный излучатель с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением независимо от величины коэффициента замедления фазовой скорости имеет фазовый центр, совпадающий с серединой излучателя.

Перейдем к анализу амплитудной характеристики направленности идеального линейного излучателя. Для этого обратимся к рис. 6-3, на верхней половине которого построен график модуля функции $\sin \Psi / \Psi$ в зависимости от обобщенной угловой переменной Ψ . Эта функция имеет один главный лепесток единичной вели-

чины при $\Psi=0$ и серию боковых лепестков, располагающихся симметрично по обе стороны главного лепестка. Физически формирование главного максимума при $\Psi=0$ происходит благодаря синфазному сложению парциальных колебаний, приходящих от отдельных элементов излучателя. При других значениях Ψ излучаемые различными элементами антенны парциальные колебания складываются с неодинаковыми фазами и их «равнодействующая» имеет существенно сниженную величину по отношению к главному максимуму. В масштабе переменной Ψ главный лепесток занимает ширину по нулям 2π , а каждый боковой лепесток имеет вдвое меньшую ширину по нулям, т. е. л. Нули излучения располагаются по оси Ψ точно в точках $\Psi_{n\min}=n\pi$, $n=\pm 1, \pm 2 \dots$, а положения боковых максимумов примерно соответствуют серединам отрезков между двумя соседними нулями, т. е. $\Psi_{n\max} \approx n\pi + \pi/2$, $n=1, \pm 2 \dots$ *. Уровень самого большого первого бокового лепестка составляет около $2/3\pi \approx 0,21$, или $-13,2$ дБ. Следующие лепестки имеют меньший уровень, определяемый простой формулой

$$|f(\Psi_{n\max})| \approx \frac{2}{(2n+1)\pi}, \quad (6-8)$$

где n — номер бокового лепестка.

Проследим теперь, как осуществляется переход от обобщенной переменной Ψ к физическому углу наблюдения θ . Для этого на нижней половине рис. 6-3 построена зависимость величины $\Psi(\theta) = \frac{kL}{2}(\cos \theta - \xi)$

от угла θ при фиксированных значениях длины источника L и коэффициента замедления ξ .

График расположен так, что величина Ψ откладывается по горизонтали в том же масштабе, что и на графике функции $|\frac{\sin \Psi}{\Psi}|$. Благодаря этому несложным построением можно по любому заданному углу наблюдения θ найти соответствующую величину Ψ и далее, перейдя к верхнему графику $|\frac{\sin \Psi}{\Psi}|$, определить соот-

* Более точно, положения максимумов даются корнями уравнения $\Psi = \operatorname{tg} \Psi$. Несколько первых корней таковы: $\Psi_1 = 4,49; 7,73; 10,90; 14,07$.

ветствующую величину множителя направленности ли нейного излучателя.

Прежде всего отметим, что максимальное и минимальное значения функции $\Psi(\theta)$, равные соответственно $\Psi_{\max} = \frac{kL}{2}(1 - \xi)$ и $\Psi_{\min} = -\frac{kL}{2}(1 + \xi)$, ограничивают рабочий участок функции $|\frac{\sin \Psi}{\Psi}|$, влияющий на формирование множителя направленности. Полная протяженность этого участка равна $\Psi_{\max} - \Psi_{\min} = kL$ и определяется, таким образом, только электрической длиной антенны. Чем больше длина антенны по отношению к длине волны колебаний, тем больше лепестков функции $|\frac{\sin \Psi}{\Psi}|$ попадает внутрь рабочего участка. Положение середины рабочего участка вдоль оси Ψ задается величиной коэффициента замедления фазовой скорости и оказывается равным $-\xi \frac{kL}{2}$. Рабочий участок множителя направленности на оси переменной Ψ принято называть *областью реальных (или вещественных) углов наблюдения*. Такое название обусловлено тем, что значения Ψ вне рабочего участка должны соответствовать значениям $|\cos \theta| > 1$, которые могут интерпретироваться как косинусы «мнимых» углов. В литературе по теории антенн область реальных углов называется также *областью видимости*.

Режимы излучения линейной антенны. Угловое положение главного максимума излучения θ_0 определяется из очевидного условия

$$\Psi_0 = \frac{kL}{2}(\cos \theta_0 - \xi) = 0,$$

ведущего к расчетным формулам

$$\cos \theta_0 = \xi \text{ или } \theta_0 = \arccos \xi, |\xi| \leqslant 1. \quad (6-9)$$

При $\xi = 0$, т. е. при синфазном возбуждении, угловое положение главного максимума $\theta_0 = \pi/2$ перпендикулярно оси антенны и имеет место *режим поперечного излучения*.

При $0 < \xi < 1$ главный лепесток множителя направленности отклоняется от нормали к оси антенны в сторону движения волны возбуждения. Это так называемый *режим наклонного излучения*. Изменение положения

главного лепестка в пространстве называется сканированием. Таким образом, при изменении коэффициента замедления в пределах интервала $[-1, 1]$ главный лепесток множителя направленности линейного излучателя сканирует в пределах $180^\circ > \theta_0 > 0$.

При приближении величины $|\xi|$ к единице главный лепесток начинает „уходить“ за границу области видимости и при $|\xi|=1$ главный максимум функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ оказывается ориентированным точно в направлении оси антенны. Это режим осевого излучения, наблюдаемый при фазовой скорости возбуждения, равной скорости света в окружающем антенну пространстве. Если $|\xi| > 1$, главный максимум функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ оказывается уже за пределами области реальных углов. Здесь при значениях $|\xi|$, близких к единице, вначале сохраняется режим осевого излучения с замедленной фазовой скоростью пока остающаяся в области видимости часть главного лепестка функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ превышает по величине уровень первого бокового лепестка. При дальнейшем увеличении $|\xi|$ в области реальных углов остаются только боковые лепестки функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$, и в пространстве

нет ни одного направления, в котором излучение всех элементов было бы синфазным. Это означает, что парциальные волны, излучаемые отдельными элементами антенны, в значительной степени компенсируют друг друга и антenna оказывается неэффективной. Поэтому линейные излучатели с большим замедлением фазовой скорости возбуждения не представляют особого интереса для дальнейшего анализа.

Ширина луча идеальной линейной антенны. Поскольку меридиональный угол наблюдения связан с обобщенной угловой переменной нелинейной зависимостью $\Psi = \frac{kL}{2}(\cos \theta - \xi)$, то ширина луча $\Delta\theta$ по половинной мощности оказывается непостоянной в процессе сканирования и резко меняется при переходе к режиму осевого излучения. Для оценки ширины луча в режимах поперечного и наклонного излучения обратимся вновь к рис. 6-3.

На верхнем графике ширина главного лепестка функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ на уровне 0,707 в масштабе переменной Ψ равна $\Delta\Psi = 2,78$. При переходе к угловой переменной θ приходится учитывать крутину функции $\Psi(\theta)$:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta\Psi}{\left| \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right|_{\theta=\theta_0}} \approx \frac{2,78}{\frac{kL}{2} \sin \theta_0} = \frac{2,78 \lambda}{\pi L \sin \theta_0} = \\ = 0,886 \frac{\lambda}{L \sin \theta_0} [\text{рад}] = \frac{51^\circ \lambda}{L \sin \theta_0}. \quad (6-10)$$

Таким образом, ширина лепестка получается тем уже, чем больше длина антенны L/λ и чем ближе направление излучения к экваториальному положению. Наименьшая ширина луча $(\Delta\theta)_{\min} = 51^\circ \frac{\lambda}{L}$ имеет место в режиме поперечного излучения. При сканировании на угол $\pm 60^\circ$ от нормали к антenne ширина луча возрастает вдвое.

Аналогичным путем могут быть получены оценки ширины лепестков по нулям. Для главного лепестка

$$\Delta\theta_0 = \frac{2\pi}{\left| \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right|_{\theta=\theta_0}} = \frac{2\lambda}{L \sin \theta_0} [\text{рад}] \approx \frac{114^\circ \lambda}{L \sin \theta_0} \quad (6-11)$$

и для боковых лепестков

$$\Delta\theta_{0n} = \frac{\pi}{\left| \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right|_{\theta=\theta_{n\max}}} = \frac{\lambda}{L \sin \theta_{n\max}} [\text{рад}] \approx \frac{57^\circ \lambda}{L \sin \theta_{n\max}},$$

где $\theta_{n\max}$ — угловое положение максимума бокового лепестка с номером n . Все приведенные оценки ширины лепестков основаны на спрямлении функции $\Psi(\theta)$ в окрестности оцениваемого лепестка 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 (6-10) дает ошибку $< 0,2\%$ при поперечном излучении. При наклонном излучении ошибка может возрасти до 4% , когда луч подходит к оси антенны на угол, равный его удвоенной ширине. Тенденция к расширению лепестков антенны по мере приближения угла θ к оси антены хорошо просматривается на рис. 6-4, где представлена характерная

диаграмма направленности линейного излучателя в режиме наклонного излучения ($\xi=0,25$).

Перейдем теперь к оценкам ширины луча линейной антенны при осевом излучении. Сначала рассмотрим случай $|\xi|=1$, когда волна возбуждения распространяется вдоль антенны точно со скоростью света. Формирование главного лепестка диаграммы направленности

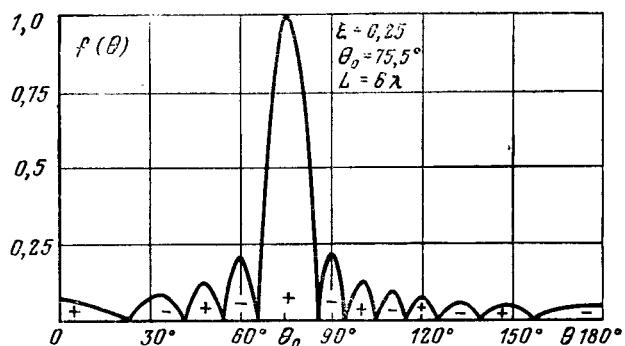


Рис. 6-4. Диаграмма направленности идеального линейного излучателя.

происходит при этом в соответствии с рис. 6-5, а. Половина ширины главного лепестка по половинной мощности в масштабе переменной Ψ равна приблизительно 1,39, и для нахождения угловой ширины луча необходимо решить уравнение

$$-1,39 = \frac{\pi L}{\lambda} \left(\cos \frac{\Delta\theta}{2} - 1 \right). \quad (6-12)$$

При больших L/λ аргумент косинуса близок к нулю и поэтому может быть использовано приближенное выражение $\cos x \approx 1 - \frac{x^2}{2} + \dots$. Уравнение (6-12) приобретает вид:

$$\frac{\Delta\theta^2}{8} = \frac{1,39\lambda}{\pi L},$$

и угловая ширина главного лепестка по половинной мощности при $|\xi|=1$ оказывается равной

$$\Delta\theta|_{|\xi|=1} \approx 2 \sqrt{\frac{0,886\lambda}{L}} [\text{рад}] = 115^\circ \sqrt{\frac{0,886\lambda}{L}}, \quad (6-13)$$

т. е. существенно шире, чем при поперечном излучении. Главный лепесток при осевом излучении можно заметно сузить, если перейти к режиму небольшого замедления фазовой скорости возбуждения $|\xi|>1$. В этом случае центральная часть главного лепестка функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ «уходит» в область мнимых углов (рис. 6-5, б) и главный

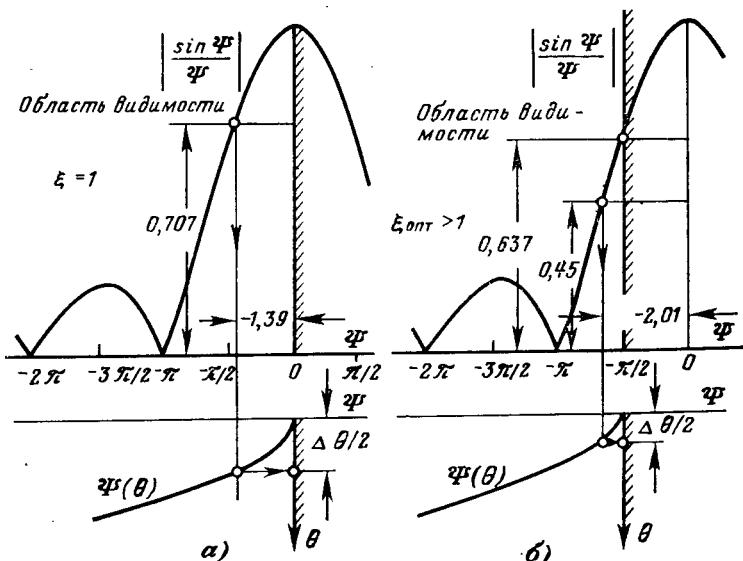


Рис. 6-5. К оценке ширины луча линейной антенны при осевом излучении.

лепесток диаграммы направленности существенно обостряется. Однако одновременно наблюдается повышение уровня боковых лепестков, поскольку их величина теперь определяется не по отношению к главному максимуму функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$, а по отношению к величине этой функции на границе области видимости. Удовлетворительный компромисс между сужением главного лепестка диаграммы направленности и ростом боковых лепестков достигается при расположении границы области видимости в точке $\Psi(0^\circ) \approx -\pi/2$ (рис. 6-5, б). Как

будет показано в следующем параграфе, условие

$$\Psi(0^\circ) \approx -\frac{\pi}{2} \quad (6-14)$$

одновременно обеспечивает максимальный КНД линейной антенны заданной длины с замедленной фазовой скоростью. Поэтому условие (6-14) называется *условием оптимальности линейной антенны с замедленной фазовой скоростью возбуждения*¹. В развернутом виде это условие выглядит следующим образом:

$$-\frac{\pi}{2} \approx \frac{\pi L}{\lambda} (1 - |\xi|).$$

Отсюда обычно получают два соотношения

$$|\xi_{\text{опт}}| \approx 1 + \frac{\lambda}{2L}; \quad (6-15a)$$

$$L_{\text{опт}} \approx \frac{\lambda}{2(|\xi| - 1)}, \quad (6-15b)$$

которые позволяют найти необходимый оптимальный коэффициент замедления при заданной длине антенны или же вычислить оптимальную длину при заданном коэффициенте замедления.

Оценим параметры диаграммы направленности оптимальной линейной антенны осевого излучения. Значение множителя направленности на границе области видимости при выполнении условия (6-14) составляет $\left| \frac{\sin \Psi(0^\circ)}{\Psi(0^\circ)} \right| = \frac{2}{\pi} = 0,637$, и для первого бокового лепестка УБЛ относительно этого значения равен $\frac{3}{2\pi} \cdot \frac{\pi}{2} = \frac{1}{3}$, т. е. $-9,54$ дБ. Точке половинной мощности излучения соответствует уровень функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right| = 0,637 \cdot 0,707 = 0,45$, приходящийся на значение аргумента $\Psi_{0.5} \approx -2,01$. Отсюда следует уравнение для нахождения угловой ширины луча по половинной мощности

$$-2,01 = \frac{\pi L}{\lambda} \left(\cos \frac{\Delta\theta_{\text{опт}}}{2} - \xi_{\text{опт}} \right),$$

которое после подстановки величины $\xi_{\text{опт}}$ из формулы

¹ В зарубежной литературе по теории антенн это условие носит имя Хансена—Вудворда.

(6-15a) и после приближенной замены $\cos x \approx 1 - \frac{x^2}{2} + \dots$

приводит к расчетной формуле

$$\Delta\theta_{\text{опт}} \approx 2 \sqrt{0,28 \frac{\lambda}{L}} \text{ [рад]} = 115^\circ \sqrt{\frac{0,28\lambda}{L}}. \quad (6-16)$$

Сопоставляя (6-16) и (6-13), находим, что переход от случая $|\xi|=1$ к оптимальной величине замедления, определяемой формулой (6-15a), сужает главный лепесток диаграммы направленности при осевом излучении примерно в 1,8 раза. Сравнение формул (6-13) и (6-16) с формулой (6-10) показывает, что линейный излучатель в режимах осевого излучения имеет более широкие главные лепестки по сравнению с режимом поперечного излучения. Например, для идеальной линейной антенны с длиной $L=10\lambda$ ширина луча по половинной мощности составляет: при $\xi=0$ $\Delta\theta=5,1^\circ$; при $\xi=1$ $\Delta\theta=34^\circ$ и при $\xi_{\text{опт}}=1,05$ $\Delta\theta=19^\circ$. В некоторой степени такое поведение ширины луча можно объяснить тем, что линейные антенны осевого излучения концентрируют мощность излучения в узкий пучок в двух плоскостях, в то время как синфазные линейные антенны поперечного излучения концентрируют мощность в узкий пучок волн только в одной экваториальной плоскости.

Заметим еще, что если оптимальную антенну осевого излучения с замедленной фазовой скоростью согласно (6-15a) удлинить вдвое при неизменной величине $\xi_{\text{опт}}$, то излучение в главном направлении $\theta=0^\circ$ окажется равным нулю.

6-3. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ ИДЕАЛЬНОГО ЛИНЕЙНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Вычисление КНД линейного излучателя может быть выполнено по общей формуле

$$D = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}, \quad (6-17)$$

в которую для получения точного результата следует подставлять выражение для полной нормированной характеристики излучения линейной антенны с учетом

пространственной формы диаграммы направленности одного элемента. Однако мы для простоты вычислений предположим элементы антены всенаправленными (т. е. изотропными) и, таким образом, будем вычислять КНД только множителя направленности антенны.

В силу независимости множителя направленности линейного излучателя от азимутального угла интеграл по φ в знаменателе (6-17) оказывается равным 2π и поэтому расчетная формула для КНД может быть взята в упрощенном виде

$$D = \frac{2f^2(\theta_0)}{\int_0^\pi f^2(\theta) \sin \theta d\theta}, \quad (6-18)$$

где $f(\theta)$ задается формулами:

$$f(\theta) = \left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|; \quad \Psi = \frac{kL}{2} (\cos \theta - \xi),$$

полученными в предыдущем параграфе. Величина

$$f^2(\theta_0) = \begin{cases} 1 & \text{при } |\xi| \leq 1; \\ \frac{\sin^2 \Psi(\theta_0)}{\Psi^2(\theta_0)} & \text{при } |\xi| > 1, \end{cases}$$

в числителе формулы (6-18) предусмотрена для перехода к нормированной характеристике направленности. Интеграл в знаменателе (6-18) с учетом очевидного соотношения

$$d\Psi = -\frac{kL}{2} \sin \theta d\theta \text{ приводится к виду}$$

$$\int_0^\pi f^2(\theta) \sin \theta d\theta = \frac{2}{kL} \int_{\Psi_{\min}}^{\Psi_{\max}} \frac{\sin^2 \Psi}{\Psi^2} d\Psi, \quad (6-19)$$

где пределы интегрирования

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{\max} &= \frac{kL}{2} (1 - \xi); \\ \Psi_{\min} &= -\frac{kL}{2} (1 + \xi) \end{aligned} \right\} \quad (6-20)$$

совпадают с границами области видимости (рис. 6-3).

Интеграл берется по частям и оказывается равным

$$\int_{\Psi_{\min}}^{\Psi_{\max}} \frac{\sin^2 \Psi}{\Psi^2} d\Psi = -\frac{\sin^2 \Psi}{\Psi} \Big|_{\Psi_{\min}}^{\Psi_{\max}} + \int_{\Psi_{\min}}^{\Psi_{\max}} \frac{\sin 2\Psi}{\Psi} d\Psi = \\ = \frac{\sin^2 \Psi_{\min}}{\Psi_{\min}} - \frac{\sin^2 \Psi_{\max}}{\Psi_{\max}} + \operatorname{Si}(2\Psi_{\max}) - \operatorname{Si}(2\Psi_{\min}),$$

где функция $\operatorname{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt$ есть интегральный синус.

Таким образом, окончательное выражение для КНД идеального линейного источника имеет вид:

$$D = \frac{kL f^2(\theta_0)}{\left[\frac{\sin^2 \Psi_{\min}}{\Psi_{\min}} - \frac{\sin^2 \Psi_{\max}}{\Psi_{\max}} + \operatorname{Si}(2\Psi_{\max}) - \operatorname{Si}(2\Psi_{\min}) \right]}. \quad (6-21)$$

Исследуем подробнее зависимость КНД от коэффициента замедления ξ . В режиме поперечного или наклонного возбуждения, когда ξ удовлетворяет условию $\frac{kL}{2}(1 - |\xi|) \geq \pi$ или, что то же самое,

$$|\xi| < 1 - \frac{\lambda}{L}, \quad (6-22)$$

главный лепесток множителя направленности полностью расположен в области видимости (рис. 6-3) и ограничен значениями $\Psi = \pm \pi$. Подставляя эти значения границ главного лепестка в формулу (6-21), находим в соответствии с определением (4-40) КНД линейного излучателя по главному лепестку диаграммы направленности

$$D' = \frac{kL}{2 \operatorname{Si}(2\pi)} \approx \frac{2L}{\lambda} 1,11, \quad (6-23)$$

где использованы табличные значения $\operatorname{Si}(2\pi) = -\operatorname{Si}(-2\pi) = 1,418$.

Формула (6-23) по существу представляет собой верхнюю оценку КНД идеальной линейной антенны в режиме наклонного излучения, поскольку при нахождении D' полностью игнорируется боковое излучение. Нижнюю оценку КНД можно найти, если предположить, что антenna имеет настолько большую длину, что функции $\sin^2 \Psi_{\max}/\Psi_{\max}$ и $\sin^2 \Psi_{\min}/\Psi_{\min}$ в знаменателе

(6-21) пренебрежимо малы, а интегральные синусы могут быть заменены асимптотическими значениями $\text{Si}(x) \rightarrow \pi/2$ при $x \rightarrow \infty$. Тогда

$$D \approx \frac{kL}{\pi} = \frac{2L}{\lambda} \text{ при } \frac{L}{\lambda} \gg 1. \quad (6-24)$$

Согласно (4-39) между полным КНД антенны и КНД по главному лепестку имеется связь $D = D'(1 - \beta)$, где β — коэффициент рассеяния мощности в боковые лепестки. Сравнивая (6-24) и (6-23), заключаем, что коэффициент рассеяния идеальной линейной антенны не превосходит 10%, стремясь к этой величине при $L/\lambda \rightarrow \infty$.

Итак, величина $2L/\lambda$ является при $L \gg \lambda$ стандартным значением КНД идеальной линейной антенны в режимах поперечного и наклонного излучения и не зависит от $\xi = \cos \theta_0$, т. е. от направления сканирования. На первый взгляд это может показаться странным, 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 парадокса состоит в том, что при отклонении главного максимума от экваториальной плоскости антенны одновременно уменьшается доля телесного угла, приходящегося на один меридиональный градус по закону $d\Omega = \sin \theta_0 d\theta d\varphi$ и это уменьшение как раз и компенсирует расширение луча по закону $1/\sin \theta_0$.

При увеличении коэффициента замедления ξ от данного формулой (6-22) значения $1 - \lambda/L$ до единицы главный лепесток плавно подходит к оси антенны, а КНД возрастает. Если $\xi = 1$, величина Ψ_{\max} в (6-21) в соответствии с (6-20) становится равной нулю, а верхняя и нижняя оценки КНД оказываются следующими:

$$\left. \begin{aligned} D' &= \frac{kL}{-\text{Si}(-2\pi)} = \frac{2\pi L}{1,418\lambda} = \frac{4L}{\lambda}, \\ D &= \frac{kL}{-\text{Si}(-\infty)} = \frac{2\pi L}{\lambda(\pi/2)} = \frac{4L}{\lambda}. \end{aligned} \right\} \quad (6-25)$$

Таким образом, в режиме осевого излучения с фазовой скоростью возбуждения, равной скорости света, стандартный КНД линейной антенны вдвое превышает КНД в режиме наклонного излучения, а коэффициент рассеяния по-прежнему не превышает 10%.

Когда величина ξ становится больше единицы, КНД линейной антенны вначале возрастает по сравнению с $4L/\lambda$ из-за сужения главного лепестка. Однако с ростом ξ увеличивается уровень боковых лепестков, что приводит к насыщению КНД и последующему его падению. Предположим, что линейная антенна с $\xi > 1$ имеет достаточно большую длину $kL \gg 1$, так что в знаменателе (6-21) можно пренебречь величиной $\sin^2 \Psi_{\min}/\Psi_{\min}$ и положить $\text{Si}(2\Psi_{\min}) \approx -\pi/2$.

Тогда формула для полного КНД (6-21) приводится к виду

$$D_{\xi>1} = \frac{kL \left(\frac{\sin \Psi_{\max}}{\Psi_{\max}} \right)^2}{\left[\frac{\pi}{2} + \text{Si}(2\Psi_{\max}) - \frac{\sin^2 \Psi_{\max}}{\Psi_{\max}} \right]}. \quad (6-26)$$

Если же в формулу (6-21) в качестве нижней границы подставить $\Psi_{\min} = -\pi$, то получится выражение для КНД по главному лепестку

$$D' = \frac{kL \left(\frac{\sin \Psi_{\max}}{\Psi_{\max}} \right)^2}{\left[\text{Si}(2\pi) + \text{Si}(2\Psi_{\max}) - \frac{\sin^2 \Psi_{\max}}{\Psi_{\max}} \right]}. \quad (6-27)$$

Зависимости $D(\Psi_{\max})$ и $D'(\Psi_{\max})$ согласно (6-26) и (6-27) протабулированы и построены на рис. 6-6. Одновременно на рис. 6-6 приведена кривая $(1 - \beta) = D(\Psi_{\max})/D'(\Psi_{\max})$, отображающая долю мощности излучения, приходящуюся на главный лепесток диаграммы направленности. Мы видим, что при изменении Ψ_{\max} от нуля до $-5\pi/8$ КНД по главному лепестку резко возрастает (за счет его сужения), однако этот процесс сопровождается возрастанием коэффициента рассеяния β и снижением эффективности главного лепестка $(1 - \beta)$. Оптимум достигается при $\Psi_{\max \text{ opt}} \approx -\pi/2^*$, о чём уже говорилось в § 6-2. В точке оптимума величина полного КНД длинной линейной антенны составляет:

$$D_{\text{opt}} \approx 7,2 \frac{L}{\lambda} \quad (6-28)$$

при коэффициенте рассеяния $\beta \approx 0,43$. Кривая $D(\Psi_{\max})$ в районе оптимума является достаточно тупой, и поэтому на практике можно выбирать Ψ_{\max} несколько

* Более точно, $\Psi_{\max \text{ opt}} = -1,47$.

правее точки $-\pi/2$, например, $-3\pi/8$. При этом КНД уменьшается всего на 3%, однако коэффициент рассеяния становится равным около 0,27, т. е. снижается почти на 40%.

Общее поведение КНД идеального линейного излучателя в зависимости от коэффициента замедления ξ построено на рис. 6-7, где также показано (условно) соответствующее изменение формы диаграммы направленности. Границы возможных изменений КНД при наклонном излучении отмечены штриховкой. Видно, что с увеличением размера антенны расширяется область наклонного излучения (из-за уменьшения ширины главного лепестка) и происходит весьма резкое сужение области оптимальных замедлений, ведущих к максимуму КНД при осевом излучении.

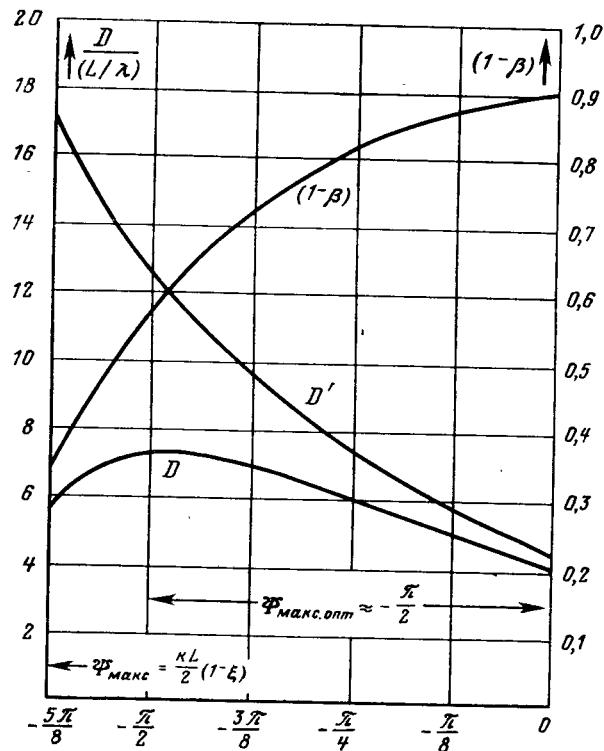


Рис. 6-6. К определению оптимального значения Ψ_{\max} в линейной антенне осевого излучения.

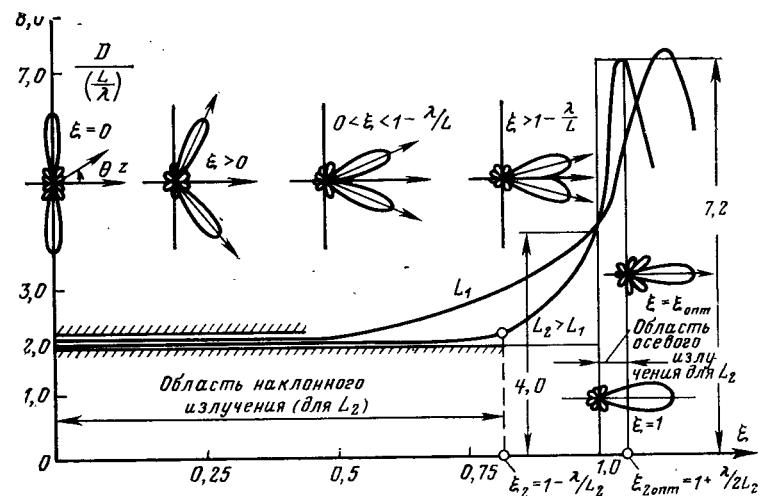


Рис. 6-7. Изменение КНД и формы множителя направленности линейной антенны при варьировании коэффициента замедления ξ .

Заканчивая этот параграф, еще раз отметим, что полученные результаты относятся к антенне из ненаправленных элементов. Собственная направленность элемента может изменить как величину общего КНД (например, при поперечных токах), так и вид его графика на рис. 6-7. Например, для линейной антенны с продольными токами нуль излучения элемента ориентирован по оси антенны и режим осевого излучения в принципе невозможен.

6-4. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ АМПЛИТУДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ

Линейные антенны с равномерным амплитудным распределением (рис. 6-2) обладают довольно высоким уровнем боковых лепестков — 13,2 дБ, зачастую недопустимым на практике. Оказывается, что снижение уровня бокового излучения можно осуществить путем использования неравномерного амплитудного распределения, спадающего к краям антенны. Для обоснования этого утверждения рассмотрим линейную антенну длиной L , в которой фазу возбуждения будем считать по-

стоянной, а амплитуду возбуждения — изменяющейся вдоль антенны по закону

$$I(z) = 1 + \Delta \cos \frac{2\pi z}{L}; |z| \leq \frac{L}{2}, \quad (6-29)$$

где параметр Δ определяет величину относительного уменьшения возбуждения на краю антенны по отношению к середине по формуле $\frac{1-\Delta}{1+\Delta}$. Амплитудное распределение вида (6-29) иногда называют распределением типа «косинус на пьедестале». Путем разложения косинуса в сумму двух экспонент соотношение (6-29) может быть представлено суммой трех равномерных амплитудных распределений с линейно меняющимися фазовыми распределениями

$$I(z) = 1 + \frac{\Delta}{2} \exp(-j\xi kz) + \frac{\Delta}{2} \exp(j\xi kz), \quad (6-30)$$

где величина замедления оказывается равной $\xi = \lambda/L$.

Очевидно, на основании (6-5) множитель направленности, соответствующий распределению (6-30), имеет вид суммы

$$\begin{aligned} f(\theta) &= \frac{\sin\left(\frac{kL}{2}\cos\theta\right)}{\frac{kL}{2}\cos\theta} + \frac{\Delta}{2} \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}\left(\cos\theta - \frac{\lambda}{L}\right)\right]}{\frac{kL}{2}\left(\cos\theta - \frac{\lambda}{L}\right)} + \\ &+ \frac{\Delta}{2} \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}\left(\cos\theta + \frac{\lambda}{L}\right)\right]}{\frac{kL}{2}\left(\cos\theta + \frac{\lambda}{L}\right)} = \sum_{n=-1}^1 a_n \frac{\sin(\Psi_0 - n\pi)}{\Psi_0 - n\pi}, \end{aligned} \quad (6-31)$$

где коэффициенты a_n равны $a_0 = 1$, $a_1 = a_{-1} = \Delta/2$ и обобщенная угловая переменная записывается в виде

$$\Psi_0 = \frac{kL}{2} \cos\theta. \quad (6-32)$$

Суммирование трех функций, входящих в (6-31), показано на рис. 6-8 для случая $\Delta = 0,4$. Из рисунка видно, что добавление к основной диаграмме направленности $\sin\Psi_0/\Psi_0$ двух свинутых на $\pm\pi$ поправочных диаграмм с амплитудой $\Delta/2$ приводит к резкому уменьшению величины боковых лепестков, сопровождающееся некоторым расширением главного лепестка. По-

дробный анализ показывает, что для амплитудного распределения вида (6-29) уровень наибольшего бокового лепестка при варьировании величины Δ подчиняется приближенному соотношению

$$\text{УБЛ} \approx -[13 + 13\Delta + 22\Delta^2], \text{ дБ.} \quad (6-33)$$

При этом ширина луча по половинной мощности определяется приближенной формулой

$$\Delta\theta \approx \frac{51^\circ\lambda}{L} [1 + 0,636\Delta^2], \quad (6-34)$$

где множитель $51^\circ\lambda/L$ есть ширина луча линейного излучателя с равномерным амплитудным распределением

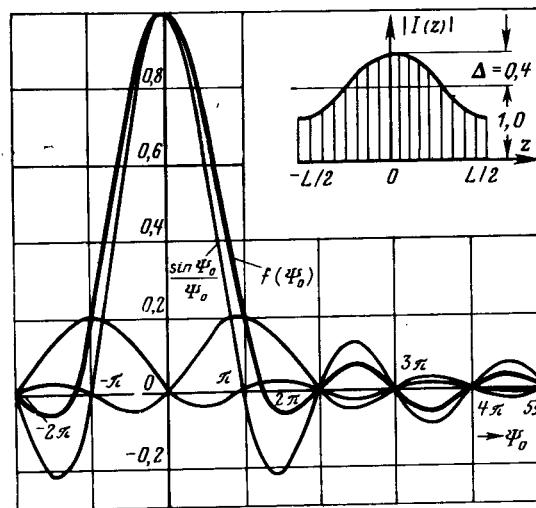


Рис. 6-8. Снижение УБЛ при спадающем амплитудном распределении.

и множитель в скобках представляет собой так называемый коэффициент расширения луча (КРЛ). Например, для $\Delta = 0,4$ (случай, показанный на рис. 6-8) $\text{УБЛ} = -23 \text{ дБ}$, а ширина луча составляет $61^\circ\lambda/L$, т. е. $\text{КРЛ} = 1,20$.

Оценим изменение КНД при переходе от равномерного к спадающему амплитудному распределению. Подставляя множитель направленности (6-31) в общую

формулу для КНД осесимметричной антенны (6-18), замечаем, что в точке главного максимума излучения, т. е. при $\Psi_0=0$, значения «поправочных» боковых диаграмм направленности тождественно равны нулю и таким образом

$$D = \frac{2}{\int_0^{\pi} \left| \sum_{n=-1}^1 a_n \frac{\sin(\Psi_0 - n\pi)}{\Psi_0 - n\pi} \right|^2 \sin \theta d\theta}, \quad (6-35)$$

где интегрирование производится по координате $\Psi_0 = \frac{kL}{2} \cos \theta$ в пределах области видимости $|\cos \theta| \leq 1$.

Путем подстановки $d\Psi_0 = -\frac{kL}{2} \sin \theta d\theta$ и изменения порядка суммирования и интегрирования выражение для КНД приводится к виду

$$D = \frac{kL}{\sum_{p=-1}^1 \sum_{n=-1}^{\frac{1}{2}} \int_{\Psi_0 = -\frac{kL}{2}}^{\frac{kL}{2}} a_n a_p^* \frac{\sin(\Psi_0 - n\pi)}{\Psi_0 - n\pi} \frac{\sin(\Psi_0 - p\pi)}{\Psi_0 - p\pi} d\Psi_0}. \quad (6-36)$$

Для длинных антенн ($kL \gg 1$) пределы интегрирования в знаменателе (6-36) могут быть расширены до $(-\infty, \infty)$, что дает возможность использовать условие ортогональности функций $\frac{\sin(\Psi_0 - n\pi)}{\Psi_0 - n\pi}$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(\Psi_0 - n\pi)}{\Psi_0 - n\pi} \cdot \frac{\sin(\Psi_0 - p\pi)}{\Psi_0 - p\pi} d\Psi_0 = \begin{cases} \pi & \text{при } n = p \\ 0 & \text{при } n \neq p \end{cases}. \quad (6-37)$$

и получить нижнюю оценку для КНД

$$D = \frac{2L/\lambda}{\sum_{n=-1}^1 |a_n|^2} = \frac{D_0}{1 + \frac{\Delta^2}{2}}, \quad (6-38)$$

где $D_0 = 2L/\lambda$ — КНД идеального излучателя большой длины с равномерным амплитудным распределением.

Знаменатель в (6-36) пропорционален полной мощности излучения антенны, причем в силу условия (6-37)

мощности излучения отдельных пространственных гармоник амплитудно-фазового распределения суммируются независимо. Вклад в величину поля в направлении главного максимума дает только нулевая гармоника с равномерным амплитудным распределением, а первые гармоники с коэффициентом замедления $\pm\lambda/L$ в смысле улучшения КНД бесполезны. Приведенный анализ может быть распространен и на случай более сложных амплитудных распределений, описываемых отрезком ряда Фурье не с тремя, а с большим числом гармоник, которые обладают коэффициентами замедления $\xi_n = -n\lambda/L$. При этом формула (6-38) сохранит свою структуру при условии, что число гармоник будет ограничено величиной $|n_{\max}| < L/\lambda$ (гармоники с $|n| > |n_{\max}|$ оказываются почти неизлучающими, так как их главные максимумы располагаются в области мнимых углов).

Итак, переход к спадающему амплитудному распределению ведет к падению КНД антенны и за снижение уровня боковых лепестков приходится расплачиваться не только расширением луча, но и определенной потерей КНД. Величина относительного снижения КНД, т. е. в нашем случае

$$\frac{D}{D_0} = \frac{1}{1 + \frac{\Delta^2}{2}}, \quad (6-39)$$

в теории антенн носит название *коэффициента использования поверхности* и сокращенно обозначается КИП (имеется в виду уменьшение эффективной поверхности антенны, связанной с КНД формулой $D = \frac{4\pi A_{\text{эфф}}}{\lambda^2}$). В рассмотренном примере (рис. 6-8) величина КИП равна 0,92.

Интересно отметить, что формула (6-38) 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 $\frac{\Delta}{2} \cdot \frac{\sin(\Psi_0 \pm \pi)}{\Psi_0 \pm \pi}$ на рис. 6-8 заменяется их вычитанием. Легко понять, что это приведет к существенному увеличению боковых лепестков и к незначительному сужению главного лепестка. Уменьшение КНД будет происходить теперь вследствие увеличения доли мощности излучения, приходящейся на боковые лепест-

ки, т. е. из-за роста коэффициента рассеяния. Ввиду этого при проектировании остронаправленных антенн всегда стремятся избежать возникновения амплитудных распределений возбуждения с подъемом к краям антенны. Из сказанного также следует, что *синфазные линейные антенны с равномерным амплитудным распределением имеют наибольшую величину КНД по сравнению с любым другим амплитудным распределением*¹.

Таблица 6-1

Амплитудное распределение $I(z)$	Формула для множителя направленности $f(\Psi)$ $\Psi = \frac{kL}{2} \cos \theta$	Δ	Коэффициент расширения луча, КРЛ = $\frac{\Delta\theta}{\lambda} \frac{L}{\lambda}$	Уровень боковых лепестков, дБ	Коэффициент использования поверхности, КИП = D/D_0	Коэффициент рассеяния β
$(1 - \Delta) + \Delta \cos \frac{\pi z}{L}$ — «растянутый косинус на пьедестале»	$(1 - \Delta) \frac{\sin \Psi}{\Psi} +$ $+ \Delta \frac{2 \cos \Psi}{\pi \left(1 - \frac{4\Psi^2}{\pi^2} \right)}$	0 0,33 1,0	1,0 1,12 1,35	-13,2 -20,5 -23,5	1,0 0,932 0,810	0,1 <0,03 <0,005
$1 - (1 - \Delta) \frac{4z^2}{L^2}$ — «парабола на пьедестале»	$\frac{\sin \Psi}{\Psi} +$ $+ (1 - \Delta) \frac{d^2}{a\Psi^2} \left(\frac{\sin \Psi}{\Psi} \right)$	0,8 0,5 0	1,04 1,09 1,29	-15,8 -17,1 -20,6	0,994 0,970 0,833	0,072 0,034 0,005

Помимо проанализированного здесь спадающего амплитудного распределения (6-29) в практике антенн часто встречаются иные виды распределений возбуждения. Для некоторых из них в табл. 6-1 приведены формулы множителя направленности и характерные значения параметров.

Кроме того, в теории антенн известны еще различные виды так называемых оптимальных и квазиоптимальных амплитудных распределений, например обеспечивающих

¹ Это не означает, что в линейной антенне не может быть получен КНД выше чем $2L/\lambda$. Теоретически, при отказе от принципа синфазного сложения полей в точке главного максимума можно получить сколь угодно высокий КНД линейной антенны. Подробнее этот вопрос обсуждается в гл. 7.

наименьшую ширину луча при заданном уровне боковых лепестков или обуславливающих определенный закон снижения боковых лепестков при удалении от главного максимума. Эти распределения находятся методами теории синтеза антенн и приводятся в руководствах по проектированию антенн [10]. В заключение этого параграфа отметим, что численные характеристики синфазных антенн со спадающим к краям распределением возбуждения (это относится к УБЛ, КИП, КРЛ) сохраняются неизменными и в режиме сканирования при регулировании наклона линейного фазового распределения возбуждения, если только луч не приближается к оси антенны ближе двух-трех значений его ширины по половинной мощности.

6-5. ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ НА ПАРАМЕТРЫ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ

В предыдущих параграфах фазовое распределение возбуждения в линейной антенне полагалось линейным, что приводило к синфазному сложению излучений отдельных элементов в направлении главного максимума. На практике из-за несовершенства конструкции распределителя, а также из-за ошибок изготовления отдельных элементов антенной системы линейность фазового распределения возбуждения часто оказывается нарушенной, что ведет к искажению формы диаграммы направленности и снижению КНД. При этом ситуация оказывается различной в случаях *детерминированных* (систематических) и *случайных* фазовых искажений.

Распределение детерминированных фазовых ошибок по длине антенны обычно является достаточно гладким, в связи с чем принято представлять его в форме степенного ряда

$$I(z) = |I(z)| \exp j[\Phi(z) - \xi kz]; \\ \Phi(z) = \Phi_1 \left(\frac{2z}{L} \right) + \Phi_2 \left(\frac{2z}{L} \right)^2 + \Phi_3 \left(\frac{2z}{L} \right)^3 + \dots \quad (6-40)$$

где $|I(z)|$ — амплитудное распределение; $\exp(-j\xi kz)$ — задаваемое заранее фазовое распределение, обеспечивающее сканирование; $\Phi(z)$ — распределение фазовой ошибки возбуждения. Величины Φ_i , $i=1, 2 \dots$ представляют собой максимальные значения фазовой ошибки степени i на краю антенны, т. е. при $z=L/2$.

Выясним характерные искажения формы диаграммы направленности, возникающие из-за отдельных слагаемых в ряде (6-40) для функции $\Phi(z)$. В целях наглядности каждый раз будем анализировать зависимость множителя направленности линейной антенны от обобщенной угловой переменной $\Psi(\theta) = \frac{kL}{2}(\cos \theta - \xi)$, помня, что переход к реальным углам θ осуществляется путем выделения области видимости аналогично построениям на рис. 6-3.

Линейные фазовые искажения. Наличие линейных фазовых искажений не нарушает общего линейного закона распределения фазы возбуждения, а лишь изменяет величину коэффициента замедления, который становится равным $\xi_{\text{экв}} = \xi - \frac{2\Phi_1}{kL}$. Поэтому при равномерном амплитудном распределении множитель направленности сохраняет свой общий вид:

$$f(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{kL}{2} (\cos \theta - \xi_{\text{экв}}) \right]}{\frac{kL}{2} (\cos \theta - \xi_{\text{экв}})} = \frac{\sin(\Psi + \delta\Psi)}{\Psi + \delta\Psi}, \quad (6-41)$$

где $\Psi = \frac{kL}{2}(\cos \theta - \xi)$; $\delta\Psi = -\Phi_1$. Из (6-41) следует, что паразитный линейный фазовый сдвиг величины Φ_1 на краю антенны (по отношению к середине) приводит к сдвигу характеристики направленности вдоль оси Ψ на величину $\delta\Psi = -\Phi_1$ (рис. 6-9). Поскольку расположение области видимости на оси Ψ при этом не изменяется, то происходит отклонение луча в пространстве на некоторый угол $\delta\theta$ (в сторону конца антенны, получившего дополнительное запаздывание). Удобно измерять небольшое паразитное отклонение максимума в ширине луча по половинной мощности, т. е. по отношению к величине $\Delta\Psi = 2,78$ в масштабе переменной Ψ . Очевидно, что для достаточно длинных антенн ($kL \gg 1$) такое же относительное смещение луча произойдет и в масштабе углов наблюдения θ :

$$\frac{\delta\theta}{\Delta\theta} = \frac{-\Phi_1}{2,78} = \frac{-\Phi_1}{158^\circ}. \quad (6-42)$$

При спадающем амплитудном распределении абсолютное смещение максимума излучения для фиксиро-

ванного Φ_1 остается неизменным, однако относительная угловая ошибка уменьшится из-за расширения луча

$$\frac{\delta\theta}{\Delta\theta} = \frac{-\Phi_1}{158^\circ \cdot \text{КРЛ}}, \quad (6-43)$$

где КРЛ — коэффициент расширения луча (см. табл. 6-1).

Физически уменьшение относительной угловой ошибки положения луча при спадающем амплитудном рас-

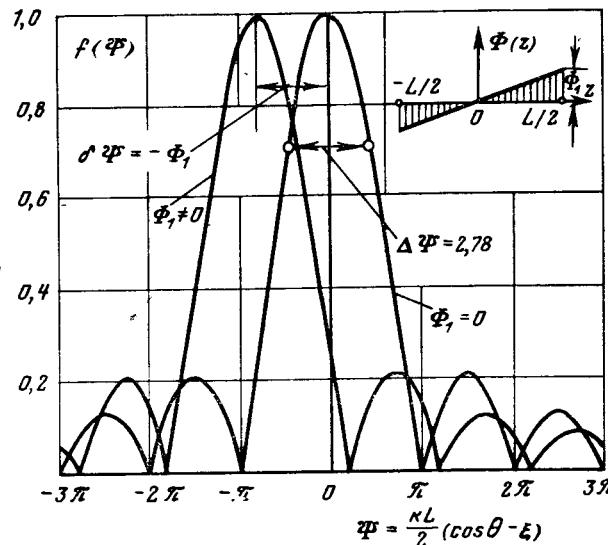


Рис. 6-9. Влияние линейных фазовых искажений на положение луча линейной равноамплитудной антенны.

пределении обусловлено уменьшением роли концевых участков антенны, имеющих наибольшее значение фазовой ошибки. Заметим, что формула (6-43) дает хорошую точность при $\frac{\delta\theta}{\Delta\theta} \leq 1$ и при положениях главного максимума, не приближающихся к оси антенны ближе двух-трех значений ширины луча.

Квадратичные фазовые искажения. При наличии квадратичных фазовых искажений множитель направленности линейной антенны может быть вычислен по

формуле

$$f(\theta) = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} |I(z)| \exp j \left[kz (\cos \theta - \xi) + \Phi_2 \left(\frac{2z}{L} \right)^2 \right] dz. \quad (6-44)$$

Непосредственное интегрирование в (6-44) является сложным и приводит к громоздким формулам, содержащим линейные комбинации табулированных интегралов Френеля

$$C(x) = \int_0^x \cos \left(\frac{\pi}{2} t^2 \right) dt, \quad S(x) = \int_0^x \sin \left(\frac{\pi}{2} t^2 \right) dt.$$

Другая возможность исследования вида функции $f(\theta)$ в (6-44) заключается в табулировании этой функции на ЭВМ, например, по специальным стандартным программам так называемого «быстрого преобразования Фурье» [16]¹. Это возможно благодаря тому, что $f(\theta)$ фактически имеет вид преобразования Фурье от спектральной плотности $|I(z)| \exp \left[j\Phi_2 \left(\frac{2z}{L} \right)^2 \right]$, заданной в конечных пределах $-L/2 \leq z \leq L/2$.

Обратимся к результатам вычислений по формуле (6-44), показанным на рис. 6-10, а, б. Как видно из этого рисунка, квадратичные фазовые искажения не вызывают смещения максимума множителя направленности, 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 раздвоение главного лепестка. При спадающем амплитудном распределении наиболее сильно расфазированные края антенны дают меньший вклад в общее излучаемое поле и искажение диаграммы направленности получается меньше.

Квадратичные фазовые искажения чаще всего встречаются в коротких рупорных антенах и в параболиче-

¹ Эта же программа пригодна для вычислений диаграмм направленности линейных антенн при любых других амплитудно-фазовых распределениях, в том числе получаемых экспериментально.

ских зеркальных антennaх при осевом смещении облучателя из фокуса параболоида. Поэтому эти искажения часто называют погрешностью фокусировки или просто дефокусировкой.

Изменение формы диаграммы направленности при квадратичных фазовых искажениях приводит к потере

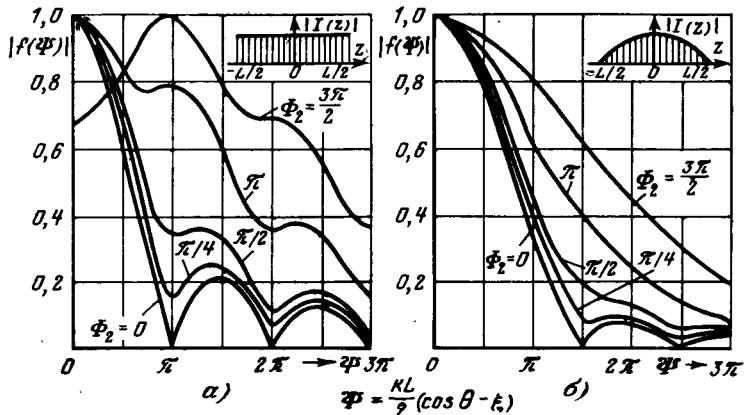


Рис. 6-10. Искажение множителя направленности линейной антенны при квадратичных фазовых ошибках.

КНД, т. е. к снижению КИП антенны. Снижение КИП при равноАмплитудном возбуждении может быть оценено с помощью графика на рис. 6-11.

Любопытно отметить, что при $\xi = 0$ и при

$$\Phi_2 = - \frac{kL^2 (1 - \cos^2 \theta)}{8R}, \quad (6-45)$$

где R — расстояние от центра антенны до точки наблюдения, формула (6-44) приобретает вид:

$$f(\theta, R) = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} I(z) \exp jk \left[z \cos \theta - \frac{z^2}{2R} (1 - \cos^2 \theta) \right] dz, \quad (6-46)$$

что в точности совпадает с выражением множителя направленности линейной антенны в промежуточной

зоне¹, т. е. при $R < 2L^2/\lambda$. Таким образом, для окрестности углов наблюдения, близких к $\pi/2$, когда $\cos^2 \theta \approx 0$, диаграммы направленности на рис. 6-10 являются диаграммами направленности синфазной линейной антенны в области Френеля на расстояниях $R = \pi L^2/4\Phi_2\lambda$. Если в возбуждение синфазной линейной антенны внести

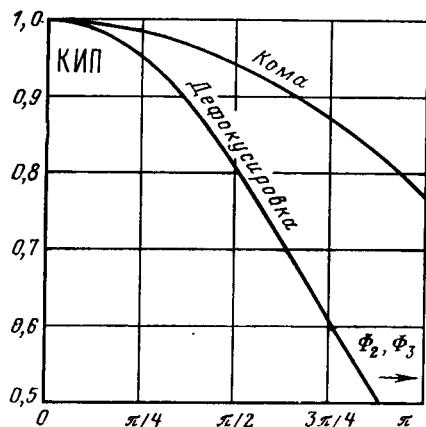


Рис. 6-11. Снижение КИП линейной равнотоксамплидной антенны при квадратичных и кубических фазовых ошибках.

добавочный квадратичный фазовый сдвиг с опережением на краю антенны

$$\Phi_2 \frac{4z^2}{L^2} = \frac{kL^2}{8R} \left(\frac{2z}{L} \right)^2,$$

то он компенсирует второе слагаемое в показателе экспоненты в (6-46) для области углов наблюдения, удовлетворяющих неравенству $\cos \theta < \cos \theta_{\text{гр}} = \sqrt{\lambda R / 2L^2}$ (выполнение этого неравенства гарантирует, что оставшаяся нескомпенсированной величина $kz^2 \cos^2 \theta / 2R$ не превосходит $\pi/8$). Это означает, что на заданном расстоянии $R = \pi L^2 / 4\Phi_2\lambda$ линейная антenna с квадратичными фазовыми искажениями $\Phi_2 \frac{4z^2}{L^2}$ будет иметь точно такую же

¹ Правила расчета электромагнитных полей в промежуточной зоне изложены в § 1-2. Формула (6-46) для линейной антенны получается из общей формулы (1-31) путем применения теоремы перемножения характеристики излучения элемента на множитель направленности системы.

центральную часть диаграммы направленности, как и синфазная линейная антenna в дальней зоне. Такой прием используется при измерениях характеристик направленности антенн на уменьшенных расстояниях. Например, для антенн с размером $L = 100\lambda$ дальняя зона находится на расстояниях $R > 2L^2/\lambda = 20000\lambda$. Поэтому для измерения диаграмм направленности на уменьшенном расстоянии, например $R = 2500\lambda$, в антенну надо внести корректирующий квадратичный фазовый сдвиг $\Phi_2 = \pi L^2 / 4R\lambda = \pi$. В зеркальных параболических антенах для этого достаточно просто отодвинуть облучатель от вершины зеркала. Так как ширина луча антены с размером $L = 100\lambda$ составляет около 0.5° , а угловые границы области компенсации составляют в данном примере $\theta_{\text{гр}} = \pi/2 \pm 20^\circ$, то неискаженное измерение диаграммы направленности возможно в угловой области, в 80 раз превышающей ширину главного лепестка антены. Если же уменьшить расстояние R до 1000λ , то требуемый фазовый сдвиг составит $\Phi_2 = 2.5\pi$ и угловой размер области компенсации уменьшится до $\pm 12.5^\circ$ относительно положения главного максимума.

Кубичные фазовые искажения (искажения типа «кома»¹). Вычислить интеграл для диаграммы направленности при кубических фазовых искажениях

$$f(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} |I(z)| \exp j \left[kz(\cos \theta - \xi) + \Phi_3 \left(\frac{2z}{L} \right)^3 \right] dz \quad (6-47)$$

в общем виде затруднительно и поэтому приходится прибегать к его численному исследованию. Результаты расчетов показаны на рис. 6-12. Здесь прежде всего следует отметить сдвиг максимума диаграммы направленности в сторону конца антены с дополнительным фазовым запаздыванием.

При небольших Φ_3 величина сдвига максимума излучения по отношению к ширине луча неискаженной диаграммы направленности дается формулой

$$\frac{\delta \theta}{\Delta \theta} \approx - \frac{\Phi_3}{1.48\pi} = - \frac{\Phi_3^\circ}{266^\circ}. \quad (6-48)$$

Из сравнения формул (6-48) и (6-42) видно, что отклонение направления максимального излучения

¹ Термин заимствован из оптики.

в равноамплитудной антenne при кубическом законе изменения фазовой ошибки меньше, чем при линейном (примерно в 1,7 раза).

Искажение формы диаграммы направленности заключается в том, что главный лепесток расширяется и становится несимметричным, уровень боковых лепестков по одну сторону главного лепестка увеличивается, а по другую уменьшается, причем возрастание наблюдается с той стороны, в которую смещается главный максимум

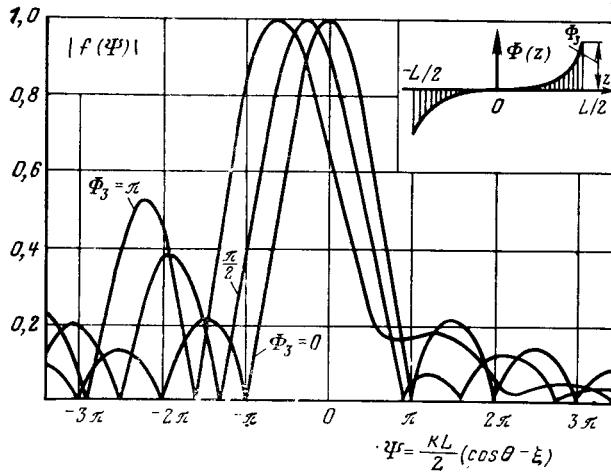


Рис. 6-12. Исажение множителя направленности линейной антенны при кубических фазовых ошибках.

излучения. Происходящее при этом снижение КНД антенны может быть оценено по графику зависимости КИП от величины Φ_3 , показанному на рис. 6-11. Если в антенне используется спадающее к краям амплитудное распределение, то влияние кубической фазовой ошибки на форму диаграммы направленности резко ослабляется, так как снижается вклад в излучаемое поле от наиболее расфазированных концевых участков антенны. Заметим, что кубические фазовые ошибки чаще всего встречаются в параболических зеркальных антенах при смещении облучателя из фокуса в боковом направлении (вместе с одновременным линейным законом изменения фазы).

Влияние случайных фазовых ошибок на параметры линейной антенны. Будем считать, что амплитудно-фа-

зовое распределение возбуждения в отдельной реализации антенны имеет вид:

$$I(z) = I_0 \exp j[\Phi(z) - \xi kz], \quad (6-49)$$

где $\Phi(z)$ — стационарный случайный процесс с нулевым средним значением и известной величиной дисперсии

$$\alpha = \overline{\Phi^2(z)}.$$

Обычно предполагается, что дисперсия невелика ($\alpha \ll 1$), а структурная функция, т. е. средний квадрат разности фаз между двумя любыми точками z_1 и z_2 , зависит только от расстояния $\Delta z = z_1 - z_2$ по закону

$$K(z_1, z_2) = \overline{[\Phi(z_1) - \Phi(z_2)]^2} = \alpha \left[1 - \exp \left(-\frac{\Delta z^2}{\rho^2} \right) \right], \quad (6-50)$$

где ρ — характерный размер, называемый радиусом корреляции. Из (6-50) следует, что среднеквадратичная разность фаз между точками, разнесенными на расстояние ρ , составляет около $0,79\sqrt{\alpha}$, рад, т. е. случайные отклонения фазы в этих точках почти не коррелированы между собой.

Каждой реализации возбуждения (6-49) соответствует реализация множителя направленности антенны

$$f(\theta) = I_0 \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \exp j[kz(\cos \theta - \xi) + \Phi(z)] dz. \quad (6-51)$$

Если произвести усреднение по большому числу реализаций множителя направленности (усреднение по ансамблю), то можно установить зависимость средних параметров линейной антенны от величины дисперсии фазовых ошибок α и радиуса корреляции ρ . Наибольший интерес представляют следующие характеристики: 1) форма средней диаграммы направленности по мощности; 2) среднее значение КНД в направлении максимума излучения; 3) наиболее вероятный уровень боковых лепестков. Математические выкладки по определению этих параметров достаточно сложны, и поэтому мы ограничимся изложением наиболее важных результатов [12].

Для небольших фазовых ошибок $\alpha \ll 1$ и радиусов корреляции $\rho \ll L$ средняя диаграмма направленности

линейной антенны с равномерным амплитудным распределением выражается в следующей форме:

$$|f(\Psi)|^2 \approx \exp(-\alpha) \left[\left(\frac{\sin \Psi}{\Psi} \right)^2 + V \pi \alpha \frac{\rho}{L} \exp\left(-\frac{\Psi^2 \rho^2}{L^2}\right) \right], \quad (6.52)$$

где $\Psi = \frac{\epsilon L}{2} (\cos \theta - \xi)$. Легко видеть, что при $\alpha \rightarrow 0$ (или $\rho \rightarrow 0$) множитель направленности линейной антенны стремится к своему неискаженному виду $\sin \Psi / \Psi$. Фазовые ошибки приводят к уменьшению главного максимума [множитель $\exp(-\alpha)$] и к наложению на неискаженную диаграмму направленности дополнительного распределенного фона бокового излучения. Распределенный фон вызывает «заплыивание» нулей излучения и приводит к росту боковых лепестков. При $\rho \ll L$ добавочный фон почти не имеет направленности, медленно убывая в обе стороны от главного максимума излучения при $\Psi = 0$.

При одном и том же произведении $\alpha \rho$ уровень бокового фона меньше у более длинных антенн. Для объяснения этого эффекта разобъем антенну на отдельные участки с размером, равным радиусу корреляции ρ . Число таких участков будет $N = L/\rho$. Образование добавочного фона бокового излучения можно объяснить суммированием парциальных излучений отдельных участков со случайными фазовыми сдвигами. В результате плотность потока мощности излучения фона пропорциональна числу участков N , а угловое распределение фона повторяет форму диаграммы направленности одного участка, т. е. является почти ненаправленным при $\rho \leq \lambda$. С другой стороны, в главном максимуме излучения антенны преобладает эффект синфазного сложения излучений отдельных участков, т. е. плотность потока мощности излучения здесь пропорциональна N^2 и добавочный фон почти незаметен на таком большом уровне. Таким образом, поток мощности излучения фона относительно потока мощности излучения в направлении главного максимума имеет порядок $1/N$, т. е. фон обратно пропорционален длине антенны и искажение формы главного лепестка является пренебрежимо малым при большой длине антенны.

Появление добавочного фона бокового излучения при случайных фазовых ошибках возбуждения сопровождается снижением КНД антенны из-за роста коэф-

фициента рассеяния. Наиболее значительное снижение КНД происходит при радиусе корреляции ошибок $\rho_0 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\ln \frac{2L}{\lambda}}$, причем КНД оказывается равным

$$D = D_0 \exp(-\alpha), \quad (6.53)$$

где $D_0 = 2L/\lambda$ — КНД при отсутствии случайных ошибок¹.

В соответствии с (6.53) снижение КНД на 10% (т. е. уменьшение КИП до 0,9) происходит при $\alpha \approx 0,105$, т. е. при среднеквадратичной фазовой ошибке

$$\Phi = \sqrt{\alpha} = \sqrt{0,105} = 0,324 \text{ [рад]} = 18,5^\circ.$$

В случае гауссовского закона распределения ошибок это соответствует величине максимальной ошибки в фазе возбуждения $\Phi_{\max} = 3 \sqrt{\alpha} = 56^\circ$.

Величина снижения КИП антенны не очень критична к радиусу корреляции. Например, с помощью аккуратного расчета установлено, что при $\alpha = 0,105$ КИП увеличивается до значения 0,916 (вместо минимального значения 0,900) при радиусах корреляции, равных $\rho_1 = \lambda/\pi$ и $\rho_2 = L/10$. Таким образом, формулой (6.53) можно уверенно пользоваться при $\lambda/\pi \leq \rho \leq 0,1L$. Если $\rho \rightarrow 0$, добавочный фон в соответствии с формулой (6.52) стремится к нулю, искажения формы диаграммы направленности отсутствуют даже при значительных α и КИП стремится к единице. При больших $\rho \geq L$ взаимная расфазировка отдельных участков антенны в соответствии с (6.50) уменьшается и в пределе при $\rho \rightarrow \infty$ отдельные реализации случайных диаграмм направленности сохраняют неискаженную форму, отличаясь одна от другой наличием постоянного случайного фазового множителя². Естественно, что и в этих условиях КИП также стремится к единице.

Оценивая снижение КНД по формуле (6.53), полезно помнить, что флуктуации КНД от одной реализации

¹ Ввиду малости дисперсии фазовых ошибок $\alpha \ll 1$ часто используется также более простая приближенная формула $D \approx D_0(1-\alpha)$ или $D = D_0/(1+\alpha)$.

² Заметим, что при переходе от малых радиусов корреляции $\rho < 0,1L$ к большим меняется характер искажений средних диаграмм направленности, а именно наблюдается эффект расширения главного лепестка и снижение уровня боковых лепестков.

возбуждения к другой пренебрежимо малы и поэтому КНД любой реализации в ансамбле практически совпадает со средним по ансамблю. То же самое относится и к средней ширине луча, которая практически одинакова в любой реализации антенны и характеризуется коэффициентом расширения луча, равным

$$КРЛ = 1 + 1,17 \frac{\alpha \rho}{L} \quad (6-54)$$

и весьма близким к единице при $\rho \ll L$ и $\alpha \ll 1$.

Как следует из формулы (6-53), снижение КИП невелико даже при значительных фазовых ошибках и наиболее неприятным последствием случайных фазовых ошибок возбуждения является возрастание уровня боковых лепестков. Как следует из формулы (6-52), средние значения боковых лепестков, ближайших к главному максимуму, оказываются равными

$$\overline{f_6^2} = f_{60}^2 + V\pi \frac{\alpha \rho}{L}, \quad (6-55)$$

где f_{60} — относительная величина какого-либо бокового лепестка по мощности при отсутствии фазовых ошибок; $\overline{f_6^2}$ — средняя величина (по многим реализациям) этого же лепестка при фазовых ошибках. Однако сравнительно небольшая добавка $V\pi \frac{\alpha \rho}{L}$ к исходному уровню боковых

лепестков еще не гарантирует, что в отдельной реализации антенны уровень оцениваемого лепестка не выйдет за установленные пределы. Для правильного суждения об уровне бокового излучения необходимо еще учесть закон распределения уровня поля в области бокового излучения. Математическое исследование показывает, что при $\alpha \ll 1$ и $\rho \ll L$ модуль излучаемого поля f_6 в области боковых лепестков распределен по так называемому обобщенному релеевскому закону¹, обладающему одномерной плотностью вероятности

$$w(f_6) = \frac{f_6}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{f_6^2 + f_{60}^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{f_6 f_{60}}{\sigma^2}\right), \quad (6-56a)$$

¹ Это закон распределения модуля двумерного вектора, состоящего из суммы постоянного вектора и случайной векториальной добавки, проекции которой на координатные оси распределены по нормальному закону ([5], стр. 124).

где $f_{60} = \left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ — величина детерминированной составляющей бокового излучения; $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка; σ^2 — параметр за-

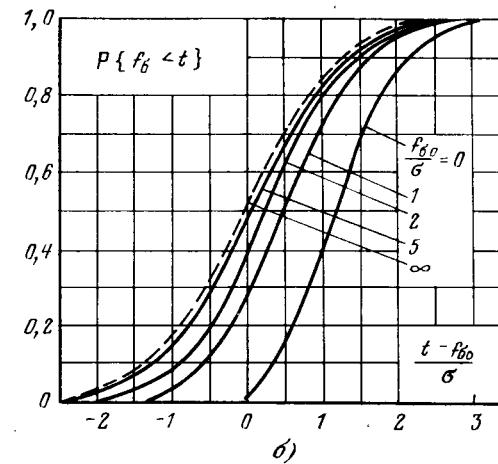
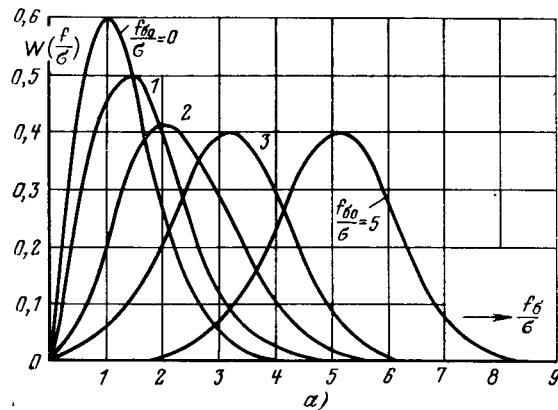


Рис. 6-13. К вероятностной оценке уровня боковых лепестков.

кона, который в рассматриваемом случае линейной антенны равен:

$$\sigma^2 = V\pi \frac{\alpha \rho}{2L}. \quad (6-56b)$$

Графики функции $w(f_6)$ для различных отношений f_{60}/σ представлены на рис. 6-13, а. При $f_{60} \rightarrow 0$ функция

распределения (6-56а) переходит в обычный релеевский закон распределения, а при больших f_{b0}/σ она стремится по форме к нормальному закону. Представляет интерес определить вероятность того, что величина f_b меньше некоторого заданного значения t :

$$P\{f_b < t\} = \int_0^t w(f_b) df_b. \quad (6-57)$$

Результат интегрирования показан на рис. 6-13, б в виде ряда графиков. Из этих графиков следует, что с вероятностью, практически равной единице, уровень полного бокового излучения не превосходит величины

$$f_{b,\max} = f_{b0} + 3\sigma = f_{b0} + 3\sqrt{\frac{\pi^{1/2}\alpha\rho}{2L}}. \quad (6-58)$$

Оценка (6-58) по существу представляет собой огибающую боковых лепестков по всем реализациям линейных антенн с фазовыми ошибками. При любых заданных значениях вероятности, меньших единицы, оценка уровня боковых лепестков может быть произведена с помощью графиков рис. 6-13, б.

Рассмотрим пример. Пусть $\alpha=0,1$; $\rho=\lambda$ и $L=10\lambda$. Тогда средний по мощности уровень первого бокового лепестка при равномерном амплитудном распределении будет равен согласно (6-55):

$$\bar{f}_b^2 = (0,21)^2 + \sqrt{\pi} \cdot 0,1 \cdot 0,1 = 0,066,$$

что соответствует $-11,8$ дБ, или 0,257 по полю. Согласно (6-56б) параметр обобщенного релеевского закона равен:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\pi^{1/2}\alpha\rho}{2L}} = \sqrt{0,89 \cdot 0,1 \cdot 0,1} = 0,094$$

и максимальное значение первого бокового лепестка в любых реализациях в соответствии с (6-58) не будет превосходить величины

$$f_{b,\max} = 0,21 + 3\sigma = 0,50.$$

Если же ориентироваться на значение вероятности $P\{f_b < t\}=0,8$, то по графику рис. 6-13, б для $f_{b0}/\sigma \approx 2$ находим, что $t = f_{b0} + \sigma = 0,21 + 0,094 \approx 0,3$, или $-10,5$ дБ.

Таким образом, в 80% реализаций уровень первого бокового лепестка не превысит $-10,5$ дБ.

Аналогичные расчеты легко могут быть выполнены и при других значениях параметров α , ρ и L , а также при спадающих амплитудных распределениях, дающих меньшие значения f_{b0} .

Дисперсия фазовых ошибок α и радиус корреляции ρ должны, очевидно, находиться из анализа конкретной конструкции распределителя реальной линейной антенны. С другой стороны, задаваясь допустимым уровнем боковых лепестков и определенной вероятностью его осуществления в реализациях антенны, можно сформулировать требования к точности поддержания фазового распределения возбуждения, т. е. определить допуски на точность изготовления распределителя антенны.

Заметим еще, что все формулы, описывающие форму характеристики направленности, средний КНД и вероятностную оценку уровня боковых лепестков, остаются справедливыми и при наличии небольших случайных ошибок в амплитудном распределении возбуждения

$$I(z) = I_0(z)[1 + A(z)],$$

где $I_0(z)$ — детерминированная часть распределения; $A(z)$ — стационарный случайный процесс с нулевым средним значением, дисперсией $\bar{A}^2 \ll 1$ и с тем же радиусом корреляции ρ , что и для функции случайных фазовых ошибок. Разница состоит лишь в том, что вместо дисперсии фазовых ошибок $\alpha = \bar{\Phi}^2$ можно при отсутствии корреляционной связи между $A(z)$ и $\Phi(z)$ пользоваться суммарной дисперсией

$$\alpha = (\bar{\Phi}^2 + \bar{A}^2),$$

величина которой не должна превышать значений 0,2—0,3.

6-6. ХАРАКТЕРИСТИКА НАПРАВЛЕННОСТИ РАВНОМЕРНОЙ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ. ПОБОЧНЫЕ ГЛАВНЫЕ МАКСИМУМЫ И СПОСОБЫ ИХ ПОДАВЛЕНИЯ

В этом параграфе будут рассмотрены особенности излучения электромагнитных волн дискретной системой источников. Пусть первый излучатель такой системы расположен в точке $z=0$, а последующие излучатели располагаются с постоянным шагом d в точках $z_n = -(n-1)d$, где n — номер излучателя (рис. 6-14). Пред-

положим также, что излучатели возбуждаются токами равной амплитуды с линейно нарастающим вдоль решетки фазовым сдвигом

$$I_n = I_0 \exp [-j(n-1)\Delta\Phi], \quad (6-59)$$

где $\Delta\Phi$ — разность фаз между двумя любыми соседними излучателями. Такая излучающая система носит название равномерной или эквидистантной линейной антенной решетки и является дискретным аналогом

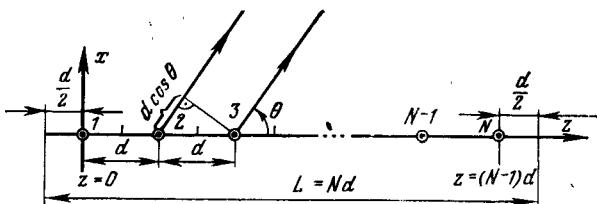


Рис. 6-14. Равномерная линейная антенна решетка.

идеального линейного излучателя, рассмотренного в § 6-2.

Коэффициент замедления фазовой скорости возбуждения в равномерной решетке определяется очевидным соотношением

$$\xi = \frac{\Delta\Phi}{kd}, \text{ где } k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (6-60)$$

причем $\xi=0$ соответствует режиму синфазного возбуждения, $|\xi|=1$ — режиму возбуждения с фазовой скоростью света, $|\xi|<1$ — режиму возбуждения с фазовой скоростью, большей скорости света, и $|\xi|>1$ — режиму возбуждения с замедленной фазовой скоростью. В соответствии с формулой (6-2) выражение для множителя направленности эквидистантной линейной решетки имеет вид:

$$f_N(\theta) = \sum_{n=1}^N I_0 \exp [j(n-1)(kd \cos \theta - \Delta\Phi)] = I_0 \sum_{n=1}^N q^{n-1}, \quad (6-61)$$

где $q = \exp [jkd(\cos \theta - \xi)]$. Воспользовавшись формулой суммы N членов геометрической прогрессии $\sum_{n=1}^N q^{n-1} =$

$= \frac{1-q^N}{1-q}$, можно упростить (6-61) следующим образом:

$$f_N(\theta) = I_0 \frac{1 - \exp [jNkd(\cos \theta - \xi)]}{1 - \exp [jkd(\cos \theta - \xi)]} = I_0 \frac{\exp \left[j \frac{Nkd}{2} (\cos \theta - \xi) \right] \sin \left[\frac{Nkd}{2} (\cos \theta - \xi) \right]}{\exp \left[j \frac{kd}{2} (\cos \theta - \xi) \right] \sin \left[\frac{kd}{2} (\cos \theta - \xi) \right]}. \quad (6-62)$$

Входящий в (6-62) множитель $\exp \left[j \frac{(N-1)kd}{2} \times (\cos \theta - \xi) \right]$ определяет фазовую характеристику линейной решетки

$$\Phi_0(\theta) = \frac{(N-1)kd}{2} \cos \theta + \Phi_1, \quad (6-63)$$

где Φ_1 — несущественная постоянная. При переносе начала системы координат в точку $z_0 = (N-1)d/2$, т. е. в середину решетки, фазовая характеристика направленности в соответствии с преобразованием (4-25) превращается в постоянную функцию

$$\Phi(\theta) = \Phi_0(\theta) - \frac{(N-1)kd}{2} \cos \theta = \Phi_1 = \text{const},$$

откуда следует, что линейная решетка с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределениями возбуждения имеет фазовый центр, совпадающий с ее серединой.

Амплитудная характеристика направленности линейной решетки дается модулем последнего сомножителя в формуле (6-62). Этот сомножитель удобно представить в виде функции обобщенной угловой переменной

$$\Psi = \frac{Nkd}{2} (\cos \theta - \xi) = \frac{kL}{2} (\cos \theta - \xi), \quad (6-64)$$

где $L=Nd$ — эквивалентная длина решетки, при вычислении которой предполагается, что на каждый излучатель приходится участок оси z длиной d (рис. 6-14). Угловая переменная (6-64) полностью эквивалентна обобщенной угловой переменной (6-7) для линейного излучателя, и это облегчает задачу сопоставления характеристик направленности непрерывного излучателя и решетки. Итак, с учетом обозначения (6-64) нормиро-

ванная характеристика направленности эквидистантной равноамплитудной антенной решетки приводится к виду

$$f_N(\Psi) = \left| \frac{\sin \Psi}{N \sin \frac{\Psi}{N}} \right|. \quad (6-65)$$

Если при постоянной длине решетки $L = Nd = \text{const}$ увеличивать число излучателей до бесконечности, т. е. $N \rightarrow \infty$, $d \rightarrow 0$, то $\sin \frac{\Psi}{N} \rightarrow \frac{\Psi}{N}$ и формула (6-65) автоматически переходит в формулу (6-6) для идеального линейного излучателя. Поэтому при больших N и при малых Ψ (например, при $\Psi/N < \pi/8$) функции (6-65) и (6-6) 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 (6-10), (6-13) и (6-16) оказываются пригодными и для равномерной антенной решетки.

Разница в поведении функций $f(\theta) = \left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ и $f_N(\theta) = \left| \frac{\sin \Psi}{N \sin \frac{\Psi}{N}} \right|$ обусловлена тем, что вторая из этих функций является периодической с периодом $N\pi$ и при значениях аргумента $\Psi_m/N = M\pi$, $M = \pm 1, \pm 2, \dots$, обращающих знаменатель в нуль, $f_N(\Psi_m)$ имеет максимумы единичного уровня. Это означает, что в характеристике направленности антенной решетки помимо основного главного лепестка с максимумом при $\Psi=0$ имеются еще *побочные главные лепестки* порядка M с максимумами в точках $\Psi_m = MN\pi$. Формирование побочных главных лепестков (часто называемых также дифракционными максимумами M -го порядка) поясняется на рис. 6-15. Этот рисунок построен по такому же принципу, как и рис. 6-3 для идеального линейного излучателя, причем для наглядности на верхней части рисунка отдельно показано поведение числителя и знаменателя функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$.

На нижней половине рис. 6-15 изображена зависимость функции $\Psi = \frac{Nkd}{2} (\cos \theta - \xi)$ от угла θ , поясняющая переход от обобщенной угловой переменной Ψ к масштабу реальных углов наблюдения θ . Мы вновь отмечаем на графике функции $f_N(\Psi)$ наличие области реальных углов

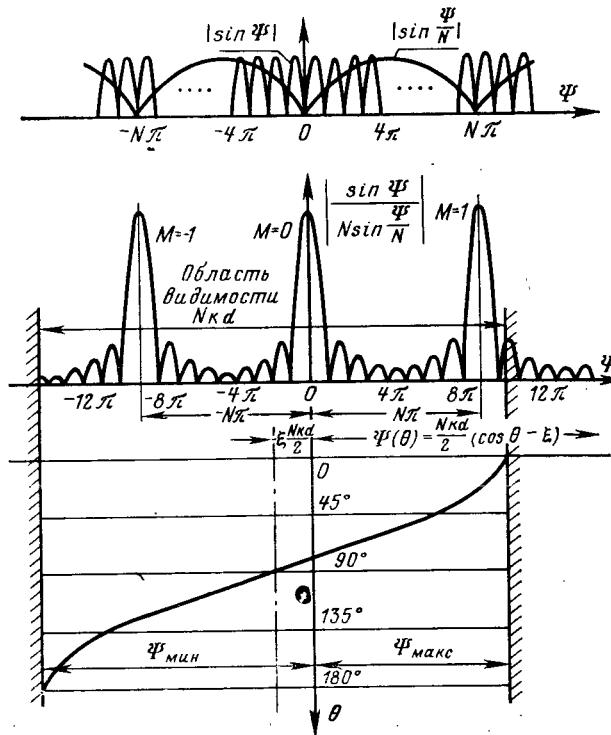


Рис. 6-15. К анализу множителя направленности решетки.

(области видимости) с границами $\Psi_{\max} = \frac{kL}{2} (1 - \xi)$ и $\Psi_{\min} = -\frac{kL}{2} (1 + \xi)$. Полная протяженность области видимости $\Psi_{\max} - \Psi_{\min} = kNd = kL$ зависит только от длины решетки, а положение середины области видимости вдоль оси Ψ можно регулировать величиной коэффициента замедления фазовой скорости возбуждения $\xi = \Delta\Phi/kd$. Направление главного максимума излу-

чений, как и в случае идеальной линейной антенны, дается очевидным соотношением $\cos \theta_0 = \xi$.

В ситуации, изображенной на рис. 6-15, в область видимости помимо главного лепестка функции $f_N(\Psi)$ попадают еще два боковых дифракционных максимума первого порядка. На практике такое положение обычно недопустимо, так как из-за распределения излучаемой мощности по нескольким главным лепесткам ухудшается КНД, появляется неоднозначность пеленгации целей и падает помехозащищенность радиосистемы. Рассмотрим три возможных способа подавления побочных главных максимумов, а именно: 1) ограничение величины шага решетки; 2) применение направленных элементов; 3) применение неэквидистантного расположения излучателей.

Ограничение шага решетки d/λ . Обратимся к рис. 6-16, на котором 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 величины первого бокового лепестка, ближайшего к главному максимуму. Если границы области видимости при выбранном числе элементов N не выходят за пределы этого интервала, т. е. если

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{\min} &= \frac{Nkd}{2} (-1 - \xi) > -(N-1)\pi; \\ \Psi_{\max} &= \frac{Nkd}{2} (1 - \xi) < (N-1)\pi, \end{aligned} \right\} \quad (6-66)$$

то появление дифракционных лепестков в области реальных углов $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ является невозможным. Неравенства (6-66) фактически эквивалентны одному условию

$$\frac{d}{\lambda} \leq \frac{N-1}{N} \frac{1}{1+|\xi|}. \quad (6-67)$$

Отсюда в режиме [поперечного] излучения при $\xi = 0$ допустимое расстояние между соседними излучателями получается равным $d_{\max} = \frac{N-1}{N} \lambda$, т. е. несколько менее

длины волны. При сканировании в секторе углов от θ_0 до $\pi - \theta_0$ коэффициент замедления изменяется в преде-

лах $-\cos \theta_0 \leq \xi \leq \cos \theta_0$ и допустимое расстояние между излучателями уменьшается до величин

$$d_{\max} = \frac{N-1}{N} \frac{\lambda}{1 + |\cos \theta_0|}.$$

В режиме осевого излучения $|\xi| \geq 1$ и поэтому допустимое расстояние между элементами в соответствии с (6-67) должно быть обязательно меньше полуволны.

Иногда допустимый интервал изменения переменной Ψ уменьшают еще почти вдвое против величи-

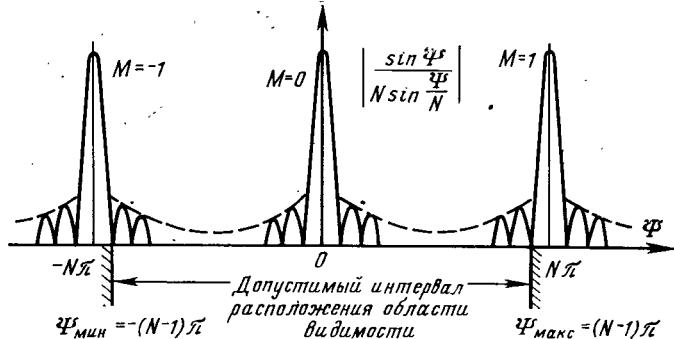


Рис. 6-16. К выводу условия отсутствия побочных главных максимумов.

ны, указанной на рис. 6-16, полагая его равным $-\frac{N\pi}{2} \leq \Psi \leq \frac{N\pi}{2}$, что гарантирует в области видимости убывающий закон изменения уровня боковых лепестков в обе стороны от главного лепестка. Тогда ограничение на величину шага решетки принимает вид:

$$d \leq \frac{\lambda}{2(1+|\xi|)}, \quad (6-68)$$

и решетка должна иметь полуволновый шаг при поперечном и четвертьволновый шаг при осевом излучении.

Итак, в случае выполнения неравенства (6-67) или (6-68) диаграмма направленности линейной антенной решетки при $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ отличается от диаграммы направленности непрерывной линейной антенны длиной $L = Nd$ лишь поведением дальних боковых лепестков (они несколько выше в антенной решетке) и эти излучающие

системы можно считать практически эквивалентными. Можно показать, что эквивалентность не нарушается при других видах амплитудно-фазовых распределений¹ и, таким образом, все выводы о влиянии амплитудного распределения и фазовых искажений в линейной антенне на форму диаграммы направленности оказываются справедливыми и для антенных решеток.

Применение направленных элементов. Идея этого способа подавления дифракционных максимумов чрез-

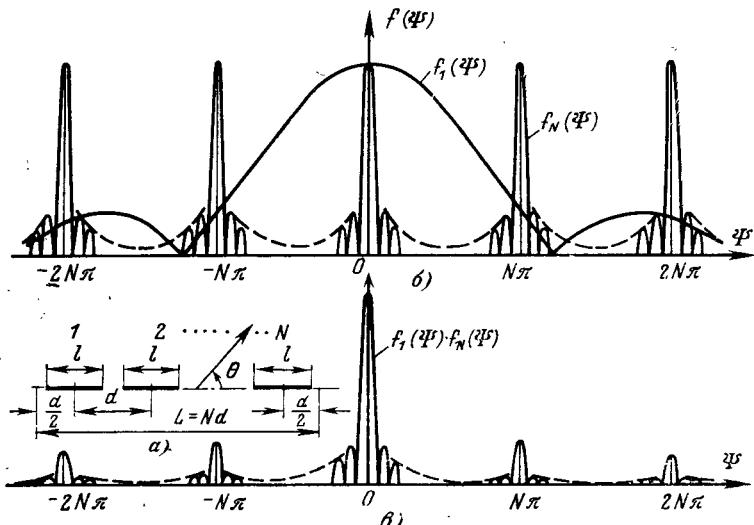


Рис. 6-17. Подавление побочных главных максимумов решетки при использовании направленных элементов.

вычайно проста. В соответствии с теоремой перемножения полная характеристика направленности антенной решетки есть произведение характеристики излучения одного элемента на множитель направленности решетки. Поэтому если один элемент имеет незначительное излучение в направлении дифракционного максимума решетки, то последний окажется подавленным. Поясним это на примере. Пусть N -элементная синфазная

¹ Так как спадающие амплитудные распределения или систематические фазовые ошибки могут расширять главные лепестки (в том числе дифракционные), то целесообразно внести запас в формулу (6-67), например, используя отношение $(N-2)/N$ вместо $(N-1)/N$.

равноамплитудная антенная решетка с произвольным шагом d состоит из одинаковых идеальных излучателей с длиной l (рис. 6-17, а). Полная характеристика направленности такой решетки может быть записана в виде

$$f(\theta) = f_1(\theta) f_N(\theta) = \left| \frac{\sin\left(\frac{kl}{2} \cos \theta\right)}{\frac{kl}{2} (\cos \theta)} \right| \left| \frac{\sin\left(\frac{Nkd}{2} \cos \theta\right)}{N \sin\left(\frac{kd}{2} \cos \theta\right)} \right|.$$

Введем обобщенную угловую переменную $\Psi(\theta) = \frac{Nkd}{2} \cos \theta$. Тогда $\frac{kl}{2} \cos \theta = \frac{l}{Nd} \Psi(\theta)$ и характеристика направленности решетки приобретает вид:

$$f(\Psi) = f_1(\Psi) f_N(\Psi) = \left| \frac{\sin\left(\frac{l}{Nd} \Psi\right)}{\frac{l}{Nd} \Psi} \right| \left| \frac{\sin \Psi}{N \sin \frac{\Psi}{N}} \right|. \quad (6-69)$$

Входящие в (6-69) сомножители построены на рис. 6-17, б. Потребуем, чтобы первый дифракционный максимум при $\Psi_1 = N\pi$ во втором сомножителе был подавлен первым сомножителем до уровня 0,21, т. е. до стандартного УБЛ в равноамплитудной линейной антенне. Из таблиц функций $\sin x/x$ (см., например, [13]) устанавливаем, что $\sin x_0/x_0 = 0,21$ при $x_0 \approx 2,57$. Следовательно, необходимо чтобы

$$\frac{l}{Nd} \Psi_1 = \frac{lN\pi}{Nd} = \frac{l\pi}{d} = 2,57$$

или $l = 0,82d$. Получающаяся при таком значении l диаграмма направленности показана на рис. 6-17, в. Если же выбрать $l = d$, то нули первого сомножителя (6-69) точно совпадут с положениями дифракционных максимумов второго сомножителя и произойдет их полное подавление на всей оси Ψ . Однако такой результат является уже тривиальным, так как мы получаем при этом непрерывную линейную antennу.

Заметим, что применение направленных элементов ограничивает сектор сканирования линейной антенной решетки. В случае, изображенном на рис. 6-17, попытка сканирования путем введения фазовых сдвигов $\Delta\Phi$ между соседними излучателями приводит к смещению

графика $f_N(\Psi)$ относительно графика $f_1(\Psi)$, что вызывает снижение уровня главного максимума и возрастание дифракционного лепестка со стороны, противоположной направлению отклонения луча.

Неэквидистантное расположение излучателей. Возникновение побочных главных максимумов в разреженных эквидистантных решетках физически объясняется тем, что синфазное сложение излучаемых колебаний от любой пары соседних элементов возможно для ряда направлений θ_m , в которых сумма пространственной разности хода $kd \cos \theta$ и фазового сдвига между соседними излучателями $-\Delta\Phi$ равна нулю или кратна целому числу 2π , т. е. $kd \cos \theta_m - \Delta\Phi = 2\pi M$, $M=0, \pm 1, \pm 2 \dots$. Отсюда ряд направлений максимального излучения может быть найден из формулы

$$\cos \theta_m = \frac{2\pi M + \Delta\Phi}{kd} = \frac{2\pi M}{kd} + \xi = \frac{M\lambda}{d} + \xi. \quad (6-70)$$

Замечательным свойством главного луча решетки при $M=0$ является то, что его направление не зависит от шага решетки и определяется только коэффициентом замедления фазовой скорости возбуждения $\cos \theta_0 = \xi = -\Delta\Phi/kd$. Направления же побочных максимумов, как это следует из (6-70), существенно зависят от шага d/λ .

Если нарушить постоянство шага решетки, но сохранить неизменным значение фазовой скорости возбуждения $\xi = \Delta\Phi/kd$ (для этого надо менять $\Delta\Phi$ синхронно с изменением d/λ), то направление главного максимума для любой пары элементов сохраняется неизменным, а направления побочных дифракционных максимумов окажутся различными для разных пар соседних элементов и произойдет «размазывание» дифракционных лепестков решетки по достаточно широкой зоне углов. Таким образом, возникает идея *неэквидистантной антенной решетки*, в которой положения отдельных элементов не подчиняются периодическому закону. Характеристика направленности неэквидистантной решетки должна вычисляться по исходной формуле (6-2), так как произвол в выборе положений элементов не позволяет воспользоваться каким-либо общим приемом суммирования. Задача определения оптимальных положений излучающих элементов, ведущих к оптимальному «размазыванию» побочных максимумов, оказывается весьма сложной и обычно решается с помощью специальных алго-

ритмов поиска на ЭВМ. Следует отметить, что решетки с более редким расположением элементов, чем это диктуется неравенством (6-67), имеют существенно сниженный КНД по причине большого рассеяния мощности в дифракционных лепестках. Этот недостаток сохраняется и в разреженных неэквидистантных решетках.

6-7. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Основываясь на эквивалентности линейной решетки изотропных излучателей и непрерывной линейной антенны, можно производить уверенную оценку КНД линейных решеток по соответствующим формулам для непрерывных антенн путем замены длины L на эквивалентную величину Nd , где N — число элементов и d — шаг решетки. Таким путем из формул (6-24), (6-25) и (6-28) получаются следующие формулы для КНД антенных решеток:

а) в режиме наклонного и поперечного излучения

$$D \approx \frac{2L}{\lambda} = 2N \frac{d}{\lambda}; |\xi| = \left| \frac{\Delta\Phi}{kd} \right| < 1 - \frac{\lambda}{Nd}; \quad (6-71)$$

б) в режиме осевого излучения с фазовой скоростью возбуждения, равной скорости света,

$$D \approx \frac{4L}{\lambda} = 4N \frac{d}{\lambda}; |\xi| = 1; \quad (6-72)$$

в) в режиме осевого излучения с оптимально замедленной фазовой скоростью возбуждения

$$D_{\text{опт}} \approx 7,2 \frac{L}{\lambda} = 7,2N \frac{d}{\lambda}; |\xi_{\text{опт}}| = 1 + \frac{\lambda}{2Nd}; d < \frac{N}{N+1} \frac{\lambda}{2}. \quad (6-73)$$

Очевидным условием применимости формул (6-71) — (6-73) является выполнение неравенства (6-67), гарантирующего отсутствие дифракционных максимумов высшего порядка в области видимости. Наряду с оценками КНД (6-71) — (6-73) в линейных решетках полностью сохраняют свое значение и все оценки величины КИП при неравномерном амплитудном распределении и при наличии фазовых искажений.

Представляет интерес выяснить зависимость КНД антенной решетки от расстояния между соседними излу-

чательями. Возьмем для примера случай синфазной решетки ($\xi=0$) с большим числом элементов $N \rightarrow \infty$.

Основываясь на формуле (6-70), легко установить, что в области видимости $0 \leq \theta \leq \pi$ при $d/\lambda < 1$ будет присутствовать только один главный максимум, при $1 < d/\lambda < 2$ к нему добавляются два симметричных дифракционных максимума первого порядка $M=1$, при $2 < d/\lambda < 3$ добавляются еще два симметричных максимума второго порядка $M=2$ и т. д. Появление каждой очередной пары побочных главных максимумов в области видимости будет сопровождаться распределением излучаемой мощности на большее число лепестков единичного уровня и КНД в главном максимуме будет выражаться формулой

$$D = 2N \left(\frac{d}{\lambda} \right) \cdot \frac{1}{2E\left(\frac{d}{\lambda}\right) + 1}, \quad (6-74)$$

где $E(x)$ — означает целую часть числа x . Поведение функции D/N в зависимости от шага решетки d/λ согласно формуле (6-74) показано на рис. 6-18 пунктирной линией. Там же сплошной линией изображен ход графика D/N при большом, но конечном значении числа элементов N_1 . В последнем случае побочные главные лепестки решетки имеют конечную ширину и процесс их вхождения в область видимости протекает не скачкообразно (как при $N \rightarrow \infty$), а с некоторой растяжкой по оси d/λ .

Из графика рис. 6-18 видно, что в пределе при больших d/λ КНД решетки просто равен числу элементов N . Этот результат можно пояснить следующим нестрогим рассуждением. Пусть уединенный элемент решетки, по которому протекает ток единичной амплитуды, излучает единичную мощность и создает в точке наблюдения в дальней зоне при $\theta=\pi/2$ единичную напряженность электрического поля. Если ту же единичную мощность излучения распределить поровну между всеми синфазными элементами решетки, то ток в каждом элементе

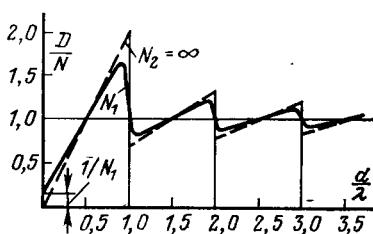


Рис. 6-18. Коэффициент направленного действия синфазной равноамплитудной решетки.

больших d/λ КНД решетки просто равен числу элементов N . Этот результат можно пояснить следующим нестрогим рассуждением. Пусть уединенный элемент решетки, по которому протекает ток единичной амплитуды, излучает единичную мощность и создает в точке наблюдения в дальней зоне при $\theta=\pi/2$ единичную напряженность электрического поля. Если ту же единичную мощность излучения распределить поровну между всеми синфазными элементами решетки, то ток в каждом элементе

должен составить величину $I_0 = 1/\sqrt{N}$, а суммарная напряженность поля в направлении главного максимума возрастет и станет равной $N(1/\sqrt{N}) = \sqrt{N}$, что обеспечит значение КНД, равное N . Ход графика КНД на рис. 6-18 показывает, что предположение о том, что величина тока в каждом излучателе равна $1/\sqrt{N}$ оправдывается приближенно при больших значениях шага $d/\lambda > (1,5 \div 2,0)$, а также точно в отдельных точках оси d/λ , когда шаг решетки кратен половине длины волны. Значит, при работе антенной решетки происходит какой-то скрытый процесс, автоматически уменьшающий ток в синфазных излучателях при их сближении и не дающий возможности воспользоваться столь просто найденным выигрышем в КНД в N раз при очень близком расположении N элементов¹. Этот регулирующий механизм — уже знакомая нам по результатам гл. 3 взаимная связь между излучателями, не позволяющая рассматривать их как изолированные оконечные нагрузки подводящих фидерных линий.

6-8. ВХОДНОЙ ИМПЕДАНС ИЗЛУЧАТЕЛЯ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

При построении распределительных цепей, осуществляющих возбуждение и фазирование излучателей антенной решетки, необходимо уметь находить входной импеданс каждого излучателя в присутствии других работающих излучателей. Наиболее просто такой расчет осуществляется с помощью симметрической матрицы нормированных импедансов

$$[z] = \begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} & \dots & z_{1N} \\ z_{21} & z_{22} & \dots & z_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ z_{N1} & z_{N2} & \dots & z_{NN} \end{bmatrix}. \quad (6-75)$$

¹ Следует подчеркнуть, что здесь имеется в виду только синфазное равноамплитудное возбуждение. Вообще же методами теории синтеза антенн (гл. 7) может быть найдено такое амплитудно-фазовое распределение, при котором КНД решетки в режиме поперечного излучения будет примерно равен $\frac{2}{\pi} N$ при любых малых d/λ (режим сверхнаправленности).

Каждый диагональный элемент z_{nn} в (6-75) представляет собой собственный импеданс излучателя с номером n , а любой недиагональный элемент $z_{nk} = z_{kn}$ есть взаимный импеданс излучателей с номерами n и k . Собственные и взаимные импедансы определяются при условиях холостого хода на входных сечениях других излучателей, поэтому матрица $[z]$ оказывается жестко привязанной к определенным плоскостям отсчета фаз в фидерных линиях излучателей, и при смещении этих плоскостей в новые положения происходит изменение всех элементов матрицы. Нормирование собственных и взаимных импедансов осуществляется по тому же принципу, как и в § 4-4 и 5-5, т. е. путем замены любых реальных линий передачи эквивалентными линиями с единичным волновым сопротивлением.

Матрица $[z]$ по определению связывает между собой столбцы нормированных напряжений и токов на входах излучателей

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} z_{11} & \dots & z_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ z_{N1} & \dots & z_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_N \end{pmatrix} \quad (6-76)$$

или в укороченной записи

$$u \rangle = [z]i \rangle, \quad (6-77)$$

где символом $a \rangle$ обозначена матрица-столбец с элементами a_1, a_2, \dots, a_N ¹. Расписывая произведение какой-либо строки с номером n в матрице $[z]$ на столбец распределения тока $i \rangle$ по входам излучателей решетки, получаем:

$$u_n = z_{n1}i_1 + z_{n2}i_2 + \dots + z_{nn}i_n + \dots + z_{nN}i_N.$$

Разделив нормированное напряжение u_n на входной ток i_n , находим нормированный входной импеданс излучателя с номером n в антенной решетке

$$z_n = \frac{u_n}{i_n} = \sum_{k=1}^N z_{nk} \left(\frac{i_k}{i_n} \right). \quad (6-78)$$

¹ Обозначение предложено Дираком. Кроме того, мы будем пользоваться обозначением $\langle a$ для матрицы-строки (a_1, a_2, \dots, a_n) , т. е. для транспонированного столбца $a \rangle$.

Согласно формуле (6-78) входной импеданс излучателя решетки является суммой его собственного импеданса z_{nn} и целого набора вносимых импедансов из других ($N-1$) излучателей.

Частный вид формулы (6-78) уже встречается в гл. 3 при анализе излучения двух связанных вибраторов [формулы (3-22)].

При синфазном и равноамплитудном возбуждении решетки входной импеданс излучателя является просто суммой собственного и $(N-1)$ взаимных импедансов. Если элементы решетки стягиваются один к другому, т. е. при $d/\lambda \rightarrow 0$ и $N=\text{const}$, взаимные импедансы приближаются по величине к собственным и происходит рост входного сопротивления излучателя. Этот рост вызывает снижение входных токов (при постоянной подводимой мощности) и это приводит к уменьшению КНД решетки до величины КНД одного элемента (начальный участок графика КНД на рис. 6-18). При других значениях d/λ и при изменяющихся амплитудно-фазовых распределениях поведение входного импеданса в соответствии с формулой (6-78) может быть довольно причудливым и способно вызывать серьезные рассогласования входов излучателей до значений коэффициента стоячей волны (КСВ) 3,0—5,0 и более. В антенных решетках с очень большим числом излучателей ($N \rightarrow \infty$) при отсутствии специальных мер по уменьшению взаимных импедансов 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 импедансы этих элементов не равны между собой и в процессе сканирования изменяются неодинаковым образом.

Это приводит к искажению амплитудно-фазового распределения токов вдоль решетки и к вытекающим отсюда нежелательным последствиям в виде ошибок положения луча, снижения КИП и возрастания боковых лепестков.

6-9. РАСЧЕТ ВХОДНОЙ МОЩНОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Полная входная мощность антенной решетки может быть найдена суммированием мощностей, поступающих на входы отдельных излучателей

$$P_{\text{вх}} = \operatorname{Re} \langle i^* u \rangle = \operatorname{Re} \langle u^* i \rangle = \frac{1}{2} (\langle i^* u \rangle + \langle u^* i \rangle). \quad (6-79)$$

Здесь произведение матрицы-строки на матрицу-столбец дает весьма компактную запись суммы

$$\langle i^* u \rangle = i^*_1 u_1 + i^*_2 u_2 + \dots + i^*_N u_N = \sum_{n=1}^N i^*_n u_n.$$

Подставим (6-77) в (6-79) и используем правило транспонирования произведения, согласно которому отдельно транспонируется каждый сомножитель и меняется порядок их следования:

$$\begin{aligned} P_{\text{вх}} &= \frac{1}{2} (\langle i^* [z] i \rangle + \langle i^* [z^*] i \rangle) = \left\langle i^* \frac{[z] + [z^*]_t}{2} i \right\rangle = \\ &= \langle i^* [r] i \rangle. \end{aligned} \quad (6-80)$$

Итак, входная мощность решетки излучателей определяется амплитудно-фазовым распределением i и вещественными составляющими собственных и взаимных импедансов

$$\begin{aligned} P_{\text{вх}} &= (i^*_1, i^*_2, \dots, i^*_N) \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & \dots & r_{1N} \\ \vdots & & & \vdots \\ r_{N1} & r_{N2} & \dots & r_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_N \end{bmatrix} = \\ &= \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^N i^*_n r_{nk} i_k, \end{aligned} \quad (6-80a)$$

а реактивные составляющие взаимных импедансов в расчете входной мощности не участвуют. Запись входной мощности в виде (6-80) гораздо компактнее и нагляднее записи в виде двойной суммы. Матричная запись удобна и с точки зрения программирования расчетов для ЭВМ, поскольку для выполнения матричных операций сложения, умножения, транспонирования, обращения и т. д.

существуют стандартные программы и действия с ними слишком большими матрицами на ЭВМ не сложнее действий с простыми переменными.

С помощью матричных операций можно записать также полную интенсивность излучения решетки. Пусть отдельный элемент линейной антенной решетки с номером m на рис. 6-1,а характеризуется в соответствии с формулой (5-63а) интенсивностью излучения

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{E}}_m(R, \theta, \varphi) &= i_m \sqrt{\frac{G_m r_{mm}}{4\pi}} F_m(\theta, \varphi) \exp(jkz_m \cos \theta) \times \\ &\times \frac{\exp(-jkR)}{R} = i_m f_m(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \end{aligned} \quad (6-81)$$

где G_m — коэффициент усиления элемента; r_{mm} — вещественная часть собственного импеданса; $F_m(\theta, \varphi)$ — нормированная характеристика излучения элемента в его собственной (местной) системе координат; z_m — положение центра элемента на оси z ; множитель $\exp(jkz_m \cos \theta)$ учитывает разность хода между центром элемента и началом общей системы координат решетки.

Сумма интенсивностей излучения всех элементов решетки оказывается равной

$$\vec{\mathcal{E}}_N(R, \theta, \varphi) = \langle i f(\theta, \varphi) \rangle \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (6-82)$$

где $\langle i \rangle$ — матрица-строка амплитудно-фазового распределения; $f(\theta, \varphi) \rangle$ — матрица-столбец из диаграмм направленности элементов решетки в общей системе координат. Коэффициент усиления решетки по определению представляет собой отношение вектора Пойнтинга в дальней зоне к величине вектора Пойнтинга от идеальной изотропной антенны при одинаковых входных мощностях:

$$G_N = \frac{|\vec{\mathcal{E}}_N|^2 4\pi R^2}{P_{\text{вх}}}. \quad (6-83)$$

Подставляя в (6-83) выражения (6-82) и (6-80), получаем общую формулу для коэффициента усиления антенной решетки с произвольными элементами

$$G_N(\theta_0, \varphi_0) = \frac{4\pi |\langle i f(\theta_0, \varphi_0) \rangle|^2}{\langle i^* [r] i \rangle}. \quad (6-84)$$

При одинаковых элементах решетки формулу (6-84) можно упростить за счет выделения общего множителя

$$G_1(\theta, \varphi) = G_1 F_1^2(\theta, \varphi),$$

представляющего собой коэффициент усиления одного излучателя, и перенормирования матрицы $[r]$ по правилу

$$[r'] = \frac{1}{r_{11}} [r] = \begin{bmatrix} 1 & r'_{12} & \dots & r'_{1N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ r'_{N1} & r'_{N2} & \dots & 1 \end{bmatrix}. \quad (6-85)$$

Тогда выражение для коэффициента усиления принимает вид:

$$G_N(\theta, \varphi) = G_1(\theta, \varphi) \frac{|\langle i \exp(jkz \cos \theta) \rangle|^2}{\langle i^* [r'] i \rangle},$$

где $\exp(jkz \cos \theta) \rangle$ — есть столбец фазовых множителей с разностями хода относительно выбранного направления наблюдения. При фазировании решетки в заданном направлении θ_0 фазы возбуждающих токов $i_m = |i_m| \exp(j\Phi_m)$ компенсируют запаздывание за счет разностей хода

$$\Phi_m = -kz_m \cos \theta_0,$$

и коэффициент усиления в максимуме характеристики направленности решетки оказывается равным

$$G_N(\theta_0, \varphi) = G_1(\theta_0, \varphi) \frac{\left(\sum_{m=1}^N |i_m| \right)^2}{\langle i^* [r'] i \rangle}. \quad (6-86)$$

При равноамплитудном возбуждении и невзаимодействующих излучателях ($[r] \equiv E$) числитель и знаменатель (6-86) легко вычисляются и КУ решетки оказывается равным $G_1(\theta_0, \varphi)N$, т. е. в N раз больше КУ одного излучателя в направлении фазирования. 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 (6-84) необходимо знать комплексные диаграммы направленности элементов и вещественные части взаимных импедансов, причем эти данные могут быть получены как экспериментальным, так и расчетным путем.

Формула (6-84) может использоваться и в расчетах КНД, если положить к. п. д. всех элементов решетки равным единице и воспользоваться взаимными импедансами, вычисленными без учета омических потерь в излучателях. В частности, установлено [20], что при отсутствии омических потерь активные части взаимных импедансов выражаются через диаграммы направленности отдельных излучателей с помощью формулы

$$r'_{mk} = \frac{\sqrt{D_m D_k}}{8\pi} \int_{\Omega} (F_m F^*_k + F^*_m F_k) d\Omega; \\ d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (6-87)$$

где комплексные нормированные характеристики излучателей с номерами m и k должны быть записаны в общей системе координат. Например, для двух гипотетических изотропных излучателей с КНД $D_1=D_2=1$, расположенных в точках $z_1=0$ и $z_2=d$, нормированные характеристики направленности имеют вид:

$$F_1(\theta, \varphi) = 1; \quad F_2(\theta, \varphi) = \exp(jkd \cos \theta),$$

и активное взаимное сопротивление оказывается равным

$$r'_{12} = \frac{1}{8\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi [\exp(-jkd \cos \theta) + \exp(jkd \cos \theta)] \sin \theta d\theta d\varphi = \\ = \frac{1}{4} \int_0^\pi \cos(kd \cos \theta) \sin \theta d\theta = \frac{\sin kd}{kd}, \quad (6-88)$$

причем этот результат совпадает с асимптотической формулой (5-48)¹. Согласно формуле (6-88) активное взаимное сопротивление изотропных излучателей обращается в нуль при расстояниях между ними, кратных полуволне, и как следствие этого КНД равноамплитудной линейной решетки изотропных излучателей при полуволновом или кратном ему расстоянию между элементами оказывается точно равным числу элементов решетки (рис. 6-18).

¹ В формуле (5-48) характеристики направленности должны записываться в местных системах координат каждой антенны, т. е. для изотропных антенн $F_1(\theta, \varphi) = F_2(\theta, \varphi) = 1$.

ВОПРОСЫ СИНТЕЗА ЛИНЕЙНЫХ АНТЕННЫХ СИСТЕМ

7-1. О ПОСТАНОВКЕ ЗАДАЧИ СИНТЕЗА ИЗЛУЧАЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

До сих пор при исследовании характеристик направленности антенн распределение тока в конкретных излучающих системах предполагалось известным. В частности, в предыдущей главе было установлено, что протяженные излучающие системы с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением возбуждения позволяют получать остронаправленное излучение с любой шириной луча, зависящей от электрической длины антенны L/λ . Переход к спадающим к краям амплитудным распределениям давал возможность снизить боковые лепестки ценой некоторого расширения главного луча и небольшого снижения КНД. Возникает естественный вопрос, насколько оптимальным является этот способ получения остронаправленного излучения? Нет ли других способов возбуждения излучающей системы, ведущих к лучшим результатам? И как быть, если от антенны требуется получить характеристику направленности другого вида, например в виде некоторой заданной функции? Чтобы ответить на эти вопросы, надо уметь находить распределение возбуждения по заданной характеристике направленности. Этот процесс и составляет основное содержание задачи *синтеза антенны*.

Итак, под задачей синтеза антенны будем понимать определение формы и размеров излучающей системы и нахождение распределения возбуждения в ней по заданным требованиям к форме характеристики направленности. В зависимости от характера этих требований задача синтеза антенны в свою очередь подразделяется на три случая: 1) получение заданной формы характеристики направленности; 2) синтез излучающих систем с максимальным КНД; 3) оптимизация формы диаграммы направленности. Рассмотрим эти случаи подробнее.

1) Получение заданной формы характеристики направленности. В этом классическом случае форма требуемой диаграммы направленности задается в виде

известной комплексной функции $G(\theta, \varphi)$ и ищется распределение возбуждения $I(x, y, z)$ в ограниченной области пространства, обеспечивающее характеристику направленности $F(\theta, \varphi)$, в некотором смысле близкую к заданной функции $G(\theta, \varphi)$. Наибольшее распространение имеют два критерия близости функций $G(\theta, \varphi)$ и $F(\theta, \varphi)$: среднеквадратичный и равномерный (чебышевский). При среднеквадратичном приближении ошибку синтеза оценивают величиной интеграла

$$\delta^2 = \int_{\Omega} |G(\theta, \varphi) - F(\theta, \varphi)|^2 d\Omega, \quad (7-1)$$

и добиваются минимума δ^2 подбором соответствующего распределения возбуждения. Среднеквадратичное приближение используется, когда интересуются направленными свойствами антены, усредненными в энергетическом смысле. Недостатком этого приближения является возможность значительных локальных ошибок (всплесков) в синтезированной функции $F(\theta, \varphi)$ даже при малой величине среднеквадратичной ошибки δ^2 (в математике это явление известно под названием эффекта Гиббса).

При равномерном (чебышевском) приближении ошибку синтеза оценивают величиной

$$\Delta = \max |G(\theta, \varphi) - F(\theta, \varphi)|, \quad (7-2)$$

представляющей собой максимальное значение модуля отклонения полученной характеристики направленности от заданной функции. Минимизация величины Δ подбором распределения возбуждения позволяет добиться детальной близости функций $G(\theta, \varphi)$ и $F(\theta, \varphi)$ без резких локальных выбросов ошибки. Однако вычисление Δ связано с нахождением максимума функции ошибки воспроизведения диаграммы направленности и является более сложным, чем вычисление δ^2 . Поэтому решение задачи синтеза в чебышевском приближении, как правило, труднее, чем при среднеквадратичном приближении. Ослабление этих трудностей возможно при использовании промежуточного критерия

$$\delta^p = \int_{\Omega} |G(\theta, \varphi) - F(\theta, \varphi)|^p d\Omega, \quad (7-3)$$

где $p > 2$ — целый четный показатель степени. Доказано, что при $p \rightarrow \infty$ минимум ошибки δ^p обеспечивает одно-

временно минимум Δ . Таким образом, используя критерий (7-3) для $p > (6 \div 10)$ можно решать задачу синтеза «почти» в равномерном приближении.

2) Синтез антенн с максимальным КНД. В этой задаче форма характеристики направленности не конкретизируется и подбор распределения возбуждения ведется исходя из условия получения максимума КНД в заданном направлении. В задачах максимизации КНД могут быть поставлены также некоторые дополнительные требования, например условие ограничения величины коэффициента рассеяния в заданной области пространства.

3) Оптимизация формы диаграммы направленности. Здесь чаще всего имеется в виду требование получения минимального уровня боковых лепестков при заданной ширине луча или же обеспечение минимальной ширины луча при заданном уровне боковых лепестков. Возможны и другие постановки задачи оптимизации, например синтез так называемой разностной диаграммы направленности (см. § 7-4) с наибольшей крутизной цепенгационной характеристики при заданном уровне боковых лепестков и т. д.

Отметим сразу же, что решения всех трех разновидностей задач синтеза антенны оканчиваются определением распределения возбуждения в выбранной излучающей системе. После этого возникает проблема реализации этого решения путем разработки конкретной конструкции элементов излучающей системы и распределителя. Зачастую здесь возникают дополнительные трудности из-за отсутствия точных решений ряда внутренних электродинамических задач теории антенн, и поэтому проблемы практической реализации необходимого распределения возбуждения в настоящее время чаще всего решаются с помощью экспериментальных исследований.

При постановке задачи синтеза антенны обычно приходится заранее оговаривать форму излучающей системы. Во-первых, это связано с тем, что характер заданной характеристики направленности может сразу же определять геометрию антенны. Например, для осесимметричных характеристик направленности требуется осесимметричные излучающие системы. Во-вторых, условия работы антенны часто заранее диктуют выбор ее формы (например, антенны летательных аппаратов).

В-третьих, выбор формы антенны упрощает решение задачи синтеза, уменьшая общее число неизвестных, хотя формально отыскание оптимальной формы излучающей системы в процессе решения задачи синтеза антенны является вполне правомерным. В настоящее время методы решения задачи синтеза антенны по требуемой диаграмме направленности развиты для большинства известных форм антенн [8, 14]. Поэтому с целью упрощения изложения основных идей ограничимся рассмотрением особенностей решения задачи синтеза линейной излучающей системы. Усложнение формы антенны, как правило, не приводит к созданию новых методов синтеза, а требует только обобщения методов, применяемых для линейной антенны.

Итак, пусть на участке оси z от $-L/2$ до $L/2$ расположен линейный излучатель, множитель направленности которого определяется уже известным из гл. 6 соотношением

$$g(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} I(z) \exp(jkz \cos \theta) dz, \quad (7-4)$$

где $I(z) = |I(z)| \exp[j\Phi(z)]$ — распределение возбуждения. Функция $g(\theta)$ считается заданной. В частности, если каждый элемент линейной антенны обладает собственной характеристикой направленности $F_1(\theta, \varphi)$, то согласно теореме перемножения [см. формулу (3-7) и последующие комментарии к ней] под функцией $g(\theta)$ можно понимать частное от деления заданной характеристики направленности $G(\theta, \varphi)$ на функцию $F_1(\theta, \varphi)$:

$$g(\theta) = \frac{G(\theta, \varphi)}{F_1(\theta, \varphi)}. \quad (7-5)$$

Естественно, что такое деление возможно только в том случае, если требуемые поляризационная характеристика и зависимость поля от координаты φ совпадают с соответствующими характеристиками одного элемента. Следовательно, при синтезе линейной излучающей системы с помощью соотношения (7-4) фактически предполагается, что поляризационная характеристика антенны и необходимая направленность по координате φ уже обеспечены правильным выбором элемента и осталось только подобрать распределение возбуждения $I(z)$.

Введем в (7-4) новую угловую переменную

$$x = k \cos \theta, \quad (7-6)$$

а также примем для упрощения записи $l=L/2$. Тогда (7-4) перепишется в виде

$$\int_{-l}^l I(z) \exp(jxz) dz = g(x), \quad (7-7)$$

где правая часть $g(x)$ определена только в области видимости $-k \leq x \leq k$, т. е. при $|\cos \theta| \leq 1$.

Неизвестная функция $I(z)$ находится в (7-7) под знаком интеграла, и поэтому (7-7) представляет собой интегральное уравнение. В соответствии с классификацией, принятой в математике, такое интегральное уравнение называется неоднородным интегральным уравнением Фредгольма первого рода. Функция $K(x, z) = \exp(jxz)$ представляет собой ядро этого уравнения.

Неприятной особенностью уравнения (7-7) является то, что сколь угодно малым изменениям функции $g(x)$ могут соответствовать сколь угодно большие отличия в функции распределения возбуждения $I(z)$.

Например, если какой-либо функции $I_1(z)$ соответствует диаграмма направленности $f_1(x)$, то функции $I_2(z) = I_1(z) + A \exp\left(\frac{jK_0 z}{l}\right)$ будет соответствовать диаграмма направленности $f_2(x) = f_1(x) + \frac{2Al \sin(xl + K_0)}{xl + K_0}$. 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 $|x| < k$ будут практически одинаковыми, хотя порождающие их распределения токов имеют сколь угодно большие различия. Этот пример показывает, что решение интегрального уравнения (7-7) относится к так называемым некорректно поставленным задачам [14], характеризующимся возможностью появления неустойчивых решений. Для получения устойчивых решений некорректно поставленных задач необходимо подчинить отыскиваемые решения некоторым дополнительным требованиям (принцип регуляризации акад. А. Н. Тихонова). В частности, в задаче синтеза линейной излучающей системы можно заранее потребовать, чтобы усредненные амплитуды возбуждения и усредненные скорости изменения возбуждения (параметры A и K_0 в нашем

примере) были ограничены по сравнению с излучаемой мощностью P_Σ :

$$\int_{-l}^l |I(z)|^2 dz \leq M_1 P_\Sigma; \quad (7-8a)$$

$$\int_{-l}^l |I'(z)|^2 dz \leq M_2 P_\Sigma, \quad (7-8b)$$

где M_1, M_2 — некоторые наперед задаваемые константы.

Условия (7-8) не являются единственно возможными. Помимо них существует еще целый ряд способов избежать неустойчивости синтезируемых распределений тока, о чем будет сказано в дальнейшем.

7-2. ХАРАКТЕРИСТИКА НАПРАВЛЕННОСТИ КАК ЦЕЛАЯ ФУНКЦИЯ КОНЕЧНОЙ СТЕПЕНИ

Прежде чем приступить к решению задачи синтеза антennы, целесообразно вначале исследовать некоторые общие свойства характеристики направленности антennы как функций, определяемых интегральным выражением (7-7). Соотношение (7-7) фактически представляет собой преобразование Фурье от функции распределения возбуждения $I(z)$. Действительно, если продолжить $I(z)$ нулем на ось z , т. е. принять:

$$I(z) = \begin{cases} I(z) & \text{при } -l \leq z \leq l; \\ 0 & \text{при } |z| > l, \end{cases} \quad (7-9)$$

то характеристика направленности антennы приобретает вид интеграла Фурье

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} I(z) \exp(jxz) dz. \quad (7-10)$$

Чтобы функция $I(z)$ допускала преобразование Фурье, она, как известно, должна интегрироваться с квадратом на интервале $(-\infty, +\infty)$ и на всяком конечном интервале иметь конечное число максимумов и минимумов. Первое требование означает, что

$$2\pi \int_{-l}^l |I(z)|^2 dz = \int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx = P < \infty, \quad (7-11)$$

где использовано известное равенство Парсеваля для интегралов Фурье. Второе требование также очевидно,

так как реализовать распределение тока, принимающее на длине антенны $2l$ бесконечное число раз максимальные и минимальные значения, невозможно. Те же самые ограничения накладываются и на функцию $f(x)$, для которой можно записать обратное преобразование Фурье

$$I(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-jzx) dx. \quad (7-12)$$

Рассмотрим более подробно задаваемый формулой (7-11) интеграл P , который принято называть полной мощностью антенны (с точностью до постоянного множителя). Этот интеграл может быть представлен в виде суммы

$$P = P_z + P_p = \int_{-k}^k |f(x)|^2 dx + \left[\int_{-\infty}^{-k} + \int_k^{\infty} \right] |f(x)|^2 dx. \quad (7-13)$$

Первое слагаемое содержит интеграл от $|f(x)|^2$ по области видимости и представляет собой *активную мощность излучения*. Второе слагаемое содержит интегралы от $|f(x)|^2$ по всей области мнимых углов и условно называется *реактивной мощностью*. Название объясняется тем, что функция $f(x)$ при $|x| > k$ описывает спектр замедленных неизлучающих волн около антенны [7], т. е. характеризует ближнее реактивное поле излучающей системы.

Отношение полной мощности антенны к излучаемой мощности

$$\gamma = \frac{P}{P_z} = \frac{\int_{-k}^k |f(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{-k} |f(x)|^2 dx} = \frac{2\pi \int_{-l}^l |I(z)|^2 dz}{P_z} \quad (7-14)$$

представляет собой *коэффициент реактивности*¹. Сравнение формул (7-14) и (7-8a) показывает, что коэффициент реактивности может являться мерой некорректности распределения возбуждения $I(z)$ и его величина должна контролироваться и ограничиваться в процессе решения задачи синтеза антенны.

¹ Иногда вместо коэффициента реактивности вводят коэффициент добротности $Q = \gamma - 1$, равный отношению реактивной мощности к мощности излучения.

Среди отмеченных свойств диаграммы направленности наиболее существенным является то обстоятельство, что преобразование Фурье от функции $f(x)$ имеет резко ограниченный спектр, так как функция $I(z)$ отлична от нуля только при $|z| \leq l$. Этот факт значительно сужает класс функций $f(x)$. Свойства функций с ограниченным спектром определяются теоремой Винера — Пэли. Согласно этой теореме интегрируемая на всей вещественной оси x функция $f(x)$, обладающая преобразованием Фурье, отличным от нуля только на интервале $[-l, l]$, представляет собой на комплексной плоскости x целую функцию конечной степени, не превосходящей l . В теории функций комплексного переменного целыми называются такие функции, которые аналитичны во всякой ограниченной области. Целая функция не имеет на плоскости комплексного переменного ни одной особой точки, расположенной на конечном расстоянии от начала координат. Особой точкой целой функции является лишь бесконечно удаленная точка комплексной плоскости. Согласно теореме Винера — Пэли функции с ограниченным спектром — это не все целые функции, а только такие, которые растут при возрастании аргумента так, что $|f(x)| \leq \exp l|x|$. Число l , характеризующее протяженность спектра, называется степенью или типом целой функции. В нашем случае $l=L/2$ и примерами целых функций такой степени могут служить $\sin \Psi/\Psi$, где

$$\Psi = \frac{kL}{2} (\cos \theta - \xi), \text{ а также } \cos \Psi, \sin \Psi, \sum_{n=1}^N A_n \cos \Psi_n$$

и различные суммы этих функций. Класс функций, интегрируемых с квадратом на всей вещественной оси и удовлетворяющих условиям теоремы Винера — Пэли, называется классом W_l . Кроме того, в теории синтеза антенн рассматривается также класс целых функций B_l , в который входят функции, удовлетворяющие условиям теоремы Винера — Пэли и не интегрируемые с квадратом на всей вещественной оси, но ограниченные во всех точках вещественной оси. Введение целых функций класса B_l необходимо для описания множителей направленности эквидистантных антенных решеток, характеризующихся периодическим поведением на оси x .

Итак, множитель направленности линейной излучающей системы длины $L=2l$ всегда является целой функцией

цией степени, не превышающей l . Это утверждение сохраняет силу и для излучающих систем более сложной формы, только в этом случае имеют дело с целыми функциями конечной степени не одного, а нескольких аргументов.

В математике строго показано, что с помощью целых функций конечной степени можно на конечном интервале оси x аппроксимировать в равномерном приближении, т. е. согласно критерию (7-2), любую непрерывную функцию $g(x)$ с любой степенью точности. Это фундаментальное положение означает, что с помощью линейной антенны любой фиксированной длины $2l$ в принципе можно реализовать множитель направленности в виде какой-угодно наперед заданной непрерывной функции. Оценим в связи с этим величину производных в полученном при синтезе множителе направленности $f(x)$. Дифференцируя выражение (7-10), находим квадрат модуля производной:

$$|f'(x)|^2 = \left| \int_{-l}^l jz I(z) \exp(jxz) dz \right|^2.$$

Применим к полученному выражению неравенство Коши — Буняковского

$$|f'(x)|^2 \leq \int_{-l}^l |I(z)|^2 dz \int_{-l}^l z^2 dz = \frac{2l^3}{3} \int_{-l}^l |I(z)|^2 dz.$$

Отсюда с учетом (7-14) получим:

$$\max |f'(x)| \leq \sqrt{\frac{2l^3}{3}} \sqrt{\frac{\gamma P_\Sigma}{2\pi}}. \quad (7-15a)$$

Аналогичным путем можно получить неравенство для оценки любых производных

$$\max |f^{(n)}(x)| \leq \sqrt{\frac{l^{2n+1}}{2n+1}} \sqrt{\frac{\gamma P_\Sigma}{\pi}}. \quad (7-15b)$$

Оценки (7-15) говорят о том, что при постоянной мощности излучения для воспроизведения множителей направленности с более крутыми склонами следует либо увеличивать длину излучающей системы $2l$, либо при фиксированной длине увеличивать коэффициент реактивности γ , т. е. переходить к некорректным решениям интегрального уравнения (7-7). Последствия такого перехода будут обсуждены в дальнейшем при рассмотрении явления сверхнаправленности.

7-3. СИНТЕЗ ЛИНЕЙНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ МЕТОДОМ ИНТЕГРАЛА ФУРЬЕ

Согласно формуле (7-10) множитель направленности линейного излучателя $f(x)$ является преобразованием Фурье от функции распределения тока $I(z)$ и на этом основании можно поступить следующим образом: задать необходимую характеристику направленности $g(x)$ и с помощью обратного преобразования Фурье найти распределение возбуждения

$$I(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \exp(-jzx) dx. \quad (7-16)$$

Однако требуемую функцию $g(x)$ мы знаем только в пределах области видимости $|x| \leq k$, а интегрирование в (7-16) надо вести по бесконечному интервалу x . Поэтому далее можно поступить двояким путем.

Первый способ. Задаемся конкретной длиной излучателя $2l$ и методами теории функций комплексного переменного строим аналитическое продолжение функции $g(x)$ с области видимости на всю вещественную ось x , причем делаем это так, чтобы продолженная функция $g(x)$ принадлежала к классу целых функций W_l . Подстановка этой функции в (7-16) дает возможность найти единственное распределение возбуждения $I_l(z)$, которое в соответствии с теоремой Винера — Пэли будет отлично от нуля только в пределах $|z| \leq l$ и обеспечит точное воспроизведение заданной диаграммы направленности. Полученное решение может оказаться неустойчивым, так как в процессе аналитического продолжения можно прийти к чрезмерно большим значениям $g(x)$ в области мнимых углов, что приведет к росту коэффициента реактивности γ . Следовательно, на этом пути исключена возможность проводить регуляризацию путем ограничения величины γ , а сами выкладки по построению аналитического продолжения носят очень сложный характер и могут быть легко искажены погрешностями округления при вычислениях.

Второй способ. Стремясь к минимальной величине коэффициента реактивности γ , т. е. заботясь о корректности решения, разумно сразу же потребовать равенства

нулю функции $g(x)$ вне области видимости

$$g(x) = \begin{cases} g(x) & \text{при } |x| \leq k; \\ 0 & \text{при } |x| > k, \end{cases} \quad (7-17)$$

что сокращает пределы интегрирования в (7-16) до интервала $[-k, k]$. Распределение возбуждения оказывается теперь однозначным и равным

$$I_0(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-k}^k g(x) \exp(-jzx) dx, \quad (7-18)$$

где нулевой индекс подчеркивает, что $g(x)$ продолжена нулем в область мнимых углов. Поскольку функция (7-17) в общем случае не принадлежит к классу целых функций W_l , распределение возбуждения получается отличным от нуля на всей оси z и возникает необходимость использовать вместо него какое-то «урезанное» распределение $I(z)$, которому будет соответствовать характеристика направленности

$$f(x) = \int_{-l}^l I(z) \exp(jxz) dz,$$

не совпадающая с заданной функцией $g(x)$. Распределение $I(z)$ можно выбрать, исходя из минимума среднеквадратичного отличия функции $f(x)$ и $g(x)$:

$$\delta^2 = \int_{-\infty}^{\infty} |g(x) - f(x)|^2 dx = \int_{-k}^k |g(x) - f(x)|^2 dx + \\ + \left[\int_{-\infty}^{-k} + \int_k^{\infty} \right] |f(x)|^2 dx. \quad (7-19a)$$

Применяя к этому выражению равенство Парсеваля, находим:

$$\delta^2 = 2\pi \int_{-l}^l |I_0(z) - I(z)|^2 dz + 2\pi \left[\int_{-\infty}^{-k} + \int_k^{\infty} \right] |I_0|^2 dz. \quad (7-19b)$$

При заданной длине антенны ошибка будет минимальной, если выбрать:

$$I(z) = \begin{cases} I_0(z) & \text{при } |z| \leq l; \\ 0 & \text{при } |z| > l. \end{cases} \quad (7-20)$$

Тогда величина среднеквадратичной ошибки будет определяться только вторым слагаемым в (7-19b), т. е. мощностью возбуждения на отброшенных «хвостах», дополняющих излучатель до бесконечной прямой. Ошибка эта может быть уменьшена до любого предела простым удлинением излучателя, и это дает удобный критерий для выбора длины $2l$.

Заметим, что в (7-19) использовано определение ошибки по всей оси x . Следовательно, найденный в результате синтеза по второму способу множитель направленности

$$f_0(x) = \int_{-l}^l I_0(z) \exp(jxz) dz, \quad (7-21)$$

где $I_0(z)$ дается формулой (7-18), будет иметь малую величину при $|x| > k$, т. е. ему будет соответствовать близкий к единице коэффициент реактивности γ .

Итак, действуя по второму способу, мы вместо точного решения получили наилучшее среднеквадратичное приближение к заданной характеристике направленности при минимально возможном коэффициенте реактивности γ . Именно такой способ решения задачи синтеза линейного излучателя и называют *методом интеграла Фурье*. Этот метод чрезвычайно прост в организации вычислений и ведет к очень устойчивым распределениям возбуждения, легко реализуемым на практике. Последнее свойство и обеспечило методу интеграла Фурье широкое распространение при разработке разнообразных антенн.

Из сравнения двух разобранных способов решения задачи синтеза антенн видно, что они представляют собой два противоположных крайних случая. В первом способе ошибка синтеза равна нулю, но коэффициент реактивности может быть слишком велик. Во втором способе коэффициент реактивности минимален (перегуляризация), однако точность синтеза не слишком высока (среднеквадратичное приближение). Очевидно, что в промежутке между этими крайними случаями находится бесконечное число компромиссных решений задачи синтеза, в которых происходит своеобразное перераспределение величины ошибки синтеза и коэффициента реактивности.

Рассмотрим пример на применение метода интеграла Фурье. Пусть в линейном излучателе конечной длины

$2l=L$ требуется найти распределение возбуждения и множитель направленности, как можно более близкий к дельта-функции

$$g(x) = \delta(x - x_0); \quad |x_0| \leq k. \quad (7-22)$$

при минимальном значении коэффициента реактивности γ .

Пользуясь формулами (7-18) и (7-21), находим:

$$I_0(z) = \frac{1}{2\pi} \exp(-jx_0 z);$$

$$f_0(x) = \frac{jL}{\pi} \frac{\sin(x - x_0)}{(x - x_0) l} = \frac{jL}{2\pi} \frac{\sin \frac{kL}{2} \left(\cos \theta - \frac{x_0}{k} \right)}{\frac{kL}{2} \left(\cos \theta - \frac{x_0}{k} \right)}. \quad (7-23)$$

Следовательно, подробно изученная в гл. 6 эталонная характеристика направленности $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$, где $\Psi = \frac{kL}{2} \times (\cos \theta - \xi)$, и соответствующее ей распределение возбуждения $I(z) = I_0 \exp(-jk\xi z)$, $|\xi| \leq 1$ обеспечивают при максимуме коэффициента реактивности γ одновременно минимальную ширину луча по половинной мощности $\Delta\Psi \approx 2,78$ и максимальный КНД. Величина коэффициента реактивности для характеристики направленности $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ согласно (7-14) определяется формулой

$$\gamma = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 \Psi}{\Psi^2} d\Psi}{\int_{\Psi_{\min}}^{\Psi_{\max}} \frac{\sin^2 \Psi}{\Psi^2} d\Psi}, \quad (7-24)$$

где

$$\begin{cases} \Psi_{\max} = \frac{kL}{2} (1 - \xi); \\ \Psi_{\min} = -\frac{kL}{2} (1 + \xi). \end{cases}$$

Интегралы в (7-24) вычисляются с помощью выкладок, аналогичных (6-18) — (6-21), и результат оказы-

вается равным

$$\gamma = \frac{D\lambda}{2L} \text{ при } \xi \leq 1, \quad (7-25)$$

где D представляет собой КНД линейного излучателя.

Видно, что в режиме поперечного и наклонного излучения, когда КНД незначительно превышает величину $2L/\lambda$, коэффициент реактивности близок к единице. При осевом излучении КНД равен $4L/\lambda$ (при $\xi=1$) и величина γ увеличивается до двух.

7-4. СИНТЕЗ РАЗНОСТНЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ

В этом параграфе будет рассмотрен еще один пример на применение метода интеграла Фурье в теории синтеза антенн. Разностные диаграммы направленности характеризуются наличием двух одинаковых главных лепестков с противоположными фазами, примыкающих к пеленгационному направлению, которое характеризуется нулевым излучением. Такие диаграммы направленности используются в приемных каналах моноимпульсных РЛС для выработки сигналов

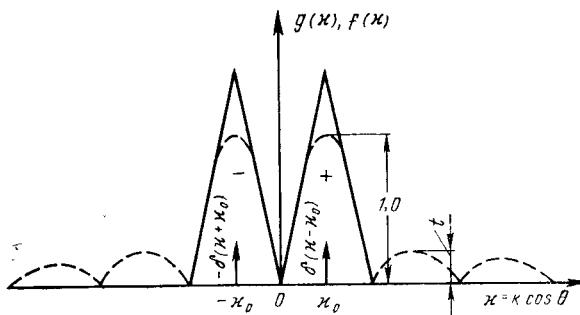


Рис. 7-1. Идеальная и реальная разностные диаграммы направленности.

ошибки, пропорциональных уходу наблюдаемой цели с пеленгационного направления. В разностных диаграммах направленности (рис. 7-1) должны быть выполнены следующие условия: 1) как можно более высокая крутизна нормированной характеристики направленности $S = dF(x)/dx$ в пеленгационном направлении; 2) максимальный КНД в главных лепестках диаграммы направленности; 3) минимальный уровень боковых лепестков t ; 4) минимальный коэффициент реактивности γ . Эти требования в известной мере являются противоречивыми и в конкретной реализации разностной характеристики направленности должен быть соблюден определенный компромисс между ними. Исходя из названных условий, зададим требуемую характеристику направленности в виде разности двух дель-

та-функций (рис. 7-1), смещенных на $\pm x_0$ в разные стороны от начала координат:

$$g_\delta(x) = \frac{1}{x_0} [\delta(x - x_0) - \delta(x + x_0)]. \quad (7-26)$$

Устремляя x_0 к нулю, можно будет обеспечить условие максимальной крутизны синтезируемой характеристики при $x=0$. Пользуясь формулами (7-18) и (7-21), находим распределение возбуждения и характеристику направленности для линейного излучателя конечной длины $2L$:

$$\left. \begin{aligned} I_\delta(z) &= \frac{1}{2\pi x_0} [\exp(-jx_0 z) - \exp(jx_0 z)] \equiv \frac{1}{x_0} \sin x_0 z; \\ f_\delta(x, x_0) &= \frac{\sin kl \left(\cos \theta - \frac{x_0}{k} \right)}{x_0 kl \left(\cos \theta - \frac{x_0}{k} \right)} - \frac{\sin kl \left(\cos \theta + \frac{x_0}{k} \right)}{x_0 kl \left(\cos \theta + \frac{x_0}{k} \right)} \equiv \\ &\equiv \frac{\sin(\Psi - \delta\Psi)}{\delta\Psi(\Psi - \delta\Psi)} - \frac{\sin(\Psi + \delta\Psi)}{\delta\Psi(\Psi + \delta\Psi)} = f_\delta(\Psi, \delta\Psi), \end{aligned} \right\} \quad (7-27)$$

где $\Psi = \frac{kL}{2} \cos \theta$ и $\delta\Psi = \frac{x_0 L}{2}$. В пределе при $\delta\Psi \rightarrow 0$ получаем разностную характеристику направленности с максимальной крутизной и минимальным коэффициентом реактивности

$$\left. \begin{aligned} I_\delta(z) &= I_0 z; \\ f_\delta(\Psi, 0) &= \frac{\sin \Psi - \Psi \cos \Psi}{\Psi^2}; \quad \Psi = \frac{kL}{2} \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (7-28)$$

Эта характеристика и соответствующее распределение возбуждения показаны на рис. 7-2. Функция $f_\delta(\Psi, 0)$ имеет главный максимум при $\Psi_{\max} = 2,081$ и равна при этом примерно 0,435. Крутизна $f'_\delta(0, 0)$ функции $f_\delta(\Psi, 0)$ в начале координат равна 1/3. Таким образом, максимально возможная крутизна нормированной разностной характеристики направленности оказывается равной

$$S_{\max} = \left| \frac{dF_\delta(\Psi)}{d\Psi} \right|_{\Psi=0} = \frac{1}{3 \cdot 0,435} = 0,77.$$

Переходя к истинным углам наблюдения, окончательно получаем:

$$S_{\max} = \left| \frac{dF_\delta}{d\theta} \right|_{\theta=\frac{\pi}{2}} = 0,77 \frac{\pi L}{\lambda} = 2,4 \frac{L}{\lambda}, \text{ 1/рад.}$$

Уровень первого бокового лепестка в разностной характеристики направленности (7-28) составляет $t \approx 0,39$ и является недопустимым.

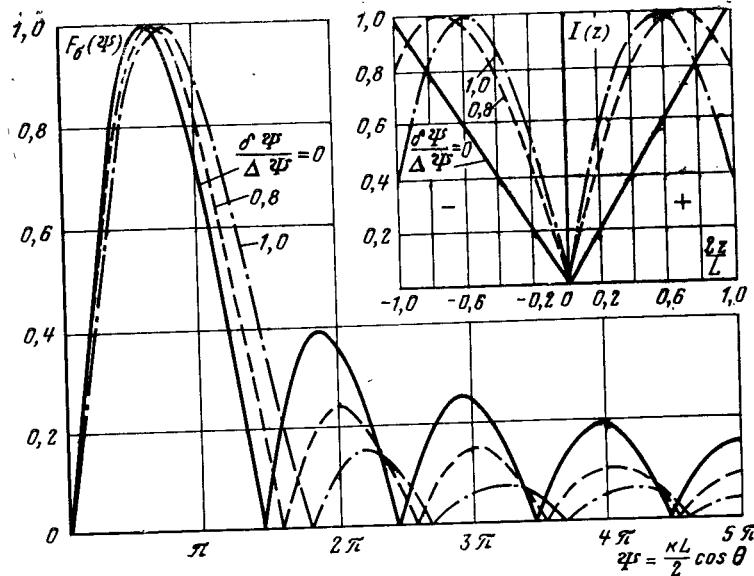


Рис. 7-2. К синтезу разностных диаграмм направленности.

мо большим. Боковые лепестки можно уменьшить, сохранив нечленные значения $\delta\Psi$ в формулах (7-27). Удобно характеризовать $\delta\Psi$ безразмерной величиной $\delta\Psi/\Delta\Psi$, где $\Delta\Psi = 2,78$ — ширина главного лепестка эталонной «суммарной» характеристики направленности $|\sin \Psi/\Psi|$. Результаты расчетов характеристик направленности и распределений возбуждения по формулам (7-27) для различных $(\delta\Psi/\Delta\Psi)$ показаны на рис. 7-2. Кроме того, на рис. 7-3 показано, как изменяются КНД, крутизна и уровень первого бокового лепестка в зависимости от $(\delta\Psi/\Delta\Psi)$. Оказывается, что максимальный КНД в главных лепестках разностной диаграммы направленности составляет $D_{\max} = 0,615 (2L/\lambda)$ и реализуется при $\delta\Psi/\Delta\Psi \approx 0,8$, причем значение крутизны 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 диаграммы направленности и получаемые результаты теряют практический интерес.

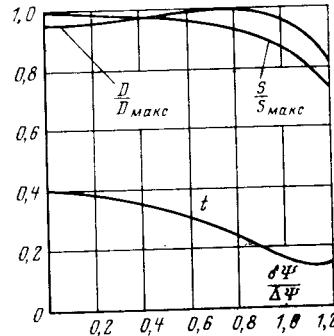


Рис. 7-3. Параметры разностных диаграмм направленности.

7-5. СИНТЕЗ ЛИНЕЙНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ МЕТОДОМ ПАРЦИАЛЬНЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ

Представим распределение возбуждения в линейном излучателе в виде ряда

$$I(z) = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} a_n \varphi_n(z) & \text{при } |z| \leq l; \\ 0 & \text{при } |z| > l \end{cases} \quad (7-29)$$

по некоторой известной системе функций $\varphi_n(z)$.

Подставим этот ряд в выражение (7-10) для характеристики направленности

$$f(\kappa) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \int_{-l}^l \varphi_n(z) \exp(j\kappa z) dz = \sum_{n=0}^{\infty} a_n f_n(\kappa). \quad (7-30)$$

Зависящая от текущего номера n функция

$$f_n(\kappa) = \int_{-l}^l \varphi_n(z) \exp(j\kappa z) dz, \quad \kappa = k \cos \theta \quad (7-31)$$

представляет собой парциальную диаграмму направленности, соответствующую парциальной функции распределения возбуждения $\varphi_n(z)$. Теперь можно попытаться аппроксимировать заданную диаграмму направленности $g(\kappa)$ рядом (7-30), вычислить необходимые коэффициенты a_n и после этого найти распределение возбуждения по формуле (7-29). Совокупность этих действий и составляет сущность метода синтеза с помощью парциальных диаграмм направленности.

Наиболее просто метод парциальных диаграмм реализуется при среднеквадратичном приближении. Здесь в качестве системы функций $f_n(\kappa)$ следует взять какую-либо полную систему функций, удовлетворяющую условию ортогональности на интервале $[-k, k]$:

$$\int_{-k}^k f_n(\kappa) f_p^*(\kappa) d\kappa = \begin{cases} N & \text{при } n = p; \\ 0 & \text{при } n \neq p. \end{cases}$$

Тогда коэффициенты a_n могут быть вычислены по заданной диаграмме направленности $g(\kappa)$ как обобщенные

коэффициенты Фурье

$$a_n = \frac{1}{N} \int_{-k}^k g(\kappa) f_n^*(\kappa) d\kappa. \quad (7-32)$$

Формула (7-31) показывает, что функции $f_n(\kappa)$ являются преобразованиями Фурье от распределений $\varphi_n(z)$, отличных от нуля на интервале $[-l, l]$. Следовательно, функции $f_n(\kappa)$ должны представлять собой целые функции степени, не превышающей l .

В качестве парциальных диаграмм и соответствующих пространственных гармоник возбуждения можно брать разнообразные системы функций. В теории синтеза антенн широко распространена следующая система парциальных диаграмм:

$$\left. \begin{aligned} f_n(\kappa) &= \frac{\sin l(\kappa - n\Delta\kappa)}{l(\kappa - n\Delta\kappa)} = \frac{\sin(\Psi - n\pi)}{\Psi - n\pi}; \quad \Psi = \frac{kL}{2} \cos \theta; \\ \varphi_n(z) &= \exp(jn\Delta\kappa z) = \exp\left(jn\pi \frac{z}{l}\right); \quad \Delta\kappa = \frac{\pi}{l}. \end{aligned} \right\} \quad (7-33)$$

Эти функции нами уже хорошо изучены, они образуют ортогональную систему диаграмм на всей оси κ [см. (6-37)] и ортогональную систему распределений возбуждения на интервале $-l \leq z \leq l$. Представим заданную функцию $g(\kappa)$ в виде ряда

$$g(\kappa) = \sum_{-\infty}^{\infty} a_n \frac{\sin l(\kappa - n\Delta\kappa)}{l(\kappa - n\Delta\kappa)} = \sum_{-\infty}^{\infty} a_n \frac{\sin(\Psi - n\pi)}{\Psi - n\pi}. \quad (7-34)$$

Фактически разложение (7-34) представляет собой интерполяционный ряд Котельникова для представления целых функций степени не выше l на всей оси κ . Замечательной особенностью системы парциальных диаграмм (7-33) является то, что в точке $\kappa_n = n\Delta\kappa$ только одна диаграмма с номером n имеет максимум единичной величины, а все остальные парциальные диаграммы в этой точке равны нулю (это свойство уже отмечалось в § 6-4 при оценке КНД линейных антенн со спадающим распределением возбуждения). Благодаря этому свойству неизвестные коэффициенты разложения a_n в (7-34) оказываются равными

$$\left. \begin{aligned} a_n &= g(n\Delta\kappa) = g(\Psi_n), \quad \Psi_n = n\pi, \\ t. e. &\text{ являются равноотстоящими выборками заданной} \\ &\text{функции } g(\kappa). \end{aligned} \right\} \quad (7-35)$$

Так же как и в методе интеграла Фурье, для определения всех коэффициентов a_n функция $g(x)$ должна быть известна на всей оси x . Опять возможны два пути определения этой функции: 1) аналитическое продолжение $g(x)$ с интервала $[-k, k]$ на всю ось x как целой функции степени не выше l . Это ведет к определению всех коэффициентов a_n , $-\infty < n < \infty$ и к точному воспроизведению диаграммы направленности, но коэффициент реактивности γ может стать недопустимо большим (некорректное решение); 2) задание функции $g(x)$ нулем при $|x| > k$.

Это дает возможность найти только первые $2N+1 = \frac{2k}{\Delta x} + 1 = \frac{2L}{\lambda} + 1$ коэффициентов ряда Котельникова и реализованная при синтезе диаграмма направленности оказывается равной

$$f(x) = \sum_{-N}^N g(n\Delta x) \frac{\sin l(x - n\Delta x)}{l(x - n\Delta x)}, \quad \Delta x = \frac{\pi}{l}, \quad (7-36)$$

где $N = E(L/\lambda)$; $E(x)$ — целая часть числа x .

Необходимое распределение возбуждения определяется конечным отрезком ряда Фурье

$$I(z) = \sum_{-N}^N g(n\Delta x) \exp \left(jn\pi \frac{z}{l} \right). \quad (7-37)$$

Решение задачи синтеза в виде (7-36) и (7-37) удовлетворяет требованию минимума коэффициента реактивности, однако синтезированная характеристика направленности $f(x)$ совпадает с заданной функцией $g(x)$ только в точках отсчета, а при других значениях x функции $g(x)$ и $f(x)$ в общем случае различаются.

На рис. 7-4 рассмотрен пример синтеза линейного излучателя с косекансной диаграммой направленности, часто применяемой в радиолокации (см. § 5-2). Длина антенны выбрана равной 10λ , что позволяет взять 21 парциальную диаграмму. Требуемая характеристика направленности $g(\Psi)$ показана штрих-пунктиром, а ее отсчеты $g(n\Delta x) = g\left(\Psi = n\frac{2\pi}{L}\right)$, $-10 \leq n \leq 10$, являющиеся амплитудными коэффициентами в рядах (7-30) и (7-29), выделены кружочками. Мы видим, что синтези-

рованная диаграмма направленности точно проходит через заданные отсчеты, однако в промежутках между отсчетами синтез не точен. Для уменьшения ошибок могут быть использованы различные методы внесения поправок в найденное распределение тока, однако мы на этом не останавливаемся.

Помимо системы парциальных диаграмм $\frac{\sin(\Psi - n\pi)}{\Psi - n\pi}$ существует еще одна замечательная полная ортогональная система функций, при использовании которых парци-

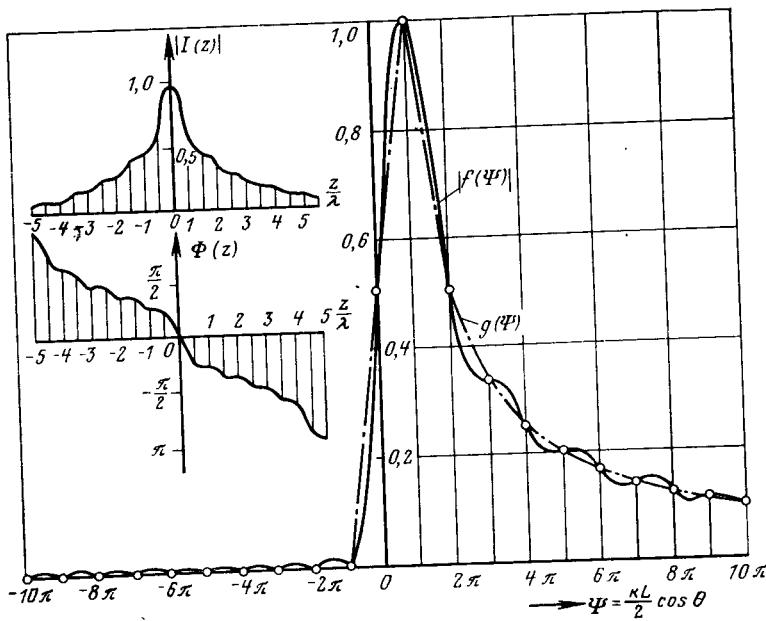


Рис. 7-4. Синтез косекансной диаграммы направленности.

альные распределения возбуждения $\Phi_n(z)$ совпадают (с точностью до постоянного множителя) с парциальными диаграммами $f_n(x)$ на участке $-k \leq x \leq k$. Это собственные функции интегрального уравнения (7-7), т. е. такие функции, которые при подстановке в интегральное уравнение (7-7) в качестве распределения возбуждения дают диаграмму направленности в виде такой же функции, умноженной на некоторое число, зависящее от номера функции. Установлено, что собственными функция-

ми интегрального уравнения (7-7) являются волновые функции нулевого порядка вытянутого сферида $f_n(\kappa) = S_{0n}(c, \kappa)$. Использование таких собственных функций позволяет в принципе производить решение задачи синтеза заданной диаграммы направленности не только при минимальном значении коэффициента реактивности, но и при любых ограничениях на распределение возбуждения, задаваемых, например, в виде (7-8).

7-6. СИНТЕЗ ЛИНЕЙНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Множитель направленности линейной антенной решетки согласно (6-2) имеет вид:

$$f_N(\theta) = \sum_{n=1}^N I_n \exp(jkz_n \cos \theta), \quad (7-38)$$

где I_n — комплексная амплитуда возбуждения; z_n — координата излучателя на оси z ; N — число элементов.

Введем обозначения:

$$\kappa = k \cos \theta; \exp(jkz_n \cos \theta) = \exp(j\kappa z_n) = F_n(\kappa). \quad (7-39)$$

Функцию $F_n(\kappa)$ можно трактовать как нормированную характеристику направленности одного элемента решетки в общей для всех элементов системе координат. Таким образом, характеристика направленности решетки предстает в виде

$$f_N(\kappa) = \sum_{n=1}^N F_n(\kappa) I_n = \langle F(\kappa) I \rangle, \quad (7-40)$$

где $\langle F(\kappa) \rangle = [F_1(\kappa); F_2(\kappa), \dots, F_N(\kappa)]$ — матрица-строка из диаграмм элементов и $I = [I_1, I_2, \dots, I_N]^T$ — матрица-столбец из коэффициентов возбуждения. Множитель решетки представлен в (7-40) в виде суперпозиции парциальных диаграмм $F_n(\kappa)$, и поэтому метод парциальных диаграмм является естественным для любых задач синтеза антенных решеток. Неудобством системы диаграмм $\langle F(\kappa) \rangle$ является их неортогональность на отрезке видимости $-k \leq \kappa \leq k$.

В связи с этим построим новую систему ортонормированных парциальных диаграмм

$$\langle e(\kappa) \rangle = [e_1(\kappa), e_2(\kappa), \dots, e_N(\kappa)], \quad (7-41)$$

являющихся линейными комбинациями всех диаграмм $F_n(\kappa)$

$$e_n(\kappa) = i_{1n} F_1(\kappa) + i_{2n} F_2(\kappa) + \dots + i_{Nn} F_N(\kappa), \quad (7-42)$$

где i_{np} — безразмерные коэффициенты.

Условие ортонормированности означает:

$$\int_{-k}^k e_n e_p^* d\kappa = \begin{cases} 1 & \text{при } n = p; \\ 0 & \text{при } n \neq p. \end{cases} \quad (7-43)$$

Переход от системы диаграмм $\langle F(\kappa) \rangle$ к системе $\langle e(\kappa) \rangle$ можно записать в виде матричного равенства

$$\langle e(\kappa) \rangle = \langle F(\kappa) \rangle [i], \quad (7-44)$$

где столбцами квадратной преобразующей матрицы $[i]$ являются коэффициенты разложения каждой ортонормированной диаграммы $e_n(\kappa)$:

$$[i] = \begin{bmatrix} i_{11} & i_{12} & \dots & i_{1N} \\ i_{21} & i_{22} & \dots & i_{2N} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ i_{N1} & i_{N2} & \dots & i_{NN} \end{bmatrix}. \quad (7-45)$$

Система диаграмм $\langle e(\kappa) \rangle$ образует ортонормированный базис в конечно-мерном пространстве функций, являющихся всевозможными множителями направленности антенной решетки. Поэтому любая характеристика направленности может быть представлена в виде разложения

$$f_N(\kappa) = \sum_{n=1}^N \beta_n e_n(\kappa) = \langle e(\kappa) \beta \rangle, \quad (7-46)$$

где β_n — коэффициенты разложения. Возможен и обратный переход от представления множителя направленности (7-46) к представлению (7-40). Для этого подставим (7-44) в (7-46)

$$f_N(\kappa) = \langle F(\kappa) [i] \beta \rangle = \langle F(\kappa) I \rangle.$$

Отсюда

$$I = [i] \beta. \quad (7-47)$$

Таким образом, по известному столбцу коэффициентов разложения β столбец распределений возбуждения

решетки определяется через ту же самую преобразующую матрицу $[i]$, строки которой оказываются наборами коэффициентов разложения каждого I_n по всем β_n :

$$I_n = i_{n1}\beta_1 + i_{n2}\beta_2 + \dots + i_{nN}\beta_N.$$

Решение задачи синтеза антенной решетки в ортонормированном базисе $\langle e(x) \rangle$ не представляет труда. Для этого пытаемся представить заданную характеристику направленности в виде

$$g(x) = \langle e(x) \cdot \beta \rangle = \sum_{n=1}^N \beta_n e_n(x). \quad (7-48)$$

Умножаем обе части (7-48) на комплексно-сопряженную функцию $e^*_{-p}(x)$ и интегрируем их по x от $-k$ до k . С учетом условий ортогональности (7-43) получаем:

$$\beta_p = \int_{-k}^k g(x) e^*_{-p}(x) dx. \quad (7-49)$$

Объединяя все β_p в один столбец и заменяя функции $e^*_{-p}(x)$ линейными комбинациями функций $F^*_n(x)$ согласно (7-44), т. е. применяя соотношение $e^*(x) = [i^*]_t F^*(x)$, получаем:

$$\beta = [i^*]_t h, \quad (7-50)$$

где элементы столбца h даются формулами:

$$h_n = \int_{-k}^k g(x) F^*_n(x) dx. \quad (7-51)$$

Наконец, переходя от столбца коэффициентов разложения β к амплитудам возбуждения элементов решетки I по формуле (7-47), находим:

$$I = [i][i^*]_t h. \quad (7-52)$$

Для вычисления произведения матриц $[i][i^*]_t$ следует обратиться к условию ортонормированности системы функций $\langle e(x) \rangle$ (7-43), которое можно представить в виде единичной матрицы следующего вида:

$$\int_{-k}^k [e(x)] \langle e^*(x) \rangle dx = E; \quad E = \begin{bmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & \ddots & \\ & & & 1 \end{bmatrix}. \quad (7-53)$$

Здесь под знаком интеграла стоит квадратная матрица, получаемая умножением столбца на строку. Элемент этой матрицы с номером np представляет собой произведение $e_n(x) e^*_{-p}(x)$, которое при интегрировании дает либо нуль ($n \neq p$), либо единицу. Осуществляя в (7-53) замену (7-44), получаем:

$$[i]_t \int_{-k}^k [F(x)] \langle F^*(x) \rangle dx [i^*] = [i]_t [r] [i^*] = E, \quad (7-54)$$

где элементами матрицы $[r]$ являются интегралы

$$r_{np} = \int_{-k}^k \exp[jx(z_n - z_p)] dx = \frac{2 \sin k(z_n - z_p)}{z_n - z_p}.$$

Сравнение с формулой (6-88) говорит о том, что r_{np} пропорциональны нормированным активным взаимным сопротивлениям изотропных излучателей. Это совпадение не является случайным. При строгом рассмотрении оказывается [21, 22], что условие

$$[i][r][i^*] = E \text{ или } [r'] = [i]_t^{-1} [i^*]^{-1},$$

где элементы матрицы $[r']$ определяются формулой (6-87), является необходимым и достаточным для построения системы ортонормированных диаграмм направленности в произвольной антенной решетке с любыми излучателями. На основании этого делаем в (7-52) замену

$$[i][i^*]_t = [r']^{-1}; \quad r'_{np} = \frac{\sin k(z_n - z_p)}{k(z_n - z_p)} \quad (7-55)$$

и получаем окончательное решение задачи синтеза антенной решетки в среднеквадратичном приближении

$$I = [r']^{-1} h; \quad h_n = \int_{-k}^k g(x) F^*_n(x) dx. \quad (7-56)$$

Таким образом, вычисление ортогонального базиса $\langle e(x) \rangle$ в явном виде оказалось излишним. Мерой некорректности найденного решения может служить коэффициент реактивности

$$\gamma_N = \frac{\langle II^* \rangle}{\langle I^* [r] I \rangle}, \quad (7-57)$$

равный отношению квадрата нормы распределения возбуждения к активной мощности излучения и аналогич-

ный коэффициенту реактивности γ , определяемому формулой (7-14).

Рассмотрим пример. Пусть требуется синтезировать диаграмму направленности, наиболее близкую к дельта-функции $g(\kappa) = \delta(\kappa - \kappa_0)$, где $\kappa_0 \leq k$ — направление максимального излучения. Подставляя эту функцию в (7-56), получаем:

$$\begin{aligned} I &= [r']^{-1} F^*(\kappa_0), \\ F^*(\kappa_0) &= [F^*_1(\kappa_0), F^*(\kappa_0), \dots, F^*_N(\kappa_0)]_t, \end{aligned} \quad (7-58a)$$

и, таким образом, формальное решение задачи имеет вид:

$$f_N(\kappa) = \langle F(\kappa) I \rangle = \langle F(\kappa) [r']^{-1} F^*(\kappa_0) \rangle. \quad (7-58b)$$

Заметим, что точно к такому же результату можно прийти, если в соответствии с (6-84) и (6-87) записать выражение для КНД решетки

$$D = \frac{|\langle I F(\kappa_0) \rangle|^2}{\langle I^* [r'] I \rangle}, \quad (7-59)$$

и искать распределение возбуждения $\langle I$, ведущее к максимуму КНД. Для этого выражение (7-59) дифференцируется по каждому I_n и соответствующие частные производные приравниваются нулю. Решение образовавшейся таким путем системы линейных уравнений в точности равно (7-58a), причем вычислением вторых производных (7-59) можно убедиться, что это решение соответствует именно максимуму КНД. Таким образом оказывается, что синтез диаграммы направленности, наиболее близкой к дельта-функции, эквивалентен синтезу диаграммы направленности с максимальным КНД. Несложным вычислением можно установить, что максимальный КНД решетки изотропных излучателей в направлении κ_0 дается формулой

$$D_{\max} = \langle F(\kappa_0) [r']^{-1} F^*(\kappa_0) \rangle. \quad (7-60)$$

Если элементы решетки имеют направленность, то в формуле (7-60) происходит замена $F_n(\kappa_0) \rightarrow \sqrt{D_n} F_n(\kappa_0)$, сопровождаемая также изменением величин r'_{np} для изотропных элементов на величины r'_{np} для направленных элементов [см. формулу (6-87)].

О выборе шага эквидистантной антенной решетки. При постоянной величине шага решетки d положения

элементов задаются координатами $z_n = (n-1)d$, $n=1, 2, \dots, N$ и множитель решетки

$$f_N(\kappa) = \sum_{n=1}^N I_n \exp[j(n-1)\kappa d]; \quad \kappa = k \cos \theta$$

является периодической функцией переменной κ

$$f_N(\kappa) = f_N\left(\kappa + \frac{2\pi}{d}\right).$$

Отношение периода $T = 2\pi/d$ к протяженности области видимости $\kappa_{\max} - \kappa_{\min} = 2k$ равно:

$$\frac{T}{\kappa_{\max} - \kappa_{\min}} = \frac{2\pi\lambda}{d \cdot 2 \cdot 2\pi} = \frac{\lambda}{2d}.$$

Следовательно, 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 чем один период функции $f_N(\kappa)$ и поэтому при синтезе произвольной диаграммы направленности, отличной от нуля во всей области видимости, неразумно брать шаг $d>0,5\lambda$ из-за возникающего снижения точности синтеза. С другой стороны, при $d<0,5\lambda$ период функции $f_N(\kappa)$ становится больше интервала видимости и точность синтеза повышается за счет использования большего числа ортогональных функций $e_n(\kappa)$ при постоянной длине решетки. Однако поведение синтезированной функции $f_N(\kappa)$ за пределами интервала видимости является при этом неконтролируемым и в связи с этим коэффициент реактивности, часто определяемый в случае линейной решетки по формуле

$$\gamma_N = \frac{\int_{-T/2}^{T/2} |f_N(\kappa)|^2 d\kappa}{\int_{-k}^k |f_N(\kappa)|^2 d\kappa}$$

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 будет

означать стремление определителя матрицы $[r']$ к нулю¹, что будет приводить к потере точности при нахождении обратной матрицы $[r']^{-1}$. Поэтому к попыткам увеличения точности воспроизведения заданной диаграммы направленности путем уменьшения шага решетки необходимо относиться к осторожностью. Этот вопрос будет обсужден в § 7-7.

Неэквидистантные решетки. С переходом к неэквидистантным антенным решеткам периодичность множителя направленности по координате $x = k \cos \theta$ оказывается нарушенной. Это наводит на мысль использовать неэквидистантные решетки при стремлении снизить общее число элементов в антенну фиксированной длины. Поскольку при расстояниях между элементами, в среднем превышающих $(0,5 \div 1,0)\lambda$, коэффициент реактивности мал [он может быть даже меньше единицы — см. (7-57)], то проблемы некорректности не возникает и формулы (7-56) дают необходимое решение при известных положениях излучателей. Однако главная проблема синтеза неэквидистантных решеток состоит не в вычислении распределения возбуждения, а в нахождении оптимальных положений излучателей. Координаты излучателей входят в выражение для множителя направленности нелинейным образом (в показателях экспонент или в аргументах тригонометрических функций), и поэтому проблема определения оптимальных координат обычно приводит к задаче минимизации некоторой целевой функции многих переменных при дополнительных ограничениях. Решение обычно проводится на ЭВМ, причем используется целый арсенал численных методов: метод проб (перебор вариантов), градиентные методы спуска, метод Монте-Карло, динамическое программирование и др. На характеристиках этих методов мы не будем останавливаться. Заметим только, что неэквидистантная антenna решетка с равноамплитудным возбуждением в определенном смысле может быть эквивалентной линейной антенне (или эквидистантной решетке) с неравномерным амплитудным распределением. Например, вместо линейной антенны со спадающим к краям распределением возбуждения можно применить равноам-

¹ В этом легко убедиться на примере матрицы $[r'] = \begin{bmatrix} 1 & r'_{12} \\ r'_{12} & 1 \end{bmatrix}$ для двух излучателей. При $d \rightarrow 0$ имеет место $r'_{12} \rightarrow 1$ и $|[r']| = 1 - r'_{12}^2 \rightarrow 0$.

плитудную решетку с возрастающей при удалении от центра расстояниями между излучателями. Это дает возможность применить простейшую конструкцию распределителя с равным делением мощности между элементами и одновременно получить эффект уменьшения боковых лепестков (как при спадающем амплитудном распределении).

7-7. О СВЕРХНАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕНН

В предыдущем параграфе был рассмотрен пример синтеза линейной эквидистантной решетки по диаграмме направленности, заданной в виде дельта-функции, и установлено, что решение задачи в виде распределения возбуждения $I(x) = [r']^{-1} F^*(x_0)$ эквивалентно нахождению диаграммы направленности с максимально возможным КНД $D_{\max} = \langle F(x_0) [r']^{-1} F^*(x_0) \rangle$. Исследование этого решения при $N \rightarrow \infty$, $d \rightarrow 0$ и $L = Nd = \text{const}$ показывает, что величина D_{\max} неограниченно растет. Таким образом, при любой фиксированной длине антенны L/λ всегда можно указать такое число N , при котором D_{\max} превысит любое наперед заданное значение. Этот же факт можно понимать и как следствие упоминавшейся в § 7-2 теоремы 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 является следствием некорректности задачи синтеза антенны по заданной диаграмме направленности. Переход к сверхнаправленности в линейной антенне сопровождается следующими особенностями: 1) амплитудное распределение возбуждения становится сильно изрезанным, а фаза возбуждения резко меняется по длине антенны (гораздо быстрее, чем в волне, двигающейся 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. Даже если представить себе, что сверхнаправленная антenna создана, то попытка согласования ее с фидером окончится неудачей, так как при идеальном реактивном согласующем устройстве антenna оказывается эквивалентной резонансному контуру с колоссальной добротностью ($> 10^5$) и ничтожной полосой пропускания. При реальном согласующем устройстве потери в нем достигают такой величины, что к. п. д. оказывается практически равным нулю.

Аналогичные последствия получаются и при попытке синтезировать произвольную диаграмму направленности со слишком высокой точностью, и поэтому к сверхнаправленным могут быть отнесены также и все другие некорректные решения задачи синтеза антенны.

Где же находится граница между обычными и сверхнаправленными антеннами? Условно к несверхнаправленным можно отнести все решения задачи синтеза, получаемые методом интеграла Фурье по формулам (7-18), (7-20) и (7-21). В применении к антенным ре-

Штакам метод интеграла Фурье означает, что следует просто пренебречь взаимодействием излучателей, положив $\{r'\} = E$, где E — единичная матрица¹. Тогда на основании (7-56) видно, что амплитуды возбуждения элементов решетки оказываются выборками из обратного преобразования Фурье

$$h_n = \int_{-k}^k g(x) F_n^*(x) dx = \int_{-k}^k g(x) \exp(-j\kappa z_n) dx; |I\rangle = h. \quad (7-61)$$

Для решений (7-18)–(7-21) и (7-61) легко могут быть найдены минимальные коэффициенты реактивности Y_{\min} и $Y_{L\min}$ по формулам (7-14) и (7-57), которые, как правило, оказываются близкими к единице. Это означает, что для таких «несверхнаправленных» антенн распределение возбуждения будет достаточно гладким, амплитуды возбуждения при фиксированной мощности излучения будут близки к минимально возможным и в ближнем поле не образуются значительных запасов электромагнитной энергии. Несверхнаправленные антенны являются самыми устойчивыми к малым ошибкам в распределении возбуждения, что является очень важным обстоятельством с практической точки зрения.

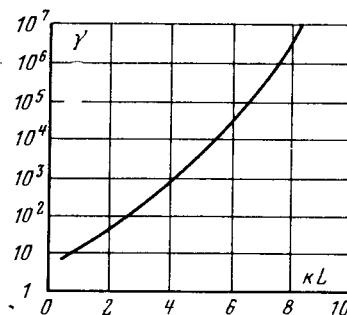


Рис. 7-5. Коэффициент реактивности сверхнаправленной антенны.

попытаться реализовать в какой-то мере явление сверхнаправленности, допуская умеренное увеличение коэффициента реактивности Y . Однако многочисленные исследования и расчеты показывают, что этот путь малоперспективен с практической точки зрения, поскольку при допустимых значениях $Y < (10-100)$ выигрыш в КНД или в точности воспроизведения диаграммы направленности чаще всего чрезвычайно мал. Например, попытка увеличить КНД линейной антенны в режиме поперечного или наклонного излучения в 2 раза против его эталонного значения $2L/\lambda$ в несверхнаправленной антенне приводит к распределению возбуждения с коэффициентом реактивности, показанным на рис. 7-5. Ясно, что о практической реализации таких антенн при $L > (0,5-0,75)\lambda$ не может быть и речи. В качестве другого примера можно указать сверхнаправленную эквидистантную решетку длиной $L=0,25\lambda$ из 9 элементов. Если КНД ≈ 8 , амплитуды

¹ Можно показать [23], что весь класс решений задачи синтеза в среднеквадратическом приближении с ограниченным коэффициентом реактивности дается соотношением $|I\rangle = (\{r'\} + aE)^{-1}h$, где $0 \leq a \leq \infty$ — параметр регуляризации. При $a=0$ имеем решение без ограничений на коэффициент реактивности, при $a \rightarrow \infty$ получается решение задачи синтеза при минимально возможном коэффициенте реактивности.

возбуждения элементов на 7–9 порядков превышают амплитуды возбуждения в синфазной решетке при той же мощности излучения, допуск на точность воспроизведения возбуждения равен 10^{-11} , а коэффициент реактивности превышает 10^{10} . Если в качестве элементов взять параллельные полуволювые вибраторы из медных проводников диаметром 1 см, то на частоте 10 МГц к. п. д. окажется равным 10^{-16} . Таким образом, использование явления сверхнаправленности, особенно для длинных антенн (см. рис. 7-5), не может дать существенного увеличения КНД по сравнению с оценками, найденными в гл. 6.

Существуют и немногочисленные исключения из этого правила. Например, эффект сверхнаправленности удачно реализуется в линейной антенне осевого излучения с замедленной фазовой скоростью (см. § 6-3). Решающим обстоятельством здесь является то, что направление максимального излучения расположено на границе области видимости. Заметим еще, что короткий электрический вибратор малой длины $2l \ll \lambda$ имеет КНД, равный 1,5, и не снижает своей направленности при $l \rightarrow 0$. Легко установить, что его коэффициент реактивности при $l \rightarrow 0$ неограниченно возрастает, и таким образом короткий вибратор условно может быть назван сверхнаправленной антенной. Вследствие большого значения Y удовлетворительное согласование короткого вибратора с фидером возможно только в очень малой полосе частот.

7-8. СИНТЕЗ ОПТИМАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НАПРАВЛЕННОСТИ

В теории антенн принято называть оптимальными такие характеристики направленности, которые при заданном уровне боковых лепестков дают наименьшую ширину главного луча, не становясь при этом сверхнаправленными. При синтезе оптимальных антенн существенно используется чебышевский критерий (7-2) для оценки уклонения синтезируемой характеристики направленности от нулевого значения во всей области боковых лепестков, и поэтому изложенные ранее методы синтеза антенн в среднеквадратичном приближении непригодны. Ознакомимся с решением задачи синтеза оптимальной характеристики направленности на примере расположенной вдоль оси z эквидистантной линейной антенны решетки с нечетным числом элементов $N=2M+1$ (случай четного числа элементов рассматривается аналогичным образом). Решение этой задачи впервые было получено в 1946 г. Дольфом с использованием полиномов Чебышева, и поэтому решетки получили название дольф-чебышевских.

Выберем начало координат в середине решетки и расположим излучатели в точках $z_m = md$, $m = -M, -M+1, \dots, 0, \dots M-1, M$. Множитель направленности запишется в виде

$$f_N(\theta) = \sum_{m=-M}^M I_m \exp(jmkd \cos \theta), \quad (7-62)$$

где I_m — амплитуды возбуждения. Примем $\theta_0 = \pi/2$ за направление максимального излучения. Тогда распределение возбуждения будет симметричным относительно середины решетки ($I_m = I_{-m}$), и после

объединения симметрично расположенных элементов в пары¹ получаем:

$$f_N(\theta) = \sum_{m=0}^M I_m \cos(mkd \cos \theta). \quad (7-63)$$

Введем переменную

$$x = \cos\left(\frac{kd}{2} \cos \theta\right); \quad \frac{kd}{2} \cos \theta = \arccos x,$$

причем в области видимости $0 \leq \theta \leq \pi$ $\arccos x$ будет изменяться в пределах $\left[-\frac{kd}{2}, \frac{kd}{2}\right]$. После этой замены формула (7-63) примет вид:

$$f_N(x) = \sum_{m=0}^M I_m \cos(2m \arccos x) = \sum_{m=0}^M I_m T_{2m}(x), \quad (7-64)$$

где $T_n(x) = \cos(n \arccos x)$ является полиномом Чебышева степени n . Таким образом, характеристика направленности решетки при произвольных I_m , $m=0, 1, \dots, M$ представляет собой некоторый полином по x , степень которого равна числу вибраторов без одного $2M=N-1$.

Замечательным свойством полиномов Чебышева является то, что они наименее уклоняются от нуля на отрезке $-1 \leq x \leq 1$ по сравнению с любым другим полиномом той же степени, имеющим одинаковый коэффициент 2^{n-1} при старшей степени x . Вне отрезка $[-1, 1]$ полином Чебышева монотонно растет быстрее любого полинома той же степени с коэффициентом 2^{n-1} при старшем члене. На рис. 7-6, а для примера приведен график полинома $T_8(x)$. Как видно из рисунка, все максимумы полинома Чебышева на отрезке $[-1, 1]$ одинаковы и равны единице, а число нулей равно степени полинома. Поскольку полином Чебышева на интервале $[-1, 1]$ наилучшим образом аппроксимирует функцию $f(x)=0$, то следует попытаться представить оптимальную диаграмму направленности полиномом Чебышева степени $(N-1)$. Однако если отрезок $[-1, 1]$ будет соответствовать всей области видимости, то в характеристике направленности не окажется главного лепестка. Устранить эту неприятность можно, если интервал действительных углов будет соответствовать расширенному интервалу $x_{\min} \leq x \leq \alpha_0$, где $\alpha_0 > 1$. Значение полинома $T_{N-1}(\alpha_0)$ примем за главный максимум характеристики направленности. Итак, выберем в качестве оптимальной диаграммы направленности функцию

$$f_{\text{опт}}(x) = T_{N-1}(\alpha_0 x), \quad (7-65)$$

где N — полное число элементов решетки.

Поведение аргумента этой функции в зависимости от угла θ показано на рис. 7-6, б для двух значений шага решетки: $d_1=0,5 \lambda$ и $d_2=0,75 \lambda$. По графикам рис. 7-6, а и б можно легко проследить, как происходит формирование оптимальной характеристики направ-

¹ Центральный элемент может рассматриваться как пара совпадающих элементов с возбуждениями половиной величины.

ленности при изменении θ от 0 до π . Относительная величина боковых лепестков в оптимальной характеристике равна $t=1/T_{N-1}(\alpha_0)$, а положения боковых максимумов даются формулой

$$x_{\text{рмакс}} = \frac{1}{\alpha_0} \cos \frac{p\pi}{N-1}; \quad p = 1, 2 \dots,$$

где p — номер максимума, считая от главного лепестка. Положения нулей излучения находятся из выражения

$$x_{\text{рмин}} = \frac{1}{\alpha_0} \cos \frac{(2p-1)\pi}{2N-2}; \quad p = 1, 2 \dots$$

причем первый нуль при $p=1$ определяет границу главного лепестка. Подбирая α_0 , можно регулировать соотношение между шириной

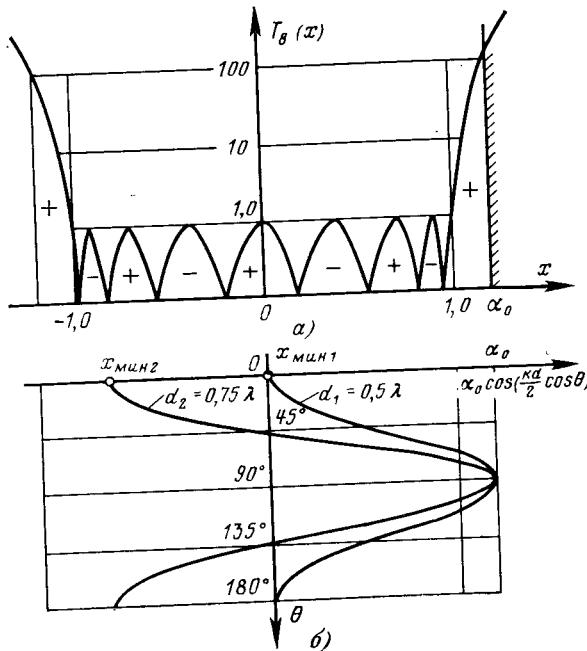


Рис. 7-6. К синтезу оптимальной диаграммы направленности.

главного лепестка и относительным уровнем боковых лепестков t . При заданной величине t параметр α_0 дается формулой

$$\alpha_0 = \operatorname{ch} \left(\frac{1}{N-1} \operatorname{arctanh} \frac{1}{t} \right).$$

Оптимальность найденного решения, т. е. минимум ширины луча при любом α_0 , гарантируется отмеченными ранее экстремальными свойствами полинома Чебышева.

Для нахождения распределения возбуждения следует приравнять функцию $f_{\text{опт}}(x)$ из (7-65) ранее полученному общему выражению характеристики направленности в виде (7-64). Это приводит к уравнению

$$T_{N-1}(\alpha_0 x) = \sum_{m=0}^M I_m T_{2m}(x); \quad M = \frac{N-1}{2}. \quad (7-66)$$

Приравнивая в (7-66) коэффициенты при одинаковых степенях x , получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно $(M+1)$ коэффициентов возбуждения. Если параметр α_0 , число излучателей N и шаг решетки d/λ известны, то коэффициенты возбуждения оказываются равными

$$I_m = \sum_{k=m}^M (-1)^{M-k} \alpha_0^{2k} \frac{2M(k+M-1)!}{(k-m)!(k+m)!(M-k)!}; \\ m = 0, 1, 2, \dots, \frac{N-1}{2}, \quad (7-67)$$

где $N=2M+1$ нечетное. Для четного числа излучателей $N=2M$

$$I_m = \sum_{k=m}^M (-1)^{M-k} \alpha_0^{2k-1} \frac{(2M-1)(k+M-2)!}{(k-m)!(k+m-1)!(M-k)!}, \\ m = 1, 2, \dots, \frac{N}{2}. \quad (7-68)$$

По формулам (7-67) и (7-68) рассчитаны подробные таблицы [17], позволяющие синтезировать оптимальные дольф-чебышевские решетки с числом элементов 3—30 при любом уровне боковых лепестков — от —15 до —40 дБ.

Таблица 7-1

Коэффициент возбуждения	Уровень боковых лепестков, дБ				
	—15	—20	—25	—30	—40
I_0	0,96	1,00	1,00	1,00	1,00
I_1	0,93	0,95	0,94	0,92	0,90
I_2	0,83	0,82	0,76	0,72	0,69
I_3	0,69	0,63	0,53	0,46	0,35
I_4	1,00	0,67	0,38	0,25	0,13

Для примера в табл. 7-1 показаны амплитудные распределения в оптимальной 9-элементной решетке при различных уровнях боковых лепестков.

Направление максимального излучения в дольф-чебышевских решетках может плавно регулироваться путем создания линейного

фазового распределения возбуждения с коэффициентом замедления $\xi = \frac{\Delta\Phi}{kd} = \cos \theta_0$, где $\Delta\Phi$ — фазовый сдвиг между соседними излучателями; d — шаг решетки. При этом амплитудные коэффициенты возбуждения остаются неизменными. Шаг в дольф-чебышевских решетках выбирается в пределах $0,5\lambda \leq d \leq \lambda$ в соответствии с условием (6-67). При $d \geq \lambda$ характеристика направленности обязательно имеет побочный главный максимум, а при $d < 0,5\lambda$ возникает опасность сверхнаправленности.

Ширина луча синфазой дольф-чебышевской решетки несколько превышает ширину луча эталонной синфазной антенной решетки с равномерным амплитудным распределением (при одинаковых шаге и числе элементов). Соответствующий коэффициент расширения луча (КРЛ) по сравнению с эталонным значением $51^\circ \lambda/Nd$ показан на рис. 7-7, где для сравнения приведен также график КРЛ для исследованного в § 6-4 амплитудного распределения типа косинус на пьедестале. Видно, что снижение УБЛ в дольф-чебышевской решетке действительно сопровождается минимальным расширением луча.

Коэффициент направленного действия линейной дольф-чебышевской решетки может быть рассчитан по формуле

$$D = \frac{2}{t^2 + (1-t^2) \text{КРЛ} \frac{\lambda}{Nd}}, \quad (7-69)$$

где t — относительный уровень боковых лепестков, а КРЛ берется из графика на рис. 7-7. К сожалению, из-за одинакового уровня всех боковых лепестков КНД дольф-чебышевской решетки имеет тенденцию к насыщению при $Nd \rightarrow \infty$ (см. § 4-3) и его величина ограничена верхним значением $2/t^2$.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ПЛОСКИЕ ИЗЛУЧАЮЩИЕ РАСКРЫВЫ И РЕШЕТКИ

8-1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Изученные ранее линейные излучающие системы дают возможность формирования остронаправленного излучения и сканирования только в одной плоскости, проходящей через ось линейной антенны. Чтобы сузить луч ан-

тенны и в другой плоскости, т. е. сформировать игольчатую диаграмму направленности, необходимо разместить излучающую систему, например, на плоской поверхности, выбрав ее размеры достаточно большими в сравнении с длиной волны. Таким образом, мы приходим к остронаправленной антенне в виде непрерывного или дискретного распределения источников электромагнитного поля в пределах фиксированного участка плоской поверхности (раскрыва). Форма плоского раскрыва может быть произвольной — прямоугольной, круглой, эллиптической и т. д.

Каждый элемент раскрыва будем характеризовать векторной комплексной характеристикой направленности $\mathbf{F}_1(\theta, \varphi)$ в его собственной местной сферической си-

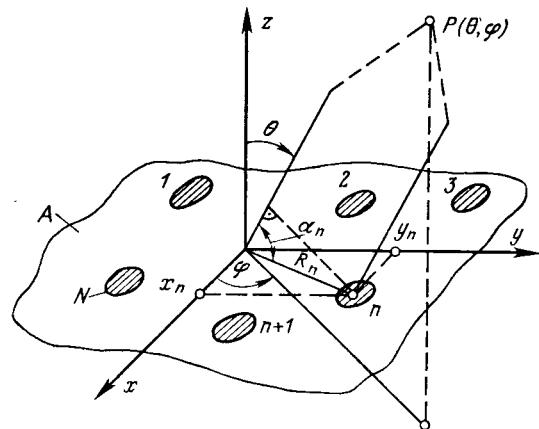


Рис. 8-1. К расчету поля излучения плоского раскрыва.

стеме координат. Начало этой системы координат располагается внутри элемента (например, в его центре излучения), а ось z перпендикулярна плоскости раскрыва xy . Для всех элементов характеристика направленности $\mathbf{F}_1(\theta, \varphi)$ будет полагаться неизменной, что эквивалентно постулированию одинакового закона распределения плотности излучающих токов внутри элемента. Помимо характеристики направленности одного излучателя, важное значение имеет также способ размещения элементов на плоскости (дискретный или непрерывный) и закон распределения комплексных амплитуд возбуж-

дения по элементам (амплитудно-фазовое распределение).

В соответствии с теоремой перемножения (§ 3-1) дальнее электромагнитное поле плоского раскрыва можно представить в виде

$$\mathbf{E}(R, \theta, \varphi) = B \mathbf{F}_1(\theta, \varphi) F_\Sigma(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (8-1)$$

где B — амплитудный множитель, зависящий от мощности, подводимой к антенне, $\mathbf{F}_1(\theta, \varphi)$ — характеристика направленности одного элемента, определяющая поляризационную структуру излучаемого поля; $F_\Sigma(\theta, \varphi)$ — комплексный множитель направленности системы изотропных излучателей, расположенных в точках размещения центров элементов в пределах раскрыва. Для дискретной системы из N излучателей, расположенных в точках (x_n, y_n) плоского раскрыва (рис. 8-1), формула для множителя направленности легко получается из общего выражения (3-8)

$$F_\Sigma = \sum_{n=1}^N I_n \exp(jkR_n \cos \alpha_n), \quad (8-2)$$

где разность хода лучей в точку наблюдения $P(\theta, \varphi)$, где проведены из начала координат и из точки x_n, y_n , согласно (1-18) дается формулой

$$R_n \cos \alpha_n = x_n \sin \theta \cos \varphi + y_n \sin \theta \sin \varphi. \quad (8-3)$$

В формулах (8-3) и (8-2) предполагается, что все излучатели в пределах раскрыва занумерованы единой последовательностью чисел $1, 2, \dots, n, \dots, N$ и $I_n = |I_n| \exp(j\Phi_n)$ — комплексная амплитуда возбуждения элемента с номером n .

Если излучатели заполняют раскрыв непрерывно, то суммирование в формуле (8-2) заменяется интегрированием по площади и формула для множителя направленности системы принимает вид:

$$F_\Sigma(\theta, \varphi) = \int_A I(x, y) \exp[jk \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)] dx dy, \quad (8-4)$$

где A — площадь раскрыва;

$I(x, y) = |I(x, y)| \exp[j\Phi(x, y)]$ — функция амплитудно-фазового распределения.

Введением новых угловых переменных

$$\begin{aligned} x_1 &= k \sin \theta \cos \varphi; \\ x_2 &= k \sin \theta \sin \varphi. \end{aligned} \quad (8-5)$$

формула (8-4) приводится к виду двумерного преобразования Фурье от функции возбуждения

$$F_{\Sigma}(x_1, x_2) = \int_{x=-\infty}^{\infty} \int_{y=-\infty}^{\infty} I(x, y) \exp[j(x_1 x + x_2 y)] dx dy. \quad (8-6)$$

Распределение возбуждения $I(x, y)$ в (8-6) полагается отличным от нуля только в пределах раскрыва

$$I(x, y) = \begin{cases} I(x, y) & \text{при } (x, y) \in A; \\ 0 & \text{при } (x, y) \notin A. \end{cases} \quad (8-7)$$

Поэтому множитель направленности $F_{\Sigma}(x_1, x_2)$ является двумерной функцией с ограниченным спектром. Преобразование Фурье для функции с ограниченным спектром хорошо изучено в современной математике и широко применяется во многих радиотехнических приложениях. Вычисления по формуле (8-6) с учетом (8-7) легко программируются на современных ЭВМ по так называемым алгоритмам быстрого преобразования Фурье [16]. Поэтому при расчете характеристик направленности очень многих типов остронаправленных антенн оказывается удобным представлять их излучающие системы в виде плоских раскрывов той или иной формы. Это делается с помощью известной из курса электродинамики теоремы об эквивалентных поверхностных токах.

8-2. О ПРИМЕНЕНИИ ТЕОРЕМЫ ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ К РАСЧЕТУ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕНН С ПЛОСКИМ РАСКРЫВОМ

Чтобы вспомнить смысл теоремы эквивалентности, обратимся к рассмотрению электромагнитного поля, создаваемого произвольной антенной в неограниченном пространстве. Пусть векторы напряженности электрического и магнитного полей \mathbf{E} и \mathbf{H} известны в любой точке наблюдения.

Произвольной замкнутой поверхностью A_{Σ} , охватывающей антенну, разделим все пространство на две области 1 и 2 (рис. 8-2). Разложим векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} на поверхности A_{Σ} на два составляющих вектора — касательный

и нормальный к поверхности $\mathbf{E} = \mathbf{E}_t + \mathbf{E}_n$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_t + \mathbf{H}_n$. Пользуясь линейностью уравнений Максвелла, рассмотрим две пары векторов по отдельности: 1) пару векторов \mathbf{H}_t и \mathbf{E}_n , полагая $\mathbf{E}_t = 0$ и $\mathbf{H}_n = 0$; 2) пару векторов \mathbf{E}_t и \mathbf{H}_n , полагая $\mathbf{H}_t = 0$ и $\mathbf{E}_n = 0$.

В первом случае поверхность A_{Σ} представляется идеальным электрическим проводником, поскольку на ней вектор магнитного поля имеет только касательную составляющую, а вектор электрического поля — только нормальную составляющую. Поэтому можно представить, что поверхность A_{Σ}

в этом случае обтекается поверхностным электрическим током, плотность которого определяется выражением

$$\mathbf{J}^e = [\mathbf{H}_t, \mathbf{n}] = [\mathbf{H}, \mathbf{n}], \quad (8-8)$$

где \mathbf{n} — внешняя относительно рассматриваемой области (область 2) нормаль к поверхности A_{Σ} .

С помощью общих формул (1-11) и (1-4) может быть вычислен векторный потенциал этого тока \mathbf{A}^e и найдены соответствующие векторы напряженности электрического и магнитного полей \mathbf{E}^e и \mathbf{H}^e в любой точке области 2.

Во втором случае поверхность A_{Σ} представляется идеальным магнитным проводником, поскольку на ней вектор электрического поля имеет только касательную составляющую, а вектор магнитного поля — только нормальную составляющую. Поэтому можно представить, что поверхность A_{Σ} во втором случае обтекается поверхностным магнитным током, плотность которого численно равна касательной составляющей напряженности электрического поля и определяется по формуле

$$\mathbf{J}^m = [\mathbf{n}, \mathbf{E}_t] = [\mathbf{n}, \mathbf{E}]. \quad (8-9)$$

С помощью общих формул (1-11) и (1-4) может быть вычислен векторный потенциал этого тока \mathbf{A}^m и найдены соответствующие векторы напряженности электрического и магнитного полей \mathbf{E}^m и \mathbf{H}^m в любой точке области 2.

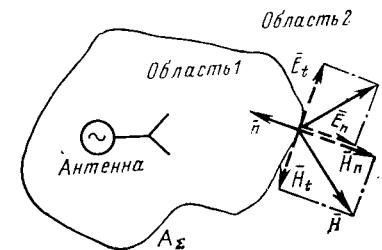


Рис. 8-2. К теореме эквивалентности.

Векторы напряженности полного электромагнитного поля в любой точке наблюдения P в области 2 будут определяться суммами:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^e + \mathbf{E}^m; \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}^e + \mathbf{H}^m. \quad (8-10)$$

Таким образом, поле в свободной от источников области 2, ограниченной поверхностью A_Σ , может быть записано как поле, создаваемое токами \mathbf{J}^e и \mathbf{J}^m на поверхности A_Σ . Тем самым действительные источники поля, находящиеся в области 1, оказываются замененными «эквивалентными» поверхностными электрическими и магнитными токами.

Выбор замкнутой поверхности A_Σ , охватывающей действительные источники поля, является совершенно произвольным. Поэтому из соображений удобства интегрирования при вычислениях \mathbf{A}^e и \mathbf{A}^m следует осуществлять этот выбор так, чтобы эквивалентные поверхностные токи в основном были сосредоточены на некоторой плоской поверхности — раскрыве A . Остальную часть поверхности $A_{\text{доп}} = A_\Sigma - A$, дополняющую раскрыв A до полной замкнутой поверхности A_Σ , целесообразно выбирать таким образом, чтобы эквивалентные токи на этой поверхности имели пренебрежимо малое значение по сравнению с токами в раскрыве и, следовательно, чтобы при вычислении интегралов типа (1-11) можно было бы пренебречь вкладом за счет интегрирования по $A_{\text{доп}}$.

Например, в случае пирамидальной рупорной антенны, схематически изображенной на рис. 8-3, удобно выбрать в качестве раскрыва A часть плоскости xy , совпадающую с выходным отверстием рупора. Что касается выбора дополняющей поверхности $A_{\text{доп}}$, то здесь возможен еще больший произвол. Например, можно совместить поверхность $A'_{\text{доп}}$ с наружной поверхностью металлических стенок рупора, как показано на рис. 8-3. В этом случае эквивалентные поверхностные электрические токи (8-8) окажутся тождественными действительным электрическим токам на внешних стенах рупора (эти токи и в самом деле очень малы, в чем можно убедиться экспериментально или с помощью строгого расчета), а эквивалентные магнитные токи (8-9) на $A'_{\text{доп}}$ вообще будут равны нулю, так как на металлических стенах выполняется граничное условие $\mathbf{E}_t = 0$. С другой стороны, вмес-

то поверхности $A'_{\text{доп}}$ можно просто дополнить прямоугольный раскрыв A поверхностью $A''_{\text{доп}}$, совпадающей с плоскостью xz и уходящей в бесконечность, и рассчитывать с помощью теоремы эквивалентности электромагнитное поле только в переднем полупространстве $z > 0$. При этом, вообще говоря, следовало бы учесть бесэквивалентные электрические и магнитные токи на бес-

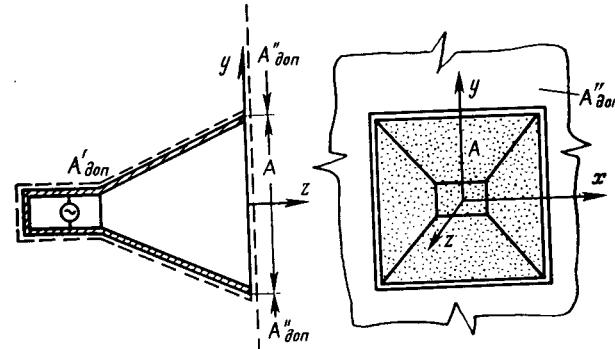


Рис. 8-3. К выбору поверхности $A_\Sigma = A + A_{\text{доп}}$.

конечной поверхности $A''_{\text{доп}}$. Однако эксперименты и расчеты показывают, что их излучение пренебрежимо мало по сравнению с излучением раскрыва в районе главного и нескольких ближайших к нему боковых лепестков диаграммы направленности и поэтому в первом приближении может не учитываться.

Следует подчеркнуть, что строгий расчет распределения эквивалентных поверхностных электрических и магнитных токов в раскрыве антенны при заданной конструкции распределителя является, как правило, неосуществимым из-за сложности точного учета граничных условий на всех поверхностях раздела. Поэтому расчет распределения эквивалентных токов в раскрыве антенны (решение так называемой внутренней задачи) чаще всего производится приближенными методами. Для большинства типов антенн электромагнитное поле в раскрыве [а, следовательно, в соответствии с (8-8) и (8-9) — распределения эквивалентных токов] полагают равным полю первичной падающей волны, приходящей к раскрыву из внутренней области 1. Например, в случае рупора (или открытого конца волновода) в формулы (8-8) и

(8-9) подставляется поле падающей волны в выходном сечении, в предположении, что рупор (или волновод) имеет неограниченную длину. Для параболических и других зеркальных антенн поле в раскрыве считается равным полю отраженной от зеркала первичной волны облучателя и находится известными из курсов физики и электродинамики методами геометрической оптики.

При этом оказывается, что любой элемент раскрыва представляет собой участок фронта плоской неоднородной электромагнитной волны с известным отношением модулей касательных компонентов векторов электрического и магнитного полей $|E_t|/|H_t| = |I^m|/|I^o| = W_{\text{экв}}$. Таким образом, в качестве характеристики излучения одного элемента $F_1(\theta, \phi)$ в формуле (8-1) выступает подробно изученная в § 1-7 характеристика направленности элемента Гюйгенса¹.

Наряду с только что рассмотренным в литературе по теории антенн встречается еще ряд подходов к расчету электромагнитного поля, создаваемого плоским раскрывом. Например, при получении интегральных уравнений для строгого нахождения распределения эквивалентных токов в раскрыве, а также при вычислении электромагнитного поля в ближней зоне часто используются различные интегральные формулы, которые получаются из строгих выражений (1-4) и (1-11) путем изменения порядка интегрирования и дифференцирования. Эти интегральные формулы обычно связывают с именами Стрэттона и Чу, Котлера, а также Гюйгенса, Кирхгофа и других ученых. Однако следует иметь в виду, что при использовании таких формул в расчетах близких полей плоских раскрывов необходимо соблюдать известную осторожность [15].

8-3. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПРАВЛЕННОСТИ ПЛОСКОГО СИНФАЗНОГО РАСКРЫВА

Изучение направленных свойств плоского раскрыва целесообразно начать с наиболее простого случая синфаз-

ного распределения возбуждения. Запишем вначале поле излучения бесконечно малого элемента площадью dA . Пусть вектор напряженности электрического поля совпадает по направлению с осью x , а вектор напряженности магнитного поля — с осью y . Согласно формулам теоремы эквивалентности (8-8) и (8-9) можно считать, что элемент dA обтекается эквивалентными поверхностными электрическими и магнитными токами

$$J_y^m = -E_x; \quad J_x^o = -H_y = \frac{-E_x}{W_{\text{экв}}}$$

и представляет собой элемент Гюйгенса с эквивалентными моментами электрического и магнитного токов

$$I_x^o l = -[H_y dA] = -\frac{E_x}{W_{\text{экв}}} dA; \quad I_y^m l = -E_x dA.$$

В этих формулах $W_{\text{экв}}$ представляет собой локальное волновое сопротивление, т. е. отношение E_x/H_y в каждой точке раскрыва. Поле излучения элемента Гюйгенса согласно формулам (1-61) и (1-62) может быть записано в виде

$$\left. \begin{aligned} dE_\theta &= \frac{j \cos \varphi}{2\lambda} \left(\frac{W_0}{W_{\text{экв}}} \cos \theta + 1 \right) E_x \frac{\exp(-jkR)}{R} dA; \\ dE_\varphi &= -\frac{j \sin \varphi}{2\lambda} \left(\frac{W_0}{W_{\text{экв}}} + \cos \theta \right) E_x \frac{\exp(-jkR)}{R} dA, \end{aligned} \right\} \quad (8-11)$$

где W_0 — волновое сопротивление среды. В случае, когда поверхность раскрыва находится в зоне излучения истинных источников поля в области 1 и каждый элемент раскрыва совпадает с поверхностью фронта плоской волны, следует положить $W_0/W_{\text{экв}} = 1$. Тогда формулы (8-11) примут более простой вид:

$$dE = (i_\theta \cos \varphi - i_\varphi \sin \varphi) \frac{jE_x}{2\lambda} (1 + \cos \theta) \frac{\exp(-jkR)}{R} dA. \quad (8-12)$$

Свойства излучателя с такой характеристикой направленности подробно обсуждались в § 1-7.

После того, как найдена характеристика излучения одного элемента раскрыва, можно приступить к нахождению полного поля излучения раскрыва. Для этого следует проинтегрировать dE по всей площади раскрыва с учетом пространственной разности хода лучей в точку наблюдения из начала координат и из текущей точки интегрирования, задаваемой формулой типа (8-3). Ис-

¹ В случае сложной (например, круговой) поляризации излучения в качестве элемента раскрыва следует рассматривать суперпозицию двух линейно-поляризованных совмещенных элементов Гюйгенса с необходимым соотношением амплитуд и фаз возбуждения.

пользуя для определенности dE в виде (8-12), приходим к формуле

$$E = (i_\theta \cos \varphi - i_\varphi \sin \varphi) \frac{j(1 + \cos \theta)}{2\lambda} \times \\ \times \int_A E_x(x, y) \exp[jk \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)] \frac{\exp(-jkR)}{R} dA, \quad (8-13)$$

которая по структуре тождественна общему выражению (8-1).

Коэффициент направленного действия плоского раскрыва. Если раскрыв возбужден синфазно, то максимальное излучение направлено вдоль оси z (т. е. $\sin \theta = 0$), где разность хода от всех элементов раскрыва равна нулю. Модуль вектора напряженности электрического поля в дальней зоне в этом направлении равен:

$$|E_{\max}| = \frac{1}{\lambda R} \int_A |E_x(x, y)|^2 dA. \quad (8-14)$$

Чтобы определить КНД раскрыва, следует найти также полную мощность излучения P_Σ . Проще всего это сделать, вычисляя поток вектора Пойнтинга через поверхность раскрыва¹:

$$P_\Sigma = \int_A \frac{E_x \cdot H^* y}{2} dA = \int_A \frac{|E_x(x, y)|^2}{2W_0} dA.$$

Используя теперь формулу (1-8а) для КНД, приходим к результату

$$D = \frac{|E_{\max}|^2 2\pi R^2}{W_0 P_\Sigma} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_A E_x(x, y) dA \right|^2}{\int_A |E_x(x, y)|^2 dA}. \quad (8-15)$$

При равномерном амплитудном распределении $E_x = \text{const}$ входящие в (8-15) интегралы легко вычисляются

и результат оказывается равным

$$D_0 = \frac{4\pi A}{\lambda^2}. \quad (8-16)$$

Из сравнения с (5-32) заключаем, что плоский синфазный раскрыв с равномерным распределением возбуждения имеет эффективную поверхность $A_{\text{эфф}}$, точно равную площади раскрыва A . Увеличением отношения A/λ^2 КНД синфазного раскрыва может быть увеличен до очень больших значений. Например, даже сравнительно небольшой квадратный раскрыв размером $10\lambda \times 10\lambda$ может иметь КНД, равный 1250.

При неравномерном амплитудном распределении КНД раскрыва оказывается меньше максимального значения, определяемого формулой (8-16). Это следует из неравенства Шварца

$$\left| \int_A E_x(x, y) dA \right|^2 \leq A \int_A |E_x(x, y)|^2 dA.$$

Уменьшение КНД при неравномерном амплитудном распределении принято оценивать так называемым апертурным коэффициентом использования поверхности (КИП_a)¹

$$\text{КИП}_a = \frac{A_{\text{эфф}}}{A} = \frac{D}{D_0} = \frac{\left| \int_A E_x(x, y) dA \right|^2}{A \int_A |E_x(x, y)|^2 dA} \leq 1. \quad (8-17)$$

Величина КИП_a не зависит от формы характеристики направленности элемента, и поэтому в (8-17) вместо E_x можно использовать любую функцию распределения возбуждения $I(x, y)$. Конкретные значения КИП_a при характерных амплитудных распределениях будут приведены несколько позднее.

Перейдем теперь к изучению характеристик направленности плоских синфазных раскрывов. Поскольку характеристика излучения одного элемента раскрыва, даваемая формулами (8-11) или (8-12), в полупространстве $z > 0$ является почти постоянной функцией, то ширина луча и уровень бокового излучения будут определяться

¹ Фактически это только один из нескольких сомножителей, определяющих полный КИП антенны.

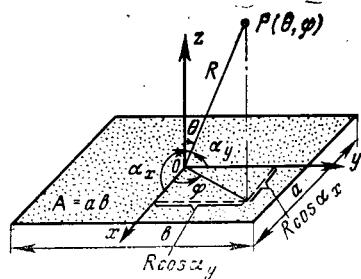


Рис. 8-4. Плоский прямоугольный раскрыв.

стым является случай, когда амплитудное распределение может быть представлено в виде произведения двух множителей, зависящих только от x и только от y :

$$I(x, y) = I(x)I(y). \quad (8-18)$$

Тогда множитель направленности (8-4) также имеет вид произведения

$$\begin{aligned} F(\theta, \varphi) &= |F_x(\theta, \varphi)F_y(\theta, \varphi)| = \\ &= \left| \int_{-a/2}^{a/2} I(x) \exp(jkx \sin \theta \cos \varphi) dx \right| \times \\ &\times \left| \int_{-b/2}^{b/2} I(y) \exp(jky \sin \theta \sin \varphi) dy \right|. \end{aligned} \quad (8-19)$$

причем каждый сомножитель совпадает с характеристикой линейной антенны, ориентированной в одном случае по оси x , а в другом — по оси y .

При равномерном амплитудном распределении $I(x) = I(y) = \text{const}$ интегралы в (8-19) легко вычисляются и результат имеет вид:

$$F(\Psi_x, \Psi_y) = \left| \frac{\sin \Psi_x}{\Psi_x} \frac{\sin \Psi_y}{\Psi_y} \right|, \quad (8-20)$$

где

$$\Psi_x = \frac{ka}{2} \sin \theta \cos \varphi; \quad \Psi_y = \frac{kb}{2} \sin \theta \sin \varphi.$$

Рельеф двумерной функции (8-20) на плоскости угловых переменных (Ψ_x, Ψ_y) показан на рис. 8-5, где ввиду симметрии изображен только один квадрант плоскости. Точками на рис. 8-5 обозначены максимумы главных и

только множителем направленности системы (8-4). Рассмотрим последовательно раскрытия прямоугольной и круглой форм.

Множитель направленности прямоугольного раскрыва. Пусть плоский раскрыв имеет размеры $a \times b$, а его центр совпадает с началом координат (рис. 8-4). Наиболее про-

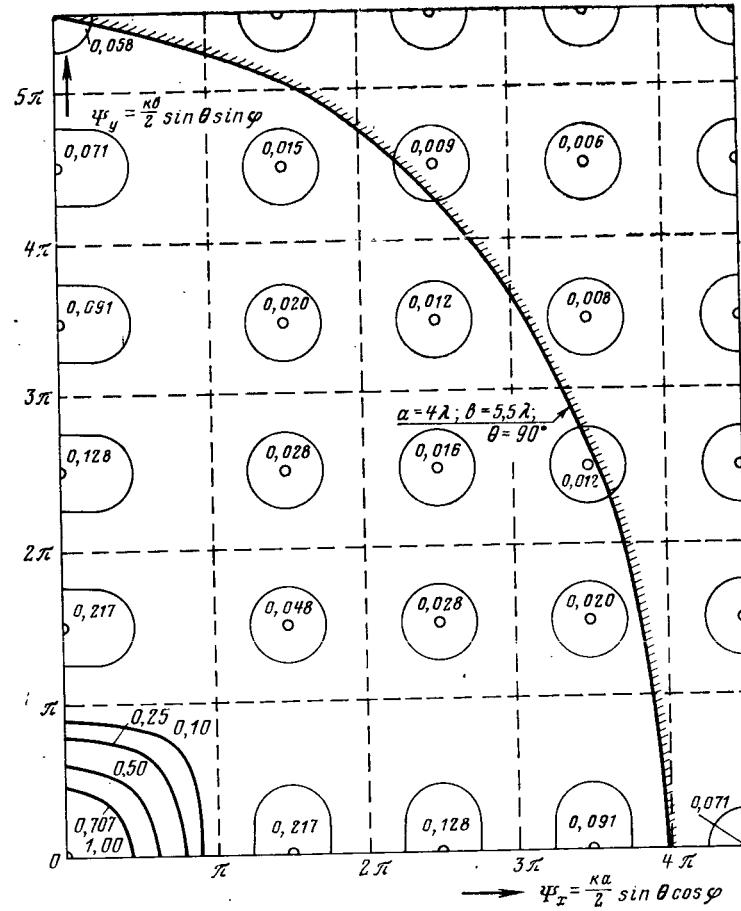


Рис. 8-5. Рельеф множителя направленности идеального прямоугольного раскрыва.

боковых лепестков, причем рядом с каждой точкой приведены соответствующие значения функции $|F(\Psi_x, \Psi_y)|$.

Кроме того, вокруг каждого бокового максимума построены линии постоянного уровня поля, составляющего 0,707 от максимума (уровень половинной мощности). Линии нулевого уровня излучения, являющиеся границами отдельных лепестков, показаны пунктиром. Рис. 8-5 является инвариантным к размерам раскрыва,

поскольку эти размеры учтены в определении угловых переменных Ψ_x и Ψ_y . Так же, как и при анализе линейных антенн, на плоскости (Ψ_x, Ψ_y) можно выделить *область видимости*. Принято считать границей области видимости все направления наблюдения, совпадающие с плоскостью раскрыва, т. е. $\theta = \pi/2$ при $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Поле в полупространстве $\theta > \pi/2$ не может быть правильно вычислено по формулам типа (8-13), и это полупространство исключается из рассмотрения. Поскольку линии постоянного угла θ на плоскости (Ψ_x, Ψ_y) являются эллипсами с уравнением

$$\frac{\Psi_x^2}{\left(\frac{ka}{2}\right)^2} + \frac{\Psi_y^2}{\left(\frac{kb}{2}\right)^2} = \sin^2 \theta.$$

то граница области видимости при $\sin \theta = 1$ определяется формулами

$$\frac{\Psi_{x\text{grp}}^2}{(ka)^2} + \frac{\Psi_{y\text{grp}}^2}{(kb)^2} = \frac{1}{4}$$

или

$$\Psi_{x\text{grp}} = \frac{ka}{2} \cos \varphi; \quad \Psi_{y\text{grp}} = \frac{kb}{2} \sin \varphi.$$

Для примера на рис. 8-5 штриховкой выделена граница области видимости при $a = 4\lambda$ и $b = 5,5\lambda$. С увеличением размеров раскрыва граница области видимости отодвигается от начала координат и в область видимости попадает все большее число боковых лепестков.

Как видно из рис. 8-5, наибольшие боковые лепестки прямоугольного раскрыва получаются в главных плоскостях xz (при $\varphi = 0$) и yz (при $\varphi = \pi/2$). Этот вывод остается справедливым и для неравномерного амплитудного распределения, и поэтому при анализе пространственно-го множителя направленности синфазного прямоугольного раскрыва обычно ограничиваются изучением его сечений плоскостями xz и yz . В каждой из этих плоскостей множитель направленности определяется формулой

$$F_u(\theta) = \int_{-l}^l I_u(u) \exp(jku \sin \theta) du, \quad (8-21)$$

где u есть либо x , либо y и l есть либо $a/2$, либо $b/2$. Выражение (8-21) фактически представляет собой множитель направленности линейной антенны, подробно ис-

следованный в гл. 6 и 7. Поэтому все полученные ранее оценки ширины луча, уровня боковых лепестков, влияния амплитудного и фазового распределения возбуждения на форму множителя направленности линейных антенн сохраняют свое значение для главных плоскостей прямоугольного раскрыва.

В частности, ширина луча по половинной мощности при равномерном амплитудном распределении оказывается равной $\Delta\theta_x = 51^\circ \lambda/a$ (в плоскости xz); $\Delta\theta_y = 51^\circ \lambda/b$ (в плоскости yz).

Выражая отсюда a и b и подставляя их значения в формулу для КНД (8-16), получаем:

$$D_0 = \frac{4\pi ab}{\lambda^2} = \frac{32700}{\Delta\theta_x \Delta\theta_y},$$

что является хорошим подтверждением справедливости приближенной формулы (4-45) для оценки КНД по ширине главного лепестка характеристики направленности.

Заметим, что максимальный КНД прямоугольного раскрыва можно также представить в виде произведения трех множителей:

$$D_0 = \frac{4\pi ab}{\lambda^2} = \pi \frac{2a}{\lambda} \frac{2b}{\lambda} = \pi D_x D_y, \quad (8-22)$$

где $D_x = 2a/\lambda$ и $D_y = 2b/\lambda$ — КНД идеальных линейных антенн с размерами $a \gg \lambda$ и $b \gg \lambda$, а множитель π можно трактовать как эквивалентный КНД одного элемента раскрыва. Вообще, как было установлено в § 1-7, КНД единственного элемента с кардиоидной диаграммой направленности равен 3,0, однако для элемента в раскрыве эквивалентный КНД увеличился примерно до 3,14. Разница может быть объяснена взаимным влиянием соседних элементов.

При неравномерном, но разделяющемся по координатам x и y амплитудном распределении вида (8-18) КНД прямоугольного раскрыва снижается, причем результатирующий КИП можно оценить по формуле

$$\text{КИП}_a = \text{КИП}_x \cdot \text{КИП}_y, \quad (8-23)$$

где КИП_x и КИП_y — значения КИП эквивалентных линейных антенн, параллельных осям x и y . Например, при амплитудном распределении в каждой плоскости типа

«парабола на пьедестале» с параметром $\Delta=0,5$ (см. табл. 6-1) КИПа прямоугольного раскрыва равен:

$$\text{КИП}_a = 0,97 \cdot 0,97 = 0,94.$$

Разумеется, что это же значение КИП_a можно было бы получить и по формуле (8-17).

Перейдем теперь к оценке эффективности главного лепестка и коэффициента рассеяния прямоугольного раскрыва. Можно показать, что эффективность главного лепестка (т. е. доля полной мощности, излучаемой через главный лепесток) при $a \gg \lambda$ и $b \gg \lambda$ примерно равна произведению эффективностей главных лепестков эквивалентных линейных антенн, параллельных осям x и y :

$$(1-\beta) \approx (1-\beta_x)(1-\beta_y), \quad (8-24)$$

где β — коэффициент рассеяния прямоугольного раскрыва; β_x и β_y — коэффициенты рассеяния эквивалентных линейных антенн с размерами a и b . Таким образом, полный коэффициент рассеяния прямоугольного раскрыва оказывается равным $\beta \approx \beta_x + \beta_y - \beta_x\beta_y$.

При синфазном равномерном возбуждении $\beta_x = \beta_y = 0,097$ и $\beta \approx 0,185$.

Множитель направленности круглого раскрыва. При вычислении интеграла типа (8-4) удобно использовать в плоскости круглого раскрыва (x, y) сферические координаты точки интегрирования R' , φ' , $\theta' = \pi/2$ и выражение для элемента поверхности $dx dy = R' dR' d\varphi'$. Стоящая в показателе экспоненты подынтегрального выражения (8-4) разность хода оказывается равной

$$x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi = R' \sin \theta \cos(\varphi - \varphi')$$

и формула для множителя направленности круглого раскрыва радиуса a принимает вид:

$$F(\theta, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_0^a I(R', \varphi') \exp[jkR' \sin \theta \cos(\varphi - \varphi')] R' dR' d\varphi'. \quad (8-25)$$

Предположим, что нормированное амплитудное распределение возбуждения не зависит от азимутального угла φ' и равно:

$$I(R') = (1 - \Delta) + \Delta \left[1 - \left(\frac{R'}{a} \right)^2 \right]^n, \quad (8-26)$$

где $(1 - \Delta)$ — уровень поля на краю раскрыва, т. е. пьедестал.

Тогда входящий в (8-25) интеграл по φ' оказывается совпадающим с интегральной формулой для функции Бесселя нулевого порядка

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \exp[jkR' \sin \theta \cos(\varphi - \varphi')] d\varphi' = J_0(kR' \sin \theta)$$

и не зависит от угла наблюдения φ . Остающийся в (8-25) интеграл по R' выражается через так называемые лямбда-функции $\Lambda_n(\Psi)$:

$$F(\theta) = 2\pi \int_0^a \left\{ (1 - \Delta) + \Delta \left[1 - \left(\frac{R'}{a} \right)^2 \right]^n \right\} J_0(kR' \sin \theta) \times \\ \times R' dR' = 2\pi a^2 \left[(1 - \Delta) \Lambda_1(\Psi) + \frac{\Delta}{n+1} \Lambda_{n+1}(\Psi) \right], \quad (8-27)$$

где $\Psi = ka \sin \theta$ — угловая переменная, аналогичная угловым переменным Ψ_x и Ψ_y , используемым в квадратном раскрыве.

Лямбда-функции просто связаны с обычными функциями Бесселя

$$\Lambda_n(\Psi) = \frac{n!}{\left(\frac{\Psi}{2}\right)^n} J_n(\Psi) \quad (8-28)$$

и табулированы [13]. 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. 8-6. Подчеркнем еще раз, что множитель направленности круглого раскрыва при амплитудных распределениях вида (8-26) обладает осевой симметрией и не зависит от угла φ . Таким образом, пространственные рельефы бокового излучения в круглом и прямоугольном раскрывах оказываются принципиально различными (см. рис. 8-5).

Уточним ширину луча и уровень бокового излучения круглого раскрыва. При равномерном амплитудном распределении полной ширине луча по уровню 0,707 (по половинной мощности) согласно рис. 8-6 соответствует ве-

личина $\Delta\Psi = 2 \cdot 1,62 = 3,24$. В масштабе реальных углов наблюдения это приходит к формуле

$$\Delta\theta = \frac{\Delta\Psi}{\left| \frac{\partial\Psi}{\partial\theta} \right|_{\theta=0}} = \frac{3,24\lambda}{2\pi a} = 1,03 \frac{\lambda}{2a} = 59^\circ \frac{\lambda}{2a}. \quad (8-29)$$

Уровень первого бокового лепестка при равноамплитудном возбуждении составляет 0,132 (по полю), или -17,6 дБ. Для спадающих к краю раскрыва амплитуд-

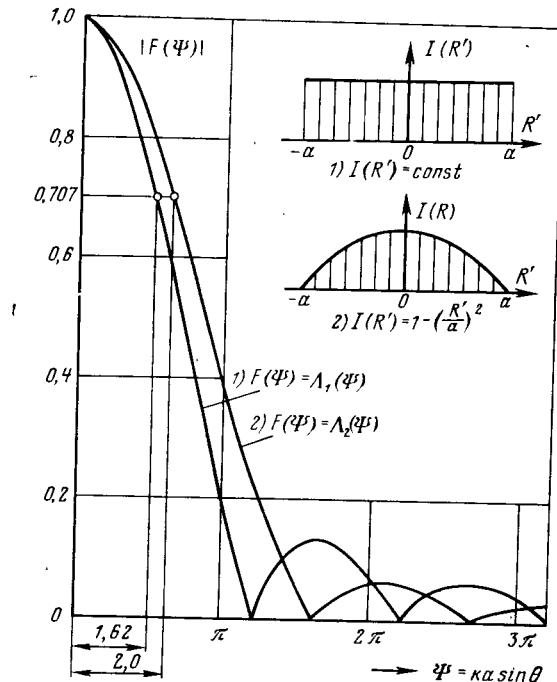


Рис. 8-6. Множители направленности круглого раскрыва при равномерном (1) и спадающем (2) амплитудных распределениях.

ных распределений типа (8-26) происходит расширение главного луча по сравнению с оценкой (8-29) и снижение уровня бокового излучения. Коэффициенты расширения луча (КРЛ) и уровни бокового излучения при различных параметрах закона амплитудного распределения

Таблица 8-1

Круглый раскрыв радиуса a

n	УБЛ, дБ			КРЛ; $\Delta\theta = \frac{59^\circ\lambda}{2a}$ КРЛ		
	Δ			Δ		
	1,0	0,8	0,67	1,0	0,8	0,67
0	17,6	—	—	1,00	—	1,10
1	24,7	23,7	22,0	1,23	1,13	1,12
2	30,7	32,3	26,5	1,43	1,19	1,12
3	36,1	32,3	30,8	1,60	1,21	1,12

Продолжение табл. 8-1

n	КИП _α = D/D ₀			Коэффициент рассеяния		
	Δ			Δ		
	1,0	0,8	0,67	1,0	0,8	0,67
0	1,00	—	—	0,162	—	0,05
1	0,75	0,87	0,92	0,02	0,03	—
2	0,55	0,81	0,88	—	—	—
3	0,45	0,79	0,87	—	—	—

(8-26) сведены в табл. 8-1. Там же приведены и соответствующие значения КИП_α и коэффициентов рассеяния.

8-4. МЕТОД ЭКВИВАЛЕНТНОГО ЛИНЕЙНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В АНАЛИЗЕ ПЛОСКОГО РАСКРЫВА

Рассмотрим произвольный по форме плоский раскрыв с заданным амплитудным распределением $I(x, y)$. Если раскрыв возбужден синфазно, то направление главного максимума излучения перпендикулярно плоскости раскрыва и множитель направленности имеет вид:

$$F(\theta, \varphi) = \int_A I(x, y) \exp [jk \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)] dA.$$

Стоящая в показателе экспоненты величина

$$x_q \cos \varphi_0 + y_q \sin \varphi_0 = u(\varphi_0)$$

есть расстояние в плоскости раскрыва от начала координат до проекции точки интегрирования Q на направление u , задаваемое углом φ_0 (рис. 8-7). Приняв это во внимание, получим:

$$F(\theta, \varphi_0) = \int_{u=u_{\min}}^{u_{\max}} \left\{ \int_{v_1(u)}^{v_2(u)} I(u, v) dv \right\} \exp(jku \sin \theta) du = \\ = \int_{u=u_{\min}}^{u_{\max}} I_{\text{экв}}(u) \exp(jku \sin \theta) du, \quad (8-30)$$

где $v_1(u)$ и $v_2(u)$ — уравнения кривых, определяющих нижнюю и верхнюю границы раскрыва на рис. 8-7, а переход от координат (x, y) к повернутым на угол φ_0 ко-

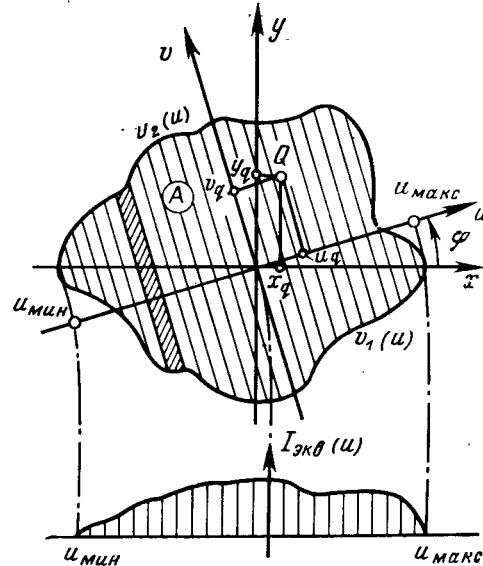


Рис. 8-7. К определению понятия эквивалентной линейной антенны.

ординатам (u, v) дается формулами типа (4-7). Тем самым задача расчета множителя направленности раскрыва в плоскости $\varphi=\varphi_0$ сведена к нахождению множителя направленности линейной антенны с длиной $L_{\text{экв}}=u_{\max}-u_{\min}$ и с эквивалентным амплитудным распреде-

лением

$$I_{\text{экв}}(u) = \int_{v_1(u)}^{v_2(u)} I(u, v) dv. \quad (8-31)$$

При равномерном амплитудном распределении $I(x, y)=I(u, v)=\text{const}$ величина $I_{\text{экв}}(u)$ равна просто длине хорды, проходящей через точку Q параллельно оси v (рис. 8-7).

Рассмотрим простейшие примеры.

1) Для круглого раскрыва радиусом a с равномерным возбуждением эквивалентное амплитудное распределение в линейной антенне длиной $L_{\text{экв}}=2a$ имеет вид:

$$I_{\text{экв}}(u) = \int_{-\sqrt{a^2-u^2}}^{\sqrt{a^2-u^2}} I_0 dv = \begin{cases} 2I_0 \sqrt{a^2-u^2} & \text{при } |u| < a; \\ 0 & \text{при } |u| > a. \end{cases} \quad (8-32)$$

Такое распределение является спадающим к краям, и это объясняет расширение главного лепестка на 16% и снижение уровня боковых лепестков на 4,3 дБ в круглом раскрыве по сравнению с квадратным раскрывом размером $2a \times 2a$. Отметим, что снижение уровня боковых лепестков и расширение главного лепестка в круглом раскрыве не сопровождается падением КИП_a, который при равномерном распределении возбуждения остается равным единице.

2) Для диагональной плоскости равномерно возбужденного квадратного раскрыва со стороной a эквивалентное амплитудное распределение в линейной антенне длиной $L_{\text{экв}}=a\sqrt{2}$ является линейно-спадающей к краям функцией

$$I_{\text{экв}}(u) = \begin{cases} I_0 a \sqrt{2} (1 - |u|) & \text{при } |u| < a\sqrt{2}; \\ 0 & \text{при } |u| > a\sqrt{2}. \end{cases} \quad (8-33)$$

Подстановка этого распределения возбуждения в формулу (8-30) и интегрирование приводят к множителю направленности

$$F\left(\theta, \varphi = \frac{\pi}{4}\right) = \frac{\sin^2\left(\frac{ka}{\sqrt{2}} \sin \theta\right)}{\left(\frac{ka}{\sqrt{2}} \sin \theta\right)^2},$$

характеризующемуся шириной луча по половинной мощности $\Delta\theta \approx 52^\circ \lambda/a$ и весьма низким уровнем первого бокового лепестка $-26,5$ дБ (см. также рис. 8-5). Мы

убеждаемся, что ширина главного луча в диагональной плоскости квадратного раскрыва лишь на 2% превышает ширину луча в главных плоскостях. Это объясняется тем, что спадание амплитуды к краям эквивалентной линейной антенны компенсируется увеличением ее длины в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с размером раскрыва в главной плоскости.

Приведенные примеры показывают, что введение понятия эквивалентной линейной антенны позволяет просто и наглядно объяснить влияние формы раскрыва на характеристику направленности в любой плоскости. Кроме того, с помощью понятия эквивалентной линейной антенны многие результаты теории синтеза линейных антенн могут быть применены и к антеннам с плоским раскрывом.

8-5. ВЛИЯНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ОШИБОК ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛОСКОГО РАСКРЫВА

При наличии случайных ошибок амплитудно-фазовое распределение возбуждения в отдельной реализации раскрыва может быть записано в виде

$$I(x, y) = I_0(x, y) [1 + A(x, y)] \exp[j\Phi(x, y)], \quad (8-34)$$

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 ρ , определяющий характерное расстояние между двумя точками на раскрыве, на котором случайные ошибки в этих точках оказываются почти некоррелированными [см. формулу (6-50) и комментарии к ней]. Каждой реализации возбуждения (8-34) соответствует реализация множителя направленности раскрыва, определяемая формулой (8-4). С помощью усреднения по ансамблю реализаций случайных множителей направленности могут быть найдены зависимости параметров раскрыва от величины общей дисперсии ошибки амплитудно-фазового распределения $\alpha = (\bar{\Phi}^2 + \bar{A}^2)^{1/2} \ll 1$ и от радиуса корреляции ρ аналогично тому, как это было сделано для линейной излучающей системы в § 6-5.

Для плоского прямоугольного раскрыва с равномерным возбуждением $I_0(x, y) = \text{const}$ средняя характеристика направленности по мощности оказывается равной [12]:

$$\overline{|F(\Psi_x, \Psi_y)|^2} \approx \exp(-\alpha) \left\{ \left(\frac{\sin \Psi_x}{\Psi_x} \right)^2 \left(\frac{\sin \Psi_y}{\Psi_y} \right)^2 + \alpha \left(\frac{\rho V \pi}{a} \right) \left(\frac{\rho V \pi}{b} \right) \exp \left[-\rho^2 \left(\frac{\Psi_x^2}{a^2} + \frac{\Psi_y^2}{b^2} \right) \right] \right\}, \quad (8-35)$$

где $\Psi_x = \frac{ka}{2} \sin \theta \cos \varphi$; $\Psi_y = \frac{kb}{2} \sin \theta \sin \varphi$; a и b — размеры раскрыва вдоль осей x и y . Аналогично выражению (6-52) для линейной равноамплитудной антенны первое слагаемое внутри фигурных скобок в (8-35) описывает характеристику направленности раскрыва без случайных ошибок, а второе слагаемое представляет собой добавочный фон бокового излучения, медленно убывающий во все стороны от главного максимума излучения.

Выражение для интенсивности добавочного фона можно преобразовать с помощью тождеств:

$$\left(\frac{\Psi_x}{a} \right)^2 + \left(\frac{\Psi_y}{b} \right)^2 = \frac{\pi^2 \sin^2 \theta}{\lambda^2}; \quad \alpha \frac{\pi \rho^2}{ab} = \alpha \frac{4\pi^2 \rho^2}{\lambda^2} \frac{\lambda^2}{4\pi ab} = \alpha \frac{4\pi^2 \rho^2}{D_0 \lambda^2},$$

где $D_0 = 4\pi ab/\lambda^2$ — КНД раскрыва при отсутствии случайных ошибок. С учетом этих преобразований формула для средней характеристики направленности принимает вид:

$$\overline{|F(\theta, \varphi)|^2} \approx \exp(-\alpha) \left\{ F_0^2(\theta, \varphi) + \alpha \frac{4\pi^2 \rho^2}{D_0 \lambda^2} \exp \left(-\frac{\pi^2 \rho^2 \sin^2 \theta}{\lambda^2} \right) \right\}, \quad (8-36)$$

где $F_0^2(\theta, \varphi)$ — нормированная характеристика направленности раскрыва по мощности в отсутствие случайных ошибок. К такому же виду могут быть приведены средние характеристики направленности по мощности и при других формах раскрыва, а также при неравномерных амплитудных распределениях (форма распределения учитывается косвенно в величине D_0). Итак, влияние случайных ошибок амплитудно-фазового распределения возбуждения на характеристику направленности плоского раскрыва оказывается вполне аналогичным влиянию случайных ошибок возбуждения в линейной антенне. Так же, как и в линейных антенах, величина добавочного фона

уменьшается с ростом размеров раскрыва (или, что то же самое, с ростом КНД). Разница получается лишь в количественной оценке добавочного фона бокового излучения, который при тех же значениях a и ρ имеет меньшую величину для плоского раскрыва благодаря добавочному множителю $\sqrt{\pi} \frac{\rho}{b}$ во втором слагаемом формулы (8-35) по сравнению со вторым слагаемым в формуле (6-52).

Что касается оценки вероятности появления увеличенных боковых лепестков, то ее по-прежнему можно производить с помощью графиков рис. 6-13. При этом вместо формулы (6-55) следует использовать аналогичную ей формулу для плоского раскрыва

$$\overline{f_6^2} = f_{60}^2 + a \frac{4\pi^2 \rho^2}{D_0 \lambda^2}, \quad (8-37)$$

где f_{60}^2 — уровень оцениваемого бокового лепестка при отсутствии случайных ошибок. Кроме того, параметр σ^2 обобщенного релеевского закона (6-56а) следует принимать равным

$$\sigma^2 = a \frac{2\pi^2 \rho^2}{D_0 \lambda^2} \quad (8-38)$$

вместо его прежнего значения $\sqrt{\pi} \frac{\alpha_0}{2L}$ для линейной антенны. Например, при $a=b=10\lambda$, $a=0,1$ и $\rho=\lambda$ имеем $D_0=4\pi ab/\lambda^2=1250$ и средний по мощности уровень первого бокового лепестка в главной плоскости равноамплитудного раскрыва будет равен:

$$\overline{f_6^2} = (0,217)^2 + \frac{0,1 \cdot 4 \cdot 9,85}{1250} = 0,047 + 0,0031 \approx 0,050.$$

Согласно (8-38) параметр σ обобщенного релеевского закона принимает величину $\sigma = \pi \frac{\rho}{\lambda} \sqrt{\frac{2\alpha}{D_0}} \approx 0,04$ и максимальное значение первого бокового лепестка в любых реализациях в соответствии с (6-58) и рис. 6-13 не будет превосходить величины $f_6=0,217+3\sigma \approx 0,34$, а в 80% реализаций — величины $0,217+\sigma \approx 0,26$.

Величина КНД плоского раскрыва со случайными ошибками возбуждения при $\rho \geqslant \lambda$ может быть найдена по формуле, аналогичной (6-53), т. е.

$$D \approx D_0 \exp(-a), \quad (8-39)$$

где $D_0=4\pi A_{\text{эфф}}/\lambda^2$ — номинальное значение КНД при отсутствии случайных ошибок. При уменьшении радиуса корреляции по сравнению с длиной волны уровень добавочного фона бокового излучения в плоском раскрыве снижается пропорционально $(\rho/\lambda)^2$, т. е. более быстро, чем в линейной антенне, и формула (8-39) начинает давать заниженные значения КНД. Можно показать, что в пределе при $\rho/\lambda \rightarrow 0$ КНД плоского раскрыва будет равен [11]:

$$D = D_0 \left(1 - \frac{3\pi^2 \alpha \rho^2}{4\lambda^2}\right). \quad (8-40)$$

Этой формулой следует пользоваться при $\rho/\lambda < 0,35$.

8-6. ОТКЛОНение ЛУЧА В ПЛОСКОМ РАСКРЫВЕ ПРИ ЛИНЕЙНОМ ФАЗОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Так же как и в линейном излучателе, можно управлять положением луча плоского раскрыва с помощью создания линейного фазового распределения возбуждения. Зададим в плоском квадратном раскрыве распределение возбуждения в виде суперпозиции двух волн, бегущих вдоль осей x и y :

$$I(x, y) = I(x)I(y) = I_0 \exp(-jk\xi_x x) \exp(-jk\xi_y y), \quad (8-41)$$

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 (8-4) после интегрирования [см. вывод формул (6-5)–(6-7)] примет вид:

$$F(\theta, \varphi) = \begin{vmatrix} \sin \left[\frac{ka}{2} (\sin \theta \cos \varphi - \xi_x) \right] & \sin \left[\frac{kb}{2} (\sin \theta \sin \varphi - \xi_y) \right] \\ \frac{ka}{2} (\sin \theta \cos \varphi - \xi_x) & \frac{kb}{2} (\sin \theta \sin \varphi - \xi_y) \end{vmatrix}. \quad (8-42)$$

Направление главного максимума излучения определяется из равенств:

$$\xi_x = \sin \theta_0 \cos \varphi_0; \quad \xi_y = \sin \theta_0 \sin \varphi_0, \quad (8-43)$$

представляющих собой так называемые *формулы фазирования*. Эти формулы позволяют найти необходимые

коэффициенты замедления фазовой скорости ξ_x и ξ_y для ориентации главного максимума излучения в заданном направлении θ_0, ϕ и являются справедливыми при любой форме раскрыва и при произвольном амплитудном распределении.

Входящие в формулу (8-42) выражения $\sin \theta \cos \phi = \cos \alpha_x; \sin \theta \sin \phi = \cos \alpha_y$ являются направляющими косинусами углов α_x и α_y , образуемых направлением наблюдения θ, ϕ с осями раскрыва x и y (рис. 8-4). С помощью направляющих косинусов выражение множителя направленности (8-42) переписывается в более простом виде

$$F(\alpha_x, \alpha_y) = \left| \frac{\sin \left[\frac{ka}{2} (\cos \alpha_x - \xi_x) \right]}{\frac{ka}{2} (\cos \alpha_x - \xi_x)} \frac{\sin \left[\frac{kb}{2} (\cos \alpha_y - \xi_y) \right]}{\frac{kb}{2} (\cos \alpha_y - \xi_y)} \right| \quad (8-44)$$

и оказывается равным произведению множителей направленности двух эквивалентных линейных излучателей, параллельных осям x и y .

Рассмотрим рельеф множителя направленности (8-44) на плоскости направляющих косинусов $\cos \alpha_x, \cos \alpha_y$ (рис. 8-8). Окружность $\cos^2 \alpha_x + \sin^2 \alpha_y = 1$ ограничивает область видимости $\sin \theta \leq 1, 0 \leq \phi \leq 2\pi$. Направление главного максимума излучения находится в точке с координатами ξ_x, ξ_y . Сечение главного лепестка по уровню половинной мощности с хорошей степенью точности представляется эллипсом с размерами главных осей

$$\Delta \alpha_x = \frac{0,886\lambda}{a}; \quad \Delta \alpha_y = \frac{0,886\lambda}{b}. \quad (8-45)$$

Положения боковых лепестков указаны точками. При изменении коэффициентов замедления ξ_x и ξ_y лепестки пространственного рельефа $F(\alpha_x, \alpha_y)$ совершают плоско-параллельное перемещение на плоскости $\cos \alpha_x, \cos \alpha_y$, причем форма всех лепестков сохраняется постоянной¹.

Как следует из рис. 8-4, плоскость направляющих косинусов может рассматриваться как проекция поверхности полусферы единичного радиуса на экваториальную плоскость, совпадающую с плоскостью раскрыва. Следовательно, расположение и форма контура сечения глав-

¹ Это является справедливым для раскрывов любой формы с произвольным амплитудным распределением.

ного лепестка пространственного множителя направленности уровнем половинной мощности на сфере единичного радиуса будет определяться линией пересечения этой сферы с эллиптическим цилиндром, параллельным оси z и имеющим в основании контур главного лепестка на половинной мощности на плоскости $\cos \alpha_x, \cos \alpha_y$. При-

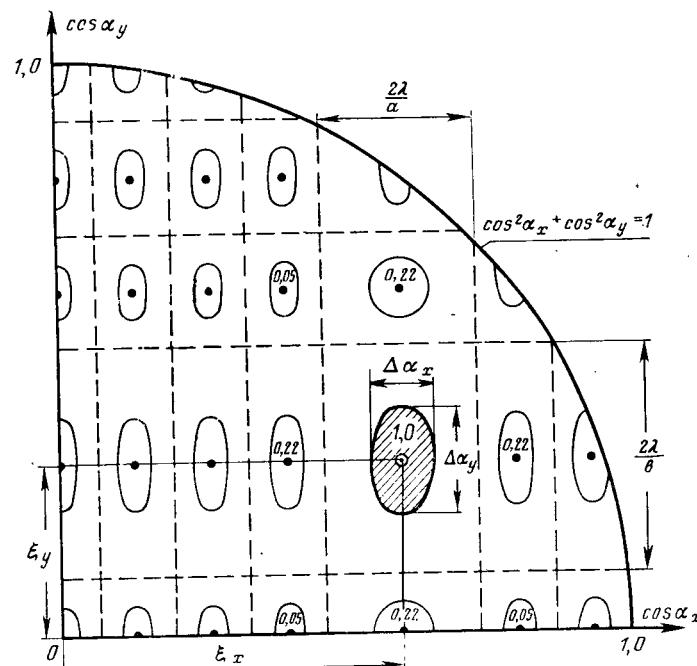


Рис. 8-8. Рельеф множителя направленности прямоугольного раскрыва с линейным фазовым распределением.

меры соответствующих построений при различных направлениях фазирования θ_0, ϕ показаны на рис. 8-9. Нетрудно увидеть, что площадь, ограниченная контуром главного лепестка на сфере единичного радиуса, в процессе отклонения луча от оси z увеличивается пропорционально $1/\cos \theta_0$ по сравнению с площадью, занимаемой тем же контуром при $\theta_0=0$, т. е. при синфазном раскрыве. В результате расширения главного лепестка при отклонении луча от оси z КНД раскрыва

уменьшается по закону

$$D = \frac{4\pi A_{\text{эфф}}}{\lambda^2} \cos \theta_0, \quad (8-46)$$

где θ_0 — угол отклонения луча от нормали к поверхности

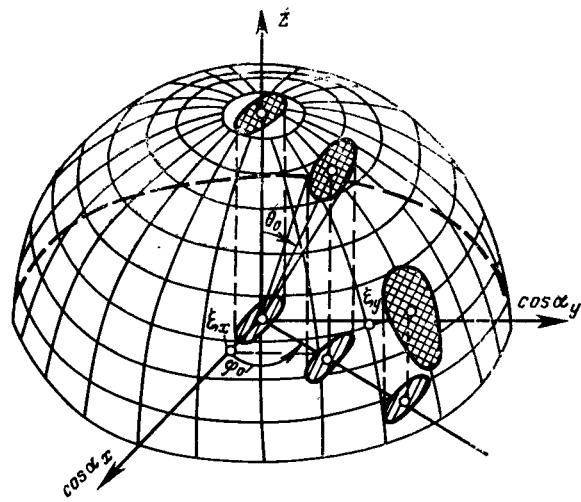


Рис. 8-9. Изменение формы главного лепестка множителя направленности прямоугольного раскрыва при сканировании.

раскрыва; $A_{\text{эфф}}$ — эффективная поверхность синфазного раскрыва. Формула (8-46) 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» (8-46) можно объяснить и по-другому, например с помощью теоремы эквивалентности. Для этого следует совершить мысленный переход от исходного раскрыва с линейным распределением фаз возбуждения (8-41) к новому, эквивалентному синфазному раскрыву, перпендикулярному направлению максимального излучения (рис. 8-10). Площадь такого эквивалент-

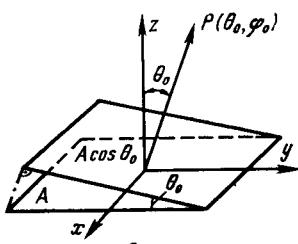


Рис. 8-10. Уменьшение эффективной площади раскрыва при сканировании.

буждения (8-41) к новому, эквивалентному синфазному раскрыву, перпендикулярному направлению максимального излучения (рис. 8-10). Площадь такого эквивалент-

ного раскрыва уменьшается пропорционально $\cos \theta_0$, и это вновь приводит к формуле (8-46).

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:

$$\Delta\theta_x = \frac{51^\circ \lambda}{a \cos \theta_0} \text{ при } \varphi_0 = 0, \pi;$$

$$\Delta\theta_y = \frac{51^\circ \lambda}{b \cos \theta_0} \text{ при } \varphi_0 = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}. \quad (8-47)$$

Для квадратного раскрыва аналогичные формулы с хорошей степенью точности верны для любых плоскостей сканирования. Однако в случае сканирования в промежуточных плоскостях прямоугольного раскрыва (т. е. при $a \neq b$) контур половинной мощности на поверхности единичной сферы приобретает форму эллипса с наклонным расположением главных осей по отношению к направлениям θ и φ (см. рис. 8-9), и поэтому формулы для оценки ширины луча в главных сечениях этого эллипса усложняются [11].

8-7. ПЛОСКИЕ ФАЗИРОВАННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ. РАЗМЕЩЕНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ПО РАСКРЫВУ И УСЛОВИЯ ОТСУСТИВИЯ ПОБОЧНЫХ ГЛАВНЫХ МАКСИМУМОВ

Реализация линейных фазовых распределений возбуждения в плоском раскрыве, ведущих к изменению положения луча в пространстве, осуществляется путем разбиения раскрыва на большое число отдельных излучателей с независимым управлением фазой возбуждения каждого из них. В результате получается сложная сканирующая антенная система, обычно называемая *фазированной антенной решеткой* (ФАР). Наиболее простым для анализа является случай, когда каждый излучатель ФАР возбуждается от индивидуального генератора с согласованным внутренним импедансом и с плавно перестраиваемой фазой выходных колебаний. Все генераторы работают на одной и той же частоте и жестко синхронизируются между собой. Подобные ФАР позволяют осуществлять сложение мощностей многих генера-

торов в пространстве и их часто называют *активными*¹ в отличие от *пассивных ФАР*, в которых возбуждение и фазирование всех элементов производятся через пассивный распределитель, питаемый от одного генератора. Точный анализ пассивных ФАР является более трудным, так как распределитель может оказывать искажающее

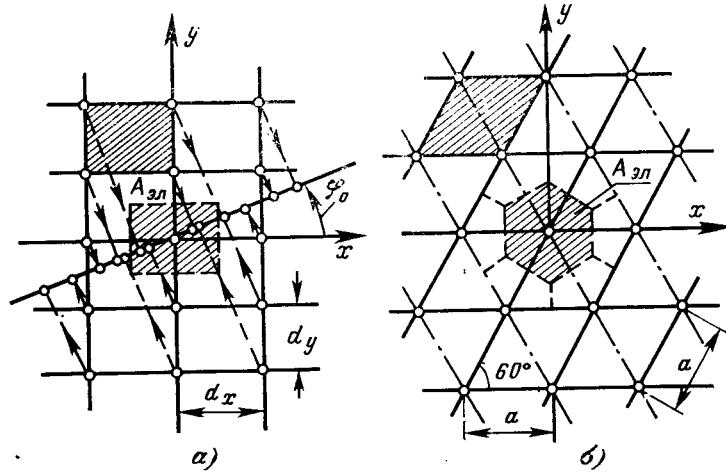


Рис. 8-11. Прямоугольная (а) и треугольная (б) сетки и площадки, приходящиеся на один элемент решетки.

влияние на амплитудно-фазовое распределение в раскрыве.

Одним из важных вопросов, решаемых при создании ФАР, является выбор способа расположения элементов в раскрыве. Среди регулярных способов размещения элементов наибольшее распространение имеют два закона: а) по узлам прямоугольной сетки (рис. 8-11, а); б) по узлам треугольной (гексагональной) сетки (рис. 8-11, б). Эти законы характеризуются равномерным расположением излучателей на плоскости, т. е. на каждый излучатель ФАР приходится одинаковая часть площади раскрыва: прямоугольник с площадью $A_{эл}=d_x d_y$ для прямоугольной сетки и шестиугольник с площадью $A_{эл}=\frac{\sqrt{3}}{2}a^2$

¹ Активные ФАР могут работать и в приемном режиме. Тогда каждый элемент снабжается индивидуальным преобразователем частоты, фазируемым гетеродинным сигналом. Сложение всех преобразованных колебаний осуществляется, например, в общем канале УПЧ.

для треугольной сетки (легко видеть, что площадь этого шестиугольника равна площади параллелограмма со стороной a).

Сравним прямоугольную и треугольную сетки с точки зрения опасности возникновения побочных главных максимумов при сканировании. В связи с этим рассмотрим эквивалентные линейки излучателей, образованные проекциями узлов сетки на некоторое направление в плоскости раскрыва, характеризуемое углом ϕ_0 (рис. 8-11, а).

Прямоугольная сетка. Здесь достаточно рассмотреть неблагоприятные направления $\phi_0=0$; $\phi_0=\pi/2$ и $\phi_0=-\arctg(d_y/d_x)$. В этих направлениях эквивалентные линейки будут иметь наибольший постоянный шаг $d_\phi=d_x$ при $\phi_0=0$; $d_\phi=d_y$ при $\phi_0=\pi/2$

$$\text{и } d_\phi = \frac{1}{2} \sqrt{d_x^2 + d_y^2} \text{ при } \phi_0 = \arctg(d_y/d_x).$$

Все остальные направления образуют эквивалентные линейки с более частым расположением излучателей, что уменьшает возможность появления побочных главных максимумов. Требование полного отсутствия побочного главного максимума в области видимости при отклонении луча на угол θ_{\max} от нормали к раскрыву на основании (6-67) записывается в виде

$$\frac{d_\phi}{\lambda} \leq \frac{N-1}{N} \frac{1}{1 + |\xi_{\max}|} = \frac{N-1}{N} \frac{1}{1 + |\sin \theta_{\max}|}.$$

Отсюда при $N \rightarrow \infty$ следуют неравенства для выбора шага решетки по осям x и y :

$$d_x < \frac{\lambda}{1 + \sin \theta_{x \max}}; \quad d_y < \frac{\lambda}{1 + \sin \theta_{y \max}}, \quad (8-48)$$

где $\theta_{x \max}$ и $\theta_{y \max}$ — максимальные углы сканирования в плоскостях zx и zy . Например, при $\theta_{x \max}=45^\circ$ имеем $d_x > 0,585\lambda$. После выбора d_x и d_y с помощью (8-48) можно проверить допустимый угол отклонения луча в промежуточной плоскости, где $d_\phi = \frac{1}{2} \sqrt{d_x^2 + d_y^2}$. Этот угол

всегда будет превышать 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 должна приходиться площадь поверхности раскрыва:

$$A_{\text{эл}} \leq \frac{\lambda^2}{(1 + \sin \theta_{\max})^2}. \quad (8-49)$$

Треугольная сетка. Здесь существуют два неблагоприятных направления:

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{2}, \quad d_a = a \frac{\sqrt{3}}{2} \text{ и } \varphi_0 = 0, \quad d_a = \frac{a}{2}.$$

Следовательно, для треугольной сетки расстояние между проекциями ее узлов на любое направление всегда меньше $\frac{\sqrt{3}}{2}a$ и при выборе шага можно руководствоваться неравенством

$$a < \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\lambda}{1 + \sin \theta_{\max}}. \quad (8-50)$$

Например, при максимальном угле отклонения луча от нормали $\theta_{\max} = 45^\circ$ имеем $a \leq 0,68\lambda$. На один элемент в решетке с треугольной сеткой приходится площадь

$$A_{\text{эл.}} = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2 = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\lambda^2}{(1 + \sin \theta_{\max})^2}, \quad (8-51)$$

примерно на 15% превышающая площадь одного элемента в квадратной сетке. Следовательно, при использовании треугольной сетки общее число элементов ФАР может быть снижено на 13% по отношению к числу элементов в прямоугольной сетке. Увеличенные размеры одного элемента в треугольной сетке, кроме того, облегчают конструктивное размещение фазируемых генераторов (или иных фазирующих устройств) около излучателей решетки.

Выбор шага в решетках с направленными элементами. Формулы (8-48) и (8-50), ограничивающие величину шага в ФАР, получены без учета направленных свойств излучателя. Однако, как отмечалось в § 6-6, побочные главные максимумы будут подавлены, если их направления будут располагаться в зоне нулевого (или почти нулевого) излучения одного элемента. Чтобы реализовать такую ситуацию, следует придать характеристике направленности элемента специальную форму. Пусть сектор сканирования (т. е. область, в которой может находиться луч решетки) занимает зону углов $0 \leq \theta \leq \theta_{\max}$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Создадим в раскрыве одного излучателя такое амплитудное распределение, чтобы форма его пространственной характеристики направленности

совпала с сектором сканирования, а изменение КНД следовало «закону косинуса» (8-46):

$$F_{\text{изл.опт}}^2 = \begin{cases} \cos \theta \text{ при } \theta \leq \theta_{\max}, & 0 \leq \varphi \leq 2\pi; \\ 0 \text{ при } \theta > \theta_{\max}. \end{cases} \quad (8-52)$$

Такой диаграмме направленности, оптимально подавляющей побочные главные максимумы, будет соответствовать КНД

$$D_{\text{изл.опт}} = \frac{4\pi}{\theta_{\max} 2\pi} = \frac{4}{\sin^2 \theta_{\max}}$$

$$\int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi$$

и эффективная поверхность

$$A_{\text{эл.опт}} = \frac{D_{\text{изл.опт}} \lambda^2}{4\pi} = \frac{\lambda^2}{\pi \sin^2 \theta_{\max}}. \quad (8-53)$$

Распределяя площадь раскрыва A равномерно между оптимальными элементами, получаем оценку их числа

$$N \geq N_{\text{опт}} = \frac{A}{A_{\text{эл.опт}}} = \frac{\pi A \sin^2 \theta_{\max}}{\lambda^2}. \quad (8-54)$$

Сравним площадь $A_{\text{эл.опт}}$, приходящуюся на один элемент с оптимальной диаграммой направленности, с площадью $A_{\text{эл.}}$, приходящейся на один изотропный элемент в треугольной сетке при условии подавления побочных главных максимумов. Согласно (8-51) и (8-53) отношение этих площадей будет равно:

$$\frac{A_{\text{эл.опт}}}{A_{\text{эл.}}} = \frac{\sqrt{3} (1 + \sin \theta_{\max})^2}{2\pi \sin^2 \theta_{\max}}, \quad (8-55)$$

причем это отношение можно трактовать как выигрыш в сокращении числа элементов. Результаты вычислений по формуле (8-55) приведены в табл. 8-2.

Таким образом, значительный эффект в экономии числа элементов ФАР при использовании направленных излучателей может быть достигнут только при узких секторах сканирования $\theta_{\max} \leq 30^\circ$. Вместе с тем синтез оптимальных излучателей с характеристикой направленности вида (8-52) представляет очень сложную задачу.

Таблица 8-2

θ_{\max}	10°	20°	30°	40°	50°	90°
$\frac{A_{\text{эл.опт}}}{A_{\text{эл.}}}$	12,5	4,30	2,48	1,79	1,45	1,10

Один из возможных путей ее решения схематически показан на рис. 8-12 (для простоты изображена линейная решетка). Раскрыв решетки равномерно заполняется обычными излучателями (например, вибраторами или щелями) с шагом $d \leq 0,5\lambda$. Как следует из § 7-6, при таком выборе шага период множителя решетки превышает интервал видимости или совпадает с ним и это обеспечивает необходимую точность синтеза. Все излучатели присоединяются к проходному многополоснику P (распределителю). Нижние входы этого многополосника

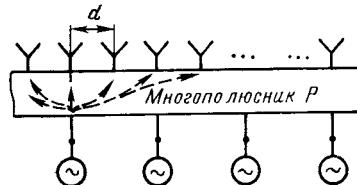


Рис. 8-12. Возбуждение элементов ФАР с помощью многополосника.

из реактивных элементов (отрезков линий, шлейфов, тройников, мостов и т. д.). Расчет этого многополосника осуществляется таким образом, чтобы при возбуждении каждого нижнего входа мощность распределялась только между верхними выходами в таком амплитудно-фазовом соотношении, которое обеспечивало бы диаграмму направленности (8-52) с привязкой фазового центра к той точке раскрыва, которая соответствует выбранному нижнему входу. В результате излучающий раскрыв вместе с многополосником оказывается эквивалентным набору оптимальных излучателей. Выигрыш в уменьшении числа фазируемых генераторов (или фазирующих устройств) покупается усложнением фидерной системы. На практике обычно предпочитают отказаться от сложного многополосника-распределителя и пойти на увеличение числа генераторов или фазирующих устройств. Помимо упрощения конструкции ФАР, это дает также и выигрыш в надежности.

При малых секторах сканирования $\theta_{\max} \leq (20 \div 30)^\circ$ возможен более простой способ уменьшения числа фазирующих устройств — объединение нескольких излучателей в синфазные группы, питаемые от одного генератора. Каждая синфазная группа имеет более узкую ха-

рактеристику направленности по сравнению с одиночным излучателем, и это позволяет снизить уровень побочных главных максимумов до уровня бокового излучения синфазной группы. Однако при таком объединении КНД при отклонении луча от нормали к раскрыву уменьшается быстрее, чем по закону $\cos \theta_0$. Фактически объединение излучателей в синфазные группы эквивалентно использованию упрощенного варианта схемы рис. 8-12 без оптимизации формы характеристики направленности эквивалентного излучателя.

Нерегулярное размещение излучателей в плоской ФАР. Оказывается, что практически полное подавление побочных главных максимумов в 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 на части прямоугольной сеткой, имеющей $N \times N$ узлов. В некоторых узлах этой сетки наугад размещаются M излучателей, причем попадание излучателя в каждый узел имеет равную вероятность $M/N^2 < 1$. Если расстояние между узлами в исходной сетке не превосходит $0,5\lambda$, то средняя характеристика направленности по мощности оказывается состоящей из множителя направленности плоской регулярной решетки и почти равномерного случайного фона бокового излучения [26]:

$$\overline{F^2(\theta, \varphi)} \approx F_0^2(\theta, \varphi) + \frac{N^2 - M}{M(N^2 - 1)} [1 - F_0^2(\theta, \varphi)], \quad (8-56)$$

где $F_0(\theta, \varphi)$ — характеристика направленности плотно заполненной регулярной решетки из $N \times N$ элементов. При $N^2 \gg M$ средний уровень фона добавочного бокового излучения составляет приблизительно $1/M$ 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.

Подобный вероятностный анализ показывает, что в ансамбле плоских нерегулярных случайных решеток с одинаковым числом элементов M подавляющее большинство реализаций близко к средней, т. е. антенны с очень плохими и очень хорошими диаграммами направленности* 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 условия отсутствия боковых лепестков, превышающих некоторый наперед установленный уровень. На рис. 8-13 приведены графики, показывающие допустимое уменьшение числа элементов M/N^2 в зависимости от N^2 при двух фиксированных значениях уровня бокового излучения $t^2=0,01$ (-20 дБ) и $t^2=0,0316$ (-15 дБ).

Рис. 8-13. К выбору допустимого числа элементов в нерегулярно заполненной плоской антенной решетке.

Сплошными кривыми показаны значения M/N^2 , при которых выбранный уровень превышается во всей области видимости максимум одним случаем, пунктирными кривыми показаны значения M/N^2 , при которых данный уровень превышается не более 10 выбросами. Графики справедливы для шага исходной сетки $d=0,5\lambda$. Из графиков, в частности, следует, что если в раскрыве размером $(100 \times 100)\lambda^2$, т. е. при $N^2=40\,000$ разместить всего 400 элементов, то уровень бокового излучения -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. Величина КНД раскрыва равна:

$$D_0 = \frac{4\pi A}{\lambda^2} = \frac{4\pi}{\lambda^2} N^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 = \pi N^2.$$

Величина КНД разреженной решетки равна просто произведению КНД одного излучателя на число элементов: $D=M D_{\text{эл}}$ (взаимодействие элементов при редком расположении практически не сказывается на величине излучаемой мощности). Для слабонаправленных элементов (полуволновые щели, полуволновые вибраторы над экраном и т. п.) $D_{\text{эл}} \approx 3/4$, и для КИП разреженной решетки получается оценка

$$\text{КИП} \approx \frac{M}{N^2}. \quad (8-57)$$

Таким образом, при $M \ll N^2$ нерегулярные решетки имеют низкий КИП, несмотря на то что форма главного лепестка характеристики направленности точно соответствует форме главного лепестка непрерывного раскрыва. Снижение КИП обусловлено рассеянием мощности в равномерный фон бокового излучения (см. также § 4-3). Из-за малых значений КИП решетки с большим разрежением редко используются в радиолокационных станциях и преимущественно применяются в радиоастрономии, где первостепенное значение имеет разрешающая способность, а недостаточная величина КНД может быть компенсирована увеличением времени наблюдения источника.

Особенности фазирования решеток различной структуры. В применении к любым антенным решеткам формулы фазирования (8-43) в сочетании с (8-41) дают следующие требуемые значения фазы возбуждения излучателя, находящегося в точке с координатами x_n , y_n :

$\Phi(x_n, y_n) = -k(x_n \sin \theta_0 \cos \varphi_0 + y_n \sin \theta_0 \sin \varphi_0), \quad (8-58)$

где θ_0 , φ_0 — направление максимального излучения или, как принято говорить, направление фазирования.

В решетках с прямоугольной сеткой для быстрого расчета фазовых сдвигов всех излучателей удобно вначале вычислить разности фаз между соседними элементами вдоль осей x и y :

$$\left. \begin{aligned} \Delta\Phi_x &= -\frac{2\pi}{\lambda} d_x \sin \theta_0 \cos \varphi_0; \\ \Delta\Phi_y &= -\frac{2\pi}{\lambda} d_y \sin \theta_0 \sin \varphi_0. \end{aligned} \right\} \quad (8-59)$$

После этого может быть произведено последовательное умножение этих фазовых сдвигов на все целые числа m и n вплоть до максимальных номеров M и N , соответ-

ствующих 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. 8-14), обычно называемую *системой управления по рядам и колонкам* (или по строкам и столбцам). К элементу с номером mn по двум независимым каналам подводятся две команды, содержащие закодированные значения $m\Delta\Phi_x$ и $n\Delta\Phi_y$. Сумматоры, расположенные в непосредственной близости к фазирующим устройствам, осуществляют сложение $m\Delta\Phi_x$ и $n\Delta\Phi_y$. Полное число управляющих шин (т. е. управляющих сигналов) в ФАР

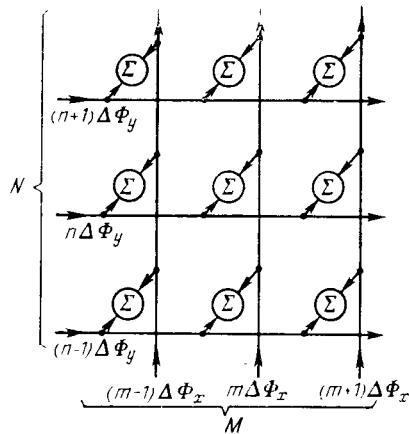


Рис. 8-14. Способ управления фазированием «по рядам и колонкам».

с числом элементов $M \times N$ равно только $M+N$, что придает управляющей системе простоту и надежность и обеспечивает возможность достижения хорошего быстродействия.

В решетках с треугольной сеткой непосредственное применение системы управления по рядам и колонкам в координатах xy требует примерно вдвое большего числа управляющих шин, по сравнению с решеткой, имею-

щей квадратную сетку (см. рис. 8-11). Уменьшение числа шин возможно при косоугольном расположении рядов и колонок, однако это создает некоторые затруднения при вычислении управляющих команд. По этой, а также и по некоторым другим причинам при создании ФАР часто отдают предпочтение прямоугольной сетке расположения излучателей, несмотря на лучшие условия подавления побочных главных максимумов в треугольной сетке.

В решетках с нерегулярным расположением излучателей управление по рядам и колонкам не эффективно, и приходится предусматривать индивидуальное вычисление требуемых фаз для каждого элемента. Это является одним из серьезнейших недостатков нерегулярных плоских решеток.

8-8. ДИСКРЕТНОЕ ФАЗИРОВАНИЕ СКАНИРУЮЩИХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

При создании ФАР часто 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 — целое число. Важнейшим преимуществом дискретных фазирующих устройств по сравнению с плавными (так называемыми аналоговыми) является улучшенная стабильность. Это объясняется тем, что управляющие устройства (например, полупроводниковые *pin*-диоды или ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса) работают в переключательном режиме с использованием только двух крайних областей их характеристик — «открыто» или «закрыто». Другим преимуществом дискретных фазирующих устройств является удобство управления ими с помощью цифровых вычислительных машин. Именно поэтому число фазовых состояний M обычно выбирается равным двум в целой степени $M=2^p$, где $p=1, 2, 3$ и т. д. Тогда для кодирования любого фазового состояния излучателя требуется только p двоичных разрядов в устройстве управления.

При дискретном фазировании решетки в направлении θ_0, ϕ_0 для каждого излучателя по формуле (8-58) рассчитывается точное («идеальное») значение фазы $\Phi_{n,0}$, которое затем округляется до ближайшего дискретного значения Φ_n . Эти действия могут быть

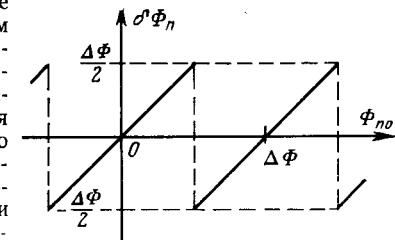


Рис. 8-15. Систематическая фазовая ошибка в элементе решетки при дискретном фазировании.

записаны в виде формулы

$$\Phi_n = \left(E \left[\frac{\Phi_{n0}}{\Delta\Phi} + \frac{1}{2} \right] \right) \Delta\Phi = \Phi_{n0} - \delta\Phi_n, \quad (8-60)$$

где $E[a]$ — операция выделения целой части числа a (причем $E(a) \leqslant a \leqslant E(a) + 1$).

Мы видим, что при дискретном фазировании в каждом излучателе решетки возникает систематическая фазовая ошибка

$$\delta\Phi_n(\Phi_{n0}) = \Phi_{n0} - E \left[\frac{\Phi_{n0}}{\Delta\Phi} + \frac{1}{2} \right] \Delta\Phi. \quad (8-61)$$

Зависимость этой ошибки от значения «идеальной» фазы Φ_{n0} представляет собой пилообразную функцию с периодом $\Delta\Phi$, показанную на рис. 8-15.

Множитель направленности любой (линейной, плоской или произвольной формы) дискретно фазируемой решетки может быть согласно (8-2) записан в виде

$$F_\Sigma = \sum_{n=1}^N |I_n| \exp [j(kR_n \cos \alpha_n + \Phi_{n0})] \exp(-j\delta\Phi_n), \quad (8-62)$$

где $R_n \cos \alpha_n$ — разность хода, зависящая от координат излучателя и направления наблюдения θ, φ ; n — единая последовательность чисел, означающих номера всех излучателей. Разложим входящую в (8-62) функцию $\exp(-j\delta\Phi_n)$ в ряд Фурье по переменной Φ_{n0} :

$$\exp(-j\delta\Phi_n) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m \exp \left(j \frac{2\pi}{\Delta\Phi} m \Phi_{n0} \right), \quad (8-63)$$

где коэффициенты разложения будут равны:

$$C_m = \frac{1}{\Delta\Phi} \int_{-\Delta\Phi/2}^{\Delta\Phi/2} \exp \left(-j \frac{2\pi}{\Delta\Phi} m t \right) \exp(-jt) dt = \frac{(-1)^m \sin \frac{\Delta\Phi}{2}}{\frac{\Delta\Phi}{2} + m\pi}. \quad (8-64)$$

С учетом (8-63) выражение для множителя направленности решетки приобретает вид:

$$F_\Sigma = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m \left\{ \sum_{n=1}^N |I_n| \exp \left[j k R_n \cos \alpha_n + \Phi_{n0} \left(1 + \frac{2\pi}{\Delta\Phi} m \right) \right] \right\} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m F_{\Sigma m}(\theta, \varphi). \quad (8-65)$$

Подставляя в эту формулу конкретные значения разности хода $R_n \cos \alpha_n$ и «идеальной» фазы Φ_{n0} , можно получить развернутые выражения для множителей направленности линейной, плоской или

произвольной антенной решетки с дискретным фазированием. Из (8-65) видно, что множитель направленности представлен бесконечной суммой парциальных характеристик излучения $F_{\Sigma m}(\theta, \varphi)$. Главный вес в этой сумме имеет нулевой член $F_{\Sigma 0}(\theta, \varphi)$, представляющий собой характеристику направленности решетки с идеальным непрерывным фазированием $\Phi_{n0}(\theta_0, \varphi_0)$.

Однако величина главного максимума этой характеристики уменьшена в $C_0 = \frac{\sin(\Delta\Phi/2)}{\Delta\Phi/2}$ раз, что свидетельствует о снижении КНД.

Другие слагаемые в сумме (8-65) при $m \neq 0$ представляют собой дополнительное паразитное излучение из-за дискретности фазирования. С уменьшением величины фазового скачка $\Delta\Phi$ до нуля интенсивность этих паразитных составляющих согласно (8-64) стремится к нулю.

Попытаемся найти направление в пространстве, в котором какая-либо паразитная характеристика излучения с номером m имеет максимальную величину. Для этого следует положить равным нулю показатель экспоненты в (8-65) и тем самым исследовать возможность синфазного сложения полей от всех излучателей решетки при некотором m .

Для плоской антенной решетки условие

$$kR_n \cos \alpha_n + \Phi_{n0}(\theta_0, \varphi_0) \left[1 + \frac{2\pi}{\Delta\Phi} m \right] = 0 \quad (8-66)$$

эквивалентно равенству

$$k \sin \theta_m (x_n \cos \varphi_m + y_n \sin \varphi_m) - k \sin \theta_0 (x_n \cos \varphi_0 + y_n \sin \varphi_0) \left[1 + \frac{2\pi}{\Delta\Phi} m \right] = 0, \quad (8-67)$$

где θ_0, φ_0 — направление фазирования решетки; x_n, y_n — координаты излучателя с номером n ; θ_m, φ_m — направление, в котором будет получаться максимум излучения паразитной характеристики направленности с номером m . Поскольку (8-67) должно одновременно выполняться для любых x_n и y_n , то решение (8-67) имеет вид:

$$\begin{aligned} \sin \theta_m &= \left| 1 + \frac{2\pi}{\Delta\Phi} m \right| \sin \theta_0, \quad \sin \theta_0 \geqslant 0; \\ \varphi_m &= \varphi_0 + \delta_m \pi, \quad \delta_m = \begin{cases} 1 & \text{при } m < 0; \\ 0 & \text{при } m \geqslant 0. \end{cases} \end{aligned} \quad (8-68)$$

Таким образом, максимумы паразитных характеристик направленности при любых $m \neq 0$ расположены в плоскости отклонения луча от нормали к раскрыву, а сами паразитные характеристики направленности представляют собой множитель направленности рассматриваемой плоской решетки, идеально сфазированной в направлении θ_m, φ_m .

Абсолютный уровень наибольших паразитных максимумов $m = \pm 1$ согласно (8-64) составляет $\frac{\sin(\Delta\Phi/2)}{\pi \pm (\Delta\Phi/2)}$. Например, в случае $\Delta\Phi = \pi/2$ (четыре положения фазы) уровень наибольшего паразитно-

бокового лепестка может составлять примерно 0,32, или $-9,6$ дБ, а при $\Delta\Phi = \pi/4$ (восемь положений фазы) примерно 0,14, или $-16,6$ дБ.

Возможность возникновения паразитных боковых лепестков довольно значительного уровня является неприятной особенностью плоских и линейных излучающих систем с дискретным фазированием. Несколько лучшее положение имеет место для неплоских антенных решеток — в этом случае уравнение (8-66) не имеет одинакового решения θ_m , Φ_m для всех излучателей решетки и происходит своеобразное рассеивание мощности паразитных характеристик направленности в широкой зоне телесных углов. Аналогичного эффекта можно добиться и для линейных и плоских антенных решеток путем создания нелинейного начального фазового распределения («фазовой подставки»). Естественно, что начальное фазовое распределение должно компенсироваться дискретными фазирующими устройствами в процессе сканирования.

Если значение фазовой подставки для элемента с номером n равно Ψ_n , то дискретное фазирующее устройство должно обеспечить фазовый сдвиг, максимально близкий к $\Phi'_{n0} = \Phi_{n0} - \Psi_n$, где Φ_{n0} — по-прежнему определяется формулами фазирования (8-58). При этом формула (8-61) перепишется в виде

$$\delta\Phi_n = \Phi_{n0} - \Psi_n - \left\{ E \left[\frac{\Phi_{n0} - \Psi_n}{\Delta\Phi} + \frac{1}{2} \right] \right\} \Delta\Phi. \quad (8-69)$$

Проделывая выкладки, аналогичные (8-62) — (8-65), получаем:

$$F_\Sigma = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m \left\{ \sum_{n=1}^N |I_n| \exp j \left[kR_n \cos \alpha_n + \Phi_{n0} \left(1 + \frac{2\pi}{\Delta\Phi} m \right) - \frac{2\pi}{\Delta\Phi} m \Psi_n \right] \right\}. \quad (8-70)$$

Как видно из (8-70), фазовая подставка воздействует лишь на неиуловые члены суммы по m . Выбирая Ψ_n в каждом излучателе равным случайному значению в интервале от 0 до 2π , можно достаточно равномерно «размазать» паразитные парциальные характеристики направленности по всей полусфере $0 < \theta \leq \pi/2$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ и избежать появления заметных выбросов бокового излучения.

Как уже отмечалось, при дискретном фазировании происходит снижение КНД решетки из-за уменьшения уровня поля излучения в главном максимуме пропорционально множителю $\frac{\sin(\Delta\Phi/2)}{\Delta\Phi/2}$.

Если считать, что полная излучаемая мощность решетки при переходе от плавного фазирования к дискретному не изменяется, то снижение КНД будет происходить по закону

$$D = D_0 \frac{\sin^2(\Delta\Phi/2)}{(\Delta\Phi/2)^2} = D_0 \text{КИП}_d, \quad (8-71)$$

где D_0 — КНД при идеальном фазировании; КИП_d — коэффициент использования поверхности при переходе от плавного к дискретному фазированию. Вместе с тем следует учесть, что возможны такие направления сканирования, при которых требуемые значения фаз во

всех излучателях точно соответствуют имеющимся дискретным положениям фазирующих устройств. При этом никакого снижения КНД не происходит и $\text{КИП}_d = 1$. Однако таких благоприятных вариантов фазирования очень немного, и поэтому при усреднении по всем направлениям сканирования величина среднего КИП_d оказывается близкой к значению, определяемому формулой (8-71). Можно показать, что введение фазовых подставок с целью разрушения паразитных боковых максимумов не приводит к изменению КНД [19] и, следовательно, формулой (8-71) можно пользоваться при любых вариантах дискретного фазирования с фазовой подставкой или без нее.

8-9. О СВЯЗИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПРАВЛЕННОСТИ ОДНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ РЕШЕТКИ С РАССОГЛАСОВАНИЕМ ВХОДОВ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ СКАНИРОВАНИИ

Если ФАР содержит небольшое число элементов, то влияние взаимной связи между излучателями на коэффициент усиления решетки и входной импеданс каждого элемента при любом направлении луча в пространстве может быть учтено с помощью точного поэлементного подхода, рассмотренного в § 6-8 и 6-9. Однако если регулярно заполненный раскрыв решетки имеет большие электрические размеры и число элементов измеряется сотнями и тысячами, то удобнее применить приближенный подход, в котором используются усредненные характеристики одного элемента. В соответствии с этим подходом полная характеристика направленности решетки, как обычно, записывается в виде

$$\mathbf{F}(\theta, \varphi) = \mathbf{F}_1(\theta, \varphi) F_\Sigma(\theta, \varphi), \quad (8-72)$$

где $\mathbf{F}_1(\theta, \varphi)$ — векторная нормированная характеристика направленности одного элемента; $F_\Sigma(\theta, \varphi)$ — нормированный множитель направленности решетки изотропных излучателей, заполняющих раскрыв с площадью A . В качестве функции $\mathbf{F}_1(\theta, \varphi)$ в (8-72) используется диаграмма излучения одного элемента в обязательном присутствии всех остальных элементов, входы которых замкнуты на пассивные нагрузки. Импедансы этих нагрузок должны быть равны внутренним импедансам генераторов (или приемников) активной решетки. В этих условиях возбуждение, поданное только на один элемент, посредством взаимной связи распространяется на соседние элементы и в них появляются излучающие токи. Кроме того, происходит потеря части поданной мощности в пассивных нагрузках. Следовательно, характеристи-

стика направленности одного излучателя $F_1(\theta, \varphi)$ фактически создается наложением на поле одного элемента полей окружающих элементов, причем этой характеристике направленности обязательно соответствует какая-то величина к. п. д. η_1 , задомо меньшая единицы из-за отвода мощности в нагрузки соседних элементов. Таким образом, векторной характеристике направленности $F_1(\theta, \varphi)$ следует поставить в соответствие угловую зависимость коэффициента усиления одного элемента:

$$G_1(\theta, \varphi) = \frac{D_1 \eta_1 (1 - |\Gamma_1|^2)}{4\pi} F_1^2(\theta, \varphi), \quad (8-73)$$

где D_1 — КНД, определяемый по характеристике направленности $F_1^2(\theta, \varphi)$; η_1 — к. п. д. и Γ_1 — коэффициент отражения на входе единственного возбуждаемого элемента.

Что касается входящего в (8-72) множителя, направленности решетки $F_\Sigma(\theta, \varphi)$, то при выполнении условия отсутствия побочных главных максимумов решетки во всей зоне сканирования его можно приближенно считать равным характеристике направленности непрерывного раскрыва площадью A . Здесь остаются справедливыми все оценки ширины луча при сканировании, а также оценки КИП из-за неравномерного амплитудного распределения, случайных и систематических фазовых ошибок (включая дискретность фазирования).

Очевидно, что величина общего коэффициента усиления антенной решетки может быть записана в виде

$$G(\theta_0, \varphi_0) = NG_1(\theta_0, \varphi_0) \text{КИП}_\Sigma, \quad (8-74)$$

где θ_0, φ_0 — направление сканирования и $\text{КИП}_\Sigma = (\text{КИП}_a \times \dots \times \text{КИП}_d)$ — результирующий коэффициент использования площади раскрыва. При этом влияние взаимной связи элементов на коэффициент усиления решетки уже учтено в функции $G_1(\theta_0, \varphi_0)$.

Рассмотрим случай, когда все элементы решетки возбуждены с одинаковой амплитудой и идеально сфазированы в направлении θ_0, φ_0 . В этих условиях в (8-74) $\text{КИП}_\Sigma = 1$. Далее, пусть при постоянном шаге решетки площадь раскрыва неограниченно увеличивается, а N стремится к бесконечности. Тогда все элементы оказываются в одинаковых условиях, и зависимость входного коэффициента отражения каждого из них от направле-

ния фазирования θ_0, φ_0 описывается одной и той же функцией $\Gamma(\theta_0, \varphi_0)$. Из элементарных соображений следует, что вклад каждого элемента в общий коэффициент усиления решетки будет представлять произведение трех множителей: 1) $4\pi A_{\text{эл}}/\lambda^2$ — т. е. КНД участка раскрыва с площадью $A_{\text{эл}}$, приходящейся на один элемент; 2) $\cos \theta_0$ — закон убывания КНД при отклонении луча решетки от нормали к ее поверхности; 3) $1 - |\Gamma(\theta_0, \varphi_0)|^2$ — уменьшение излучаемой мощности из-за рассогласования входов излучателей при сканировании. Следовательно, принимая во внимание (8-74), можно записать:

$$G_1(\theta_0, \varphi_0) = \frac{4\pi A_{\text{эл}}}{\lambda^2} \cos \theta_0 [1 - |\Gamma(\theta_0, \varphi_0)|^2], \quad (8-75)$$

где λ — длина волны в свободном пространстве.

Формула (8-75) является одной из важнейших в теории фазированных антенных решеток¹. В этой формуле связаны воедино два резко различных режима возбуждения решетки: 1) режим возбуждения одного излучателя бесконечной решетки при пассивной нагрузке других элементов. Этому режиму соответствует характеристика направленности $G_1(\theta, \varphi)$ в масштабе коэффициента усиления; 2) режим равнотамплиудного возбуждения всех элементов бесконечной решетки с линейной фазировкой в направлении θ_0, φ_0 . Этому режиму соответствует зависимость входного коэффициента отражения $\Gamma(\theta_0, \varphi_0)$.

Из (8-75) следует, что рельеф функции $1 - |\Gamma(\theta_0, \varphi_0)|^2$ повторяет форму характеристики излучения одного элемента в бесконечной решетке (с точностью до $\cos \theta_0$). Поэтому нет необходимости исследовать характеристики $G_1(\theta, \varphi)$ и $\Gamma(\theta, \varphi)$ порознь, достаточно ограничиться какой-либо одной из них. Весьма удобным оказывается и то обстоятельство, что функция $\Gamma(\theta, \varphi)$ должна определяться в бесконечной решетке — это позволяет использовать в расчетах антенных решеток хорошо развитую в электродинамике теорию бесконечных периодических структур.

Итак, установлено, что исследование больших регулярных плоских антенных решеток должно производить-

¹ Формула (8-75) справедлива в условиях отсутствия побочных главных максимумов. Обобщение на случай нескольких побочных главных максимумов дано в [11].

ся с одновременным использованием двух электродинамических моделей: 1) модели плоского непрерывного раскрыва. На этой модели учитываются размеры и форма раскрыва, а также вид амплитудного распределения и влияния систематических и случайных фазовых ошибок; 2) модели бесконечной регулярной решетки. На этой модели ведется определение параметров одного излучателя и, в частности, рассчитываются зависимости коэффициента отражения от угла сканирования (а также и от частоты) и осуществляется подбор и оптимизация согласующих цепей на входах излучателей. Точность подобного двойственного подхода улучшается для решеток больших размеров (когда число обособленных краевых элементов составляет небольшую часть от общего числа излучателей). Вполне удовлетворительные результаты получаются для решеток с числом элементов 20×20 .

В заключение заметим следующее. Как было установлено экспериментально и подтверждено многочисленными расчетами, характеристика направленности одного излучателя в бесконечной решетке $G_1(\theta, \phi)$ при неудачном конструировании имеет гораздо более быстрое убывание по меридиональному углу, чем это определяется множителем $\cos \theta_0$. Возможно даже появление «аномальных» нулей излучения в характеристике $G_1(\theta, \phi)$ при сравнительно небольших углах $\theta = 25 \div 40^\circ$, когда еще не выполняются условия для возникновения побочных главных максимумов. Как следует из формулы (8-75), на этих углах $|\Gamma(\theta, \phi)| = 1$ и решетка полностью рассогласовывается из-за неблагоприятной интерференции многих отраженных волн, появляющихся на входе каждого излучателя путем прохождения через каналы взаимной связи с другими излучателями (эффект «ослепления» решетки). Поэтому конструирование излучателей решеток и выбор схем их согласования в диапазоне углов сканирования должны производиться с обязательной проверкой отсутствия эффектов ослепления.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ТИПЫ АНТЕНН

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

ВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ СВЧ

К антеннам сверхвысоких частот принято относить антенны метрового, дециметрового, сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн. В данной главе рассматриваются простые антенны вибраторного типа, которые очень широко используются в низкочастотной части диапазона СВЧ и как самостоятельные приемные и передающие антенные устройства, и как составные элементы многих сложных антенн. Они часто применяются в качестве облучателей сложных антенн, например параболических зеркал.

Антенны вибраторного типа выполняются из металлических проводов, лент или труб и питаются как двухпроводными фидерами, так и коаксиальными кабелями. Существует большое разнообразие симметричных и несимметричных вибраторов и способов их питания. Во всех случаях к вибраторам предъявляются требования: возможная простота конструкции и эксплуатации; высокий к. п. д., относительно широкая полоса пропускаемых частот; высокие пробивные электрические напряжения (для передающих антенн); устойчивый режим работы во времени.

9-1. ВИБРАТОРЫ, ПИТАЕМЫЕ ДВУХПРОВОДНЫМИ ЛИНИЯМИ

Простейшей антенной является полуволновый вибратор. При подключении двухпроводной линии к вибратору в его разрыве (рис. 9-1,*a*) КСВ в линии оказывается порядка 7,0 и поэтому требуется настройка линии на бегущую волну. Такой вибратор является узкополосным.

Удобной является схема полуволнового вибратора с шунтовым питанием (рис. 9-1,*б*). Подбором размеров L и l шунта удается получить в линии без дополнительных элементов настройки режим, близкий к режиму бегущей волны. Преимущество такого 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 полуволновой вибратор может быть сделан петлеобразным (схема Пистолькорса). Как показано на рис. 9-1,*в*, два элемен-

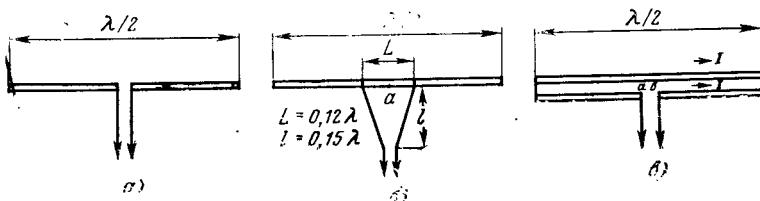


Рис. 9-1. Разновидности полуволновых приборов.

та вибратора одинакового диаметра закорачиваются на концах перемычками и к разрыву одного из них подключается двухпроводная линия. Токи в этих двух элементах оказываются синфазными с максимумами в середине, и поскольку расстояние между проводниками является малым по сравнению с длиной волны, диаграмма направленности петлевого вибратора совпадает с диаграммой направленности обычного полуволнового вибратора.

Входное сопротивление петлеобразного вибратора может быть рассчитано, исходя из баланса мощностей. Пусть эффективное значение тока в пучности каждого вибратора будет равно I . Тогда мощность, излучаемая вибратором, будет равна:

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

С другой стороны, излучаемая мощность равна:

$$P_{\Sigma} = I^2 R_{ab}.$$

Отсюда входное сопротивление петлеобразного вибратора будет:

$$R_{ab} = 4R_{\Sigma \Pi}.$$

Принимая $R_{\Sigma \Pi} = 73 \div 94$ Ом, находим $R_{ab} = 292 \div 376$ Ом. Величина КСВ в двухпроводном фидере окажется порядка 2,0, вследствие чего можно не производить дополнительной настройки фидера.

Петлеобразный вибратор может быть сделан с дополнительными перемычками, как это показано на рис. 9-2,*а*. Подбором длины шунта l_{sh} , соотношения диаметров проводов, образующих вибратор, можно добиться хорошего согласования входного сопротивления антенны с волновым сопротивлением питающего фидера в довольно широкой полосе частот.

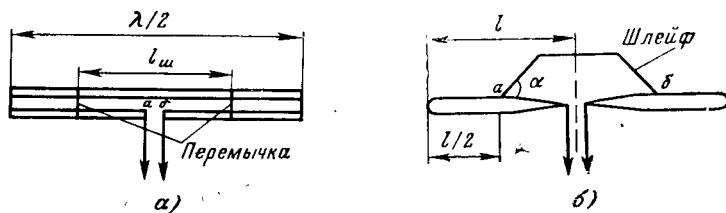


Рис. 9-2. Шунтовые вибраторы.

Другой разновидностью симметричного вибратора с шунтом является вибратор, показанный на рис. 9-2,*б*, который отличается по существу от петлевого вибратора с шунтом (рис. 9-2,*а*) и шунтового вибратора (рис. 9-1,*б*) своим конструктивным выполнением. При правильном подборе точек включения шлейфа, его геометрических размеров, угла α и волнового сопротивления фидера удается получить удовлетворительное согласование вибратора с фидером примерно в четырехкратном диапазоне волн (от $\lambda = 6,5 l$ до $\lambda = 1,5 l$). В этом диапазоне КСВ в фидере не хуже 3,3.

Улучшению согласования вибраторов с фидерами способствует также то, что вибраторы состоят из широких пластин (или толстых проводов), обладающих довольно низким волновым сопротивлением.

9-2. ВИБРАТОРЫ, ПИТАЕМЫЕ КОАКСИАЛЬНЫМ КАБЕЛЕМ

Полуволновые симметричные вибраторы могут питаться также при помощи гибкого коаксиального кабеля или жесткой коаксиальной линии. В этом случае для перехода от несимметричной линии, какой является коаксиальный кабель, к симметричной антенне применя-

ются различные симметрирующие устройства, схемы которых представлены на рис. 9-3 и 9-4.

Рассмотрим симметрирующее устройство типа U-колена (рис. 9-3, а). Если коаксиальный кабель присоединить непосредственно к симметричному вибратору, т. е. внутренний проводник кабеля присоединить к одной половине вибратора, а внешний проводник его присоединить ко второй половине вибратора, то ток, существующий на внутренней поверхности внешнего проводника кабеля, делится между вибратором и наружной поверхностью внешнего проводника кабеля. Вследствие этого

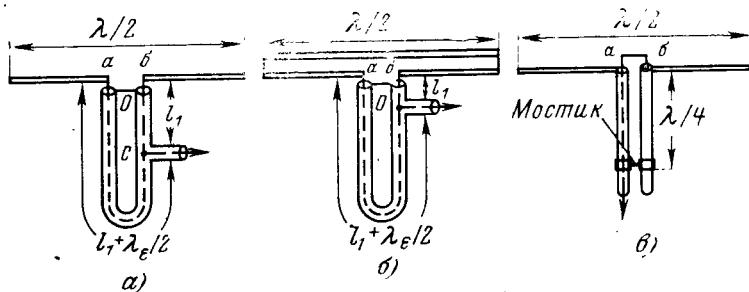


Рис. 9-3. Способы питания вибратора коаксиальным кабелем.

токи в плечах вибратора будут неодинаковыми и, кроме того, появится излучение кабеля за счет токов, ответвляющихся на его оболочку. Это приведет к искажению диаграммы направленности. Симметрирующее U-колено как раз и предотвращает ответвление токов наружу кабеля. Для этой цели разность длин отрезков кабеля в U-колене берется равной $\lambda_e/2$, а внешние оболочки отрезков кабеля закорачиваются на концах. Длина отрезка кабеля l_1 в симметрирующем устройстве подбирается так, чтобы в главном коаксиальном кабеле получить бегущую волну.

В схеме рис. 9-3, а входное сопротивление антенны равно $R_{ab}=73 \div 94$ Ом, а сопротивления, нагружающие отрезки кабелей, равны $R_{a0}=R_{b0}=36,5 \div 47$ Ом. Если волновое сопротивление кабеля, образующего U-колено, взять равным $W=75$ Ом, а длину отрезка кабеля l_1 положить равной четверти длины волны в кабеле, то сопротивление в точках c , нагружающее главный кабель,

будет: $R_c=W^2/2R_{a0}=77 \div 60$ Ом и КСВ в главном фидере окажется близким к единице.

В схеме рис. 9-3, б петлеобразный вибратор имеет входное сопротивление $R_{ab}=292 \div 376$ Ом, а сопротивления, нагружающие отрезки кабелей, равны $R_{a0}=R_{b0}=R_{ab}/2$. Если длину отрезка кабеля l_1 взять равной нулю, то сопротивление, нагружающее главный кабель, будет: $R_c=R_{a0}/2=73 \div 94$ Ом и в главном фидере опять установится бегущая волна.

Схема мостикового симметрирующего устройства показана на рис. 9-3, в. Здесь к симметричному вибратору присоединяются две трубы с закорачивающим мостиком, образующие четвертьволновый металлический изолятор. Через одну трубку пропускается коаксиальный кабель, внешний проводник которого соединяется с трубкой 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. Сопротивление, нагружающее кабель, оказывается равным $R_{a6}=73 \div 94$ Ом, и если взять коаксиальный кабель с волновым сопротивлением, равным 75 Ом, то в нем установится бегущая волна. Отметим, что здесь металлический изолятор играет также роль шунтирующего шлейфа, компенсирующего реактивную составляющую входного импеданса вибратора и расширяющего полосу пропускаемых частот.

В сантиметровом диапазоне волн питание полуволновых симметричных вибраторов осуществляется при помощи жестких коаксиальных линий. Здесь также применяются специальные симметрирующие устройства, устраниющие возбуждение внешней поверхности наружного проводника коаксиальной линии.

На рис. 9-4, а показано устройство питания полуволнового вибратора, в котором на коаксиальную линию надевается труба четвертьволновой длины, соединенная накоротко с коаксиальной линией на одном конце. Образованная таким образом дополнительная коаксиальная линия, часто называемая «четвертьволновым стаканом», представляет собой металлический изолятор, препятствующий ответвлению тока на внешнюю поверхность наружного провода коаксиальной линии и обеспечивающий симметричное питание обеих половин вибратора.

В другом устройстве (рис. 9-4,б) симметричный вибратор возбуждается при помощи двух продольных щелей, прорезанных во внешнем проводнике коаксиальной линии. Известно, что в коаксиальной линии распространяется ТЕМ-волну, обладающая продольными токами.

Если в коаксиальной линии прорезать продольные щели, то они не будут возбуждаться. Однако если после этого в месте расположения щелей соединить внутренний проводник с внешним проводником при помощи перемычки, то вибратор будет питаться.

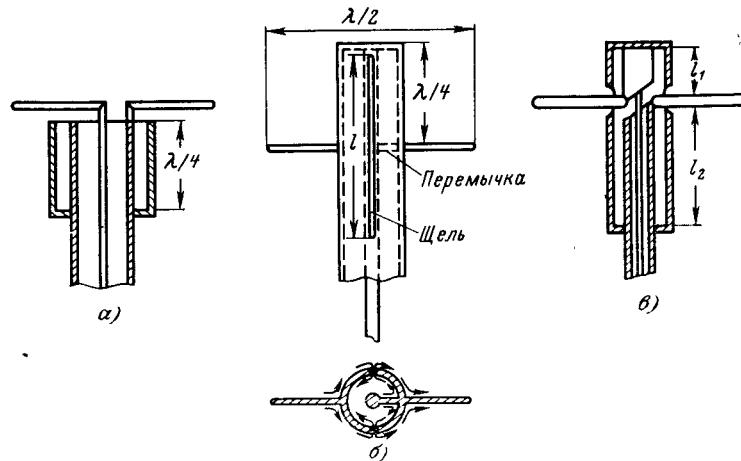


Рис. 9-4. Способы питания вибратора жесткой коаксиальной линией.

мычки, т. е. закоротить ТЕМ-волну, то ток, текущий по этой перемычке, будет возбуждать высшие типы волн и в первую очередь волну H_{11} в коаксиальной линии. Хотя этот тип волн не будет распространяться вдоль линии ($\lambda_{раб} > \lambda_{крн1} = 2\pi R_{ср}$), он сопровождается местными поперечными составляющими токов, которые пересекают щели во внешнем проводнике и, таким образом, возбуждают внешнее пространство. Следовательно, на внешней поверхности наружного проводника коаксиальной линии появятся поперечные электрические токи, возбуждающие присоединенный в этом месте симметричный вибратор, как это видно из рис. 9-4,б, где показан поперечный разрез линии в месте присоединения к ней вибраторов. Длина щелей l может быть любой, но наиболее интенсивное возбуждение вибраторов происходит при резонансной длине щелей, т. е. при $l \approx \lambda/2$. Коаксиальная линия на

конце закорачивается, и расстояние от конца линии до закорачивающей перемычки берется равным примерно четверти длины волны.

Питание симметричного вибратора при помощи симметрирующего и компенсирующего широкополосного устройства показано на рис. 9-4,в. Здесь на коаксиальную линию надета закороченная по концам труба длиной $l_1 + l_2$, через отверстия в которой проходят штыри полуволнового вибратора. Один из штырей вибратора присоединен к концу внешнего проводника коаксиальной линии, а другой штырь присоединен к внутреннему проводнику коаксиальной линии, который, утолщаясь на длине l_1 , соединяется с трубкой. Общая длина симметрирующего и компенсирующего двойного коаксиального шлейфа берется равной половине длины волны, а соотношение длин шлейфов l_1 и l_2 выбирается из условия максимальной ширины полосы пропускаемых частот.

9-3. НЕСИММЕТРИЧНЫЕ ВИБРАТОРЫ И СПОСОБЫ ИХ ПИТАНИЯ

Рассмотрим некоторые схемы питания несимметричных вибраторов, как правило, четвертьволновой длины. Такие вибраторы питаются при помощи коаксиальных кабелей и устанавливаются автономно или на проводящих поверхностях.

На рис. 9-5,а показан вертикальный вибратор, возбуждаемый при помощи проводящего диска, к которому присоединяется внешний проводник коаксиальной линии. Диск может быть заменен четырьмя (рис. 9-5,б) или более горизонтальными проводами длиной $\lambda/4$ каждый. В другом случае диск или провода, играющие роль противовеса, могут быть заменены, как это показано на рис. 9-5,в, четвертьволновым стаканом, закороченным на одном конце. В этом случае внешняя поверхность четвертьволнового стакана возбуждается так, что он совместно с выступающим внутренним проводником коаксиальной линии образует полуволновый вибратор.

На проводящих плоскостях могут быть установлены четвертьволновые петлеобразные вибраторы, в частности с использованием шунта (рис. 9-6,а). Как отмечалось выше, вибраторы с шунтом обладают расширенной полосой пропускаемых частот. Другая схема вибратора четвертьволновой длины показана на рис. 9-6,б. Здесь

емкостное реактивное сопротивление верхней половины вибратора в точках питания a и b компенсируется последовательно включенным с ним индуктивным сопротивлением нижней половины вибратора. Выбором ди-

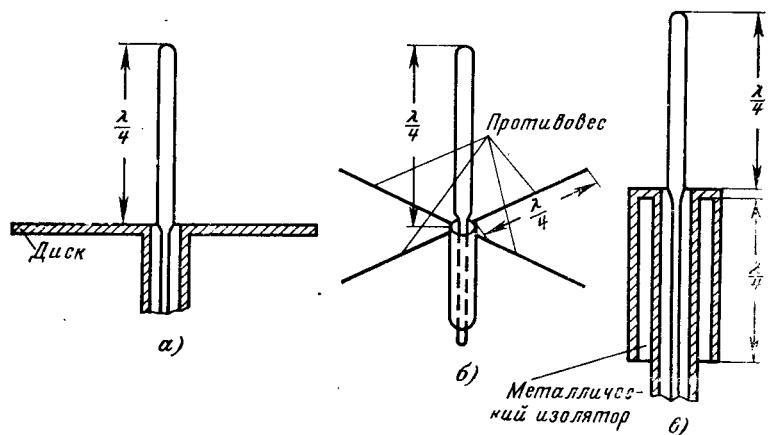


Рис. 9-5. Способы питания несимметричных вибраторов.

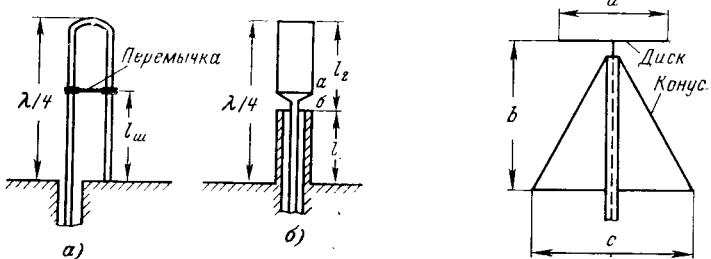


Рис. 9-6. Несимметричные вибраторы с расширенной полосой частот.

метра вибратора и соотношения длин l_1 и l_2 можно добиться 10—15%-ной полосы пропускаемых антенной частот при КСВ в фидере, близком к единице.

Изменением формы нижней и верхней частей вибратора (рис. 9-6, б) можно прийти к так называемой диско-конусной антенне, показанной на рис. 9-7. Эта антenna состоит из конуса и диска, между которыми с помощью коаксиального кабеля прикладывается питающее напряже-

ние. Конус присоединяется к внешней оболочке кабеля, а диск к центральному проводнику. Антenna оказывается диапазонной. Начиная с некоторой максимальной длины волны $\lambda_{\text{макс}}$, КСВ в фидере оказывается близким к единице, причем с укорочением длины волны согласование улучшается. Экспериментально подобранные размеры антенны следующие: $a/\lambda_{\text{макс}} = 0,175$, $b/\lambda_{\text{макс}} = 0,25$, $c/\lambda_{\text{макс}} = 0,275$. В диапазоне волн от $a/\lambda = 0,175$ до $a/\lambda = 0,45$ диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости изменяют свою форму незначительно — они близки к «восьмерке» с максимумом излучения в горизонтальной плоскости.

9-4. ТУРНИКЕТНЫЕ ВИБРАТОРЫ

Рассмотрим так называемую турникетную антенну, используемую очень широко на телевизионных передающих центрах. Телевизионные антенны должны удовлетворять специфическим требованиям. Прежде всего необходимо, чтобы антенны равномерно излучали электромагнитную энергию по всем азимутальным направлениям, поскольку телевизионные передатчики обычно находятся в центре обслуживаемого ими района. По углу места направленность должна быть достаточно большой с тем, чтобы излучение было сконцентрировано в горизонтальной плоскости. Далее антenna должна излучать электромагнитную энергию с горизонтальной поляризацией поля. Это обусловливается тем, что источниками помех на ультракоротких волнах являются всякого рода промышленные установки, которые излучают электромагнитное поле в основном с вертикальной поляризацией. Кроме того, как показывает опыт, интерференционные помехи, обусловленные отражением электромагнитных волн от различных строений, имеют также преимущественно вертикальную поляризацию.

Важным является требование к полосе частот, пропускаемых антенной системой. Антenna вместе с фидером должна быть достаточно широкополосной для того, чтобы не было искажений передаваемых изображений на всех телевизионных каналах. Кроме того, антенно-фидерная система должна быть свободна от отражений, которые приводят к раздвоению изображений.

Антenna должна быть также механически очень прочной, так как она располагается на высоких опорах и

подвергается сильным ветровым нагрузкам, часто при наличии гололеда. Она должна, кроме того, иметь надежную грозовую защиту, что достигается непосредственным заземлением элементов антенны.

Для того чтобы создать излучение с горизонтальной поляризацией и равномерное по всем направлениям в горизонтальной плоскости, используется описанный в § 1-8 крестообразный элемент, излучающий врачающееся поле. Такие элементы, образованные в простейшем случае из полуволновых вибраторов, располагаются горизонтально в несколько этажей на расстоянии $\lambda/2$ друг от друга и питаются синфазно (рис. 9-8). При четном числе элементов излучение в направлении оси их расположения (вверх и вниз) равно нулю и максимум излучения имеет место в горизонтальной плоскости.

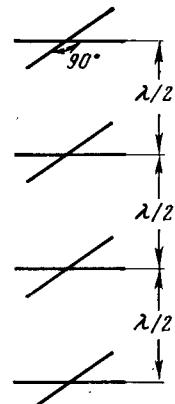


Рис. 9-8. Расположение крестообразных элементов в телевизионной антенне.

Вибраторы, находящиеся в одной вертикальной плоскости, питаются одним фидером, а находящиеся в другой вертикальной плоскости — другим. Фидеры настраиваются на бегущую волну и соединяются параллельно, причем один фидер берется длиннее другого на четверть длины волны, что обеспечивает сдвиг фаз токов в вибраторах креста, равный 90° . Схема такой турникетной антенны представлена на рис. 9-9. Двухпроводные фидеры перекрещиваются между этажами и тем самым обеспечивают синфазность вибраторов. В качестве излучателей удобно применять вибраторы с шунтами, что позволяет их крепить непосредственно точками a к поддерживающей антенну металлической опоре.

В качестве элементов турникетной антенны, помимо описанных выше широкополосных вибраторов, может быть использован плоскосгной вибратор, предложенный Б. В. Брауде. Вибратор состоит из тонкой металлической пластины с короткозамкнутой на одном конце щелью. Этот вибратор представляет собой по существу одну половину двусторонней щелевой антенны, которая будет описана в гл. 10.

Конструкция конкретного вибратора показана на рис. 9-10. Полотно вибратора выполнено из 11 трубок диаметром 10 мм, и размеры его для работы в диапазоне частот от 155 до 180 МГц взяты равными: $a = 460$ мм и $l = 286$ мм. В точках BB вибратор накоротко замкнут на опору, а в точках AA он изолирован от опоры. На

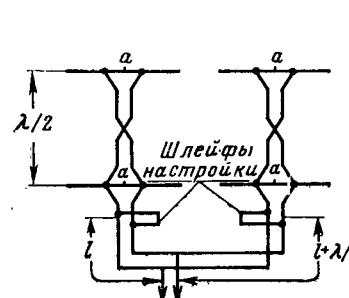


Рис. 9-9. Схема питания турникет-

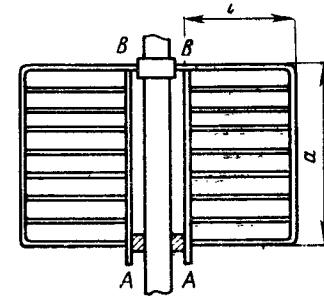


Рис. 9-10. Плоскостной вибра-

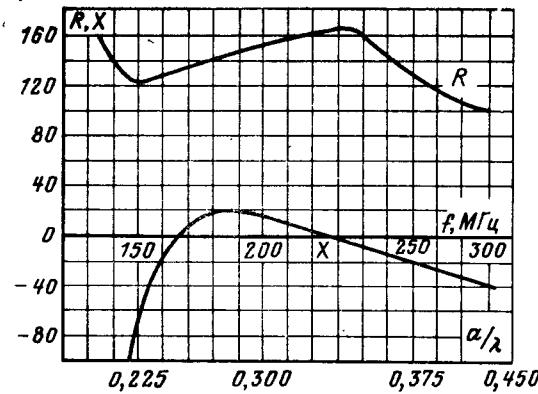


Рис. 9-11. Входной импеданс пло-

скостного вибратора.

Рис. 9-11 показаны экспериментальные кривые входного импеданса вибратора. Из рисунка видно, что в полосе частот 155—180 МГц активная часть входного импеданса почти постоянна и равна 140 Ом, а реактивная часть близка к нулю. Поэтому плечи вибратора удобно питать

коаксиальным кабелем с волновым сопротивлением порядка 70 Ом. Два таких вибратора, расположенных крестом и питаемых со сдвигом фаз 90° , образуют турникетный элемент. Антenna получается легкой и позволяет выполнять ее многоэтажной.

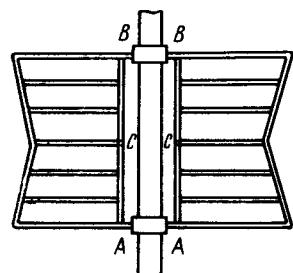


Рис. 9-12. Ж-образный плоскостной вибратор.

Аналогичная плоскостная антenna была разработана американской фирмой RCA. Элемент этой антенны показан на рис. 9-12. Он замкнут накоротко на мачту как в точках BB, так и в точках AA, а питание к нему подводится в середине в точках CC. Вибратор выполнен из трубок и имеет форму буквы Ж. Входное сопротивление его в широкой полосе частот оказывается порядка 150 Ом.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ СВЧ

10-1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В диапазоне СВЧ щелевые антены применяются в качестве самостоятельных излучателей и в виде элементов антенных решеток с высокой направленностью. Возможность выполнения щелевых антенн заподлицо с металлической поверхностью делает их чрезвычайно удобными для применения на скоростных самолетах и ракетах.

Если излучающие щели располагаются на бесконечной идеально проводящей плоскости, то их характеристики сравнительно просто находятся с использованием принципа двойственности и метода зеркального изображения. Именно таким путем в гл. 2 был установлен (в первом приближении) синусоидальный закон распределения напряжения в двусторонней щели конечной

длины, возбуждаемой сосредоточенной м. д. с., а также найдены соответствующие характеристики направленности. Одновременно было установлено, что в резонансных (полуволновых) щелях закон распределения напряжения практически не зависит от вида возбуждающей м. д. с. Следовательно, синусоидальный закон распределения напряжения оказывается справедливым и для односторонних резонансных щелей, возбуждаемых при помощи волновода или объемного резонатора, и это облегчает нахождение характеристик направленности и проводимости излучения таких щелей в плоском бесконечном экране.

В реальных условиях щелевые антены чаще всего располагаются на ограниченных поверхностях неправильной формы. Строгих решений задачи об излучении таких щелей в большинстве случаев получить не удается и приходится использовать приближенные решения, пригодные для инженерной практики. Самый простой подход заключается в замене криволинейной металлической поверхности на касательную металлическую плоскость (бесконечный фланец). Путем сопоставления результатов немногих строгих решений задач излучения щелей на криволинейных поверхностях (шар, цилиндр, клин и др.) установлено, что этот подход может с успехом использоваться для расчета проводимостей излучения резонансных щелей на поверхностях, линейные размеры которых (а также радиусы кривизны в месте расположения щели) имеют порядок длины волны и больше. Принимая это во внимание, перейдем к рассмотрению ряда конкретных щелевых антенн.

10-2. ПОЛУВОЛНОВЫЕ ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ

Простейшая полуволновая щелевая антена располагается на металлической плоскости конечных размеров и возбуждается резонатором в виде короткозамкнутого $\lambda_v/4$ -отрезка прямоугольного волновода с волной H_{10} (рис. 10-1,a). Излучающая система питается коаксиальным фидером, внешний проводник которого присоединяется к одной стороне щели, а внутренний проводник — к другой стороне щели. Резонатор играет роль металлического изолятора, и его реактивная проводимость компенсирует собственную реактивную проводимость щели.

Следовательно, входное сопротивление полуволновой щелевой антенны с настроенным резонатором на экране больших электрических размеров будет равно в пучности напряжения (в центре щели) $R_{\text{щ}} = W_0^2 / 2R_{\Sigma} = 970 \text{ Ом}$ [см. формулу (2-67)]. Чтобы согласовать это сопротивление с волновым сопротивлением коаксиальной линии W_{Φ} , следует подключить линию ближе к краю щели, на расстоянии l от края, определяемом из уравнения

$$\sin^2 \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{W_{\Phi}}{R_{\text{щ}}}. \quad (10-1)$$

Конструктивно удобно примкнуть резонатор одной широкой стороной к экрану, а фидер ввести внутрь резонатора через другую широкую его сторону. Продольный разрез такой конструкции показан на рис. 10-1,б.

Что касается диаграмм направленности, то они, конечно, отличаются от диаграмм направленности при расположении щели в бесконечном экране. Можно утверждать, что в плоскости щели (т. е. в плоскости вектора \mathbf{H}), где излучение вдоль щели равно нулю, явление дифракции волн на краю экрана сказывается слабо и диаграмма направленности незначительно зависит от размеров экрана. В переднем полупространстве она примерно совпадает с диаграммой направленности щели, прорезанной в бесконечном экране, в заднем полупространстве имеется небольшой лепесток. В плоскости, перпендикулярной щели (т. е. в плоскости вектора \mathbf{E}), диаграмма направленности сильно зависит от размера экрана $2L$ и незначительно зависит от размера экрана $2H$. В этой плоскости ярко выражено явление дифракции волн на краю экрана. На собственное излучение щели накладывается добавочное излучение, появляющееся за счет возбуждения краев экрана, что приводит, с одной стороны, к появлению поля за теневой стороной экрана и, с другой стороны, к искажению диаграммы направленности в переднем полупространстве. Вследствие интерференции волн, излучаемых непосредственно щелью и излучаемых при дифракции у краев экрана, появляются минимумы и максимумы излучения, количество которых тем больше, чем больше размер $2L$ экрана по сравнению с длиной волны.

На рис. 10-2,а—г пунктирными кривыми показаны экспериментальные диаграммы направленности щелевой

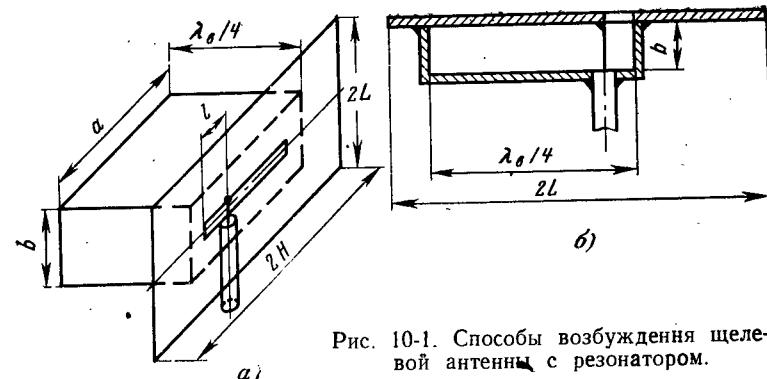


Рис. 10-1. Способы возбуждения щелевой антенны с резонатором.

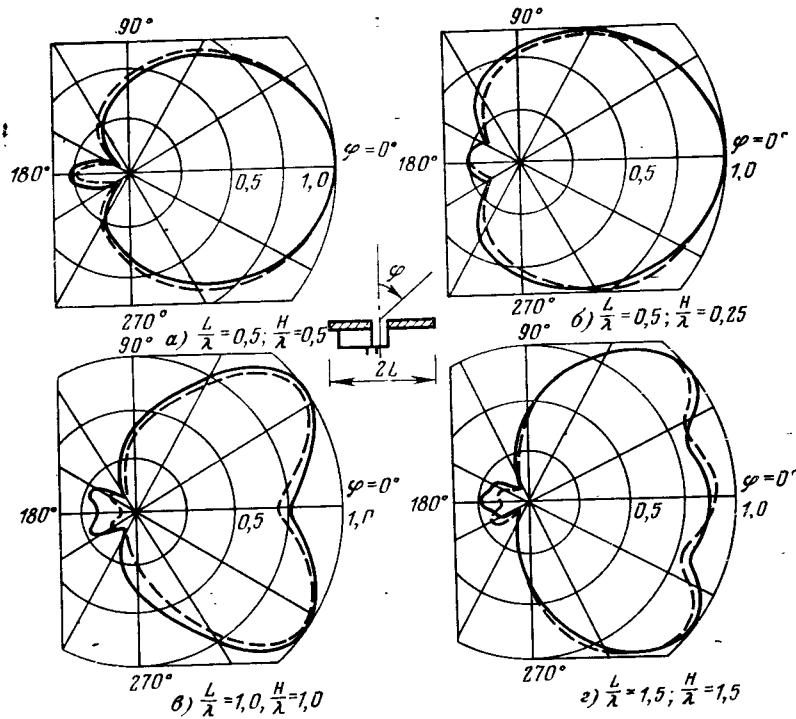


Рис. 10-2. Диаграммы направленности щелевой антенны на конечном экране в плоскости вектора \mathbf{E} .

антенны в плоскости вектора \mathbf{E} в зависимости от размеров экрана. Как видно, эти кривые подтверждают сказанное выше. На том же рисунке приведены сплошные

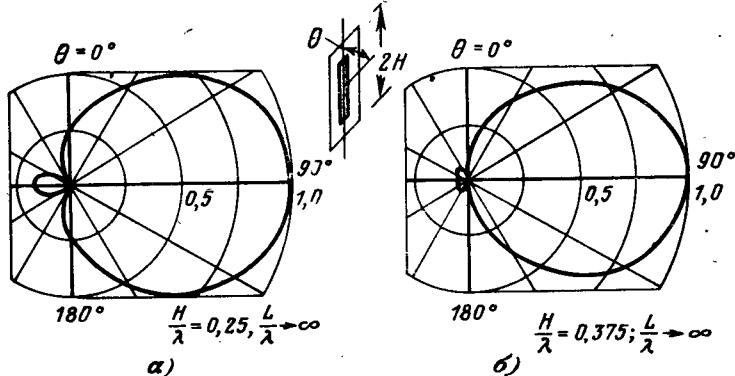


Рис. 10-3. Диаграммы направленности щелевой антенны на конечном экране в плоскости вектора \mathbf{H} .

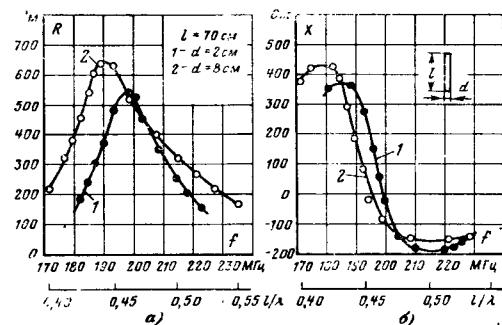


Рис. 10-4. Экспериментальные графики входного сопротивления двусторонней щелевой антенны.

теоретические кривые, полученные по приближенной теории. Эти зависимости рассчитаны, исходя из распределения поверхностного электрического тока на освещенной стороне экрана, которое полагалось совпадающим с распределением поверхностного электрического тока в бесконечном экране (так называемое приближение физической оптики).

На рис. 10-3, а, б приведены теоретические диаграммы направленности 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 вырожденным эллиптическим цилиндром. Теоретические расчеты здесь проведены строгим методом собственных функций.

На практике применяются не только односторонние, но и двусторонние щели, расположенные на плоскостях ограниченных размеров. Так, если в антенне на рис. 10-1 удалить резонатор, то и получится такая двусторонняя щелевая антenna. Диаграммы направленности в каждом полупространстве теперь будут примерно такими же, как и на рис. 10-2 и 10-3 для освещенной области экрана. Однако в плоскости вектора \mathbf{E} излучение в направлении краев экрана теперь окажется строго равным нулю.

Входное сопротивление двусторонней щелевой антенны на достаточно большом по сравнению с длиной волны экране может быть определено по формулам (2-68). Для резонансной полуволновой щели оно будет равно 485 Ом.

На рис. 10-4, а, б приведены экспериментальные графики активной и реактивной частей входного сопротивления вблизи резонанса двусторонней щелевой антенны с достаточно большим экраном. Из графиков следует, что резонансная длина щели оказывается несколько меньше половины длины волны и уменьшается с увеличением ширины щели.

Описанный в гл. 9 плоскостной короткозамкнутый вибратор Б. В. Брауде можно также рассматривать как щелевую антенну (рис. 10-5). Этот вибратор представляет собой по существу одну половину двусторонней щелевой антенны. Очевидно, что при достаточно больших относительно длины волн линейных размерах экрана входные сопротивления такого вибратора будут примерно в 2 раза больше, чем на рис. 10-4. С уменьшением экрана величина и характер входного сопротивления антенны меняются. Установлено, что наиболее широкополосная антenna получается при соотношении размеров экрана $a/l = 1,5$.

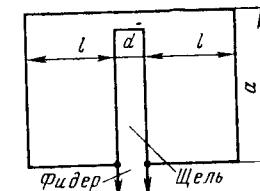


Рис. 10-5. Плоскостной короткозамкнутый вибратор.

10-3. КОЛЬЦЕВЫЕ ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ

В качестве слабонаправленных антенн СВЧ получили распространение кольцевые щелевые антенны, расположенные на телах вращения, в частности на круглом металлическом цилиндре (рис. 10-6). Кольцевая щель выполняется при помощи коаксиального резонатора, имеющего вид четвертьволнового металлического стакана. Питание к резонатору подводится коаксиальным фидером в точке *a*.

Если средняя длина периметра резонатора $\pi(r_1+r_2) < \lambda$, в резонаторе существует и наиболее интенсивно возбуждается только волна типа ТЕМ. Напряжение в щели при настройке стакана в резонанс распределяется равномерно, на поверхности цилиндра возникают продольные электрические токи, и получается антenna, подобная ци-

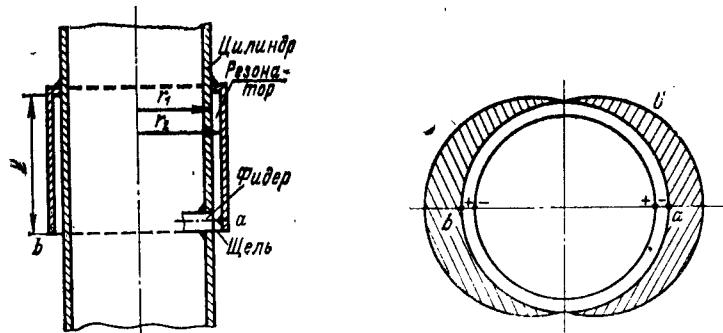


Рис. 10-6. Кольцевая щелевая антenna на цилиндре.

Рис. 10-7. Распределение напряжения в кольцевой щелевой антенне, возбуждаемой волной H_{11} коаксиальной линии.

линдрическому вибратору. Характеристика направленности этой антенны в меридиональной плоскости существенно зависит от длины возбуждаемого цилиндра.

Если же $\pi(r_1+r_2) > \lambda$ в резонаторе, кроме волн типа ТЕМ, существует и возбуждается волна типа H_{11} коаксиальной линии, у которой критическая длина волны $\lambda_{kp} \approx \pi(r_1+r_2)$. Выберем длину резонатора *l* равной $\lambda/2$. Тогда волна типа ТЕМ окажется подавленной, в то время как волна типа H_{11} , у которой длина волны в линии определяется выражением $\lambda_b = \lambda / \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{kp})^2}$, будет

существовать. Напряжение в щели окажется распределенным в азимутальном направлении по закону синуса, при этом на цилиндре возникнут, помимо продольных, поперечные составляющие поверхностных электрических токов и излучение антенны существенно изменится. Вследствие поперечных составляющих токов появится излучение вдоль оси цилиндра. Как показывают теоретический анализ и опыт, такая антenna излучает поток мощности по всем направлениям, причем диаграммы направленности слабо зависят от длины возбуждаемого цилиндра.

На рис. 10-7 показано распределение напряжения в щели при питании антены в двух диаметрально противоположных точках резонатора. Напряжение в щели в точке *a* отличается по фазе на 180° от напряжения в точке *b*, поэтому при любой длине резонатора *l* волна ТЕМ оказывается подавленной и напряжение *U* в кольцевой 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. 10-6 подводится в четырех равноотстоящих точках щели. Напряжение в этих точках сдвинуто по фазе одно относительно другого последовательно на 90° . Если длину резонатора выбрать равной $\lambda_b/4$ для волны типа H_{11} , то напряжение в щели (без учета высших типов волн) будет изменяться 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 полю турникетной антены (см. § 1-8). Как показывают строгие электродинамические расчеты, а также эксперименты, диаграмма направленности этой щелевой антены слабо зависит от размеров и формы металлического корпуса — это может быть, например, конус конечной длины или шар.

На рис. 10-8 показан разрез кольцевой щелевой антены с четвертьволновым резонатором, расположенной на экваторе проводящего шара и возбуждаемой бегущей по азимуту волной напряжения согласно закону $U(\phi) = U_0 \exp(-j\phi)$. Электромагнитное поле такой антены точно рассчитывается методом собственных функций и представляется в виде бесконечной суммы пространственных сферических гармоник. Поляризация

получается переменной, причем в направлении $\theta=0^\circ$ поле имеет чисто круговую поляризацию, переходящую при $0^\circ < \theta < 90^\circ$ в эллиптическую и при $\theta=90^\circ$ в линейную

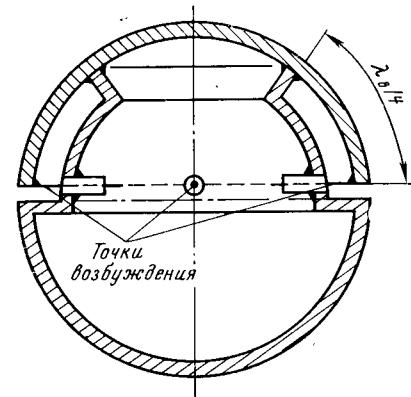


Рис. 10-8. Кольцевая щелевая антenna на бегущей волне на шаре.

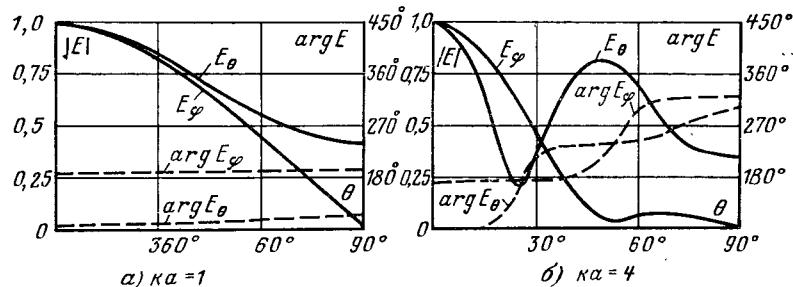


Рис. 10-9. Характеристики направленности кольцевой щелевой антенны на шаре.

и поляризацию. На рис. 10-9, а, б приведены расчетные амплитудные и фазовые характеристики направленности такой антенны при электрических радиусах шара $ka=1$ и $ka=4$.

10-4. П- и V-ОБРАЗНЫЕ ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ

В диапазонах метровых и дециметровых волн находят применение бортовые щелевые антенны П- и V-образной формы, возбуждаемые при помощи полых резонаторов. На рис. 10-10, а показан эскиз П-образной щелевой антенны. Прямоугольный резонатор выполнен из металлической пластины с размерами $2a \times b$, расположенной

ной над экраном (под металлическим корпусом самолета, ракеты) на высоте $h \ll \lambda$. Одна сторона пластины соединена с экраном, а три остальные образуют относительно экрана отверстие П-образной формы, т. е. щель в боковых стенках прямоугольного резонатора. Питание антенны осуществляется коаксиальным фидером, внешний проводник которого присоединяется к экрану, а внутренний проводник переходит в штырь, соединенный с пластиной. Эту антенну при $a \ll b$ можно рассматривать и как плоский Г-образный вибратор с шунтовым питанием.

Обычно антenna используется в режиме первого параллельного резонанса. Длина пластины b примерно равна $\lambda/4$, а ширина пластины $2a$ может быть любой, однако она чаще всего берется также равной $\lambda/4$. Согласование антенны с фидером осуществляется настройкой в резонанс путем некоторого изменения размера b с последующим подбором расстояния y_0 от возбуждающего штыря до закорачивающей стенки резонатора. Удаление штыря от закорачивающей стенки соответствует росту входного сопротивления антенны.

В режиме первого резонанса напряженность электрического поля на торцевой щели примерно постоянна вдоль щели, а на боковых щелях она изменяется по синусоидальному закону с нулем у закорачивающей стенки. С учетом этого распределения поля в щели расчет электромагнитного поля излучения и поля в резонаторе приводят к схеме замещения антенны, показанной на рис. 10-10, б. Резонатор заменяется длинной линией с волновым сопротивлением W , соответствующим волне типа TEM в резонаторе. На одном конце линия закорочена, а на другом нагружена на сопротивление излучения R_Σ , вычисляемое для П-образной щели, расположенной

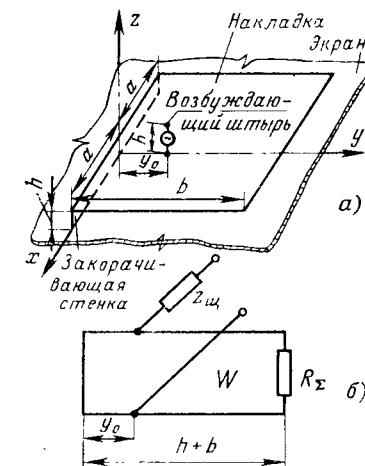


Рис. 10-10. П-образная щелевая антenna (а) и ее схема замещения (б).

ной на бесконечном плоском экране. Сопротивление Z_m , соединенное последовательно с входной линией, представляет собой индуктивное сопротивление возбуждающего штыря резонатора.

На рис. 10-11, а, б построены расчетные и экспериментальные графики входного сопротивления П-образной антенны вблизи первого параллельного резонанса. На рис. 10-12 приводится расчетная добротность антенны $Q = f_0/2\Delta f$ в зависимости от ширины $2a$ и высоты h резонатора при $h+b=\lambda/4$. Естественно, что с увеличением объема резонатора добротность антенны уменьшается. По графикам рис. 10-12 можно определить минимальную высоту резонатора при заданной добротности (т. е. при фиксированной полосе пропускания) или же найти добротность при выбранной из конструктивных соображений высоте резонатора. Согласование антенны

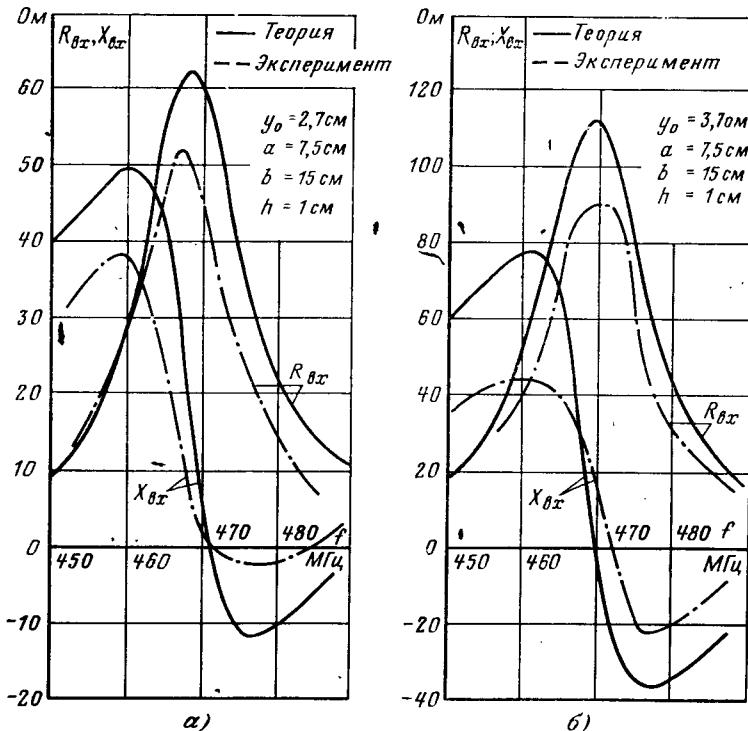


Рис. 10-11. Входные сопротивления П-образной щелевой антенны.

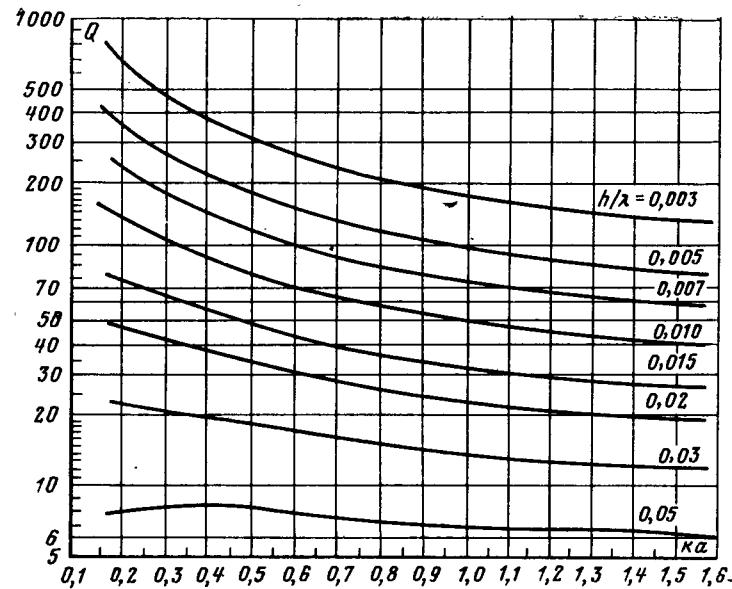


Рис. 10-12. Добротность П-образной щелевой антенны.

с фидером на центральной частоте осуществляется подбором расстояния y_0 от возбуждающего штыря до закорачивающей стенки резонатора. При необходимости резонатор может быть утоплен в глубь экрана, и антenna становится невыступающей.

П-образная щелевая антenna излучает поле линейной поляризации по всем направлениям в полупространстве ее расположения. В плоскости yz диаграмма направленности определяется излучением только торцевой щели. В плоскости xz диаграмма направленности определяется излучением как торцевой, так и боковых щелей, причем торцевая щель не излучает в направлении оси x , а боковые щели не излучают в направлении оси z .

На практике применяются также слабонаправленные щелевые антнны V-образной формы. На рис. 10-13

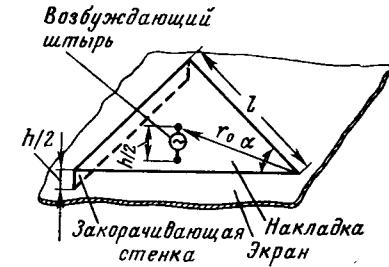


Рис. 10-13. V-образная щелевая антена.

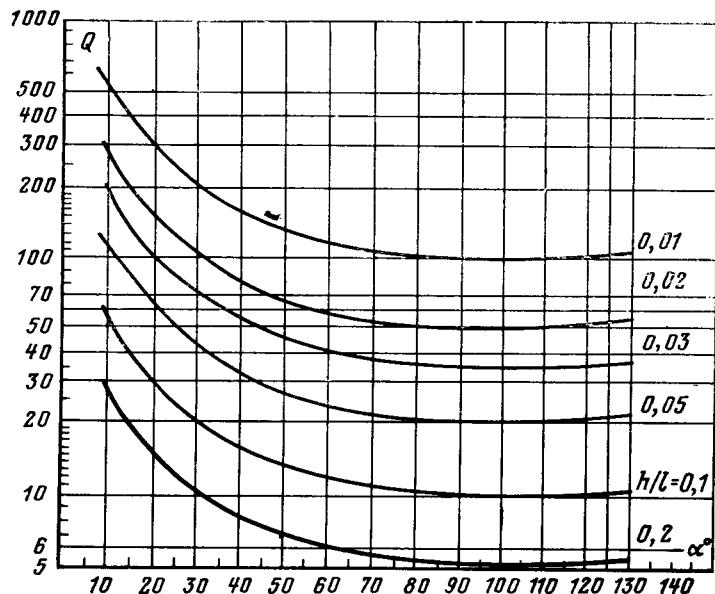


Рис. 10-14. Добротность V-образной щелевой антенны.

показан эскиз такой антенны. Антенна представляет собой плоскую металлическую треугольную пластину, расположенную над поверхностью экрана и замкнутую перемычкой вдоль одной из сторон на поверхность экрана. Две другие стороны пластины образуют с поверхностью экрана излучающий раскрыв V-образной формы. Излучение этой антенны подобно излучению П-образной антенны. Резонансная частота антенны определяется приближенно из условия $J_0(kl_0)=0$, где $l_0 \approx l+h/2$ и $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка. Добротность антенны показана на графиках рис. 10-14. Точка включения возбуждающего штыря r_0 подбирается экспериментально из условия согласования на центральной частоте.

10-5. МНОГОЩЕЛЕВЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ АНТЕННЫ

Антенны этого типа представляют собой решетки из многих излучающих щелей, питаемых общим волноводом, и применяются преимущественно в качестве бортовых остронаправленных антенн. Чаще всего используются полуволновые резонансные щели, располагаемые различ-

ным образом на широкой или узкой стенках обычного прямоугольного волновода с типом волны H_{10} .

Разновидности щелей. Возбуждение одиночной щели в волноводе происходит тогда, когда она своей широкой стороной пересекает электрические токи, текущие по внутренним поверхностям стенок волновода. При распространении волны H_{10} в прямоугольном волноводе имеются две составляющие магнитного поля

$$H_x = H_0 \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \exp(-j\beta_{10}z);$$

$$H_z = \frac{\pi H_0}{j\beta_{10}a} \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \exp(-j\beta_{10}z), \quad (10-2)$$

где $\beta_{10} = k\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$ — продольное волновое число волны H_{10} .

В соответствии с известным граничным условием $\mathbf{J}=[\mathbf{H}, \mathbf{n}]$ этим двум составляющим вектора \mathbf{H} соответствуют три составляющие вектора плотности поверхностного электрического тока — две поперечные J_x и J_y , порождаемые продольным компонентом H_z , и одна продольная J_z , порождаемая поперечным компонентом H_x . Продольная составляющая существует только на широкой стенке 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 волновода. Эпюры распределения амплитуд раз-

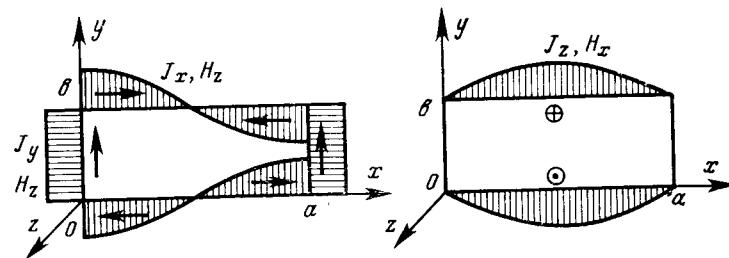


Рис. 10-15. Распределение плотности поверхностных токов на стенах прямоугольного волновода с волной H_{10} .

личных компонентов плотности поверхностного тока показаны на рис. 10-15. Имея в виду эти эпюры, легко представить себе физическую картину возбуждения различных типов излучающих щелей в волноводе (рис. 10-16).

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 $x_0 = a/2$. Располагая продольную щель с разной стороны осевой линии волновода, можно изменять фазу излученного поля на 180° за счет изменения направления поверхностного тока. Наклонная щель III в узкой стенке возбуждается поперечным током постоянной величины. Поэтому интенсивность ее возбуждения регулируют подбором угла наклона δ . При $\delta=0$ эта щель не возбуждается, при $\delta=90^\circ$ излучение максимально. Наконец, 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 .

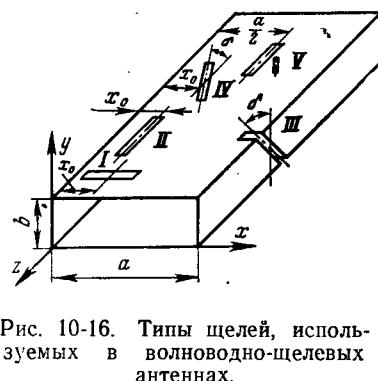


Рис. 10-16. Типы щелей, используемых в волноводно-щелевых антенах.

Все рассмотренные линейные щели излучают поле линейной поляризации с вектором E , перпендикулярным большой стороне щели. При необходимости излучения волн круговой поляризации используют крестообразные щели, получаемые совмещением центров щелей I и II (рис. 10-16). Поверхностные токи J_z и J_x , возбуждающие соответственно поперечную и продольную щели, находятся между собой в фазовой квадратуре, что обеспечивает первое условие получения кругополяризованного поля. Подбором координаты центра щели x_0 можно реализовать второе условие — равенство амплитуд возбуждения продольной и поперечной щелей. Расположение крестообразной щели вправо или влево относительно оси волновода (или же смена направления движения волны в волноводе) позволяет выбирать правое или левое

вое вращение круговой поляризации. Крестообразные щели могут выполняться также из двух наклонно-смещанных щелей с общим центром, ориентированных под углом $\delta=45^\circ$ и перпендикулярных между собой. Такие щели имеют лучшие электрические характеристики и обеспечивают более широкие конструктивные возможности.

Для возбуждения щелей в волноводе иногда используются специальные реактивные элементы. Рассмотрим, например, продольные полуволновые щели V, расположенные точно по средней линии волновода (рис. 10-16). Для возбуждения таких щелей рядом с их центром устанавливают емкостные штыри с регулируемой глубиной погружения в волновод (на резьбе). Поле распространяющейся волны H_{10} наводит в штыре электрический ток, как в приемном несимметричном вибраторе. Этот ток продолжается и на широкой стенке волновода, растекаясь радиально вокруг основания штыря. Часть тока пересекает щель и возбуждает ее. Направление тока изменяется на противоположное, если переместить штырь на другую сторону щели. Тогда фаза возбуждения щели изменяется на 180° по сравнению с предыдущим случаем.

Схемы замещения щелей. Любая излучающая щель нагружает волновод и влияет на его режим. Часть мощности, идущей по волноводу, излучается щелью, часть отражается обратно к генератору (как от любой неоднородности), и часть проходит дальше. При анализе реакции щели на волновод последний заменяют эквивалентной двухпроводной линией передачи единичного характеристического сопротивления, а каждой щели ставят в соответствие схему замещения в виде четырехполюсника с потерями (потери происходят за счет излучения щели). Такой подход дает возможность использовать в расчетах многощелевых антенн аналитический аппарат теории цепей СВЧ. Наиболее простыми схемами замещения обладают резонансные поперечные и продольные щели в широкой стенке волновода.

Поперечная щель в широкой стенке волновода прерывает линии продольных электрических поверхностных токов, и поэтому ей наиболее соответствует схема замещения в виде сосредоточенного последовательного сопротивления r в эквивалентной линии (рис. 10-17, а). Величину нормированного сопротивления рассчитывают

методами электродинамики, исходя из баланса мощности в реальном волноводе со щелью и в его схеме замещения. В результате получается приближенная формула

$$r = 0,523 \left(\frac{\lambda_b}{\lambda} \right)^3 \frac{\lambda^2}{ab} \cos^2 \left(\frac{\pi \lambda}{4a} \right) \sin^2 \left(\frac{\pi x_0}{a} \right), \quad (10-3)$$

где x_0 — расстояние от центра щели до края широкой стенки.

При коротком замыкании волновода поршнем в нем устанавливается режим стоячей волны и пучности распределения плотности продольного электрического тока

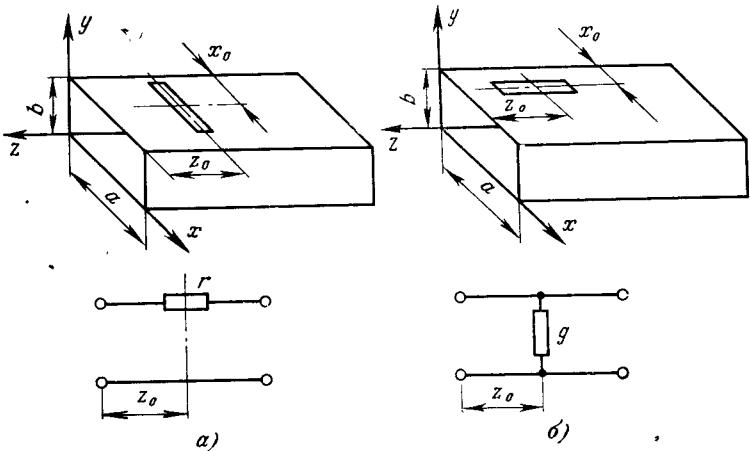


Рис. 10-17. Схемы замещения поперечной (а) и продольной (б) щелей в волноводе.

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 отвечаются от проводников эквивалентной двухпроводной линии в параллельно подсоединенном к ним короткозамкнутые $\lambda/4$ -шлейфы. Поэтому для продольной резонансной щели схема замещения имеет вид шунтирующей нормированной проводимости g (рис. 10-17, б). Для величины этой проводимости электродинамический рас-

чет дает следующую приближенную формулу:

$$g = 2,09 \frac{a}{b} \frac{\lambda_b}{\lambda} \cos^2 \left(\frac{\pi \lambda}{2\lambda_b} \right) \cos^2 \left(\frac{\pi x_0}{a} \right), \quad (10-4)$$

где x_0 — расстояние от щели до края широкой стенки.

Подробный вывод формул (10-3) и (10-4) дан в книге [6]. В короткозамкнутом волноводе пучности распределения поперечных поверхностных токов получаются на расстояниях от поршня, равных $\frac{\lambda_b}{4} + m \frac{\lambda_b}{2}$, $m=0, 1,$

$2 \dots$, и именно в этих сечениях должны располагаться продольные щели для их максимального возбуждения.

Схемы замещения могут быть введены и для других типов излучающих щелей. Значения входящих в них параметров определяются из электродинамических расчетов и приводятся в литературе по проектированию антенн [4, 2].

Резонансные волноводно-щелевые решетки. Решетки этого типа строятся на базе закороченного на конце

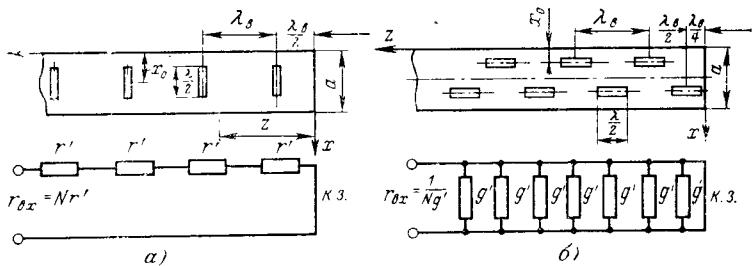


Рис. 10-18. Резонансные волноводно-щелевые решетки из синфазно связанных (а) и переменнофазно-связанных (б) щелей.

волновода, причем расстояние между соседними щелями выбирается точно равным λ_b для щелей, синфазно-связанных с полем волновода (рис. 10-18, а) или точно равным $\lambda_b/2$ для случая переменнофазно-связанных щелей (рис. 10-18, б). В обоих случаях резонансные решетки имеют синфазное возбуждение всех щелей (с учетом дополнительного сдвига фаз 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 все щели имеют одинаковые значения параметров r или g , то амплитудное распределение

ние возбуждения получается равномерным (в пренебрежении взаимным влиянием щелей по внешнему пространству) и характеристика направленности в продольной плоскости, проходящей через ось волновода, определяется формулой (6-65) с включением дополнительного множителя направленности одиночной щели в плоском экране. Нормированное входное сопротивление решетки в начале волновода в первом случае оказывается равным $r_{bx} = Nr$, а во втором случае $r_{bx} = 1/Ng$, где N — число одинаковых щелей. Используя условия идеального согласования входа волновода $Nr = 1$ или $Ng = 1$, удается с помощью формул типа (10-3) или (10-4) подобрать такие параметры щелей, при которых входной КСВ = 1 на резонансной частоте решетки. К сожалению, режим хорошего согласования и синфазность возбуждения щелей сохраняются в относительно узкой полосе частот, не превышающей нескольких процентов.

Отметим, что в антенные с поперечными щелями из-за большого шага решетки $d > \lambda$ в области видимости возникают побочные главные максимумы первого порядка. Для их устранения можно использовать, например, параллельное расположение двух синфазно-питаемых одинаковых решеток, обеспечив сдвиг всех щелей (и закраивающего поршня) одной решетки на $\lambda_b/2$ по отношению к щелям другой решетки. В результате образуется эквивалентная линейная решетка с вдвое уменьшенным шагом излучателей и побочные главные максимумы оказываются вытесненными в область мнимых углов наблюдения.

Нерезонансные волноводно-щелевые решетки. Их отличие от резонансных решеток состоит в том, что волновод нагружается в конце на согласованную нагрузку, так что в отсутствие щелей в нем устанавливается бегущая волна H_{10} . Щели располагаются на расстояниях d одна от другой, несколько отличных от $\lambda_b/2$ (для поперечных щелей — отличных от λ_b). Тогда щели возбуждаются с прогрессивным сдвигом фаз, равным $\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_b} d$ для соседних синфазно-связанных щелей и

$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_b} d \pm \pi$ для соседних переменнофазно-связанных щелей. Пример нерезонансной решетки из наклонных щелей в узкой стенке волновода показан на рис. 10-19. Щели поочередно наклоняются в разные стороны от вер-

тикали, и это обеспечивает их переменно-фазное возбуждение. При известных d и $\Delta\Phi$ для расчета направления максимального излучения и формы диаграммы направленности могут быть использованы общие формулы для линейных решеток, полученные в гл. 6. Связь щелей с волноводом подбирается таким образом, что в оконечный поглотитель доходит только 5—20% входной мощности решетки и к. п. д. оказывается равным 95÷80%.

Поскольку расстояния между щелями в нерезонансных решетках отличаются от $\lambda_b/2$, отражения от отдельных щелей в значительной мере компенсируют друг друга

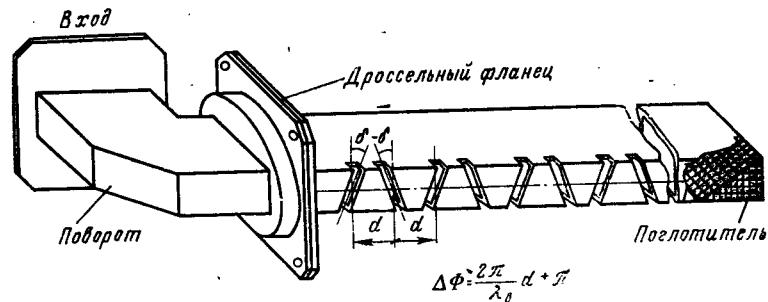


Рис. 10-19. Нерезонансная волноводно-щелевая решетка.

га и входной КСВ близок к 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 бегущей волны в сторону генератора, необходимо использовать достаточно слабую связь щелей с волноводом. Это достигается подбором угла наклона щелей на узкой стенке волновода или подбором координат середин щелей на широкой стенке волновода. Надлежащим выбором связи различных щелей

можно сформировать и желаемый закон изменения амплитуды возбуждения вдоль антенны. Методику подобного расчета волноводно-щелевых антенн можно найти, например, в [2].

В целом волноводно-щелевые резонансные и нерезонансные решетки отличаются большим разнообразием применяемых 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 применениях антенн на борту летательных аппаратов; 2) возможность сравнительно легкой реализации в раскрыте требуемых амплитудных распределений поля (путем регулирования связи щелей с волноводом). Однако существенным 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 ОДИННАДЦАТАЯ

ЧАСТОТНО-НЕЗАВИСИМЫЕ АНТЕННЫ

11-1. СПОСОБЫ УВЕЛИЧЕНИЯ РАБОЧЕЙ ПОЛОСЫ ЧАСТОТ АНТЕННЫ

Рабочая полоса частот любой антенны, как уже указывалось в § 4-5, определяется степенью постоянства по частоте двух главных параметров:

1) формы характеристики направленности (имеется в виду сохранение направления максимального излучения, ширины луча, величины КНД, уровня бокового излучения и т. д.);

2) входного коэффициента отражения

$$|\Gamma_{\text{вх}}(\omega)| = \left| \frac{z_{\text{вх}}(\omega) - 1}{z_{\text{вх}}(\omega) + 1} \right| \leq \Gamma_{\text{доп}}, \quad (11-1)$$

где $\Gamma_{\text{доп}}$ — допустимое значение коэффициента отражения и $z_{\text{вх}}(\omega)$ — нормированный входной импеданс.

Величина $\Gamma_{\text{доп}}$ зависит от того, является антенна передающей или приемной, а также от свойств соединяющей с антенной аппаратуры и типа используемых сигналов (непрерывные или импульсные). Чаще всего $\Gamma_{\text{доп}}$ составляет $0,1—0,2$ (по напряжению), однако встречаются случаи очень высоких требований к согласованию $|\Gamma_{\text{доп}}| \leq (0,02 \div 0,05)$ и, наоборот, «легкие» случаи $|\Gamma_{\text{доп}}| < (0,5 \div 0,6)$. Расширение рабочей полосы частот антенны по качеству согласования входа возможно двумя способами: применением так называемых широкополосно-согласующих цепей на входе антенны при неизменной конструкции излучающей системы и распределителя и путем оптимизации формы и конструкции излучающей системы и распределителя с целью получения входного импеданса, мало меняющегося с частотой и наиболее близкого к оптимальному значению $z_{\text{вх}}=1$.

Широкополосное согласование комплексных нагрузок с помощью реактивных четырехполюсников изучается в курсе «Устройства СВЧ». Из соответствующей теории следует, что широкополосное согласование представляет собой коррекцию входного импеданса антенны, возможную в ограниченной полосе частот. Поэтому широкополосно-согласующие устройства применяются в основном для расширения рабочей полосы частот резонансных антенн с резкой частотной зависимостью входного импеданса.

Уменьшение частотной зависимости входного коэффициента отражения передающих антенн СВЧ возможно также с помощью включаемых на их входе невзаимных вентильных устройств на основе подмагничиваемых ферритов. Но этот способ согласования имеет ряд недостатков, среди которых наиболее существенными являются снижение К.П.Д. из-за необратимой потери мощности отраженной волны и невозможность работы антенны в режиме приема-передачи. Кроме того, задача создания согласующих вентилей, функционирующих в широкой полосе частот, технически достаточно сложна.

Итак, методы широкополосного согласования входа антенны с использованием как реактивных, так и невзаимных цепей могут иметь лишь вспомогательную роль, и основным способом решения проблемы согласования входа антенны является создание излучателей с мало меняющимся входным импедансом в необходимой полосе частот. Некоторые приемы решения такой

задачи уже излагались в предыдущих главах. Здесь прежде всего можно назвать применение утолщенных вибраторов и щелей увеличенной ширины. Далее следуют различные приемы взаимной компенсации нескольких отражений внутри излучающей системы и распределителя путем рационального выбора точек питания (см., например, рис. 9-6,б) и применения соответствующих шунтов. В наиболее удачных конструкциях вибраторных антенн таким путем удается добиться примерно четырехкратной полосы частот при входном коэффициенте отражения 0,5—0,6 и полосы частот $\pm 15 \div 20\%$ при коэффициенте отражения менее 0,1. Однако приемы компенсации не решают проблемы широкополосности антенн, поскольку сохраняется сильная частотная зависимость характеристик направленности из-за изменения электрических длин излучающих элементов при изменении частоты.

Создание действительно частотно-независимых антенн с практически неизменными характеристиками направленности и хорошим согласованием входа в полосе частот, границы которой характеризуются отношением 10:1 и более, стало возможным лишь после того, как в конце 50-х годов были установлены общие принципы их построения.

11-2. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ЧАСТОТНО-НЕЗАВИСИМЫХ АНТЕНН

В понимании действия современных частотно-независимых антенн основным является принцип электродинамического подобия. Этот принцип устанавливает идентичность входных импедансов и характеристик направленности двух различных антенн без потерь на двух разных частотах f_1 и f_2 , если форма этих антенн одинакова (рис. 11-1), а соответствующие размеры, например L_1 и L_2 , изменены обратно пропорционально отношению частот $L_1/L_2 = f_2/f_1$.

Другими словами, антенны с одинаковыми размерами в длинах волн $L_1/\lambda_1 = L_2/\lambda_2$ являются электродинамически подобными.

Как же можно реализовать принцип подобия при создании частотно-независимых антенн? По-видимому, следует попытаться выполнить антенну так, чтобы она оставалась подобной сама себе на любых частотах.

Например, для антенн, форма которых определяется только угловыми размерами (в частности, для конического вибратора бесконечной длины), изменение масштаба расстояний не приводит к изменению антенны. Поэтому антенны, определяемые только угловыми размерами, являются принципиально частотно-независимыми. Построение конечных антенн, определяемых угловыми размерами, невозможно. Однако существуют такие формы бесконечных структур, определяемых угловыми размерами, поведение конечной части которых выше некоторой граничной частоты асимптотически стремится к поведению бесконечной структуры как с точки зрения постоянства входного импеданса, так и с точки зрения постоянства характеристик направленности.

Применительно к плоским антенным класс кривых, ограничивающих бесконечные структуры и определяемых только угловыми размерами, может быть выделен следующим образом. Введем полярную систему координат ρ , ϕ и потребуем, чтобы ограничивающая форму плоской антенны кривая $\rho(\phi)$ переходила сама в себя при изменении масштаба по ρ и отличалась от первоначальной лишь поворотом на некоторый угол $\gamma = \psi$.

Математически это можно записать в виде

$$\mathcal{K}\rho(\phi) = \rho(\phi + \gamma), \quad (11-2)$$

где \mathcal{K} — коэффициент изменения масштаба; γ — угол поворота всей первоначальной кривой, соответствующий такому изменению масштаба. Понятно, что угол γ должен зависеть от \mathcal{K} , однако ни \mathcal{K} , ни γ не должны зависеть от ρ и ϕ . Это приводит к следующим условиям:

$$\left. \begin{aligned} \rho(\phi) \frac{d\mathcal{K}}{d\gamma} &= \frac{\partial\rho(\phi + \gamma)}{\partial\gamma}, \\ \mathcal{K} \frac{\partial\rho(\phi)}{\partial\phi} &= \frac{\partial\rho(\phi + \gamma)}{\partial\phi}, \end{aligned} \right\} \quad (11-3)$$

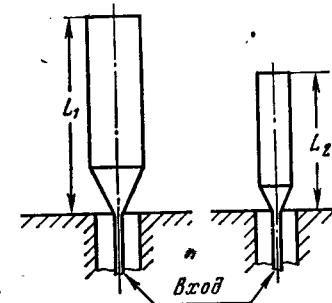


Рис. 11-1. Электродинамически подобные вибраторные антенны.

причем, кроме того, должно выполняться равенство

$$\frac{\partial \rho(\varphi + \gamma)}{\partial \gamma} = \frac{\partial \rho(\varphi + \gamma)}{\partial (\varphi + \gamma)} = \frac{\partial \rho(\varphi + \gamma)}{\partial \varphi}, \quad (11-4)$$

Из (11-3) с учетом (11-4) получаем дифференциальное уравнение для функции $\rho(\varphi)$

$$\rho(\varphi) \frac{d\mathcal{K}}{d\gamma} = \mathcal{K} \frac{d\rho}{d\varphi} \quad \text{или} \quad \frac{d\rho}{d\varphi} = a\rho, \quad (11-5)$$

где $a = \frac{1}{\mathcal{K}} \cdot \frac{d\mathcal{K}}{d\gamma}$ является некоторой новой постоянной.

Решение уравнения (11-5) представляет собой логарифмическую (эквиугловую) спираль

$$\rho(\varphi) = A \exp[a(\varphi + \varphi_0)]. \quad (11-6)$$

В этой формуле A и φ_0 — постоянные величины, определяющие масштаб по координате ρ и первоначальный угол поворота витка. Параметр a равен котангенсу угла θ между радиусом ρ и касательной к спирали.

Таким образом, форма плоских частотно-независимых бесконечных антенн должна быть ограничена логарифмическими спиралью, имеющими одинаковую величину параметра a . Последнее необходимо для отсутствия перекрывания отдельных частей антенны в начале координат, где должно осуществляться возбуждение от генератора. Пример бесконечной эквиугловой структуры, образованной парой спиральных плеч, показан на рис. 11-2.

Аналогичный анализ по выделению класса частотно-независимых бесконечных структур может быть проведен и в трехмерном пространстве в сферических координатах R, θ, φ , исходя из условия

$$\mathcal{K} f(\theta, \varphi) = f(\theta', \varphi'), \quad (11-7)$$

где $f(\theta, \varphi)$ — первоначальная форма антенны; $f(\theta', \varphi')$ соответствует такому повороту антенны в пространстве, который эквивалентен изменению размеров в \mathcal{K} раз. Условию (11-7) удовлетворяет решение следующего вида:

$$R = \exp[a(\varphi + \varphi_0)] F(\theta), \quad (11-8)$$

где $F(\theta)$ представляет собой любую функцию, а ось изменения масштаба совпадает с осью z сферической системы координат.

Уравнение (11-8) выделяет целый класс пространственных эквиугловых спиралей, которые могут ограничивать форму частотно-независимых антенн.

Замечательной особенностью как плоских, так и пространственных эквиугловых спиральных структур является своеобразная *автоматическая «отсечка» излучающих токов*. Это явление состоит в том, что амплитуды токов, возникающих в плечах спирали под действием генератора, включаемого в центре структуры, резко уменьшаются (в 100 раз и более) после прохождения того витка спирали, периметр которого примерно равен

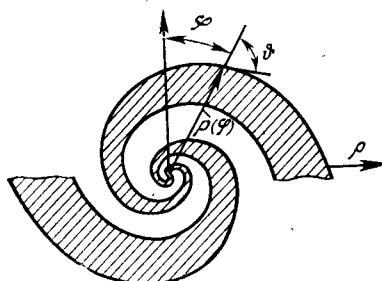


Рис. 11-2. Бесконечная структура, определяемая угловыми размерами.

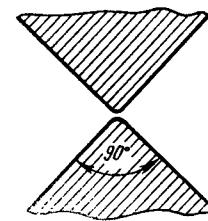


Рис. 11-3. К пояснению дополнительности.

длине волны. Остающаяся невозбужденной внешняя часть структуры может быть обрезана, и это почти не сказывается на характеристике излучения и входном импедансе остающейся части. Явление отсечки токов впервые было обнаружено экспериментально и впоследствии подтверждено с помощью электродинамических расчетов.

Благодаря отсечке токов в излучении эквиугловой спиральной структуры конечных размеров участвует только центральная часть с диаметром, примерно равным одной трети длины волны (так называемая *активная область*). При изменении частоты электрические размеры активной области остаются постоянными и в результате возможно создание антенн с достаточно постоянным входным импедансом и почти неизменной характеристикой направленности в 20-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 области возбуждения антенны, где геометрия спиральных линий оказывается нарушенной из-за наличия соединения с фидерной линией.

При создании плоских спиральных эквиугловых структур, а также в ряде других случаев определенное значение имеет также еще одно обстоятельство, связанное с принципом двойственности. Дело в том, что плоская структура, определяемая угловыми размерами, может одновременно трактоваться и как электрическая (вibratorная), и как магнитная (щелевая) излучающая система. Обозначим абсолютный входной импеданс структуры через Z_1 и заметим, что согласно принципу двойственности при взаимной замене металлической и «щелевой» частей структуры ее импеданс изменяется и принимает величину Z_2 , определяемую, согласно (2-68), формулой

$$Z_2 = \frac{W_0^2}{4Z_1} = \frac{(60\pi)^2}{Z_1}. \quad (11-9)$$

При совпадении форм электрической и дополнительной магнитной частей структуры имеет место равенство $Z_1 = Z_2$ и входной импеданс структуры оказывается равным $Z_1 = Z_2 = Z_{bx} = 60\pi$ Ом на любой частоте. Простейший пример выполнения этого условия показан на рис. 11-3.

Итак, можно сформулировать следующие принципы создания частотно-независимых антенн:

1) в антenne должно выполняться условие автоматической отсечки излучающих токов, гарантирующее постоянство электрического размера излучающей части антены (принцип отсечки токов);

2) форма антены должна определяться в основном угловыми размерами (угловой принцип);

3) форма щелевой части плоской антены должна совпадать с формой vibratorной части (принцип дополнительности).

Среди этих принципов первостепенное значение принадлежит принципу отсечки токов. Второй и третий принципы имеют вспомогательное значение, и их нарушение в реальных конструкциях антенн не обязательно приводит к заметному ухудшению частотных свойств.

11-3. ЧАСТОТНО-НЕЗАВИСИМЫЕ СПИРАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

На рис. 11-4 изображена простейшая плоская диапазонная антenna, плечи которой ограничены четырьмя логарифмическими спиральными:

$$\rho_1 = A \exp(a\phi); \quad \rho_2 = M\rho_1; \quad \rho_3 = A \exp[a(\phi - \pi)]; \quad \rho_4 = M\rho_3.$$

Питание этой антены, прорезанной в металлическом листе больших размеров, осуществляется с помощью гибкого коаксиального кабеля, проложенного вдоль одного из плеч антены. При числе витков, равном 1,5—2,0, характеристика направленности антены состоит из

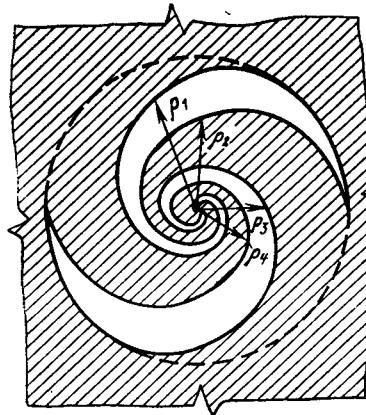


Рис. 11-4. Эквиугловая спираль-

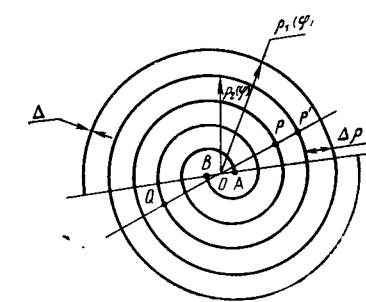


Рис. 11-5. Плоская двухзаходная спираль Архимеда.

двух широких лепестков, максимумы которых перпендикулярны плоскости антены. Излученное поле в главных направлениях имеет в рабочем диапазоне частот 20:1 эллиптическую поляризацию с коэффициентом эллиптичности не хуже 0,5. Так как изменение частоты для такой антены эквивалентно ее повороту в пространстве вокруг оси, перпендикулярной плоскости листа, то ширина лепестков по половинной мощности не остается постоянной, а периодически изменяется в пределах 40—50° во всем рабочем диапазоне частот. Величина КСВ в фидере с характеристическим сопротивлением 50 Ом на любых частотах рабочего диапазона не более 2,0. Изменение параметров a и M не оказывает

значительного влияния на диапазонные свойства антены и приводит лишь к изменению средней величины входного импеданса. 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 рабочей частоты. Эти недостатки преодолены в плоских архимедовских спиральных антенах, построенных на основании принципа автоматической отсечки тока. Такие антенны проще по форме, а главное, их параметры являются более стабильными в рабочем диапазоне частот. Здесь будут рассмотрены 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:

$$\rho_1(\varphi) = a\varphi + b; \quad \rho_2(\varphi) = a(\varphi - \pi) + b, \quad (11-10)$$

где ρ , φ — полярные координаты; a и b — постоянные величины. Антenna выполняется в виде двух проводников (рис. 11-5), которые, в частности, могут иметь плоскую форму и выполняться печатным способом на тонком листе высокочастотного диэлектрика. 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 синфазный. В противофазном режиме начальные точки спиралей A и B на рис. 11-5 присоединяются к двухпроводному фидеру или же возбуждаются коаксиальным кабелем, проложенным вдоль одного из плеч. Направления токов в начальных точках спирали показаны на рис. 11-6,а. В синфазном режиме возбуждения начальные точки спиралей A и B замыкаются между собой и присоединяются к внутреннему проводнику коаксиального кабеля (рис. 11-6,б). Наружный проводник кабеля присоединяется к противовесу, представляющему собой плоскую металлическую шайбу. Противовес может выполняться печатным способом на обратной стороне диэлектрического листа, 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. 11-6,б.

Рассмотрим физическую картину 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,

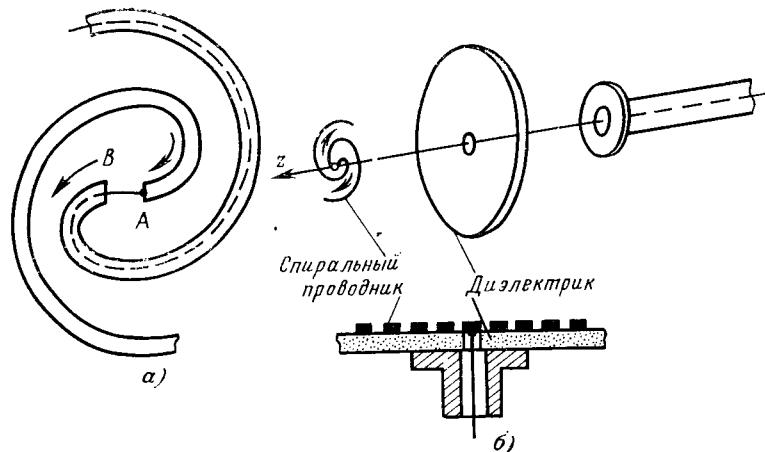


Рис. 11-6. Способы возбуждения архимедовских спиральных антенн.
а — противофазное возбуждение; б — синфазное возбуждение.

причем расстояние между проводниками $\Delta\rho$ много меньше длины волны λ . Выясним фазовые соотношения токов в проводниках спирали при двух режимах возбуждения.

Противофазное возбуждение. Пусть в начальных точках спирали A и B (рис. 11-5) фазы токов равны $\Phi_A=\pi$ и $\Phi_B=0$. Выделим две точки спирали, расположенные на разных ветвях, но на одинаковых расстояниях l от точек A и B . Запаздывание фазы в этих точках по отношению к A и B одинаково и равно kl , и, следовательно, фазы токов в точках P и Q будут следующими:

$$\Phi_P = -kl + \pi; \quad \Phi_Q = -kl, \quad (11-11)$$

где $k=2\pi/\lambda$ и l — длина проводника спирали между точками A и P или B и Q . Пусть точки P и Q лежат на окружности радиуса ρ . 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 $\Delta\rho \ll \lambda$ приближенно будет равно $-\pi k \rho$, и, следовательно, фаза тока в точке P' окажется равной $\Phi_{P'} = -kl - \pi k \rho$. Разность фаз токов $\Delta\Phi$ в соседних проводниках спирали в точках P' и P будет равна:

$$\Delta\Phi = \Phi_P - \Phi_{P'} = \pi k \rho + \pi. \quad (11-12)$$

Найдем значения радиуса ρ_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:

$$2\pi\rho_n = (2n-1)\lambda; \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (11-13)$$

Как следует из (11-13), 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 $\rho_{1c} = \lambda/2\pi$, причем после прохождения витков с таким радиусом токи в проводниках спиральной линии резко уменьшаются. Последующие витки спирали, для которых условие синфазности (11-13) 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 радиусом $\rho_{1c} = \lambda/2\pi$ с распределением эквивалентного электрического тока по закону бегущей волны (одноволновая рамка):

$$I_{\varphi c}^0(\varphi) = I_0 \exp(-jk\rho_{1c}\varphi) = I_0 \exp(-j\varphi). \quad (11-14)$$

Периметр этого эквивалентного витка равен длине волны.

Поскольку приведенные рассуждения справедливы для любой длины волны λ , то противофазная спиральная антenna будет частотно-независимой как по входному импедансу, так и по характеристике направленности, если только рабочая частота превышает некоторое граничное значение, зависящее от наружного диаметра антенны.

Синфазное возбуждение. Рассматривая аналогичным образом фазовые соотношения токов в проводниках спирали при синфазном возбуждении, можно легко установить, что токи в соседних витках будут в фазе на окружностях с радиусами ρ_m , удовлетворяющими условию

$$2\pi\rho_m = 2m\lambda; \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (11-15)$$

Из-за интенсивного излучения токов в районе окружности с радиусом $\rho_{1c} = \lambda/\pi$ происходит автоматическая отсечка токов и витки с радиусом $\rho > \rho_{1c}$ оказываются невозбужденными.

Таким образом, активная область плоской архимедовской спиральной антенны в режиме синфазного возбуждения условно может быть заменена одним витком радиуса $\rho_{1c} = \lambda/\pi$ с распределением эквивалентного электрического тока по закону бегущей волны (двухвольновая рамка):

$$I_{\varphi c}^0(\varphi) = I_0 \exp(-jk\rho_{1c}\varphi) = I_0 \exp(-j\varphi). \quad (11-16)$$

Границы рабочего диапазона антенны определяются из условия $R_{\text{п}} < \lambda/\pi < R_{\text{вн}}$, где $R_{\text{вн}}$ — внешний радиус антенны; $R_{\text{п}}$ — радиус металлического противовеса в возбуждающем устройстве.

Характеристики направленности архимедовских спиральных антенн. При расчете характеристик направленности удобно расположить архимедовскую спиральную антенну в экваториальной плоскости сферической системы координат (начало координат совпадает с центром спирали). Тогда, предполагая, что излучение антенны обусловлено распределением сторонних токов (11-14) или (11-16) и основываясь на методике расчета полей, изложенной в § 1-2, можно получить следующие формулы для расчета характеристик направленности¹:

$$\left. \begin{aligned} E_\theta(\theta, \varphi) &= jA [J_{n-1}(n \sin \theta) + \\ &+ J_{n+1}(n \sin \theta)] \cos \theta \exp(-jn\varphi); \\ E_\varphi(\theta, \varphi) &= A [J_{n-1}(n \sin \theta) - \\ &- J_{n+1}(n \sin \theta)] \exp(-jn\varphi). \end{aligned} \right\} \quad (11-17)$$

В этих формулах A представляет собой амплитудную константу, $J_{n\pm 1}(x)$ — функции Бесселя, причем $n=1$ относится к случаю противофазного возбуждения спи-

¹ Формулы (11-17) позволяют также рассчитывать излучение круглых рамочных антенн с радиусом рамки $a = (\lambda/2\pi)n$ и распределением тока $I_\varphi = \exp(-jn\varphi)$ при $n=1, 2, 3, \dots$ и т. д.

рали и $n=2$ — к случаю синфазного возбуждения спирали.

На рис. 11-7 показаны рассчитанные по формулам (11-17) диаграммы направленности в меридиональной плоскости $\varphi=0$. Ввиду симметрии антенны диаграммы направленности построены лишь для верхнего квадранта. Полные пространственные диаграммы направленности имеют вид тел вращения вокруг оси антенны.

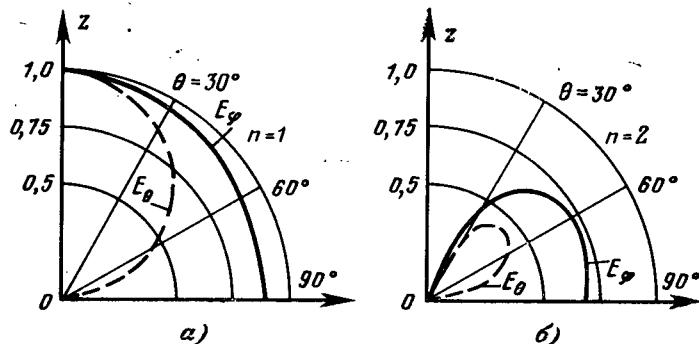


Рис. 11-7. Диаграммы направленности архимедовских спиральных антенн.

a — противофазное возбуждение; *б* — синфазное возбуждение.

Отметим, что составляющая поля E_ϕ всегда больше составляющей E_θ . Исключение составляет лишь случай $\theta=0$ (или π) при $n=1$, когда эти составляющие равны. Кроме того, как следует из формул (11-17), E_θ и E_ϕ всюду находятся в фазовой квадратуре. Поэтому полное поле излучения архимедовских спиральных антенн имеет преимущественно эллиптическую поляризацию. Однако в плоскости спирали меридиональная составляющая E_θ всегда обращается в нуль и получается линейно-поляризованное поле. Чисто круговая поляризация возникает в осевом направлении $\theta=0$ (или π) при противофазном возбуждении спирали. При синфазном возбуждении спирали излучение вдоль оси z отсутствует.

В большинстве применений двунаправленная характеристика излучения плоской спиральной антенны (в верхнее и нижнее полупространство) является нежелательной. Одностороннее излучение можно обеспечить, если с нижней стороны спирали расположить экран или

замкнутый короб. Однако наличие экрана или короба приводит к появлению дополнительной частотной зависимости параметров антенны и снижает ее диапазонность.

11-4. ЛОГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ШИРОКОДИАПАЗОННЫЕ АНТЕННЫ

Идея автоматической отсечки излучающих токов в месте, определяемом частотой генератора, нашла еще одно воплощение в антенах с логарифмической периодичностью параметров в зависимости от частоты, для краткости называемых просто логопериодическими антennами (ЛПА). Одна из первых антенн такого типа показана на рис. 11-8. Плечами антены являются своеобразные структуры из взаимно чередующихся вибраторов в форме выступов и впадин. Геометрия таких структур характеризуется безразмерным периодом $\tau=R_n/R_{n+1}=\text{const}$, коэффициентом формы $\sigma=r_n/R_n$ и углами α и β .

Обычно используются структуры, в которых выполняется условие $\sigma = \sqrt{\tau}$. Плечи антены в начале координат разделены зазором, к которому прикладывается возбуждающее напряжение. В качестве фидера может быть использован коаксиальный кабель, проложенный вдоль плеча антены. Наружный проводник кабеля припаивается к одному плечу антены на всем его протяжении, а внутренний проводник присоединяется к началу другого плеча антены. Экспериментально было установлено, что величина электрического тока в выступах структуры при удалении от центра возрастает, достигая максимума в месте расположения резонансных выступов примерно четвертьволновой длины. Направления наиболее интенсивных токов, определяющих излучение антены, показаны стрелками на рис. 11-8. 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 $f_1 < f_2$, на которых резонируют соседние выступы, составляет в точности величину $\tau = f_1/f_2$. Поэтому характеристики направленности и входной импеданс 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 достигнута величина рабочего диапазона частот 10:1 и более.

Средняя величина входного импеданса плоской логопериодической антенны, изображенной на рис. 11-8, обычно превышает 100 Ом и зависит от выбора 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 $Z_1Z_2=(60\pi)^2$ входной импеданс должен составлять 188 Ом. Измерения дают несколько меньшую величину, примерно 150 Ом. Дальнейшее уменьшение средней величины входного импеданса, желательное для облегчения согласования входа антенны с обычным коаксиальным кабелем ($W=75$ Ом), может быть достигнуто при уменьшении угла β . Однако это приводит к некоторому увеличению неравномерности входного импеданса в пределах одного периода.

Диаграммы направленности плоской логопериодической антенны представляют собой два широких лепестка, 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 диаграммы направленности зависит от безразмерного периода структуры τ . Например, при изменении τ от 0,81 до 0,25 в антенне с углами $\alpha=\beta=45^\circ$ происходит плавное уменьшение ширины лепестков по половинной мощности от 73 до 38°.

При совершенствовании логопериодических антенн

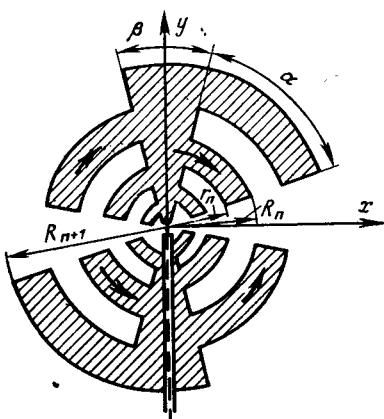


Рис. 11-8. Одна из первых плоских логопериодических антенн.

были найдены значительно более простые формы плеч, показанные на рис. 11-9, а—г (подробно изображены только верхние половины антенн, а нижние половины обозначены пунктиром). Кроме того, было обнаружено, что разворот половины антенны относительно оси x на

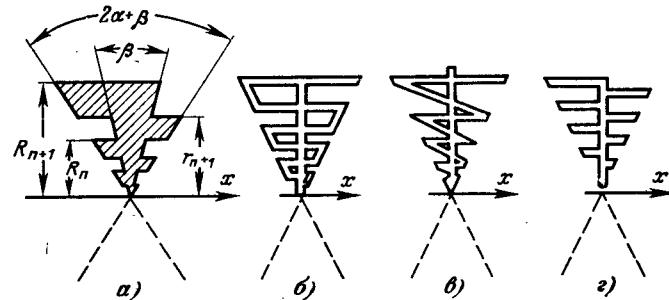


Рис. 11-9. Формы логопериодических структур.

угол $\psi < 90^\circ$ может обеспечить одностороннее излучение в сторону вершины структуры. Получающаяся при этом форма антенны показана на рис. 11-10, а, а направление максимума излучения совпадает с биссектрисой угла ψ между плечами антенны. В предельном случае $\psi=0$ обе половины антенны совмещаются и образуется плоская логопериодическая антenna, показанная на рис. 11-10, б. Такую плоскую антенну удобно

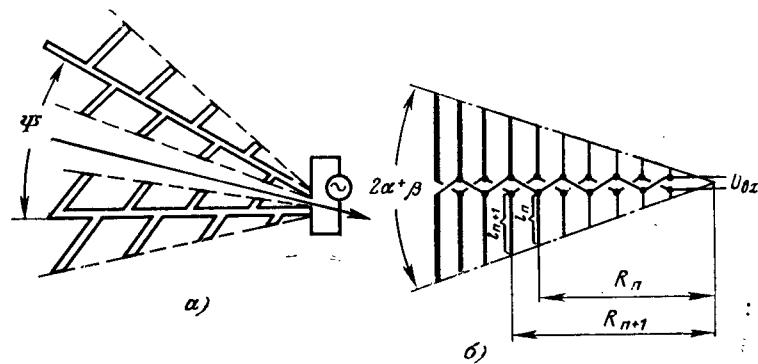


Рис. 11-10. Однонаправленные логопериодические вибраторные антennы.

а — пространственная; б — плоская.

трактовать как линейную решетку симметричных вибраторов монотонно изменяющейся длины, возбуждаемых двухпроводным фидером с перекрещивающимися проводниками. Фидер возбуждается от генератора со стороны вибраторов меньшей длины. Удобное конструктивное выполнение плоской антенны, не требующее спе-

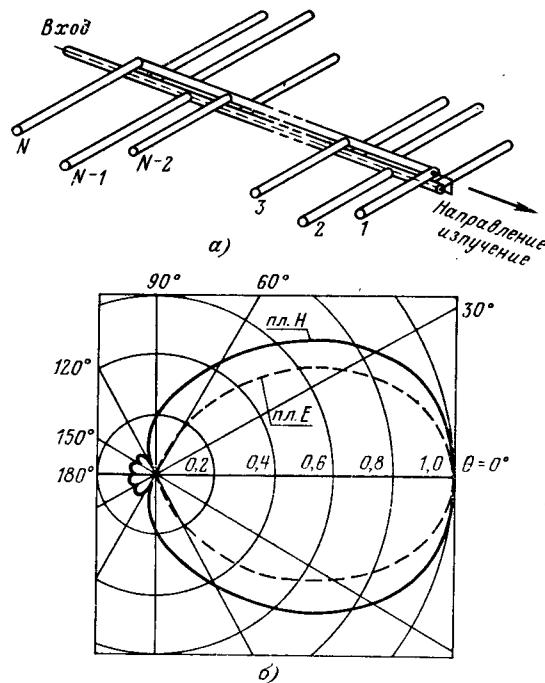


Рис. 11-11. Вибраторная логопериодическая антenna.

циального симметрирующего устройства, показано на рис. 11-11,а. Для объяснения действия логопериодической вибраторной антенны на какой-либо заданной частоте следует вначале выделить активную область с наибольшими излучающими токами. В первом приближении эта область включает в себя вибратор резонансной длины (размер плача примерно $\lambda/4$) 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 друг на друга сочетаются таким образом, что более длинный вибратор ведет себя как рефлектор и ток в нем опережает ток резонансного вибратора. Напротив, ток в более коротком вибраторе отстает от тока резонансного вибратора и короткий вибратор играет роль директора. Совместное излучение нескольких вибраторов активной области усиливается в направлении вершины антенны (т. е. точки питания) и компенсируется в обратном направлении, т. е. в сторону расположения более длинных вибраторов. Форма измеренной характеристики направленности в плоскостях *E* и *H* для одного из образцов плоской антенны показана на рис. 11-11,б. В плоскости *E* характеристика направленности получается уже из-за направленных свойств одного вибратора в этой плоскости. Уравнивание ширины лепестков в плоскостях *E* и *H* возможно путем перехода к пространственной конструкции антенны согласно рис. 11-10,а и при подборе угла ϕ между плечами.

Рабочая полоса частот любой вибраторной логопериодической антенны с нижней стороны ограничивается допустимыми габаритами самых больших вибраторов $l_{\max} \approx \lambda_{\max}/4$ и с верхней стороны — размерами самого малого вибратора $l_{\min} \approx \lambda_{\min}/4$. Однако для сохранения удовлетворительного действия на крайних частотах диапазона следует позаботиться, чтобы вибратор, резонирующий на самой длинной волне, имел после себя еще один-два более длинных вибратора-рефлектора, а вибратор, резонирующий на самой короткой волне, имел впереди себя, т. е. ближе к точкам возбуждения, два-три более коротких вибратора-директора. Практически удается в десятикратном диапазоне волн с помощью вибраторных логопериодических антенн получать почти неизменные характеристики направленности при коэффициенте отражения на входе $|\Gamma_{\text{вх}}| < (0,20 \div 0,25)$. Разумеется, что такой результат достигается при правильном выборе характеристического сопротивления распределительного фидера. Участок этого фидера между точкой возбуждения и началом активной области действует в качестве линии передачи. Короткие вибраторы, расположенные на этом участке, обладают большим реактивным сопротивлением и почти не нагружают линию, лишь несколько уменьшая ее эквивалентное характеристическое сопротивление. Мощ-

ность, проходящая по распределительному фидеру, интенсивно излучается активной областью, и поэтому участок распределительного фидера от вершины антены до начала активной области работает в режиме бегущей волны.

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ

НАПРАВЛЕННЫЕ АНТЕННЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

12-1. ОБЩИЕ СВОЙСТВА АНТЕНН БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

В гл. 6 было произведено подробное исследование идеализированных излучающих систем с распределением возбуждения по закону бегущей волны. Было установлено, что такие излучающие системы позволяют реализовать режим осевого излучения, если только собственная направленность элемента системы не препятствует этому. Достигимая величина КНД в осевом направлении находится в пределах

$$D \approx (4,0 \div 7,2) \frac{L}{\lambda}, \quad (12-1)$$

где L — длина излучающей системы; λ — длина волны.

При этом ширина главного лепестка по половинной мощности получается равной

$$\Delta\theta = (107 \div 61)^\circ \sqrt{\lambda/L}, \quad (12-2)$$

а уровень боковых лепестков по полю составляет 0,20—0,35 главного максимума. Во всех этих оценках левые цифры относятся к возбуждению с фазовой скоростью света в окружающей среде, а правые цифры — к возбуждению с оптимально замедленной фазовой скоростью, характеризуемой величиной коэффициента замедления

$$\xi_{\text{опт}} = 1 + \frac{\lambda}{2L}. \quad (12-3)$$

Большинство реальных антенн бегущей волны выполняется на основе замедляющих систем, способных поддерживать поверхностные волны. Возбуждение антенн бегущей волны обычно осуществляется с одного конца, а необходимый режим поддержания бегущей

волны чаще всего обеспечивается надлежащим выбором параметров замедляющей системы и очень редко — применением специальных согласующих нагрузок на противоположном конце. В антенах бегущей волны возбуждение само распространяется вдоль излучающей системы от одного конца к другому и поэтому антенны бегущей волны часто называют также антennами последовательного питания.

С изменением рабочей частоты может происходить довольно резкое изменение фазовой скорости в замедляющей системе, а также может меняться эффективность действия и качество согласования возбудителя. Поэтому антенны бегущей волны чаще всего рассчитываются на работу в сравнительно узкой полосе частот, измеряемой обычно единицами процентов, и значительно реже — десятками процентов.

Уникальным свойством антенн бегущей волны являются малые размеры поперечного сечения излучающей системы. Именно благодаря этому свойству удается строить невыступающие антенны бегущей волны на гладкой поверхности корпусов летающих объектов, а также осуществлять очень легкие конструкции полно-поворотных направленных антенн. Примером может служить ребристо-стержневая антenna, используемая на аппаратах типа «Луноход» для направленной радиосвязи с Землей. В последующих параграфах рассматриваются наиболее распространенные диэлектрические, спиральные, импедансные и директорные антенны бегущей волны.

12-2. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СТЕРЖНЕВЫЕ АНТЕННЫ

Диэлектрические стержневые антенны применяются на границе дециметрового и сантиметрового диапазонов волн на частотах от 2 до 10 ГГц. Они представляют собой диэлектрические стержни (иногда трубы) круглого или прямоугольного поперечного сечения длиной в несколько длин волн, возбуждаемые отрезком круглого или прямоугольного металлического волновода (рис. 12-1). В случае круглого поперечного сечения возбуждение происходит волной H_{11} в круглом волноводе, а в случае прямоугольного поперечного сечения возбуждение стержня осуществляется волной H_{10} в прямоугольном волноводе.

В диэлектрическом стержне, являющемся продолжением металлического волновода, возбуждается низшая гибридная замедленная электромагнитная волна HE_{11} , родственная волнам H_{11} и H_{10} в металлических волноводах. Структура поля этой волны показана на рис. 12-2. Составляющие вектора напряженности электрического поля E_y и E_z имеют незначительную величину, к тому же они в разных частях поперечного сечения имеют противоположные направления. Следовательно, в стержне возбуждаются электрические токи поляризации $j_p = -\omega(\epsilon_a - \epsilon_0)E$, которые в основном являются поперечными и направлены вдоль оси x .

Таким образом, диэлектрическую стержневую антенну можно представить себе как непрерывную систему поперечных излучателей. Распределение амплитуд токов поляризации в направлении оси z системы в нулевом приближении можно считать постоянным, а распределение фаз токов поляризации изменяющимся линейно.

Фазовая скорость волны в антенне определяется отношением доли электромагнитной мощности, переносимой волной внутри стержня, к полной электромагнитной мощности, переносимой поверхностной волной вдоль



Рис. 12-1. Диэлектрическая стержневая антenna.

отношением доли электромагнитной мощности, переносимой волной внутри стержня, к полной электромагнитной мощности, переносимой поверхностной волной вдоль

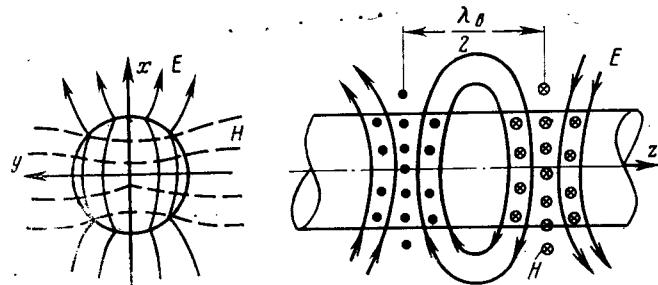


Рис. 12-2. Волна HE_{11} в круглом диэлектрическом волноводе. Если стержень тонок относительно длины волны, то большая часть мощности переносится волной в окружающем стержень пространстве, фазовая скорость в основном определяется внешней средой и близ-

ка к скорости света. Если стержень толст относительно длины волны, то большая часть мощности движется внутри стержня, фазовая скорость в основном определяется внутренней средой и становится близкой к скорости света в этой среде. Таким образом, фазовая скорость волны находится в пределах $c > v > c/\sqrt{\epsilon}$, где ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость стержня.

Приведенные выше рассуждения относительно структуры и фазовой скорости электромагнитной волны в диэлектрическом стержне основываются на теории волн в бесконечном круглом диэлектрическом цилиндре. Согласно этой теории в таком цилиндре может существовать бесчисленное множество как симметричных, так и несимметричных типов волн. Описываемая нами волна HE_{11} является низшей несимметричной (по углу ϕ) волной, поле которой определяется всеми шестью составляющими векторов E и H . Этот тип колебаний обладает той особенностью, что имеет критическую длину волны, равную бесконечности, т. е. волна HE_{11} теоретически может распространяться в сколь угодно тонком стержне. Коэффициент замедления фазовой скорости этой волны вдоль стержня определяется графиками, приведенными на рис. 12-3 в зависимости от отношения диаметра стержня к длине волны при различной диэлектрической проницаемости стержня. Пользуясь этими графиками, можно выбрать такой диаметр стержня, которому будет соответствовать необходимая величина коэффициента замедления, например определяемая формулой (12-3). При величине проницаемости стержня $\epsilon = 2 \div 5$ его диаметр обычно составляет $(0,5 \div 0,3)\lambda$.

Для приближенного расчета диаграмм направленности антенны может быть использована формула (6-6), которую запишем в виде

$$f(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{\pi L}{\lambda} (\xi - \cos \theta) \right]}{\frac{\pi L}{\lambda} (\xi - \cos \theta)}, \quad (12-4)$$

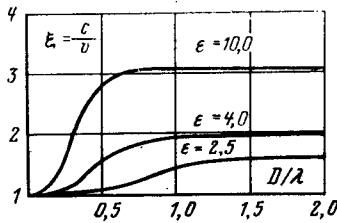


Рис. 12-3. Коэффициент замедления волны HE_{11} .

где θ — угол между осью антенны и направлением в точку наблюдения; L/λ — длина антенны в длинах волн; $\xi = c/v$ — коэффициент замедления фазовой скорости.

Формула (12-4) относится к антенне бегущей волны с изотропными источниками и не учитывает направленность излучения элемента длины стержня. На самом деле, как это видно из картины электрического поля в стержне (рис. 12-2), токи поляризации в стержне имеют как поперечные (в направлении осей x и y), так и продольные составляющие и суперпозиция полей, создаваемых этими составляющими тока, образует довольно сложную характеристику излучения элемента длины стержня. Однако множитель системы (12-4) «вырезает» из этой сложной картины лишь излучение в пределах относительно небольших углов θ (до 20—30°). Излученное поле в пределах этих углов в основном определяется составляющими токов поляризации, параллельными оси x , и для элемента длины стержня является слабонаправленным как в плоскости вектора H , так и в плоскости вектора E . Следовательно, формула (12-4) должна правильно определять главный лепесток диаграммы направленности и не годится для определения боковых лепестков.

Приближенный характер формулы (12-4) заключается также в том, что она не учитывает излучения, созданного волной токов поляризации, отраженной от конца стержня. Однако фазовая скорость волны в антенне обычно близка к скорости света, и коэффициент отражения этой волны от конца стержня оказывается невелик — порядка 0,15. Поэтому излучением отраженной волны, направленным в обратную сторону, можно пренебречь.

На рис. 12-4 приведены экспериментальные диаграммы направленности антенны из полистирола однородного прямоугольного сечения с размерами около $\lambda/2 \times \lambda/3$ для трех различных длин: $L/\lambda = 3; 6; 9$. На этом же рисунке указаны измеренные значения КНД. Рассмотрение приведенных кривых указывает на наличие у диэлектрических антенн значительных боковых лепестков. Далее можно заметить отсутствие нулей излучения между лепестками. Это объясняется затуханием волны при распространении в диэлектрическом стержне, связанным с потерей энергии на нагрев диэлектрика. Что

касается ширины главного лепестка и КНД, то они удовлетворительно согласуются с оценками (12-2) и (12-1).

Есть еще один фактор, вызывающий отличие экспериментальных диаграмм направленности диэлектрической антенны от результатов расчета по формуле (12-4). Это — непосредственное излучение возбуждающего устройства. Действительно, электромагнитная мощность, переносимая волной в металлическом волноводе, достигая его конца, не полностью переходит в мощность

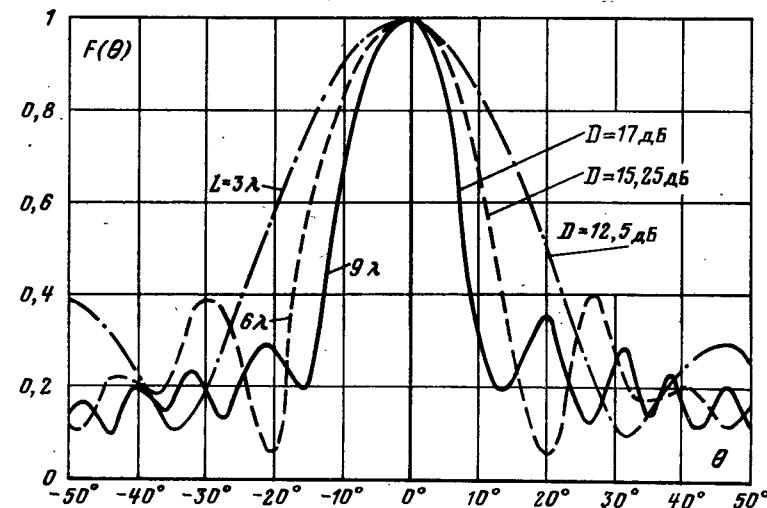


Рис. 12-4. Диаграммы направленности диэлектрической антенны.

замедленной (поверхностной) волны в диэлектрическом стержне, а частично излучается в виде пространственной волны. Это паразитное излучение на стыке металлического и диэлектрического волноводов происходит (в основном) с площади, равной площади поперечного сечения волновода, и получается слабонаправленным. В результате интерференции паразитного излучения возбудителя с излучением токов поляризации стержня происходит нежелательное искажение формы главного лепестка и рост бокового излучения. Если диаметр стержня велик по сравнению с длиной волны, то большая часть мощности переходит в замедленную волну HE_{11} и лишь меньшая часть непосредственно излучается

на стыке волноводов. Однако при этом замедление фазовой скорости ξ оказывается слишком большим, оптимальная длина антенны $L_{\text{опт}} = \frac{\lambda}{2(\xi - 1)}$ получается малой, и это согласно формуле (12-1) не дает возможности реализовать высокий КНД. Выход из создавшегося затруднительного положения заключается в применении

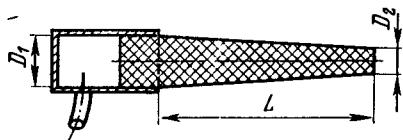


Рис. 12-5. Коническая диэлектрическая антена.

стержней с переменным поперечным сечением (непрерывным или ступенчатым). При этом можно выбрать диаметр стержня на стыке двух волноводов настолько большим, чтобы подавляющая часть мощности перешла в замедленную волну HE_{11} . Остающейся части стержня следует придать коническую форму с уменьшением диаметра к концу, что вызывает постепенное уменьшение коэффициента замедления по его длине (рис. 12-5). Диаграмма направленности такой конической антенны по-прежнему может быть вычислена по формуле (12-4), причем в качестве коэффициента замедления ξ следует подставлять его среднее значение по длине антенны. Регулируя степень конусности стержня, можно при любой заданной длине (обычно не более 5—8 длин волн) обеспечить оптимальное значение среднего коэффициента замедления в соответствии с формулой (12-3).

На рис. 12-6 показана диэлектрическая стержневая антenna из полистирола ($\epsilon \approx 2,5$) прямоугольного поперечного сечения, линейно заостряющаяся на протяжении немногого более половины длины стержня (полная длина 6λ). В начале стержень имеет квадратное сечение со стороной, равной $\lambda/2$, а в конце — прямоугольное сечение $\frac{\lambda}{2} \times \frac{\lambda}{4}$. На этом же рисунке показана кривая измеренной фазовой скорости в различных сечениях стержня, а также экспериментальная диаграмма направленности. Видно, что фазовая скорость на заостренной части стержня меняется от сечения к сечению примерно

по линейному закону, а на однородном участке стержня остается постоянной. Боковые лепестки оказываются незначительными по сравнению с тем, что имеется на рис. 12-4. Примерно такую же диаграмму направленности имеет коническая антenna круглого поперечного сечения, у которой заостренная часть простирается примерно до половины длины стержня; общая длина стерж-

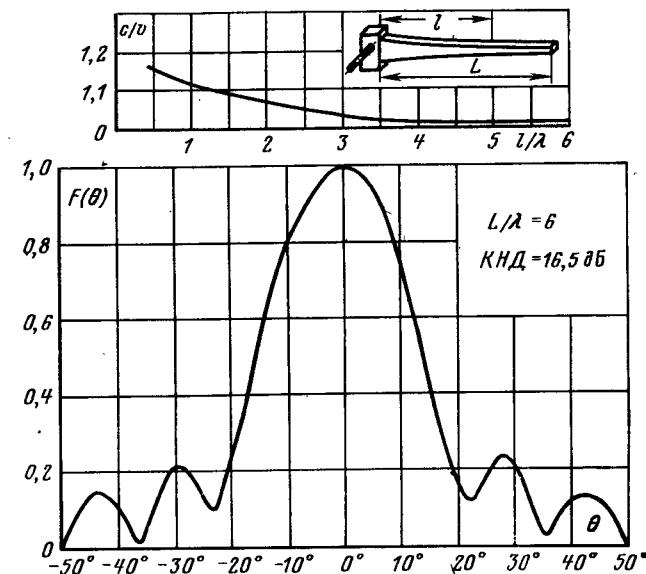


Рис. 12-6. Характеристики заостренной диэлектрической антенны.

на равна 6λ . Диаметр стержня уменьшается от значения $D_1 = 0,5\lambda$ до значения $D_2 = 0,3\lambda$.

Сделаем еще несколько замечаний, относящихся к свойствам диэлектрической стержневой антенны. Впервые, отметим, что диэлектрические стержневые антенны сами по себе не имеют резонансных элементов и в этом смысле являются широкополосными (если только коэффициент замедления не выходит за пределы допустимых значений). Ширина рабочей полосы частот в диэлектрической антенне обусловливается резонансными свойствами возбуждающего элемента, т. е. вибратора в металлическом волноводе.

Во-вторых, диэлектрик антенны должен иметь малые потери, в противном случае к. п. д. будет низок. Кроме того, возбуждающий вибратор в металлическом волноводе должен располагаться, как показано на рис. 12-1 и 12-5, вне диэлектрика. Это приводит к повышению к. п. д. вследствие того, что возбуждаемые вибратором высшие типы волн затухают вблизи него и не проникают в диэлектрическую среду.

Диэлектрические стержневые антенны наряду с самостоятельным применением часто используются в качестве элементов антенных решеток. В несканирующих решетках диэлектрические излучатели располагаются параллельно и возбуждаются синфазно с необходимым амплитудным распределением (например, спадающим к краям решетки). Расстояние между соседними излучателями при этом следует выбирать так, чтобы на один элемент решетки приходилась доля площади раскрытия

$$A_{\text{эл}} = \frac{\text{КНД}_{\text{эл}} \lambda^2}{4\pi} = \frac{(4,0 \div 7,2) L \lambda}{4\pi},$$

где L — длина одного излучателя и цифра 4,0 относится к случаю $\xi=1$, а цифра 7,2 — к случаю $\xi=\xi_{\text{опт}}$. При таком выборе шага решетки излучатели работают почти независимо один от другого и КНД решетки в основном направлении оказывается пропорциональным числу элементов в системе и величине КНД одного элемента.

В сканирующих антенных решетках диэлектрические излучатели располагают на более близких расстояниях друг от друга, исходя из условия отсутствия побочных главных максимумов в секторе сканирования (см. § 8-7). Взаимодействие близко расположенных стержней оказывается значительным, диаграмма направленности одного элемента в системе (при пассивной нагрузке остальных элементов на импедансы генераторов) расширяется по сравнению с диаграммой направленности уединенного стержня и приобретает уплощенный вид в окрестности главного максимума. При этом в принципе возможен такой выбор шага решетки, длины стержней, их проницаемости и диаметра, при котором вся система многих параллельных стержней оказывается в определенной степени эквивалентной оптимальному многополюснику-распределителю на рис. 8-12.

12-3. СПИРАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

В диапазоне сантиметровых и дециметровых волн, реже в диапазоне метровых волн, широкое применение находят цилиндрические спиральные антенны, излучающие поле с круговой поляризацией в направлении своей оси. Антenna состоит из проволочной спирали длиной в несколько длин волн и диаметром витка порядка одной трети длины волны (рис. 12-7). Один конец спирали остается свободным, а другой конец соединен с внутренним проводником коаксиальной линии. Внешний проводник коаксиальной линии присоединяется к металли-

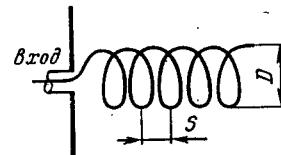


Рис. 12-7. Спиральная антenna.

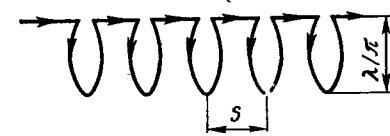


Рис. 12-8. Схема цилиндрической спиральной антennы.

ческому диску, играющему роль противовеса и препятствующему проникновению электрических токов на наружную поверхность внешнего проводника коаксиальной линии.

В спирали возникает бегущая волна электрического тока и антenna излучает максимум мощности вдоль своей оси в сторону движения волны тока. Чтобы яснее понять принцип действия цилиндрической спиральной антены, представим ее в виде плоских круглых витков диаметром $D=\lambda/\pi$, расположенных по оси на расстояниях s один от другого и питаемых последовательно однопроводным фидером (рис. 12-8). Ток в каждом витке оказывается распределенным по закону $I_0 \exp(-jkl)$, где I_0 — величина тока в начале витка; $k=2\pi/\lambda$; l — длина 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 рассчитывалось в § 11-3 при анализе архimedовской спиральной антены с противофазным возбуждением. Следовательно, формулы (11-17) и рис. 11-7,а

Могут быть использованы при анализе диаграммы направленности и поляризации излучения одного витка. Эту же диаграмму направленности можно истолковать и по-другому. Распределение тока по витку $I_0 \exp(-jkl) = I_0 \cos kl - jI_0 \sin kl$ представляет собой 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. 12-9). Получаются четыре изогнутых полуволновых вибратора, попарно колеблющихся в фазе: одна

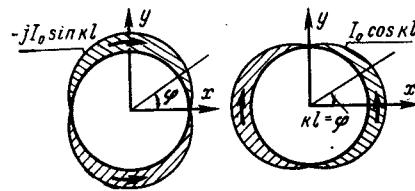


Рис. 12-9. Представление распределения тока в витке спирали.

пара вибраторов ориентирована вдоль оси y и излучает максимум мощности в направлении оси z с вектором напряженности электрического поля, совпадающим с осью y ; другая пара вибраторов ориентирована в направлении оси x и излучает максимум мощности также в направлении оси z , но вектор напряженности электрического поля совпадает уже с осью x . Поскольку пары вибраторов колеблются со сдвигом фаз, равным 90° , излучаемое в направлении оси z поле имеет круговую поляризацию. Под некоторым углом к оси z поляризация поля эллиптическая, а в плоскости xy поляризация поля линейная. Заметим, что вследствие синфазности колебаний вибраторов в каждой паре сопротивление излучения их с учетом взаимной связи оказывается довольно большим. Входное сопротивление каждого витка близко к волновому сопротивлению, и если учесть еще, что соседние витки в спирали колеблются почти в фазе вследствие малости s/λ , то станет ясным, что в спирале с диаметром $D = \lambda/\pi$ существует бегущая волна тока. Фазовая скорость волны возбуждения соседних витков в направлении оси z (по существу, в однопроводном фидере на рис. 12-8) оказывается несколько меньше скорости света, и мы получаем антенну с замедленной фазовой скоростью, излучающую вдоль

своей оси. С этой точки зрения спиральная антенна оказывается родственной другим антенным бегущей волны, например диэлектрическим.

Если же диаметр спиральной антенны мал в сравнении с длиной волны $D \ll \lambda/\pi$, то токи в диаметрально противоположных точках витка имеют в пространстве противоположное направление и сопротивление излучения витка будет очень малым (рамочный эффект). Это приводит к тому, что в антenne устанавливается режим стоячей волны, излучение вдоль оси спирали равно

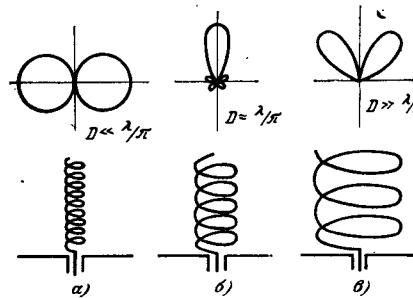


Рис. 12-10. Три вида излучения спиральной антенны.

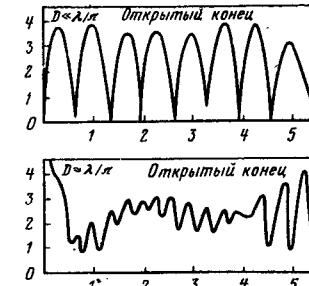


Рис. 12-11. Распределение тока в проводе спирали.

нулю, и максимум излучения каждого витка и всей антенны получается в поперечной плоскости спирали.

При большом диаметре спирали $D \gg \lambda/\pi$ токи в диаметрально противоположных точках витка и в соседних витках опять оказываются не в фазе и вследствие взаимного влияния сопротивление излучения витка уменьшается, режим бегущей волны нарушается, и излучение в направлении оси отдельных элементов витка взаимно компенсируется; максимум излучения антенны оказывается под некоторым углом к оси антенны.

Картина излучаемого поля, соответствующая трем описанным выше типам спиральной антенны, показана на рис. 12-10. Эта качественная картина достаточно хорошо подтверждается теорией распространения волн в бесконечной спирали. Согласно этой теории в бесконечной спирали в общем случае возбуждается наложение трех бегущих волн тока с разными фазовыми скоростями, причем первый тип волны тока с увеличенной фазовой скоростью преобладает в спирали малого диаметра $kD \ll 1$, а третий тип волны тока с замедлен-

ной фазовой скоростью преобладает в спирали, диаметр которой приближается к $\lambda/3$, причем для частот выше критической

$$\omega > \omega_{kp} \approx \frac{2c \cos \alpha}{(1 + \sin \alpha/2) D}$$

остается только третий тип волны тока, соответствующий режиму осевого излучения (здесь α — угол подъема в витке, c — скорость света).

На рис. 12-11 приводятся экспериментальные графики распределения амплитуды тока в проводе антенны со следующими параметрами: число витков $n=7$; угол подъема витков $\alpha=12^\circ$, диаметр антенны $D=22,5$ см, шаг намотки спирали $s=15$ см. Верхний график соответствует распределению тока на частоте $f=250$ МГц ($D \approx 0,187\lambda$), а нижний график — на частоте $f=450$ МГц ($D=0,338\lambda$). Видно, что в первом случае отражение от конца спирали значительное и в антенну устанавливает-

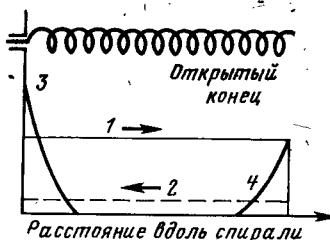


Рис. 12-12. Схематическая картина распределения тока в спирали.

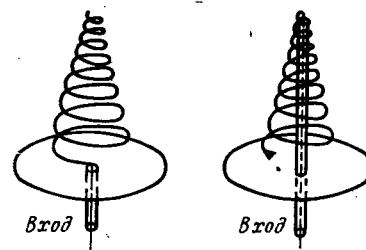


Рис. 12-13. Конические спиральные антенны.

ся стоячая волна. Во втором случае отражение от конца антенны также имеет место, но на среднем участке спирали амплитуда бегущей волны более или менее постоянна. На рис. 12-12 приведена схематическая картина распределения тока в антenne в режиме осевого излучения. Можно сказать, что на падающую волну 1 накладывается отраженная волна 2. Кроме того, в начале и конце антенны возникают высшие типы волн, которым соответствуют затухающие волны 3 и 4. Амплитуда тока отраженной волны 2 составляет примерно 20% амплитуды тока падающей волны 1, и в нулевом приближении при рассмотрении излучения антенны токами 2, 3 и 4 можно пренебречь.

Что касается фазовой скорости, то измерения показывают, что в спиральной антенне с осевым излучением коэффициент замедления фазовой скорости волны тока в проводе $\xi=c/v$ оказывается благоприятно зависящим от частоты. Так, для спиральной антенны из семи витков с углом подъема $\alpha=12^\circ$, диаметром $D=23$ см и относительной длиной витка $L_b/\lambda=0,72 \div 1,2$ коэффициент замедления изменяется от величины $\xi=1,67$ на частоте $f=300$ МГц до величины $\xi=1,1$ на частоте $f=500$ МГц. Если учесть это замедление фазовой скорости и исходить из того, что виток спирали имеет некоторый шаг намотки, то для получения в направлении оси спирали излучаемого поля с круговой поляризацией должно соблюдаться условие $k\xi L_b - ks = 2\pi$ или

$$L_b = \frac{s + \lambda}{\xi}. \quad (12-5)$$

Однако если рассматривать спиральную антенну как антенну осевого излучения с замедленной фазовой скоростью, то для получения максимального КНД сдвиг фаз излучаемого поля от первого и последнего элементов антенны в точке наблюдения на ее оси должен быть равен π . Отсюда вместо условия (12-5) получаем $k\xi L_b - ks = 2\pi + \frac{\pi}{n}$, где n — число витков, или

$$L_b = \frac{s + \lambda + \lambda/2n}{\xi}; \quad (12-6)$$

Таким образом, при соблюдении условия (12-5) в направлении оси спирали получается точно круговая поляризация, а при соблюдении условия (12-6) — максимальный КНД при некоторой эллиптичности поляризации. На основании экспериментальных данных были получены следующие эмпирические формулы для расчета спиральных антенн с углом подъема витка $\alpha=12 \div 16^\circ$ при числе витков $5 \leq n \leq 14$. Ширина луча по половинной мощности

$$\Delta\theta = \frac{52^\circ\lambda}{L_b \sqrt{\frac{ns}{\lambda}}}, \quad (12-7)$$

КНД в направлении оси спирали

$$D = 7,5 \left(\frac{L_b}{\lambda} \right)^2 \frac{ns}{\lambda}. \quad (12-8)$$

Входное сопротивление $R_{in} \approx 140 \frac{L_b}{\lambda}$, Ом.

Вследствие того что коэффициент замедления фазовой скорости ξ с увеличением длины волны в некоторых пределах увеличивается, соотношения (12-5) или (12-6) с изменением длины волны мало нарушаются и поэтому спиральная антenna в довольно широком диапазоне волн сохраняет свои направленные свойства. Этот диапазон волн простирается примерно от $0,7\lambda_0$ до $1,2\lambda_0$, где λ_0 — длина волны, для которой подобраны оптимальные размеры антенны.

Кроме цилиндрических спиральных антенн, применяются также более широкополосные конические спиральные антены. Примеры двух конических спиральных антенн, обращенных широкой частью к экрану, показаны на рис. 12-13. В одном случае спираль питается у основания, в другом случае — у верхнего конца. Измерения, проведенные на конических спиралах с параметрами: $n=10$, $a=6^\circ$, $D_{\min}=20$ см; $D_{\max}=60$ см, показывают, что осевое излучение антены, питаемой снизу, сохраняется примерно в двукратном диапазоне волн, а антены, питаемой сверху, примерно в трехкратном диапазоне волн. Как и диэлектрические антены, спиральные антены наряду с самостоятельным применением часто используются в качестве элементов сканирующих, а также синфазных антенных решеток (с круговой поляризацией излучения).

12-4. ИМПЕДАНСНЫЕ АНТЕННЫ

В диапазоне сантиметровых волн наряду с диэлектрическими стержневыми антennами широко применяются также импедансные антены с замедленной фазовой скоростью. Отличительной особенностью таких антенн является использование в излучающей системе импедансных структур, способных поддерживать поверхностные волны. На рис. 12-14 показана импедансная антenna на плоской поверхности (экране).

Поверхностная волна, возбуждаемая небольшим рупором, распространяется вдоль ребристой структуры почти без изменения амплитуды поля, так как отражение волны от конца структуры мало¹. На поверхности

¹ Наличие поверхностной волны отнюдь не означает отсутствия излучения. Это излучение возникает в связи с ограниченностью длины структуры.

ребристой структуры возникают тайгенциальные компоненты электромагнитного поля H_y и E_z , которым согласно теореме эквивалентности могут быть поставлены в соответствие эквивалентные поверхностные токи J_z^e и J_y^e на плоскости yz . Распределение этих токов вдоль оси z соответствует закону бегущей волны с замедлен-

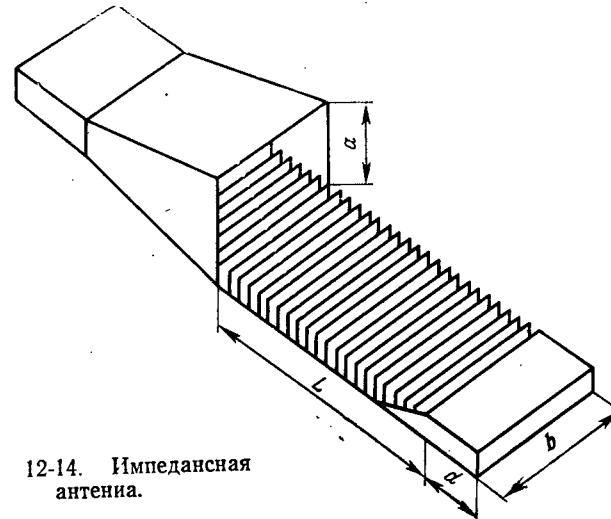


Рис. 12-14. Импедансная антenna.

ной фазовой скоростью, и, таким образом, ребристая структура оказывается эквивалентной линейной излучающей системе бегущей волны с замедленной фазовой скоростью. Рассмотрим подробнее образование поверхностной волны. Пусть вектор напряженности магнитного поля поверхности волны определяется только одной составляющей

$$H_y = H_0 \exp(-px - jhz), \quad (12-9)$$

т. е. пусть вектор \mathbf{H} совпадает по направлению с осью y и не зависит от этой координаты. Величины p и h в (12-9) предполагаются действительными и положительными, что означает экспоненциальное уменьшение поля по оси x и закон бегущей волны по оси z . Поскольку вектор напряженности магнитного поля должен удовлетворять уравнению Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + k_0^2 H_y = 0,$$

где k_0 — волновое число в среде (воздухе), то между p и h получается следующая связь:

$$p = \sqrt{h^2 - k_0^2}. \quad (12-10)$$

Так как $p > 0$, то $h > k_0$ и фазовая скорость волны $v = \omega/h$ оказывается меньше скорости света $c = \omega/k_0$.

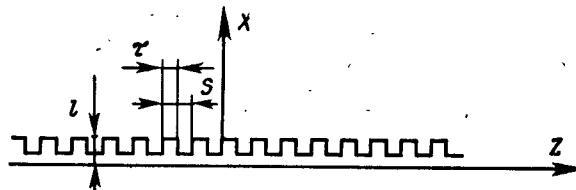


Рис. 12-15. Ребристая поверхность (гребенчатая структура).

Вектор напряженности электрического поля определяется из уравнения Максвелла $\text{rot } \mathbf{H} = j\omega\epsilon_0 \mathbf{E}$ и имеет только две составляющие

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \frac{h}{\omega\epsilon_0} H_0 \exp(-px - jhz); \\ E_z &= -\frac{p}{j\omega\epsilon_0} H_0 \exp(-px - jhz). \end{aligned} \right\} \quad (12-11)$$

Поперечная составляющая E_x находится в фазе с H_y , и плотность потока мощности в направлении оси z : $S_z = -\frac{1}{2} E_x H_y^*$ представляет собой действительную величину. Продольная составляющая E_z сдвинута по фазе на 90° относительно H_y и плотность потока мощности в направлении оси x : $S_x = -\frac{1}{2} E_z H_y^*$ является мнимой величиной.

Для того чтобы замедленная волна (12-9) поддерживалась, поверхностный импеданс ребристой структуры должен определяться величиной

$$Z = \frac{E_z}{H_y} = -\frac{p}{j\omega\epsilon_0}. \quad (12-12)$$

и, поскольку $p > 0$, он должен быть чисто реактивным и носить индуктивный характер.

Такой поверхностный импеданс можно осуществить при помощи бесконечной гребенчатой структуры (рис. 12-15). Действительно, вектор \mathbf{H}_k в канавках

гребенчатой структуры имеет то же направление, что и в окружающем пространстве, а именно $\mathbf{H}_k = i_y H_{ky}$. Предположим далее, что поле внутри каждой канавки не зависит от координаты z . Это приближенно имеет место при условии $h(s+\tau) \ll 1$, где s — ширина канавки, τ — ширина ребра. Тогда уравнение Гельмгольца для

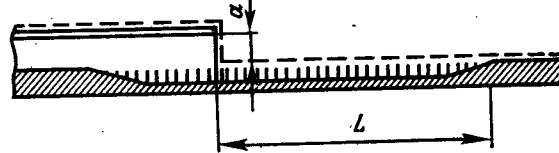


Рис. 12-16. Продольное сечение импедансной антенны.

вектора напряженности магнитного поля в канавке будет:

$$\frac{\partial^2 H_{ky}}{\partial x^2} + k_0^2 H_{ky} = 0,$$

и его решение запишется в виде

$$H_{ky} = H_0 \cos k_0 x. \quad (12-13)$$

Составляющие вектора \mathbf{E} будут равны:

$$E_{xz} = -\frac{k_0}{j\omega\epsilon_0} H_0 \sin k_0 x; \quad E_{xx} = E_{zy} \equiv 0. \quad (12-14)$$

Выражения (12-13) и (12-14) представляют волну TEM в канавках и удовлетворяют граничным условиям на поверхности канавок.

Усредненный по периоду гребенчатой структуры поверхностный импеданс будет:

$$Z_s = \frac{s}{\tau + s} \frac{E_{xz}}{H_{ky}} = -\frac{s}{\tau + s} \frac{k_0}{j\omega\epsilon_0} \operatorname{tg} k_0 l, \quad (12-15)$$

где l — глубина канавок. Приравнивая (12-12) и (12-15), получаем:

$$p = \frac{s}{\tau + s} k_0 \operatorname{tg} k_0 l. \quad (12-16)$$

Отсюда следует, что для поддержания поверхностной волны глубина канавок должна быть меньше $\lambda/4$, т. е. $k_0 l < 90^\circ$. При $s \rightarrow 0$ или $k_0 l \rightarrow 0$ имеет место $p \rightarrow 0$ и фазовая скорость волны приближается к скорости света, а степень спадания напряженности поля по оси x уменьшается.

Рассмотрим теперь излучение ребристой антенны в плоскости xz ¹. Для расчета наиболее удобно использовать теорему эквивалентных поверхностных токов. Обращаясь к рис. 12-16 и полагая для простоты плоскость за ребристой структурой идеально проводящей и бесконечно протяженной, можно интегрировать излучение электрических и магнитных эквивалентных поверх-

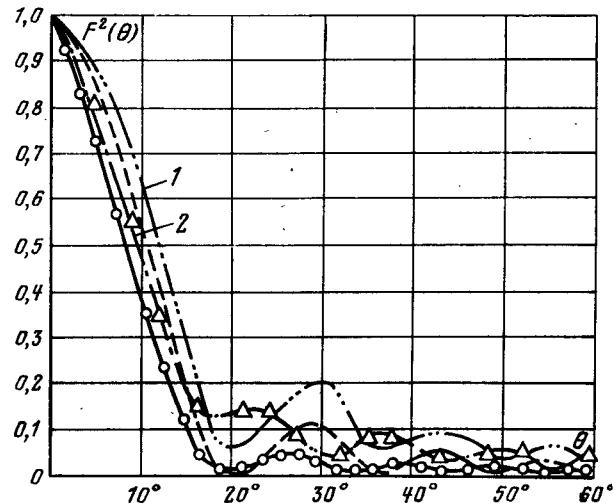


Рис. 12-17. Диаграммы направленности импедансной антенны.

1 — возбудитель и поверхность в фазе; 2 — возбудитель и поверхность в противофазе.

ностных токов по контуру, затягивающему антенну (пунктирная линия на рис. 12-16). При этом можно пре-небречь, как обычно, интегралом по наружной поверхности стенок рупора и ограничиться интегрированием по раскрыву рупора и по горизонтальной поверхности, проходящей через вершины ребер. Однако вследствие влияния зеркального изображения электрических и магнитных поверхностных токов в поверхности экрана излучение электрических токов скомпенсируется, а излучение магнитных токов удвоится. Таким образом, излучаемое поле будет определяться удвоенным значением

¹ В плоскости yz диаграмма направленности будет иметь дополнительный множитель, зависящий от размера раскрыва рупора b . При $b \gg \lambda$ этот множитель может оказаться определяющим.

магнитных поверхностных токов, распределенных по поверхности ребристой структуры, и излучением электрических и магнитных поверхностных токов, распределенных по открытому концу волновода и по его зеркальному изображению относительно поверхности экрана.

При достаточно хорошем согласовании ребристой структуры с рупором большая часть мощности, подводимой к раскрыву рупора, переходит в мощность поверхности волны и меньшая часть непосредственно излучается. Поэтому излучение в основном определяется поверхностными магнитными токами J_m ребристой структуры и диаграмма направленности в нулевом приближении выражается обычной формулой

$$f(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{\pi L}{\lambda} \left(\frac{c}{v} - \cos \theta \right) \right]}{\frac{\pi L}{\lambda} \left(\frac{c}{v} - \cos \theta \right)}, \quad (12-17)$$

причем максимальный КНД в направлении $\theta=0$ имеет место при оптимальном замедлении, определяемом формулой (12-3).

На рис. 12-17 приводятся теоретические и экспериментальные диаграммы направленности импедансной антенны длиной $L=7,33\lambda$ с оптимальным коэффициентом замедления фазовой скорости. Сплошная кривая является экспериментальной, а пунктирная — расчетной, не учитывающей излучения с открытого конца рупора. На этом же рисунке приводятся две расчетные кривые, построенные с учетом излучения раскрыва рупора для фазовых соотношений поля поверхности волны в начале импедансной структуры и поля в раскрыве рупора. Видно, что теоретические и экспериментальные диаграммы направленности довольно хорошо совпадают и что можно добиться такого согласования рупора и импедансной структуры, при котором непосредственное излучение рупора влияет только на боковые лепестки, а главный лепесток изменяется мало.

Отметим, что в действительности плоскость за ребристой структурой (рис. 12-14) имеет конечные размеры b и d и поэтому использованный выше метод зеркального изображения неприменим. Тогда при более точном расчете диаграммы направленности антенны необходимо интегрировать по импедансной структуре излу-

чение как магнитных, так и электрических поверхностных токов. При этом, пренебрегая отражением поверхностной волны от конца импедансной структуры, что будет особенно справедливым, если глубина канавок к концу антенны постепенно уменьшается до нуля (рис. 12-16), можно считать распределение поверхностных токов таким же, как и при бесконечной плоскости. Тогда диаграмма направленности без учета излучения раскрыва рупора и при $d=0$ определяется для углов $0 < \theta < \pi$ формулой

$$f(\theta) = \sqrt{\left(\frac{c}{v}\right)^2 - \cos^2 \theta} \frac{\sin \left[\frac{\pi L}{\lambda} \left(\frac{c}{v} - \cos \theta \right) \right]}{\frac{\pi L}{\lambda} \left(\frac{c}{v} - \cos \theta \right)}. \quad (12-18)$$

Здесь первый множитель в отличие от формулы (12-17) появился вследствие наложения на излучение

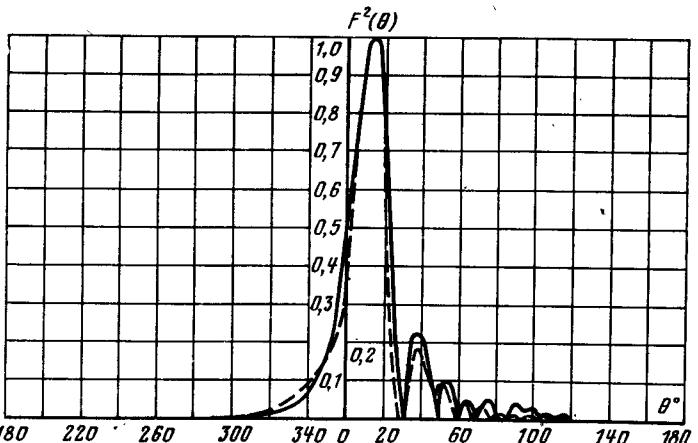


Рис. 12-18. Диаграммы направленности импедансной антены на кончиком экране.

магнитного тока J_y^m излучения электрического тока J_z^e ; эти токи распределены в антenne в соответствии с формулами (12-9) и (12-11) по законам

$$\frac{J^m}{j\omega\epsilon_0} = H_0 \exp(-jhz) \quad \text{и} \quad J^e_z = H_0 \exp(-jhz).$$

Из формулы (12-18) следует, что при $c/v \rightarrow 1$ излучение в направлении оси антены стремится к нулю и

главный максимум излучения оказывается направленным под некоторым углом к плоскости.

На рис. 12-18 приведены экспериментальные диаграммы направленности импедансной антены длиной $L=7,33\lambda$. Сплошная кривая относится к антенне, у которой отношение ширины ребер к ширине канавок τ/s равно 3, а пунктирная кривая относится к антенне, у которой это отношение равно 1/3. Размер d антены в обоих случаях взят равным $\lambda/2$. Из этого рисунка видно, что максимум излучения находится примерно под углом $\theta=15^\circ$ к плоскости, излучение в направлении плоскости составляет примерно 20% по мощности относительно излучения в главном направлении и излучение в теневую область ($180^\circ < \theta < 360^\circ$), которое формулой (12-18) не учитывается, является незначительным.

Импедансная структура в антenne на рис. 12-14 может быть образована не в виде металлической гребенки, а в виде слоя диэлектрика (рис. 12-19). В этом случае при поверхностной волне, описываемой формулами (12-9) и (12-11), электромагнитное поле в диэлектрике представляется следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} H_{dy} &= H_{d0} \cos gx \exp(-jhz); \\ E_{dx} &= \frac{h}{\omega\epsilon_0} H_{d0} \cos gx \exp(-jhz); \\ E_{dz} &= -\frac{g}{j\omega\epsilon_0} H_{d0} \sin gx \exp(-jhz), \end{aligned} \right\} \quad (12-19)$$

где $g = \sqrt{k_1^2 - h^2}$; $k_1 = k_0 \sqrt{\epsilon}$; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость слоя диэлектрика.

Нетрудно проверить, что выражения (12-19) удовлетворяют уравнениям Максвелла и граничным условиям на металлической плоскости, на которую наносится слой диэлектрика. Из выражений (12-19) поверхностный импеданс диэлектрического слоя на границе раздела воздух — диэлектрик определяется формулой

$$Z_d = \frac{E_{xz}}{H_{dy}} = -\frac{g}{j\omega\epsilon_0} \operatorname{tg} gl. \quad (12-20)$$

Приравнивая (12-12) и (12-20), получаем условие, при котором будет поддерживаться поверхностиая

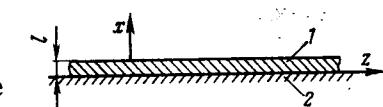


Рис. 12-19. Слой диэлектрика (1) на металлической плоскости (2).

волна

$$\epsilon \rho \cos gl = g \sin gl. \quad (12-21)$$

Это равенство соблюдается при $k_0 < h < k_1$ и $gl < 90^\circ$. Уравнение (12-21) называется характеристическим; оно служит для определения величины постоянной распространения h и, следовательно, фазовой скорости v . Диаграммы направленности импедансной антенны с диэлектрическим покрытием при надлежащем согласовании на выходе рупора с достаточной точностью определяются формулами (12-17) и (12-18). Опыт показывает, что импедансные антенны с диэлектрическим покрытием обладают большими потерями, чем гребенчатые антенны. Поэтому использование антенн с диэлектрическим слоем предпочтительно на более длинных (декиметровых) волнах.

Рабочая полоса частот импедансных антенн определяется в основном характеристиками согласования возбуждающего устройства и составляет обычно 15—20%. Рупорный возбудитель в ряде случаев 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 невыступающей над металлической поверхностью экрана и удобной для применения на высокоскоростных самолетах и ракетах.

12-5. ДИРЕКТОРНЫЕ АНТЕННЫ

Директорные антенны или антенны типа «волновой канал»¹ образуются из ряда проволочных вибраторов, располагаемых параллельно в одной плоскости (рис. 12-20). Один из вибраторов является активным, а остальные — пассивными, из которых один вибратор, расположенный позади активного, играет роль рефлектора, а другие, расположенные впереди активного вибратора, играют роль директоров.

Из теории связанных вибраторов (гл. 3) известно, что для того, чтобы пассивный вибратор являлся рефлектором, его реактивное сопротивление должно быть индуктивным. Поэтому длина рефлектора берется не-

¹ Иногда эти антенны называются антennами Уда—Яги по имени их изобретателей.

сколько больше $\lambda/2$. Пассивный вибратор становится директором при емкостном его реактивном сопротивлении. Поэтому длины директоров берутся несколько меньше $\lambda/2$. В качестве рефлектора используется только один вибратор, так как последующие рефлекторы слабо возбуждаются и не оказывают заметного влияния на излучение антенны. Количество же директоров может быть большим, поскольку излучение антенны направляется в сторону директоров и вследствие этого они последовательно довольно интенсивно возбуждаются, об-

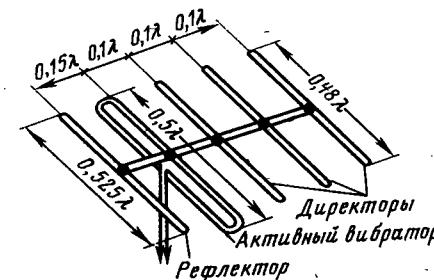


Рис. 12-20. Директорная антена.

разуя «волновой канал» с замедленной волной. На практике число директоров может составлять от 2 до 10 и более.

Директорные антенны используются на метровых и декиметровых волнах; вибраторы делаются жесткими и крепятся своими средними точками к металлическому стержню (рис. 12-20). 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 монтируется без изоляторов, что делает ее весьма компактной и жесткой по конструкции.

Расстояние между активным вибратором и рефлектором берется в пределах $(0,15 \div 0,25)\lambda$, а между активным вибратором и первым директором, а также между соседними директорами — в пределах $(0,10 \div 0,35)\lambda$. Для получения максимального КНД в главном направлении расстояния между директорами и их длина должны специально подбираться на заданной частоте

возбуждения с тем, чтобы выполнялись определенные соотношения между токами в вибраторах. По-видимому, следует стремиться к тому, чтобы величины токов были примерно равны между собой и близки к величине тока в активном вибраторе, а фазы токов должны отставать на определенную величину от вибратора к вибратору по мере продвижения к концу антенны. При этом условии в главном направлении поля от отдельных вибраторов усиливают друг друга, в то время как в других направлениях происходит взаимная компенсация излучения. Обычно максимум КНД антенны в сторону директоров совпадает с минимумом излучения в сторону рефлектора. Таким образом, директорная антenna создает однонаправленное излучение.

Настройка директорной антенны оказывается весьма чувствительной к изменению частоты колебаний. Поэтому антenna является узкополосной (рабочая полоса частот при допустимом изменении КНД в главном направлении на 3 дБ составляет несколько процентов). При большом числе директоров экспериментальная процедура настройки антенны оказывается очень утомительной, так как изменение длины или положения одного из вибраторов ведет к изменению амплитуд и фаз токов во всех вибраторах.

Предварительное определение размеров и параметров директорной антенны можно сделать на основе упрощенной методики, следующей из теории антенн осевого излучения с замедленной фазовой скоростью. Установлено, что система из одинаковых директоров длиной менее полуволны каждый при бесконечной протяженности вдоль оси z способна поддерживать замедленную поверхностную волну [30]. Электромагнитное поле этой волны сосредоточено около вибраторов, мощность переносится только вдоль оси z . Токи всех вибраторов одинаковы по величине и имеют прогрессивный фазовый сдвиг $\Delta\Phi$ от одного к другому, соответствующий коэффициенту замедления фазовой скорости $\xi = \frac{\Delta\Phi}{kd}$, где d — расстояние (шаг) между соседними директорами. Расчетные значения коэффициента замедления при различных kl (l — длина плеча директора) приведены в табл. 12-1 для трех значений шага решетки: $d/l=0,5; 1,0$ и $1,5$. Радиус поперечного сечения вибраторов выбран равным $a=0,01l$.

Установлено также, что если система директоров ограничена с одного конца, то появляется отраженная замедленная волна с коэффициентом отражения не более 15% по мощности. Ввиду незначительности отраженной волны можно приближенно считать, что система из конечного числа одинаковых эквидистантных директоров представляет собой непрерывную линейную излучающую систему осевого излучения с коэффициентом замедления фазовой скорости, определяемым из табл. 12-1. Тогда, зная полную длину антенны $L=Nd$,

Таблица 12-1

kl	1,26	1,28	1,30	1,32	1,34	1,36	1,38	1,40	1,42	1,44
ξ ($d/l=0,5$)	1,14	1,17	1,22	1,26	1,30	1,37	1,43	1,51	1,58	1,67
ξ ($d/l=1,0$)	—	—	1,08	1,10	1,13	1,16	1,20	1,26	1,34	1,44
ξ ($d/l=1,5$)	—	—	—	—	1,07	1,09	1,12	1,29	—	—

можно по формуле (12-3) найти оптимальный коэффициент замедления на средней частоте f_0 . Затем, пользуясь общими формулами теории линейных антенн осевого излучения (§ 6-3), можно рассчитать зависимость КНД от частоты и определить относительную полосу частот $\Delta f/f_0$, в которой КНД изменяется не более чем на 3 дБ. Результаты расчетов систематизированы на рис. 12-21, где построены обобщенные расчетные зависимости КНД и полосы частот $\Delta f/f_0$ от длины антенны L/λ при различных значениях d/l . Точки на рисунке обозначены экспериментально полученные значения КНД. Из рисунка следует, что КНД антенны определяется главным образом ее полной длиной и в первом приближении не зависит от числа директоров. Напротив, полоса частот, в которой КНД изменяется не более чем на 3 дБ, непосредственно определяется шагом решетки, т. е. числом директоров. Для расширения полосы частот следует увеличивать число директоров при постоянной длине антенны.

Рассмотрим пример. Пусть требуется выполнить директорную антенну для работы в полосе частот

200 ± 10 МГц с полной длиной 3 м, обладающую максимальным КНД при минимальном числе элементов. Поскольку длина антенны ограничена значением $2\lambda_0$ и рабочая полоса частот составляет 10%, то из рис. 12-21 следует, что необходимо выбрать параметр $d/l=1,0$, что обеспечит КНД около 12 дБ. Оптимальная величина

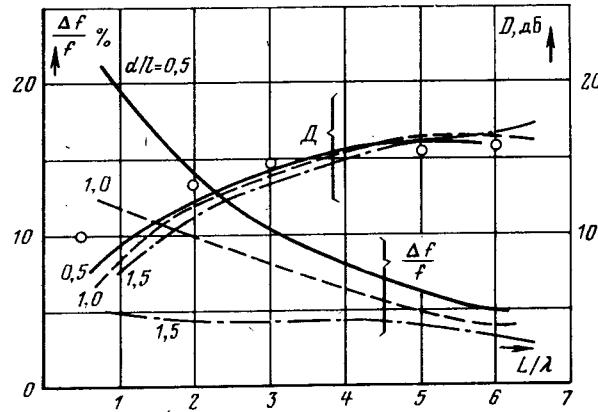


Рис. 12-21. Коэффициент направленного действия и полоса частот директорной антенны.

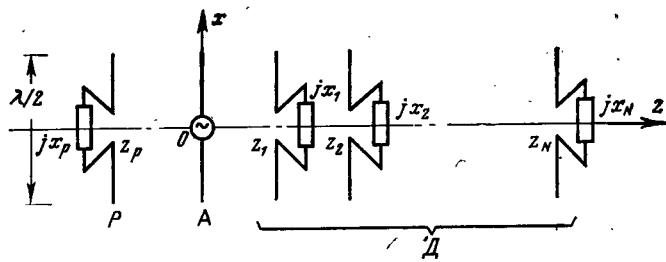


Рис. 12-22. Расчетная модель директорной антенны.

коэффициента замедления в соответствии с (12-3) равна 1,25. Из табл. 12-1 находим при $d/l=1$ требуемую электрическую длину плеча $kl=1,39$. Отсюда следует, что $l=d=0,22\lambda_0$ и полное число вибраторов в антенне должно быть равно десяти (рефлектор, активный вибратор и восемь директоров).

Разумеется, подобная прикидка является еще недостаточной для проектирования антенны. Более аккуратное исследование можно провести на основе теории

связанных антенн (гл. 3). Рассмотрим последовательные этапы такого расчета для несколько более общей постановки задачи.

В качестве модели директорной антенны выберем систему одинаковых полуволновых вибраторов, показанную на рис. 12-22. Активный вибратор A помещается в начало координат. Положения пассивных вибраторов вдоль оси z характеризуются последовательностью координат z_i , $i=1, 2, \dots, N$ (где N — число директоров) и координатой z_p рефлектора. Настройка каждого пассивного полуволнового вибратора осуществляется с помощью переменных реактивов $jX_p, jX_1, jX_2, \dots, jX_N$ (эквивалентная замена нагруженных полуволновых вибраторов короткозамкнутыми вибраторами измененной длины может быть осуществлена после завершения расчетов).

1 этап. При фиксированных положениях вибраторов и выбранных значениях нагрузочных импедансов комплексные амплитуды токов в каждом вибраторе могут быть определены из решения контурных уравнений Кирхгофа для $(N+2)$ связанных антенн

$$\begin{bmatrix} (R_{pp} + jX_p) & Z_{pA} & Z_{p1} & \cdots & Z_{pN} \\ Z_{Ap} & (R_{AA} + jX_A) & Z_{A1} & \cdots & Z_{AN} \\ Z_{1p} & Z_{1A} & (R_{11} + jX_1) & \cdots & Z_{1N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{Np} & Z_{NA} & Z_{N1} & \cdots & (R_{NN} + jX_N) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_p \\ I_A \\ I_1 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ U \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (12-22)$$

где собственные (R_{pp}, R_{AA}, R_{11} и т. д.) и взаимные $Z_{pA}=Z_{Ap}, Z_{p1}=Z_{1p}, Z_{A1}=Z_{1A}, \dots, Z_{ik}=Z_{ki}$ импедансы находятся численным интегрированием по формулам метода наводимых э. д. с. (3-20) и (3-21) или берутся из соответствующих таблиц [6]. Мнимые части собственных импедансов вибраторов для удобства записи считаются включенными в состав нагрузочных реактивов jX_k . Величина U в формуле (12-22) представляет собой напряжение на активном вибраторе и может выбираться произвольно (например, $U=1$ В). Фактически система уравнений (12-22) представляет собой обобщение системы уравнений (3-27).

2 этап. По найденному из решения системы уравнений (12-22) распределению токов в вибраторах вычисляется множитель направленности

$$f_{\Sigma}(\theta) = \frac{I_p}{I_A} \exp(jkz_p \cos \theta) + 1 + \sum_{n=1}^N \left(\frac{I_n}{I_A} \right) \exp(jkz_n \cos \theta), \quad (12-23)$$

где θ — угол между осью антены и направлением в точку наблюдения. В экваториальной плоскости вибраторов формула (12-23) дает полную характеристику излучения, а в меридиональной плоскости полная характеристика излучения получается умножением (12-23) на диаграмму направленности одного полуволнового вибратора $\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)/\cos\theta$.

3 этап. По известному распределению токов в вибраторах находится входное сопротивление активного вибратора

$$\begin{aligned} Z_{bx} = R_{bx} + jX_{bx} &= \frac{I_p}{I_A} Z_{pA} + R_{AA} + jX_A + \\ &+ \frac{I_1}{I_A} Z_{1A} + \dots + \frac{I_N}{I_A} Z_{1N}. \end{aligned} \quad (12-24)$$

Величина настроичного реактанса jX_A выбирается из условия обращения в нуль минимум части $X_{bx}=0$. Таким образом, становятся известными $Z_{bx}=R_{bx}$ и реактанс настройки jX_A .

4 этап. Вычисляется КНД антенны по формуле

$$D_{\Sigma} = \frac{D_1 R_{11} [f_{\Sigma}(\theta = 0^\circ)]^2}{R_{bx}}, \quad (12-25)$$

являющейся обобщением формулы (3-26). Величина $D_1=1,64$ представляет собой КНД одиночного полуволнового вибратора, а $R_{11}=73,1$ Ом есть собственное активное сопротивление полуволнового вибратора (т. е. любого элемента антенны). Величины R_{bx} и $f_{\Sigma}(\theta=0^\circ)$ определяются из формул (12-24) и (12-23).

Рассмотренные четыре этапа решают задачу *анализа* директорной антенны при фиксированных положениях излучателей и при известных величинах настроичных реактансов. Несравненно более сложной является задача *синтеза* директорной антенны, которая может быть поставлена, например, следующим образом: при заданной полной длине антенны $L_{\text{полн}}$ и при выбранном заранее числе пассивных вибраторов найти такие положения вибраторов и величины настроичных реактансов, при которых антenna будет обладать наилучшим показателем качества. В простейшем случае показателем качества может являться КНД антенны на заданной частоте. В других случаях может потребоваться более сложный показатель качества, в котором наряду с величиной КНД будут включены требования к уровню бокового и заднего излучения, а также требования к рабочему полюсе частот.

Общего метода решения задачи синтеза директорной антенны по заданному показателю качества пока не существует. Чаще всего

пользуются численными методами оптимизации, реализуемыми на ЭВМ (например, [27]). Процесс расчета строится следующим образом. По выбранным значениям свободных параметров (так называемому начальному приближению) с помощью формул (12-22) — (12-25) решается задача анализа и определяется показатель качества. После этого свободные параметры изменяются таким образом, чтобы произошло улучшение показателя качества. Эта процедура должна осуществляться многократно до тех пор, пока улучшение показателя качества на каждом этапе не станет меньше некоторой наперед заданной величины. В подобных расчетах могут быть использованы многие стандартные методы численной оптимизации целевой функции многих переменных: метод простого перебора, градиентный метод спуска, метод Монте-Карло, нелинейное программирование и т. д.

После завершения процесса оптимизации и определения окончательных положений элементов и величин настроичных реактансов можно перейти к расчету конструктивных размеров антенны с короткозамкнутыми пассивными вибраторами. Этот расчет основывается на следующей приближенной зависимости собственного реактивного сопротивления вибратора от длины плеча

$$X_{hk} = 42,5 + \frac{l - \lambda/4}{l} 60\pi \ln\left(\frac{\lambda}{2\pi a}\right), \text{ Ом}, \quad (12-26)$$

где a — радиус поперечного сечения вибратора и 42,5 Ом — собственное реактивное сопротивление полуволнового вибратора. Полагая $X_{hk}=X_h$, из (12-26) можно найти такую длину плеча l , при которой собственное реактивное сопротивление короткозамкнутого вибратора будет равно требуемому реактансу X_h .

Для иллюстрации направленных и частотных свойств директорных антенн на рис. 12-23, а — в приведены экспериментальные диаграммы направленности (на трех отдельных частотах) антенны, состоящей из активного вибратора, рефлектора и десяти директоров. Характерные размеры конструкции: длина директоров $2l_d=128$ мм, шаг решетки $d=84$ мм, длина рефлектора $2l_p=140$ мм, расстояние между рефлектором и активным вибратором $d_p=23$ мм, диаметр вибраторов 3 мм, диаметр осевого стержня 6 мм. На рис. 12-23 отчетливо видна сильная зависимость бокового излучения от частоты, а также заметна тенденция к расширению главного лепестка при понижении частоты.

Обычно при оптимальной настройке директорной антенны входное сопротивление активного вибратора получается в 3—4 раза ниже собственного активного сопротивления уединенного полуволнового вибратора. Поэтому в качестве активного вибратора удобно использовать петлевой вибратор Пистолькорса, повышающий входное сопротивление до значений, близких к харак-

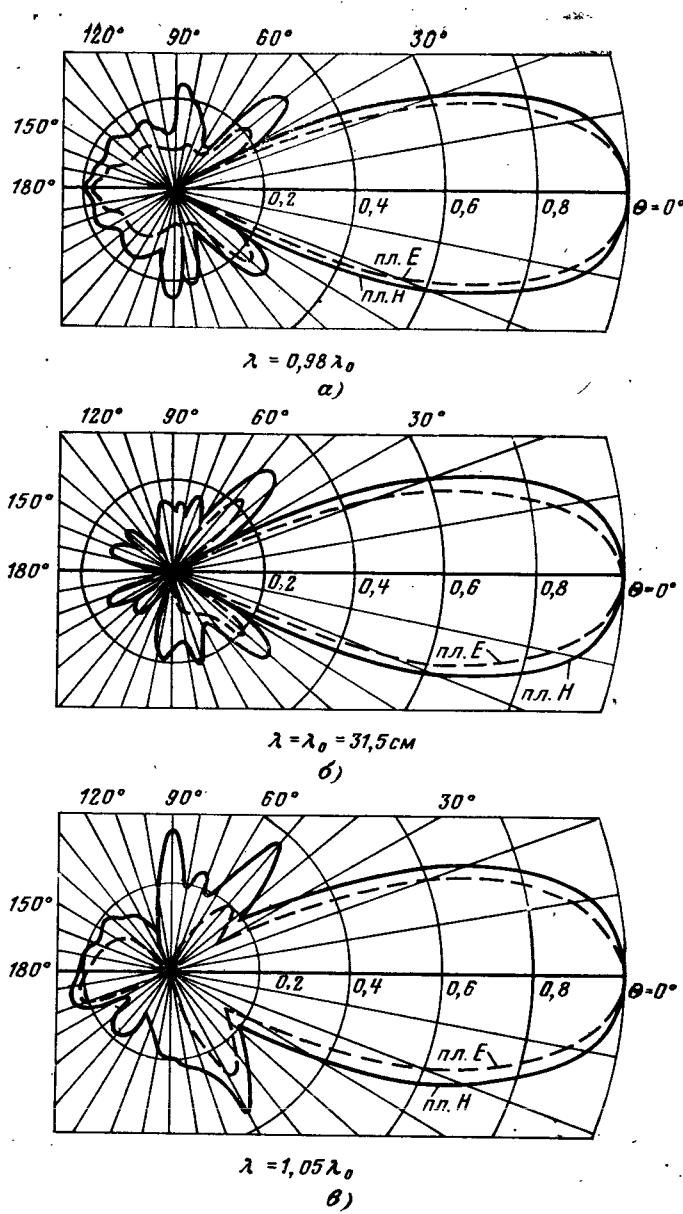


Рис. 12-23. Экспериментальные диаграммы направленности 12-элементной директорией антенны.

теристическому сопротивлению стандартных коаксиальных кабелей (50 или 75 Ом).

По направленным свойствам к директорным антеннам весьма близки *ребристо-стержневые антенны* (рис. 12-24). В этих антенных 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.

Основными преимуществами директорных и ребристо-стержневых антенн являются простота конструкции, высокий к. п. д. (почти 100%) из-за отсутствия диэлектрических изоляторов и относительно малая собственная масса. Для увеличения направленности возможно объединение нескольких параллельно расположенных излучателей в синфазную антенну решетку.

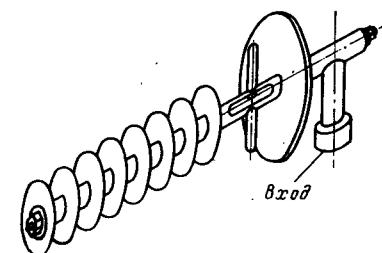


Рис. 12-24. Ребристо-стержневая антenna.

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ

АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ

13-1. ОБЩИЕ СВОЙСТВА АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН

К апертурным относят такие антенны, у которых в соответствии с теоремой эквивалентности может быть выделена плоская поверхность раскрыва A , формирующая остронаправленное излучение. Среди апертурных антенн находятся наиболее распространенные зеркальные (парabolicкие), а также рупорные и линзовье антенны. Плоские фазированные антенные решетки по принципу формирования излучения также могут быть отнесены к апертурным антенным, однако из-за специфических особенностей, связанных с проблемой электрического управления положением луча в пространстве, скани-

рующие решетки образуют самостоятельную область антенной техники.

Коэффициент направленного действия апертурных антенн связан с площадью раскрыва A и длиной волны λ общей формулой

$$D = \frac{4\pi A}{\lambda^2} \text{КИП}_{\Sigma}, \quad (13-1)$$

где $\text{КИП}_{\Sigma} \leq 1$ — общий коэффициент использования поверхности, зависящий от вида амплитудно-фазового распределения и ряда других факторов.

Ширина луча апертурных антенн в какой-либо плоскости, перпендикулярной поверхности раскрыва, обратно пропорциональна линейному размеру раскрыва L в этой плоскости

$$\Delta\theta = \frac{51^\circ\lambda}{L} \text{КРЛ}_{\Sigma}, \quad (13-2)$$

где $\text{КРЛ}_{\Sigma} \geq 1$ — коэффициент расширения луча, зависящий от формы раскрыва и вида амплитудно-фазового распределения.

Конструкции распределителей апертурных антенн строятся 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 (с одинаковой электрической длиной лучей) 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 метровых, дециметровых и сантиметровых волн. Разумеется, при этом целиком сохраняется зависимость КНД и ширины луча от длины волны λ , согласно (13-1) и (13-2).

Из формул (13-1) и (13-2) также следует, что КНД апертурных антенн может неограниченно возрастать, а ширина луча стремится к нулю при увеличении отношения A/λ^2 , а также L/λ . Однако в реальных конструкциях антенн максимально достижимая величина КНД оказывается ограниченной из-за влияния случайных погрешностей выполнения антенн. В настоящее время достигнутый уровень технологии производства позволяет реализовать апертурные антенны сантиметрового диапазона с максимальной величиной КНД — порядка 10⁷. Таким образом, именно апертурные антенны первенствуют по направленности среди всех типов антенных устройств.

13-2. РУПОРНЫЕ АНТЕННЫ

В диапазоне сантиметровых волн находят применение рупорные антенны и, в частности, антенны в виде открытого конца прямоугольного или круглого волновода. Антенны этого типа используются самостоятельно, а также и как облучатели более сложных антенн, например линзовых и зеркальных.

Рассмотрим вначале излучение из открытого конца прямоугольного волновода (рис. 13-1). Распространяющаяся в волноводе волна H_{10} , создаваемая вибраторным возбудителем, дойдя до открытого конца, частично отражается обратно, а частично излучается. В месте перехода от волновода к открытому пространству, т. е. в раскрыве, возникают волны высших типов, а также появляются поверхностные токи на наружных стенах волновода. Строгое решения для поля излучения прямоугольного волновода не найдено¹. Поэтому в инженерных расчетах предполагают, что тангенциальные компоненты поля в раскрыве волновода (а следовательно, и эквивалентные электрические и магнитные токи)

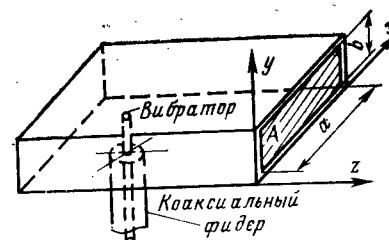


Рис. 13-1. Волноводный излучатель.

¹ Для полубесконечного круглого волновода существует точное решение, полученное Л. А. Вайнштейном,

представляют собой сумму падающей и отраженной волн основного типа колебаний, т. е.

$$\left. \begin{aligned} E_{y10} &= -J_*^* \equiv (1 + \Gamma) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right); \\ H_{x10} &= -J_y^* \equiv (1 - \Gamma) \frac{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}{W_0} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right), \end{aligned} \right\} \quad (13-3)$$

где Γ — коэффициент отражения от открытого конца волновода.

Раскры волновода может рассматриваться как соединение двух линий передачи с волновыми сопротивлениями $W_{H10} = W_0 \frac{\lambda_b}{\lambda_0} = \frac{W_0}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}$ (волновод) и W_0 (свободное пространство). Поэтому приближенно

$$\Gamma \approx \frac{W_0 - W_{H10}}{W_0 + W_{H10}} = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} - 1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} + 1}. \quad (13-4)$$

Диаграмма направленности распределения эквивалентных токов (13-3) в плоскости yz (плоскость E) записывается в виде

$$f_E(\theta) = \left[1 + \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \cos \theta \right] \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta\right)}{\frac{kb}{2} \sin \theta}, \quad (13-5)$$

а в плоскости xz (плоскость H):

$$f_H(\theta) = \left[\cos \theta + \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \right] \frac{\cos\left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right)}{\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2 - \sin^2 \theta}. \quad (13-6)$$

В формулах (13-5) и (13-6) a и b — внутренние размеры широкой и узкой стенок волновода; λ — длина волны; $k = 2\pi/\lambda$; угол θ отсчитывается от оси z . Первые множители (в квадратных скобках) представляют собой характеристики излучения элемента раскрыва, а вторые множители являются диаграммами направленности линейной синфазной антенны с равномерным (13-5) и косинусоидальным (13-6) распределениями возбужде-

ния. На рис. 13-2 приводятся диаграммы направленности по мощности в E - и H -плоскостях. Сплошные кривые являются расчетными (при $\Gamma=0$), а точки соответствуют измеренным значениям. Пунктирные кривые построены с учетом отражения от открытого конца волновода.

Как видно из рис. 13-2, антенны в виде открытого конца волновода обладают плохой направленностью.

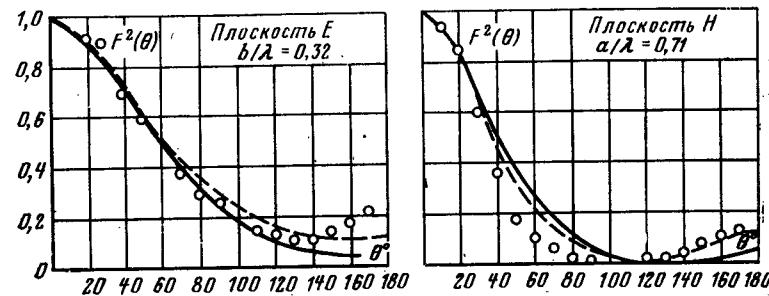


Рис. 13-2. Диаграммы направленности открытого конца волновода.

Чаще всего их используют в качестве облучателей зеркальных антенн, в качестве элементов фазированных антенных решеток, а также в качестве слабонаправленных антенн летательных аппаратов. Недостатком открытого конца волновода является также значительный коэффициент отражения от раскрыва ($|\Gamma| \approx 0,2 \div 0,3$), для компенсации которого необходимо применение специальных согласующих устройств..

Для увеличения направленности и уменьшения отражения от открытого конца волновода применяют рупорные излучатели. На рис. 13-3 показан так называемый H -секториальный рупор, расширяющийся в плоскости вектора H с постепенным увеличением размера a . В секториальном рупоре возникает волна, подобная волне H_{10} в прямоугольном волноводе, и картина поля имеет вид, показанный на рис. 13-4. Секториальный рупор отличается от волновода тем, что в нем

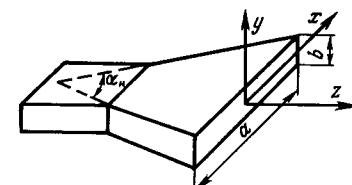


Рис. 13-3. H -секториальный рупор.

фронт волны образует цилиндрическую поверхность, фазовая скорость является переменной величиной, зависящей от отношения a/λ , поле на большом расстоянии от горловины рупора принимает характер чисто поперечной волны. Фазовая скорость волны приближенно определяется формулой $v = c/\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$ и вблизи

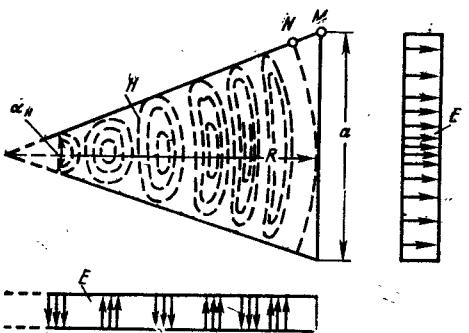


Рис. 13-4. Структура поля в H -секториальном рупоре.

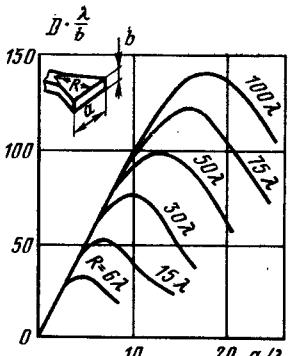


Рис. 13-5. Зависимость КНД от размеров H -секториального рупора.

раскрыва рупора приближается к скорости света, что приводит к уменьшению отражения волны от излучающей поверхности рупора.

Если угол раствора рупора, a мал, то фронт волны в выходном отверстии оказывается близким к плоскому и для расчета характеристики направленности в плоскости H (плоскость xz) может быть использована формула (13-6) с учетом $\Gamma=0$. Главный лепесток характеристики направленности сужается примерно во столько раз, во сколько раз увеличивается размер a раскрыва рупора по сравнению с большим размером выходного отверстия прямоугольного волновода.

Однако если угол раствора рупора a не мал, то фронт волны в раскрыве заметно отличается от плоского и это вызовет расширение диаграммы направленности. Фаза поля на краю раскрыва по отношению к ее значению в середине раскрыва может быть определена по приближенной формуле, полученной из геометрических построений (см. рис. 13-4):

$$\Phi_2 = -\frac{2\pi}{\lambda} MN \approx -\frac{\pi a^2}{4\lambda R} = -\frac{\pi}{2} \frac{a}{\lambda} \operatorname{tg} \frac{a}{2}, \quad (13-7)$$

где R — длина рупора. Распределение фазы поля в выходном отверстии рупора подчиняется квадратичному закону. Влияние квадратичных фазовых искажений на форму характеристики направленности линейной антенны исследовано в гл. 6, и графики диаграмм направленности на рис. 6-10 оказываются полостью применимыми к рупорным антеннам при условии вычисления величины квадратичной фазовой ошибки по формуле (13-7). Как показывают расчеты, КНД рупорной антенны при фиксированных значениях длины рупора R имеет характерную зависимость от размера раскрыва a/λ , показанную на рис. 13-5. Появление максимума объясняется тем, что при увеличении угла раствора рупора a , с одной стороны, увеличивается относительный размер раскрыва a/λ , что ведет к сужению диаграммы направленности. Но, с другой стороны, согласно (13-7) быстро увеличивается квадратичная фазовая ошибка Φ_2 , ведущая к расширению диаграммы направленности. В результате действия этих противоположных факторов при определенном значении $(a/\lambda)_{\text{опт}}$ имеет место максимальный КНД. Оказывается, что при любом R максимум КНД получается при величине квадратичной фазовой ошибки на краю рупора $|\Phi_{2\text{опт}}| = 135^\circ$. H -секториальный рупор, удовлетворяющий этому условию, принято называть оптимальным. Полный КИП оптимального H -секториального рупора равен примерно 0,64 (0,81 — апертурный КИП из-за спадающего амплитудного распределения и 0,79 — КИП из-за квадратичной фазовой ошибки $|\Phi_2| = 135^\circ$). Кроме секториальных рупоров, расширяющихся в плоскости вектора H , могут применяться также секториальные рупоры, расширяющиеся в плоскости вектора E (рис. 13-6). Ширина диаграммы направленности в H -плоскости у E -секториального рупора будет такой же, как и у открытого конца волновода, а в E -плоскости ширина луча с увеличением размера b уменьшается, если угол раствора a взят достаточно малым. В E -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, равна -90° . При $|\Phi_2| < 90^\circ$ диаграмма направленности в плоскости E может быть рассчитана по формуле (13-5), а снижение КИП в этой плоскости из-за квадратичной фазовой ошибки определяется по графикам рис. 6-11.

Широкое применение находят пирамидальные рупоры прямоугольного поперечного сечения (рис. 13-7). Эти рупоры позволяют сужать диаграммы направленности как в **H**-плоскости, так и в **E**-плоскости. В пирамидальном рупоре образуется сферическая волна, фазовая скорость волн явлется переменной и по мере продвижения к открытому концу приближается к скорости света. Вследствие этого отражение волн от

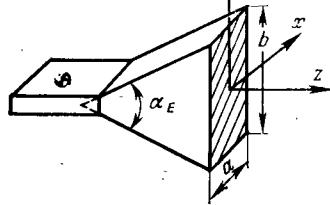


Рис. 13-6. *E*-секториальный рупор.

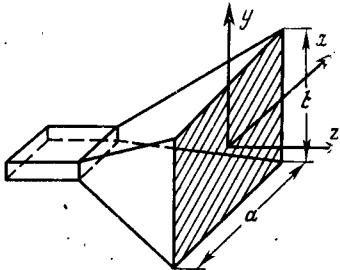


Рис. 13-7. Пирамидальный рупор.

раскрыва получается незначительным — рупор согласовывает волновод с открытым пространством.

Фазовые искажения поля в раскрыве могут быть определены по формуле (13-7) в **H**-плоскости и по аналогичной формуле (при замене a на b) в **E**-плоскости. Если искажение фазы поля в раскрыве незначительно (например, $|\Phi_2| < 90^\circ$), то диаграммы направленности мало отличаются от диаграмм направленности синфазной плоскости и могут быть рассчитаны по формулам (13-5) и (13-6) в предположении, что $\Gamma=0$. Для уменьшения длины рупора обычно допускается квадратичное искажение фазы поля, равное $|\Phi_2|=135^\circ$ в **H**-плоскости и $|\Phi_2|=90^\circ$ в **E**-плоскости. Такой рупор, как указано выше, называется оптимальным, его КИП грубо оценивается формулой $\text{КИП}_e = \text{КИП}_A \cdot (\text{КИП}_\Phi)^2 = 0,81 \cdot (0,8)^2 = 0,52$, где первый множитель учитывает неравномерность амплитудного распределения в плоскости **H**, а второй — наличие квадратичных фазовых искажений в плоскостях **E** и **H**.

Помимо рупоров прямоугольного поперечного сечения находят также применение рупоры круглого сечения, а именно конические рупоры. Такие рупоры обра-

зуются 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 **E**-плоскостных и **H**-плоскостных рупоров.

Достоинствами рупорных антенн являются простота конструкции и хорошие диапазонные свойства. Практически любой рупор может быть использован во всей рабочей полосе частот питающего волновода ($a < \lambda < 2a$). Самостоятельно рупорные антенны чаще всего применяются в измерительных установках, например как эталонные антенны с известной величиной КНД. Кроме того, они широко используются для облучения зеркальных и линзовых антенн, а также в конструкциях антенн других типов, например импедансных.

13-3. ЛИНЗОВЫЕ АНТЕННЫ

В линзовых антенах сантиметрового диапазона используются оптические свойства электромагнитных волн, поскольку геометрические размеры и радиусы кривизны поверхности линзовых антенн обычно оказываются много больше длины волны. Антенные линзы характерны тем, что в них цилиндрический или сферический фронт волны преобразовывается в плоский.

На рис. 13-8 показана диэлектрическая линза, на которую от источника F падает сферическая волна длиной λ_0 . Благодаря выпуклой форме освещенной поверхности линзы сферический фронт волны в линзе превращается в плоский с длиной волны $\lambda_d = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon}$. Выходная поверхность линзы является плоской, и по выходе из линзы фронт волны остается также плоским. Поскольку размеры выходной поверхности линзы велики по сравнению с длиной волны, излучение ее оказывается остронаправленным.

Обратимся теперь к рис. 13-9 и определим профиль линзы. Пусть луч из точки F падает в точку P поверхности линзы и пусть α является углом падения луча, а β — углом преломления. Тогда будем иметь

$$\sin \alpha = n \sin \beta,$$

где $n = \sqrt{\epsilon}$ — коэффициент преломления диэлектрика.

Уравнение профиля линзы определяется из того условия, что длина оптического пути (электрическая длина) от преобразуемой к преобразованной поверхности равных фаз по любому направлению должно быть постоянной, т. е. $FP = FQ + nQQ'$. Отсюда получаем:

$$\rho = f + n(\rho \cos \theta - f)$$

или

$$\rho = \frac{(n-1)f}{n \cos \theta - 1}, \quad (13-8)$$

где f — фокусное расстояние, т. е. расстояние от фокуса F до вершины линзы Q ; θ — угол между осью линзы

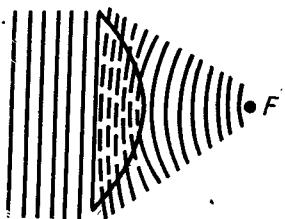


Рис. 13-8. Диэлектрическая линза.

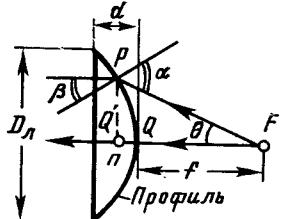


Рис. 13-9. К расчету профиля замедляющей линзы.

и лучом; ρ — расстояние от фокуса до текущей точки поверхности линзы.

Уравнение (13-8) представляет собой уравнение гиперболы. Таким образом, выпуклая поверхность линзы должна иметь гиперболическую форму. Толщина линзы d определяется по оптическому пути и связана с диаметром линзы D_l соотношением

$$d = \frac{1}{n} \left(\frac{D_l}{2 \sin \theta_{\max}} - f \right), \quad (13-9)$$

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). Формулы (13-8) и (13-9) позволяют рассчитать профиль и 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 облучателя (например, диполя Герца или полуволнового вибратора) линза может быть телом вращения и ее раскрыв будет круглым. В случае линейного облучающего источника, расположенного на фокальной линии F , линза должна быть цилиндрической и ее раскрыв может иметь прямоугольную форму.

Диэлектрические линзы являются широкополосными, так как коэффициент преломления n в широком диапазоне частот, вплоть до самых высоких, сохраняет практически постоянное значение. Однако эти линзы сравнительно редко применяются из-за большой массы, потери мощности в диэлектрике и трудоемкости изготовления. 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 и металлокерамические линзы также не получили распространения из-за серьезных конструктивных недостатков и технологических трудностей.

Чаще применяются металлопластинчатые линзы с повышенной фазовой скоростью. Такие линзы состоят из параллельных металлических пластин, расположенных на расстояниях a одна от другой и образующих вогнутую поверхность (рис. 13-10). Вектор напряженности электрического поля E , возбуждаемого источником, расположенным в фокусе линзы, должен быть параллелен пластинам. Тогда пространство между двумя соседними пластинами представляет волновод, в котором возбуждается волна типа H_{10} с фазовой скоростью $v = c / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$. Таким образом, возникает среда с эффективным коэффициентом преломления, меньшим единицы:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} < 1. \quad (3-10)$$

Расстояние между пластинами a должно удовлетворять неравенствам $\lambda/2 < a < \lambda$ для того, чтобы между пластинами мог распространяться только один тип волны H_{10} . Следовательно, коэффициент преломления ускоряющей линзы находится в пределах $0 < n < \sqrt{0.75}$.

Уравнение профиля линзы можно вывести с помощью построений, показанных на рис. 13-11. 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

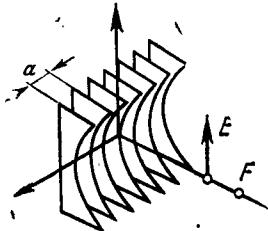


Рис. 13-10. Металлопластинчатая линза.

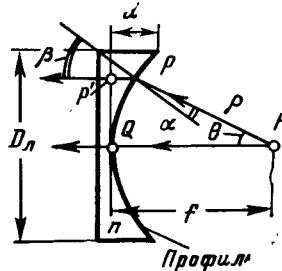


Рис. 13-11. К расчету профиля ускоряющей линзы.

(Г3-8) для профиля линзы, однако при $n < 1$ формула представляет собой уже уравнение эллипса. Толщина профиля линзы d дается формулой

$$d = \frac{1}{n} \left(f - \frac{D_{\lambda}}{2 \sin \theta_{\max}} \right),$$

где $2\theta_{\max}$ — угол раскрыва линзы; D_{λ} — размер раскрыва.

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 ¹. Для осуществления фокусировки одновременно в плоскостях E и H линза должна быть собрана из профилированных пластин разной толщины.

¹ Заметим, что в этом случае на освещенной поверхности линзы угол преломления луча не зависит от коэффициента преломления n и направление преломленных лучей при любом n задается направлением волноводных каналов между пластинами. Линзы с таким свойством называются линзами с принудительным направлением распространения.

Металлопластинчатые линзы небольших и средних размеров конструктивно очень просты. Применение металлопластинчатой линзы в сочетании с рупором позволяет значительно уменьшить его длину. Так, для оптимального рупора с размером раскрыва $a = 20\lambda$ длину рупора нужно взять равной $R \approx 200\lambda$. В случае же применения линзы в выходном отверстии рупора длина

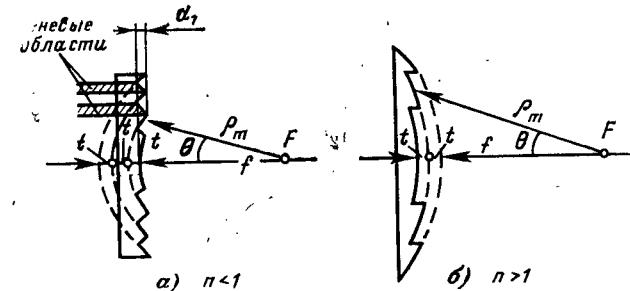


Рис. 13-12. Зонированные ускоряющая (а) и замедляющая (б) линзы.

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 (13-10) зависит от длины волны. Расчеты показывают [6], что если принять значение коэффициента преломления на средней частоте равным 0,5 и допустить квадратичные фазовые искажения $\Phi_2 = \pi/2$ на крайних частотах, то рабочая полоса частот будет равна:

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = 33 \frac{\lambda_0}{d}, \%.$$
 (13-11)

Как видно из этой формулы, полоса частот обратно пропорциональна толщине линзы d и при $d \gg \lambda_0$ может оказаться очень узкой.

Чтобы уменьшить толщину линзы d и сделать ее более широкополосной, а также более конструктивной, прибегают к зонированию (рис. 13-12). Освещенная часть линзы делается ступенчатой, причем ступеньки выбираются такой глубины t , чтобы лучи, преломленные в соседних зонах линзы, приходили к раскрыву со сдвигом фаз, равным 2π .

Каждая зона имеет свое фокусное расстояние, и уравнение профиля m -й зоны будет:

$$r_m = \frac{(1-n)f_m}{1-n\cos\theta}, \quad (13-12)$$

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 $k_0 t - k_0 n t = 2\pi$, откуда получаем:

$$t = \frac{\lambda_0}{1-n}. \quad (13-13)$$

Вследствие зонирования в раскрыве линзы появляются необлучаемые участки (теневые области на рис. 13-12). Теневые области несколько снижают КИП из-за рассеяния части мощности на ступеньках. При допустимых квадратичных фазовых искажениях $\Phi_2 = \pi/2$ и $n_0 = 0,5$ рабочая полоса частот зонированной ускоряющей линзы оказывается равной

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{50}{(M-1) + 1,5 \frac{d_1}{\lambda}}, \% \quad (13-14)$$

где толщина профиля d_1 показана на рис. 13-12, а M — число зон линзы. Величина d_1 связана с величиной d в формуле (13-11) соотношением $d_1 = d - (M-1)t$, и с учетом $t = 2\lambda_0$ (при $n_0 = 0,5$) формула (13-14) приобретает вид:

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{50}{1,5 \frac{d}{\lambda_0} - 2(M-1)}, \% \quad (13-15)$$

Из формулы (13-15) следует, что при заданном d зонирование приводит к расширению полосы частот ускоряющей линзы.

В замедляющих линзах (рис. 13-12, б) зонирование позволяет уменьшить массу линзы, однако сопровождается сужением полосы частот из-за появления квадратичных фазовых искажений

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{50}{M-1}, \% \quad (13-16)$$

а также появлением затененных участков раскрыва.

Остановимся кратко на особенностях амплитудного распределения в раскрыве линзовых антенн. Для этого рассмотрим изотропно облучаемые из точки фокуса замедляющую и ускоряющую линзы (рис. 13-13, а, б).

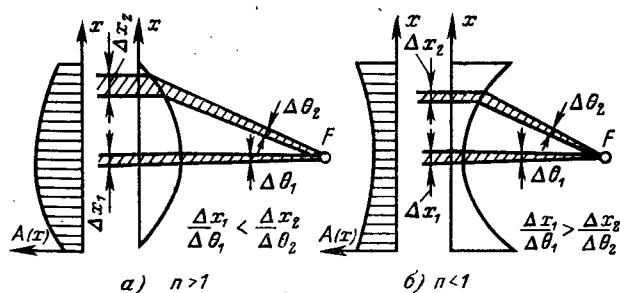


Рис. 13-13. К формированию амплитудного распределения в линзах.

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 становится после преломления 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 линзы.

Отмеченные факторы не являются главными при формировании амплитудного распределения. Решающее значение имеет диаграмма направленности облучателя, от вида которой зависит распределение мощности по парциальным пучкам лучей. Вообще к диаграмме направленности облучателя предъявляются довольно серьезные требования. В пределах угла раскрыва линзы $|\theta| < \theta_{\max}$ форма диаграммы направленности должна корректировать искажения амплитудного распределения, вносимые линзой. При углах $|\theta| > \theta_{\max}$ излучение

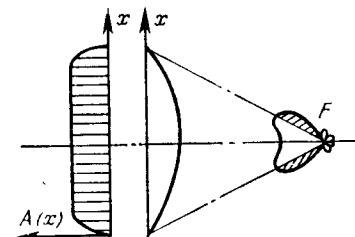


Рис. 13-14. Выравнивание амплитудного распределения при использовании облучателя со специальной диаграммой направленности.

облучателя должно быть как можно меньше, чтобы не создавать потока мощности, проходящего мимо линзы и увеличивающего боковое излучение (так называемый эффект «переливания» мощности облучателя за края раскрыва). Кроме того, облучатель линзы должен обязательно иметь фазовый центр, совпадающий с фокусом линзы, в противном случае возможно появление фазовых ошибок в раскрыве. Некоторое представление об оптимальной форме диаграммы направленности облучателя дает рис. 13-14, на котором штриховкой показана часть диаграммы, не участвующая в формировании амплитудного распределения и обусловливающая «переливание» мощности.

Помимо переливания мощности облучателя за край раскрыва, рассеяние мощности облучателя происходит также из-за нежелательных отражений мощности на преломляющих поверхностях линзы. Уменьшение этих отражений возможно путем применения специальных «просветляющих» (согласующих) $\lambda/4$ -слоев с коэффициентом преломления, равным корню квадратному из коэффициента преломления линзы, а также некоторыми другими способами.

В линзовых антенах с оптимально подобранным облучателем величина общего КИП оказывается высокой и может составлять 0,80—0,85. Однако конструкции больших линзовых антенн оказываются громоздкими по сравнению с зеркальными антennами и поэтому более простые зеркальные антенны предпочтительнее линзовых антенн в большинстве применений, особенно при больших электрических размерах раскрыва ($a > 50\lambda$).

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 диэлектрической линзе сферической формы изменяется по закону

$$n = \sqrt{2 - \left(\frac{R}{R_{\max}}\right)^2}, \quad (13-17)$$

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. 13-15, а). Перемещая первичный источник (например, от-

крытый конец волновода или рупор) по поверхности сферы, можно сканировать луч антенны в полном телесном угле без искажения формы диаграммы направленности. Однако чаще сферическую линзу Люнеберга снабжают решеткой облучателей, каждому из которых соответствует своя неподвижная остронаправленная характеристи-

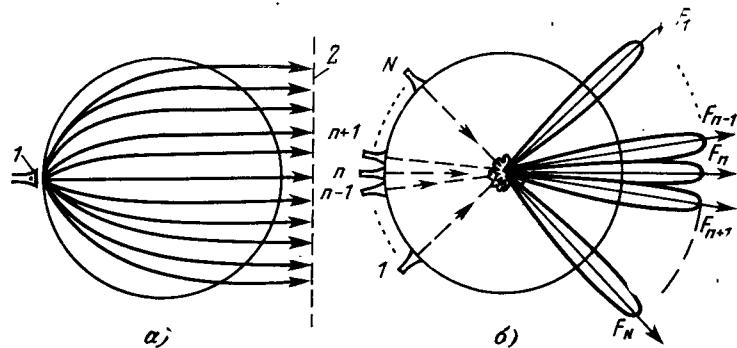


Рис. 13-15. Сферическая линза Люнеберга.

стика излучения (рис. 13-15, б). В результате получается так называемая многолучевая антенна система, обслуживающая одновременно и независимо несколько приемников и передатчиков, что дает возможность осуществлять непрерывный радиолокационный контроль окружающей обстановки в широком секторе углов.

В конструктивном отношении сферическая линза Люнеберга может представлять собой набор концентрических слоев из радиочастотной пенокерамики, причем плотность слоев должна уменьшаться от центра к периферии, чтобы обеспечить закон изменения показателя преломления (13-17).

Наряду со сферическими применяются также разнообразные цилиндрические линзы Люнеберга, допускающие неискаженное перемещение луча только в одной плоскости в пределах полного угла 2π . Однако на конструкциях таких линз мы не будем останавливаться.

13-4. ЗЕРКАЛЬНЫЕ ПАРАБОЛИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ

Зеркальные антенны являются наиболее распространенным типом направленных антенн в сантиметровом, дециметровом и отчасти метровом диапазонах волн. Широкое использование зеркальных антенн объясняется

простотой конструкции, возможностью получения почти любого применяемого на практике типа диаграммы направленности, высоким к. п. д., малой шумовой температурой, хорошими диапазонными свойствами и т. д.

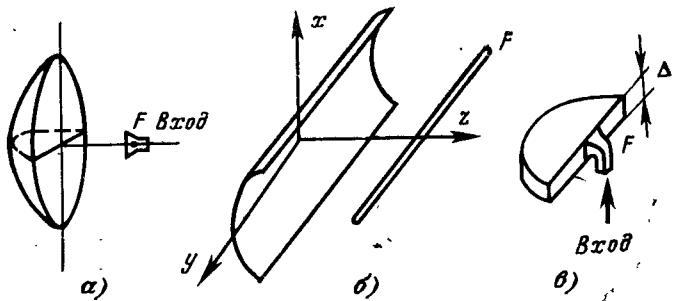


Рис. 13-16. Виды параболических антенн.

а — параболоид вращения; б — параболический цилиндр; в — сегментно-параболическая антенна.

В радиолокационных применениях зеркальные антенны позволяют легко получить равносигнальную зону, допускают одновременное формирование суммарных и разностных диаграмм направленности общим зеркалом. Некоторые типы зеркальных антенн могут обеспечивать достаточно быстрое качание луча в значительном секторе углов.

Зеркальные антенны являются также наиболее распространенным типом антенн в космической связи и радиоастрономии, и именно с помощью зеркальных антенн в настоящее время реализованы гигантские антенные системы с эффективной поверхностью раскрыва, измеряемой тысячами квадратных метров.

Классическими представителями зеркальных антенн являются параболические антенны, которые могут выполняться в виде параболоида вращения, параболического цилиндра или параболического цилиндра, ограни-

Рис. 13-17. Профиль параболической антенны.

являются параболические антенны, которые могут выполняться в виде параболоида вращения, параболического цилиндра или параболического цилиндра, ограни-

ченного параллельными проводящими плоскостями (рис. 13-16). Параболоид вращения возбуждается слабонаправленным облучателем (например, рупором), помещенным в фокусе, и преобразовывает сферический фронт волны в плоский. Параболический цилиндр возбуждается линейной антенной, помещенной на фокальной линии, и преобразовывает цилиндрический фронт волны в плоский. В этих антенах, так же как и в линзах, используются оптические свойства радиоволн. Геометрические свойства параболы таковы, что лучи, направляемые из фокуса и отражаемые от параболы, становятся параллельными осями параболы, так что длина пути от фокуса до параболы и затем до линии раскрытия, проходящей через края параболы, одинакова для любого угла θ (рис. 13-17). Таким образом, в раскрытии 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

$$r = \frac{2f}{1 + \cos \theta}. \quad (13-18)$$

Различают длиннофокусные и короткофокусные параболические антенны. В длиннофокусной антенне фокус находится вне антенны ($f > D_3/4$) и угол раскрытия $2\theta_{\max}$, под которым края зеркала видны из фокуса, удовлетворяет условию $2\theta_{\max} < \pi$.

В короткофокусной антенне фокус находится внутри антенны ($f < D_3/4$ и $2\theta_{\max} > \pi$). Границным является случай $f = D_3/4$, когда $2\theta_{\max} = \pi$ и фокус лежит в плоскости раскрытия.

Для расчета излучения параболических антенн используется метод эквивалентных поверхностных электрических и магнитных токов. Применяются два способа интегрирования: 1) по поверхности плоского раскрытия и по теневой (тыльной) стороне параболоида; 2) по криволинейной поверхности, которая проходит по освещенной и теневой сторонам параболоида. Для упрощения задачи 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, а распределение их амплитуд полагается пропорциональным $\frac{1}{\rho} F(\theta, \varphi)$ где ρ — расстояние от фокуса до параболоида и $F(\theta, \varphi)$ — амплитудная характеристика направленности облучателя. Таким образом, в этом случае полностью применима теория плоского круглого раскрыва, приведенная в § 8-3.

Во втором случае (токовый метод расчета) освещенная часть поверхности совпадает с поверхностью параболоида, поэтому эквивалентные 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 первый (апертурный) способ менее точен, так как приближение геометрической оптики, в рамках которой определяется амплитудно-фазовое распределение в раскрыве, справедливо лишь при $\lambda \rightarrow 0$ и, следовательно, этот способ может использоваться, если диаметр зеркала удовлетворяет условию $D_3 \gg \lambda$. Второй (токовый) способ является более точным, однако он сложнее первого.

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. Фазовый центр облучателя, если приближенно заменить контрефлектор зеркальным изображением вибратора, можно считать

совпадающим с центром контрефлектора, и поэтому эту точку надо совместить с фокусом параболоида (рис. 13-18). Вектор напряженности магнитного поля будет расположен в плоскости yz , и на поверхности параболоида его величина будет равна:

$$H(\theta, \varphi) \equiv F(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jk\rho)}{\rho},$$

где $F(\theta, \varphi)$ — характеристика направленности облучателя в сферической системе координат, центр которой совпадает с фокусом параболоида. Вектор плотности

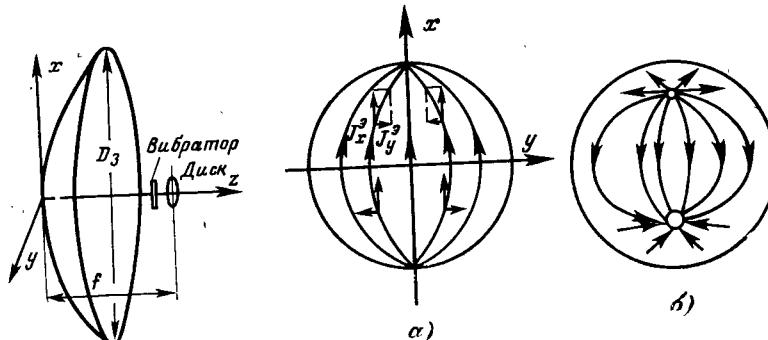


Рис. 13-18. Параболи-

ческое зеркало.

поверхностного электрического тока определяется по формуле $J^e = [H, n]$, и поскольку вектор единичной нормали n к поверхности параболоида имеет все три составляющие, то и вектор поверхностной плотности тока J^e будет иметь составляющие J_x^e, J_y^e и J_z^e . В соответствии с этим картина распределения электрического тока, спроектированная на плоскость xy , будет иметь вид, показанный на рис. 13-19. В случае длиннофокусного зеркала (рис. 13-19, а) составляющие тока имеют во всех четырех квадрантах одно и то же направление, а составляющие тока J_y^e от квадранта к квадранту меняют направление. У короткофокусного зеркала (рис. 13-19, б) имеются узлы тока, которые находятся в точках пересечения оси электрического вибратора облучателя с поверхностью зеркала. Поэтому в некоторых частях короткофокусного рефлектора главная

составляющая электрического тока J_x оказывается в противофазе относительно этой же составляющей в центральной части зеркала.

В двух главных плоскостях: xz и yz — характеристики излучения параболической антенны определяются составляющими тока J_x , а излучение составляющих тока J_y в этих плоскостях будет взаимно скомпенсировано. Поляризация излучаемого поля является линейной. В других плоскостях, проходящих через ось z , имеет место также излучение, определяемое составляющими тока J_y , и вследствие этого появляется поперечная (относительно основной) поляризация излучаемого поля. Суммарное поле оказывается эллиптически поляризованным. Поперечная поляризация, называемая *кроссполаризацией*, является паразитной, и ее присутствие несколько уменьшает общий КИП антенны. Уровень кроссполаризации тем меньше, чем больше отношение f/D_3 , т. е. чем «длиннофокуснее» параболоид. В короткофокусном параболоиде при вибраторном облучателе помимо кроссполаризации проявляется вредное излучение противофазных зон рефлектора. Противофазные зоны уменьшают излучение в главном направлении и увеличивают боковые лепестки. В конечном итоге это также приводит к снижению КИП антенны.

Рассмотрим последовательность расчета параболической антенны апертурным методом, предполагая, что диаграмма направленности облучателя $F(\theta)$ известна (для простоты будем считать, что она обладает симметрией вращения относительно оси зеркала). В качестве первого шага по диаграмме направленности облучателя находится амплитудное распределение в раскрытии $I(R)$ с помощью формул

$$\left. \begin{aligned} I(\theta) &= \frac{F(\theta)}{\rho} = \frac{(1 + \cos \theta) F(\theta)}{2f}; \\ \sin \theta &= \frac{R}{\rho} = \frac{R(1 + \cos \theta)}{2f}. \end{aligned} \right\} \quad (13-19)$$

В этих формулах $R \leq D_3/2$ — радиальная координата в плоскости раскрыва; $\theta \leq \theta_{\max}$ — угол между осью параболоида и направлением из фокуса в текущую точку отражения на параболоиде (см. рис. 13-17) и $F(\theta)$ — амплитудная диаграмма направленности облучателя.

Далее найденное с помощью формул (13-19) амплитудное распределение аппроксимируется формулой

$$I(R) = (1 - \Delta) + \Delta \left[1 - \left(\frac{2R}{D_3} \right)^2 \right]^n$$

и после этого по известным значениям Δ и n с помощью табл. 8-1 определяются КИП_a, а также КРЛ и УБЛ. Кроме того, несложным интегрированием можно определить эффективность облучателя КИП_{обл}, т. е. долю его мощности излучения, падающую на зеркало:

$$\text{КИП}_{\text{обл}} = \frac{\int_0^{\theta_{\max}} F^2(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi} F^2(\theta) \sin \theta d\theta} \leq 1. \quad (13-20)$$

Величина КИП_{обл} учитывает бесполезную потерю мощности облучателя за счет «переливания» энергии через края зеркала.

Найденные значения параметров антенной системы оказываются зависящими от относительного фокусного расстояния f/D_3 , или, что тоже самое, от угла раскрытия зеркала $2\theta_{\max}$. Характерный вид зависимостей КИП_a и КИП_{обл} от f/D_3 показан на рис. 13-20 пунктиром, а сплошной кривой изображена зависимость их произведения, т. е. результирующего КИП. Видно, что при заданном облучателе существует оптимальное значение относительного фокусного расстояния $(f/D_3)_{\text{опт}}$, при котором достигается максимум результирующего КИП.

При $f/D_3 < (f/D_3)_{\text{опт}}$ КИП_{обл} → 1, однако диаграмма направленности облучателя оказывается узкой по сравнению с углом раскрытия $2\theta_{\max}$ и результирующий КИП падает из-за слишком неравномерного амплитудного распределения (недооблучение краев зеркала). Если

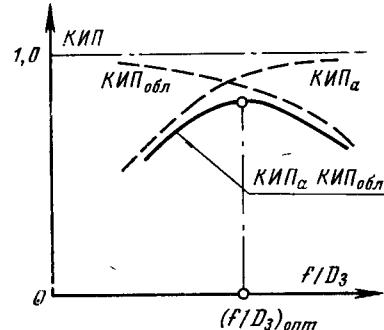


Рис. 13-20. Зависимость КИП от фокусного расстояния.

$f/D_3 > (f/D_3)_{\text{опт}}$, амплитудное распределение выравнивается и КИПа растет, однако лишь часть мощности облучателя перехватывается зеркалом и используется по назначению, а остальная мощность облучателя расходуется бесполезно и увеличивает коэффициент рассеяния антенны.

Расчетами установлено, что при облучателе в виде полуволнового вибратора с контрефлектором $(f/D_3)_{\text{опт}} = 0,38$, причем уровень возбуждения на краю раскрыва в оптимальном случае составляет примерно 0,33 (или -10 дБ) относительно середины раскрыва. Величина результирующего КИП при этом равна 0,83. Если диаграмма направленности облучателя более острая, чем у вибратора с контрефлектором, то оптимальное значение $(f/D_3)_{\text{опт}}$ возрастает. Наоборот, для облучателей с более широкой диаграммой направленности потребуется более короткофокусное зеркало. Ориентировочно можно считать, что в любом случае уровень облучения краев зеркала должен составлять примерно -10 дБ относительно середины раскрыва. При этом ширина луча может быть оценена формулой

$$\Delta\theta = \frac{(65 - 70) \cdot \lambda}{D_3}, \quad (13-21)$$

а уровень первого бокового лепестка составит $-(22 \div 24) \text{ дБ}$.

Рассмотренный способ приближенного расчета применяется обычно на этапе эскизного проектирования недорогих зеркальных антенн небольших размеров (с диаметром не более 2—3 м для сантиметрового диапазона). 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 при минимальной шумовой температуре [связанной с парциальными коэффициентами рассеяния формулой (5-45)] приобретает особую важность. В этом случае оптимизация всей конструкции зеркальной антенны и ее облучателя должна производиться на основании более точных расчетов при учете возможно большего числа факторов. Как правило,

диаграмма направленности облучателя должна синтезироваться специальным образом для обеспечения наилучшего значения критерия качества антенны.

Перечислим наиболее важные факторы, влияющие на общий КИП зеркальной антенны, а также на ее шумовую температуру (главным образом через парциальные коэффициенты рассеяния):

1. Вид амплитудного распределения в раскрыве и соответствующий ему апертурный КИПа (для примера см. табл. 8-1).

2. Эффективность облучателя $\text{КИП}_{\text{обл}}$, определяемая формулой типа (13-20).

3. Затенение части поверхности раскрыва облучателем и поддерживающими его элементами конструкции, находящимися на пути отраженных от зеркала лучей. Затенение учитывается введением множителя $\text{КИП}_{\text{тени}} < 1$, который в самом грубом приближении может быть принят равным

$$\text{КИП}_{\text{тени}} = \frac{A - A_{\text{тени}}}{A},$$

где A — общая площадь раскрыва; $A_{\text{тени}}$ — площадь раскрыва, заслоняемая облучателем и поддерживающими элементами. Затенение ведет к росту коэффициента рассеяния и, следовательно, увеличивает шумовую температуру.

4. Ответвление электрических токов на теневую поверхность зеркала, приводящее к росту дальних боковых лепестков, т. е. к повышению шумовой температуры и снижению КИП. Соответствующий множитель КИП_d рассчитывается методами теории дифракции.

5. Появление кроссполяризации. Кроссполяризация учитывается отдельным множителем КИП_p , на расчете которого мы не останавливаемся.

6. Фазовые ошибки распределения эквивалентных поверхностных токов в раскрыве. Эти ошибки могут быть систематическими и случайными. Систематические ошибки вызываются несферичностью фазовых характеристик направленности облучателя, а также неточной установкой облучателя в фокусе. Систематические ошибки могут быть устранены путем рационального конструирования облучателя, а также с помощью так называемой юстировки антенны в процессе настройки. Случайные ошибки возникают из-за недостаточной точ-

ности выполнения профиля зеркала, а также из-за деформаций поверхности зеркала под влиянием весовых и ветровых нагрузок, из-за появления внутренних напряжений в конструкции при изменении температуры и ряда других причин. Учет случайных ошибок производится с помощью множителя КИП_о. Случайные ошибки ограничивают максимальные размеры антенн и верхнюю границу частотного диапазона зеркала, что будет рассмотрено несколько позже.

7. Омические потери мощности, происходящие из-за конечной проводимости отражающих поверхностей, наличия неидеальных диэлектриков в облучателе, наличия антикоррозионных покрытий и т. д. Эти потери учитываются величиной к. п. д. антенны η_A . С одной стороны, эти потери могут приводить к местным перегревам при большой излучаемой мощности, с другой стороны (что обычно более существенно), они вызывают рост шумовой температуры согласно формуле $T_{A,\Phi} = T_0(1 - \eta_A)$, где $T_0 = 273$ К.

8. Влияние радиопрозрачного укрытия антенны (если оно используется), включая дополнительные фазовые ошибки распределения токов в эквивалентном раскрыве, а также добавочные вносимые потери при отражении и прохождении волн через радиопрозрачные слои укрытия. Устройство радиопрозрачных укрытий нами не рассматривается, и читатель может изучить этот вопрос по соответствующей литературе (см. [11]).

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 собой произведение всех парциальных КИП за счет перечисленных выше факторов, находится в пределах 0,45—0,65, достигая в лучших случаях величины 0,75.

При создании крупных зеркальных антенн ($D_3 > 10$ м), кроме КИП, чрезвычайно важное значение имеет также общая стоимость изготовления, и поэтому выбор конструкции каждой крупной зеркальной антенны производится на основе скрупулезного анализа результатов многих предварительных расчетов.

Перейдем теперь к выяснению влияния точности выполнения зеркала на характеристики параболической антенны. Обозначим величину случайного отклонения профиля зеркала от параболической формы через Δ . Примем, что эта величина подчиняется нормальному закону распределения с нулевым средним значением и дисперсией $\bar{\Delta}^2$. При этом максимальное отклонение

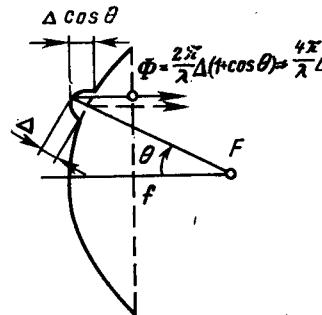


Рис. 13-21. К расчету фазовой ошибки в раскрыве зеркала.



Рис. 13-22. Частотная зависимость КНД параболического зеркала.

профиля зеркала от расчетного значения не превышает величины $\Delta_{\max} = 2,6\bar{\Delta}$ с вероятностью 99 %. Величина Δ_{\max} может быть названа допуском на точность изготовления зеркала.

Учитывая случайное изменение длины пути прохождения излучаемой мощности к раскрыву (от облучателя до зеркала и далее от зеркала до раскрыва — рис. 13-21), получаем приближенное среднеквадратичное значение случайной фазовой ошибки в раскрыве

$$\bar{\Phi} \approx 2k\bar{\Delta} = \frac{4\pi}{\lambda} \bar{\Delta}. \quad (13-22)$$

Радиус корреляции неровностей поверхности зеркала обычно в несколько раз превышает длину волны, и поэтому КНД зеркала с учетом случайных фазовых ошибок [см. формулу (8-39)] может быть записан в виде

$$КНД \approx \frac{4\pi A}{\lambda^2} g \exp(-\bar{\Phi}^2) = \left(\frac{\pi D_3}{\lambda}\right)^2 g \exp\left[-\left(\frac{4\pi\bar{\Delta}}{\lambda}\right)^2\right], \quad (13-23)$$

где D_3 — диаметр зеркала и g — результирующий КИП за счет влияния всех прочих факторов (кроме случайных ошибок), снижающих КНД антенны. Величина $\exp(-\bar{\Phi}^2)$ представляет собой КИП_о.

При длине волны

$$\lambda_{\min} = 4\pi \bar{D} \quad (13-24)$$

КНД, определяемый формулой (14-23), имеет максимальное значение, равное

$$(KND)_{\max} = \frac{g}{16} \left(\frac{D_3}{\bar{D}} \right)^2 \exp(-1), \quad (13-25)$$

причем величина КИП_o при этом равна $\exp(-1) = 0,37$, т. е. $-4,34$ дБ. На более коротких волнах КИП_o быстро уменьшается и КНД падает. Таким образом, случайные погрешности выполнения профиля зеркала ограничивают КНД параболической антенны и определяют минимально применимую длину волны λ_{\min} ¹.

Исследование процесса производства параболических зеркал при различных технологиях изготовления позволило установить, что отношение среднеквадратичной ошибки профиля к диаметру зеркала (т. е. относительная погрешность) является почти постоянной величиной, характеризующей какой-либо выбранный способ производства: $\Delta/D_3 \approx \text{const}$.

Возможностям обычного серийного производства соответствует $\Delta/D_3 \approx 0,4 \cdot 10^{-3}$, т. е. зеркало диаметром в 1 м может иметь допуск $\Delta_{\max} = 2,6\bar{D} = 1$ мм. Для того чтобы получить $\Delta/D_3 \leq 0,4 \cdot 10^{-4}$, необходима уже более тонкая технология изготовления зеркал, зачастую сопровождаемая специальной юстировкой формы поверхности. Одним из самых точных в мире является построенное еще в 1958 г. и специально отюстрированное уникальное параболическое зеркало диаметром 22 м советского радиотелескопа РТ-22 (вблизи г. Серпухова). Это зеркало имеет допуск $2,6\bar{D} = 0,5$ мм и относительную точность $\Delta/D_3 = 0,9 \cdot 10^{-5}$. Радиус корреляции неровностей при этом оказался равным 20 см, что составляет от 2 до 25λ в рабочем диапазоне волн

¹ Иногда в качестве λ_{\min} указывают более длинную волну, чем определяемую формулой (13-24). Например, такую, на которой КИП_o=0,8 (т. е. примерно -1 дБ). 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.

10 см > λ > 0,8 см. На длине волны λ=0,8 см ширина луча радиотелескопа РТ-22 равна 2' при эффективной площади раскрыва 150 м² (общий КИП около 0,45).

Очень точные параболические зеркала меньших размеров могут быть получены при вращении жидкого расплава пластмассы до остывания и отвердения. Полученная параболическая поверхность металлизируется путем распыления расплавленного цинка. Относительная точность изготовленных таким путем зеркала диаметром 8,5 м составила $\Delta/D_3 = 2,4 \cdot 10^{-5}$.

Для сопоставления потенциальных возможностей по КНД круглых параболических антенн различных диаметров на рис. 13-22 построены зависимости КНД от рабочей частоты при различных относительных точностях выполнения зеркала (при g=1). В заключение уместно напомнить, что снижение КНД из-за случайных фазовых ошибок происходит за счет увеличения равномерного фона бокового излучения [формула (8-36)], а форма главного лепестка остается почти неискаженной. Вероятностная оценка роста боковых лепестков при наличии случайных ошибок, приведенная в § 8-5, остается справедливой и для зеркальных антенн.

13-5. ОБЛУЧАТЕЛИ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

Важным элементом зеркальной антенны является облучатель, во многом определяющий общие характеристики всей антенной системы. К облучателю предъявляются следующие требования:

1. Амплитудная характеристика направленности должна обеспечивать надлежащее амплитудное распределение в раскрыве и иметь минимальное излучение вне угла раскрыва зеркала.

2. Фазовая характеристика направленности должна иметь устойчивый фазовый центр, совмещаемый с фокусом зеркала.

3. Желательно, чтобы поперечные размеры облучателя были минимальными во избежание затенения раскрыва.

4. Электрическая прочность облучателя должна быть достаточной для пропускания полной рабочей мощности радиосистемы без опасности пробоя.

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 фидерного тракта. Как правило, облучатель закрывают диэлектрическим кожухом.

Рассмотрим наиболее распространенные конструкции облучателей параболических антенн.

Вибраторные облучатели. Вибраторные облучатели состоят из активного вибратора и контрефлектора в ви-

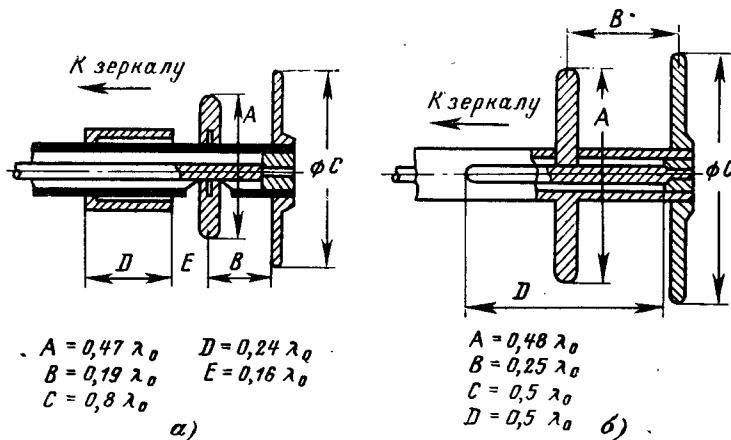


Рис. 13-23. Вибраторные облучатели, питаемые коаксиальным фидером.

де диска или пассивного вибратора. Для питания активного вибратора может использоваться коаксиальная линия или прямоугольный волновод. Две наиболее распространенные конструкции вибраторных облучателей с коаксиальным питанием ($W=50$ Ом) и дисковым контрефлектором показаны на рис. 13-23, а, б. Первая конструкция имеет симметрирующее устройство в виде четвертьвольнового стакана, а во второй конструкции применено щелевое симметрирующее устройство. Во втором случае обеспечивается лучшее симметрирование вибратора, однако пропускаемая мощность, обусловливаемая допустимым напряжением между краями щели, получается меньше. Фазовый центр в обоих случаях находится между вибратором и контрефлектором, причем оптимальный угол раскрытия зеркала составляет 140—160°. В вибраторных облучателях с питанием от

коаксиального фидера возможно использование и других типов симметрирующих устройств, рассмотренных в гл. 9.

При необходимости одновременной работы на двух ортогональных поляризациях возможно применение крестообразных (турникетных) вибраторов с независимым питанием перпендикулярных вибраторов отдельными коаксиальными линиями, проложенными в общем кожухе.

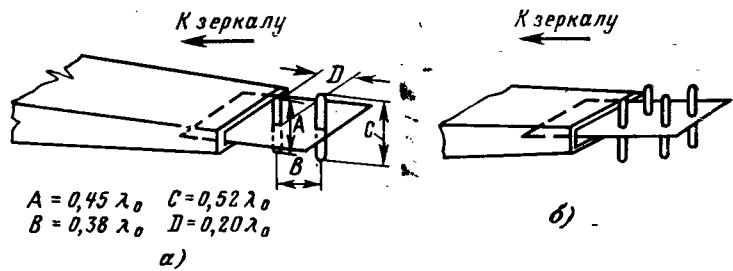


Рис. 13-24. Вибраторные облучатели, питаемые волноводом.

Способы питания вибраторных облучателей прямоугольным волноводом показаны на рис. 13-24, а, б. Вибраторы укрепляются на металлической пластине, которая, будучи перпендикулярной вектору E , не участвует в излучении. Ближние к раскрытию волновода вибраторы берутся несколько короче полуволн, а дальние — несколько длиннее полуволн. Этим обеспечивается однонаправленное излучение на зеркало, угол раскрытия которого должен составлять примерно 150°. В четырехвибраторном облучателе происходит сужение его диаграммы направленности в H -плоскости и это дает возможность уравнять ширину главного лепестка в E - и H -плоскостях, что необходимо при облучении зеркала круглой формы. Общим недостатком вибраторных облучателей является узкополосность, связанная с резонансными свойствами вибраторов.

Щелевые облучатели. При небольших мощностях излучения на сантиметровых волнах очень удобным является двухщелевой облучатель Катлера, показанный на рис. 13-25. Щели облучателя закрывают пластинками из высокочастотного диэлектрика, что обеспечивает герметизацию облучателя. Для согласования питающего волновода используют плавный переход (сужение узких

стенок) и реактивный настроечный штырь. Двухщелевой облучатель имеет очень хорошую сферическую фазовую характеристику направленности и отличается низким уровнем излучения в сторону, противоположную зеркалу. Поперечные размеры облучателя малы, что обеспечивает малое затенение. Недостатком этой конструкции является узкая рабочая полоса частот.

Волноводно-рупорные облучатели. Благодаря простоте конструкции, относительной легкости получения нужной формы диаграммы направленности и хорошей диапазонности волноводно-рупорные облучатели имеют

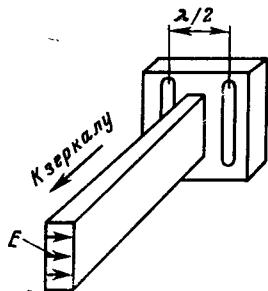


Рис. 13-25. Двухщелевой облучатель.

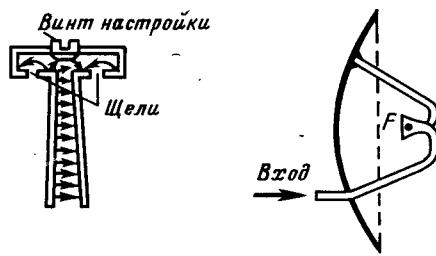


Рис. 13-26. Вариант крепления рупорного облучателя.

наиболее широкое распространение в современных зеркальных антенах. Использование таких облучателей несколько усложняет то обстоятельство, что необходимо осуществить поворот волновода на 180° с целью направления максимума излучения на зеркало. Для сохранения симметрии распределения поля в раскрыве используют способ, показанный на рис. 13-26, причем по верхнему волноводу, точнее, поддерживающей штанге, мощность к облучателю не подводится и он используется только для увеличения прочности конструкции и обеспечения симметрии. Сами по себе конструкции рупорно-волноводных излучателей отличаются большим разнообразием. Чаще всего используются небольшие круглые рупоры конической формы. Возбуждение рупоров производится с помощью плавных или ступенчатых переходов от прямоугольного волновода к круглому с волной H_{11} . Переходы располагаются в непосредственной близости к горлу рупора. Для получения круговой поляризации могут

использоваться поляризаторы, известные из курса «Устройства СВЧ» (так называемые 90-градусные секции дифференциального фазового сдвига). Конические (или пирамидальные) рупоры могут обеспечивать одновременную работу зеркальной антенны на двух ортогональных поляризациях. Возбуждение таких рупоров производится двумя независимыми волноводами с помощью специальных переходов.

Рупорные облучатели с прямоугольным раскрывом позволяют получать разную ширину диаграммы направленности в перпендикулярных плоскостях. Поэтому такие рупоры используются для облучения зеркал с продолговатым раскрывом, формирующих веерные диаграммы направленности. Контур зеркала с продолговатым раскрывом выбирают близким к контуру равнointенсивного облучения.

В рупорных облучателях имеются возможности для регулирования формы диаграммы направленности в пределах угла раскрыва зеркала. Помимо подбора величины раскрыва рупора и угла при вершине здесь следует отметить возможность выполнения импедансной структуры (набора колышевых канавок) на внутренних стенках рупора. Подбирая число канавок и их глубину, удается получить осесимметричные «столообразные» диаграммы направленности рупора и достигать тем самым хорошей равномерности амплитудного распределения в раскрыве зеркала при высокой эффективности облучателя.

Недостатками рупорных облучателей являются сравнительно большое затенение раскрыва зеркала как самим рупором, так и поддерживающими его конструкциями и питающим волноводом, а также некоторая несферичность фазовых характеристик направленности, приводящая к дополнительным фазовым ошибкам в раскрыве зеркала.

Линейные облучатели. Для зеркальных антенн в виде параболических цилиндров (см. рис. 13-16,б) требуются облучатели, представляющие собой линейные антенны с длиной, равной длине образующей зеркала. В плоскости xz диаграмма направленности таких облучателей должна обеспечивать необходимое амплитудное распределение в раскрыве параболического цилиндра. Кроме того, в раскрыве облучателя должно формироваться специальное амплитудно-фазовое распределение вдоль оси y , обеспечивающее необходимую форму диаграммы направ-

ленности всей антенны в плоскости уг. В качестве линейных облучателей могут использоваться рассмотренные в гл. 11 волноводные многощелевые решетки, а также секториальные рупоры, вибраторные линейные решетки и пр. Очень часто линейные облучатели выполняются в виде сегментно-параболических антенн (см. рис. 13-16,в), в свою очередь возбуждаемых открытым концом прямоугольного волновода. Расстояние между пластинами Δ сегментно-параболической антенны выбирается так, чтобы отсутствовали условия распространения высших типов волн. Если вектор E перпендикулярен пластинам, то размер Δ может быть меньше $\lambda/2$. В этом случае скорость распространения волны ТЕМ между плоскостями равна скорости света. Если же вектор E выбирается параллельным плоскостям антенны, то размер Δ определяется из условия $0,5\lambda < \Delta < \lambda$ и между плоскостями будет распространяться волна ТЕ. Во втором случае точность выполнения расстояния Δ должна быть более жесткой, чем в первом.

Управление направлением излучения зеркальной антенны путем выноса облучателя из фокуса.

Для целей небольшого поворота или качания диаграммы направленности зеркальной антенны (при неподвижном зеркале) фазовый центр облучателя 2 может быть вынесен из фокуса 1 на некоторое расстояние Δl , как показано на рис. 13-27. Отраженные от параболоида лучи отклоняются от оси антенны в противоположную сторону и образуют с осью антенны угол α , примерно определяемый выражением $\operatorname{tg} \alpha = \Delta l/f$. Фронт волны в раскрыве зеркала и направление максимального излучения также поворачиваются на угол α . Помимо поворота фронта волны появляются дополнительные кубичные фазовые искажения в раскрыве (кома), приводящие к расширению луча и росту боковых лепестков (см. рис. 6-12). При небольшом смещении Δl эти искажения несущественны и 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: метод конического сканирования и моноимпульсный метод.

При *коническом сканировании* диаграмма направленности антенны вращается вокруг оси зеркала с частотой порядка нескольких 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 ирабатывается сигнал ошибки, приводящий в действие систему автосопровождения. Наилучшая угловая чувствительность системы получается при смещении луча с оси зеркала примерно на половину его ширины (коэффициент усиления вдоль оси зеркала уменьшается приблизительно на 3 дБ).

В простейшей *моноимпульсной системе* для пеленгации цели в одной плоскости (например, по азимуту) используется сложный облучатель из двух рупоров, питаемых от двойного Т-моста (или от гибридного кольца) согласно схеме рис. 13-28,а.

При возбуждении входа Σ (H — плечо двойного Т-моста) оба рупора возбуждаются в фазе колебаниями равной амплитуды и в пространстве формируется излученное поле с суммарной диаграммой направленности, максимум которой ориентирован вдоль оси зеркала (рис. 13-28,б). При возбуждении входа Δ (E — плечо двойного Т-моста) оба рупора возбуждаются в противофазе и образуется излученное поле с разностной диаграммой направленности, синтез которой подробно рассматривался в § 7-4. Облучение цели ведется только по суммарному каналу, а прием отраженных сигналов осуществляется двумя приемниками как по суммарному, так и по разностному каналам. Сравнением амплитуды и фазы принятых отраженных сигналов на выходах УПЧ приемников можно определить величину и направление ухода цели с оси антенны. В принципе для этого доста-

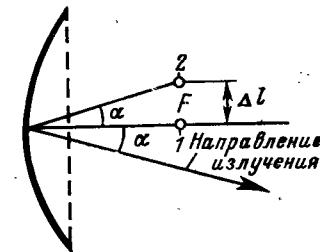


Рис. 13-27. Смещение облучателя из фокуса.

точно одного запросного импульса радиолокатора, откуда и произошло название метода. Как следует из результата § 7-4, оптимальная форма разностной диаграммы направленности требует примерно такого же смещения фазового центра каждого рупора с оси зеркала, которое потребовалось бы и в системе с коническим сканированием. При пеленгации в двух плоскостях (азимут и угол места) моноимпульсный облучатель должен состоять уже как минимум из четырех рупоров, возбуждаемых через специальную так называемую «диаграммообразующую

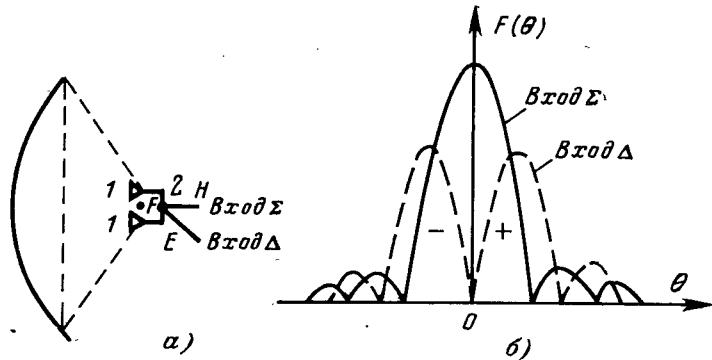


Рис. 13-28. К принципу действия моноимпульсного облучателя.

схему», содержащую целый набор мостовых соединений. *Реакция зеркала на облучатель.* Часть мощности, отраженной параболическим зеркалом, возвращается обратно в облучатель, поскольку он находится на пути отраженных лучей. Если облучатель был согласован с фидером при отсутствии зеркала, то наличие зеркала приводит к возникновению в фидере отраженной волны с коэффициентом отражения $|\Gamma_3| = \sqrt{\frac{P_1}{P_2}}$, где P_1 — мощность, отраженная от зеркала и принимаемая облучателем, P_2 — мощность, излучаемая облучателем. Чтобы устраниить отражение в фидере за счет реакции зеркала, можно в принципе произвести подстройку линии, т. е. внести в фидер добавочное отражение, компенсирующее отражение за счет влияния зеркала. Однако это можно сделать только на одной фиксированной частоте. При изменении частоты колебаний фаза коэффициента отражения

Γ_3 резко изменяется, так как отношение фокусного расстояния к длине волны велико $f/\lambda \gg 1$ (эффект «длинной» линии). Это приводит к сужению полосы частот согласования облучателя. Для устранения реакции зеркала на облучатель в широкой полосе частот необходимо принять специальные меры. Наиболее радикальным способом является вынесение облучателя из поля отраженных лучей (рис. 13-29, а). Однако зеркало в этом случае имеет довольно сложную форму несимметричной вырезки из параболоида вращения и, кроме того, возрастают габа-

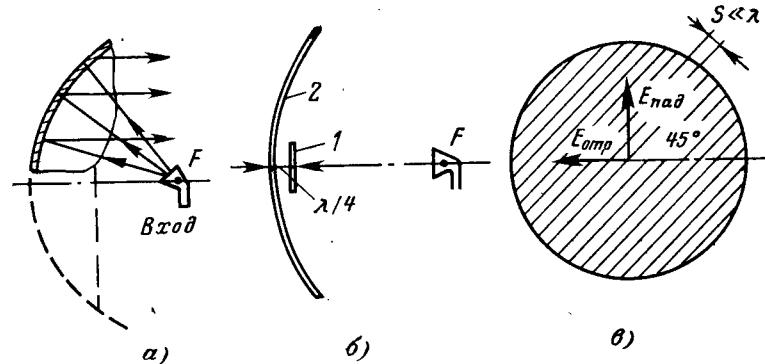


Рис. 13-29. Способы устранения реакции зеркала на облучатель.

риты антенны. Другой способ сводится к созданию дополнительного компенсирующего отражения от плоского металлического диска 1, располагаемого вблизи вершины зеркала 2 (рис. 13-29, б). Подбором диаметра диска удается в значительной мере избавиться от реакции зеркала на облучатель. Еще один способ устранения реакции зеркала показан на рис. 13-29, в. На освещенной стороне зеркала выполняется решетка из металлических пластин шириной $\lambda/4$, которые располагаются параллельно с шагом $s \ll \lambda$. Пластины образуют с вектором $E_{\text{пад}}$ падающего от облучателя поля угол, равный 45° . В отраженном от рефлектора поле плоскость поляризации поворачивается на 90° и вследствие этого отраженное поле на облучатель не действует. Точно так же реакция зеркала на облучатель отсутствует и при использовании круговой поляризации и гладком зеркале, поскольку отраженное от зеркала поле имеет обратное направление вращения вектора E (см. § 5-2) и не воспринимается облучателем.

13-6. РАЗНОВИДНОСТИ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

В этом параграфе приведено краткое описание некоторых распространенных на практике типов зеркальных антенн. Подробное рассмотрение вопроса можно найти в специальной литературе.

Двухзеркальные антенны. В этих антенах для получения синфазного распределения поля в раскрыве используются две отражающие поверхности: вогнутое главное (большое) параболическое зеркало 1 и выпуклое вспомо-

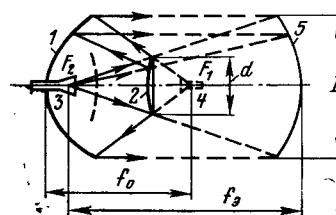


Рис. 13-30. Двухзеркальная антenna Кассегрена.

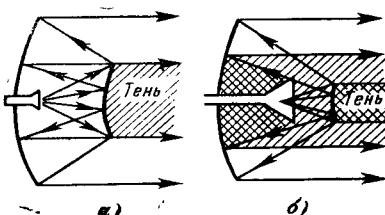


Рис. 13-31. Затенение раскрыва двухзеркальной антенны.
а — преобладает тень от малого зеркала;
б — преобладает тень от облучателя.

гательное (малое) зеркало в виде гиперболоида вращения (рис. 13-30). Такую антенну называют антенной Кассегрена¹.

Один из фокусов F_1 вспомогательного гиперболического зеркала 2 совмещается с фокусом главного зеркала. Во второй фокус гиперболического зеркала F_2 помещается фазовый центр облучателя 3, и вследствие этого лучи, отраженные от гиперболического зеркала, можно рассматривать как идущие из расположенного за ним «виртуального облучателя» в точке F_1 . Изображение «виртуального облучателя» 4 строится по правилам геометрической оптики и оказывается уменьшенным.

При нахождении амплитудного распределения удобно заменить двухзеркальную систему эквивалентным параболоидом \tilde{b} того же диаметра, что и главное зеркало,

¹ Кроме того, существуют зеркальные антенны с вогнутым вспомогательным зеркалом в виде эллипсоида вращения (система Грегори), однако они встречаются на практике очень редко. Как система Кассегрена, так и система Грегори впервые были применены в оптических телескопах.

но с увеличенным фокусным расстоянием f_3 . Способ построения эквивалентного параболоида ясен из рис. 13-30. При заданном облучателе существует оптимальное отношение f_3/D_3 , при котором достигается максимум результирующего КИП, т. е. максимум произведения $KIP_a \times KIP_{обл}$ (совершенно аналогично однозеркальной параболической антенне — см. рис. 13-20).

Раскрыв главного зеркала в двухзеркальной антенне затеняется как вспомогательным зеркалом (рис. 13-31, а), так и непосредственно облучателем (рис. 13-31, б). Минимальное затенение раскрыва получается при условии равенства теневых областей, создаваемых облучателем и вспомогательным зеркалом. Это условие минимального затенения, поясняемое на рис. 13-32, должно специально учитываться (наряду с условием максимума произведения $KIP_a \times KIP_{обл}$) при выборе оптимальных размеров малого зеркала и облучателя, а также при выборе фокусного расстояния главного зеркала f_3 .

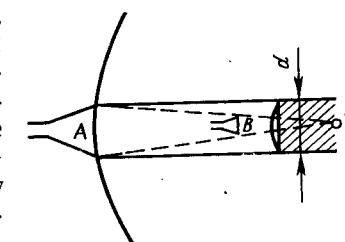


Рис. 13-32. Условие минимального затенения (тень от малого зеркала равна тени облучателя).

А и В — возможные положения облучателя при оптимизации антенны.

Двухзеркальная антенна Кассегрена отличается от однозеркальной рядом положительных качеств. Она дает возможность укоротить фидерный тракт и разместить основную часть конструкции облучателя за зеркалами, что особенно удобно при моноимпульсной работе радиосистемы. За счет оптимизации размеров облучателя и малого зеркала удается получить сравнительно высокий общий КИП (порядка 0,60—0,65). Уменьшение фокусного расстояния главного зеркала, а также малое рассеяние поля облучателя в заднюю полусферу главного зеркала способствуют уменьшению шумовой температуры в приемном режиме.

Недостатками двухзеркальной антенны являются повышенная реакция малого зеркала на облучатель и увеличенное затенение раскрыва по сравнению с однозеркальной антенной. Эти недостатки в значительной мере устранены в показанной на рис. 13-33 двухзеркальной осесимметричной антенне со смещенной фокальной осью

(антенна типа АДЭ — антенна двухзеркальная с малым зеркалом эллиптического профиля). Основное и вспомогательное зеркала выполнены в виде поверхностей вращения. Образующей главного зеркала служит отрезок параболы, фокальная ось которой смещена параллельно оси симметрии системы. Образующей малого зеркала является отрезок эллипса, один фокус которого совмещен с фокусом параболы (точка F), а второй фокус совмещен с фазовым центром рупорного облучателя (точка O) и лежит на оси симметрии $A-A$.

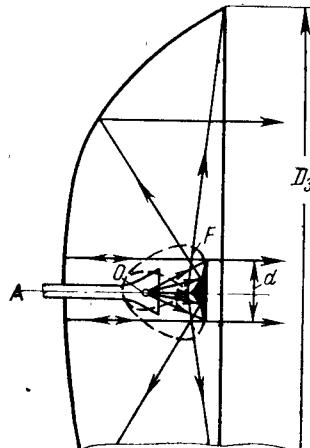


Рис. 13-33. Двухзеркальная антenna со смещенной фокальной осью.

т. е. почти устранена реакция зеркала. Наибольшая доля мощности, излучаемая рупором вдоль оси $A-A$, переотражается малым зеркалом на периферию главного зеркала. Это приводит к более равномерному амплитудному распределению в раскрытии, а следовательно, и к увеличению КИПа.

Рупорный облучатель АДЭ располагается достаточно близко к малому зеркалу, и это позволяет уменьшить утечку мощности за края вспомогательного зеркала. В АДЭ относительно легко может быть достигнут общий КИП, равный 0,65 и даже выше. Однако определенным недостатком этой антенны является непарabolическая форма главного зеркала. Из-за этого нельзя осуществлять перестройку готовой антенны на однозеркальный

вариант, что часто практикуется при использовании крупных зеркал на различных диапазонах волн (например, в радиоастрономии).

Рупорно-параболическая антenna (РПА). Конструкция этой антенны состоит из пирамидального рупора 1 и части параболоида вращения 2 (рис. 13-34). Фокус параболической поверхности совмещается с фазовым центром рупора 4, и электромагнитные волны, падающие из рупора на параболический рефлектор, отражаются к выходному отверстию 3 параллельным пучком, не попадая обратно в рупор. РПА отличается малым уровнем боковых и задних лепестков, недостижимым для зеркальных антенн других типов, и поэтому оказывается удобной для применения в стационарных радиорелейных линиях. Уровень бокового излучения РПА в плоскости раскрытия составляет примерно -50 дБ, а в заднем направлении $-60 \div -62$ дБ. Угол раствора рупора выбирается равным $30 \div 40^\circ$. На входе рупора включается плавный гиперболический согласующий переход длиной $(7 \div 12)\lambda$. Это обеспечивает снижение входного коэффициента отражения до $1 \div 2\%$ в очень широкой полосе частот, и поэтому РПА может работать одновременно в двух и более радиорелейных диапазонах. Недостатком РПА являются большие габариты и увеличенная масса по сравнению с другими типами антенн, имеющими равную эффективную поверхность раскрытия.

Перископическая антenna (рис. 13-35). Эти антенны также находят применение в радиорелейных линиях и состоят из верхнего зеркала, нижнего зеркала и рупорного облучателя. Верхнее зеркало 1 обычно выполняется плоским с эллиптическим или многоугольным контуром обреза, его проекция на плоскость, перпендикулярную направлению излучения, есть окружность или многоугольник. Нижнее зеркало 2 имеет специальную вогнутую форму, при которой в эквивалентном раскрытии верхнего зеркала получается оптимальное амплитудно-фазовое распределение. Поверхность этого зеркала близка к вырезке из эллипсоида вращения, один фокус которого совмещен с центром рупора, а второй фокус расположен в месте подвеса верхнего зеркала. Рупор располагается внутри помещения в непосредственной близости от аппаратуры, что облегчает его защиту от воздействия атмосферных осадков. Главным преимуществом перископической антенны является отсутствие длинного фидера

к высоко поднятыму верхнему зеркалу. Однако существенным недостатком перископической антенны является плохая помехозащищенность из-за сравнительно большого паразитного рассеяния электромагнитного излучения рупора по пути сначала к нижнему, а затем и к верхнему зеркалу.

Антенна переменного профиля (АПП). Эта антennaная система, близкая по своей идеи к перископической антенне, была впервые предложена советскими учеными С. Е. Хайкиным и Н. Л. Кайдановским в качестве радио-

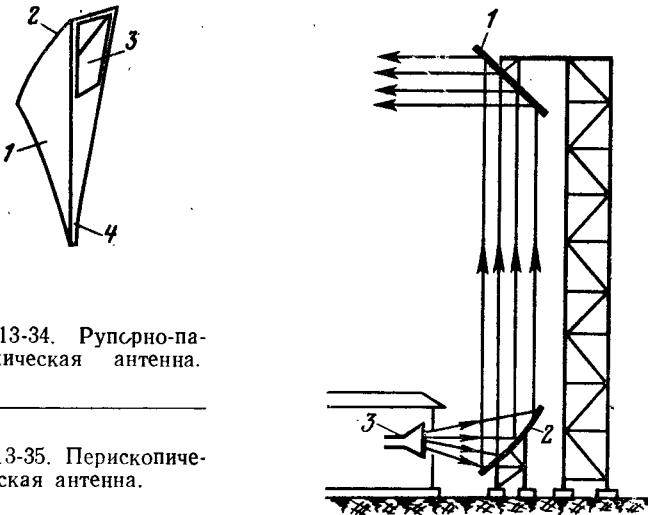


Рис. 13-34. Рупорно-параболическая антenna.

Рис. 13-35. Перископическая антenna.

телескопа высокой разрешающей способности. Принцип действия АПП поясняется на рис. 13-36. Антenna имеет неподвижный облучатель 1 (например, типа параболического цилиндра), установленный в фокусе рефлектора, набранного из большого числа плоских металлических пластин 2. Каждая пластина может передвигаться в радиальном направлении и поворачиваться относительно вертикальной и горизонтальной осей. По форме сложный рефlector АПП всегда 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 АПП является то, что точность профиля эквивалентного зеркала определяется

точностью установки отдельных пластин. Благодаря этому может быть получена относительная точность выполнения эквивалентного зеркала $\bar{\Delta}/L \approx 10^{-6}$ ($\bar{\Delta}$ — среднеквадратичная погрешность профиля, L — размер эквивалентного раскрытия). Такая точность практически недостижима в полноповоротных параболических антенах с единым зеркалом.

По принципу АПП в Пулково (вблизи г. Ленинграда) построен радиотелескоп из 90 пластин с высотой 3 м и

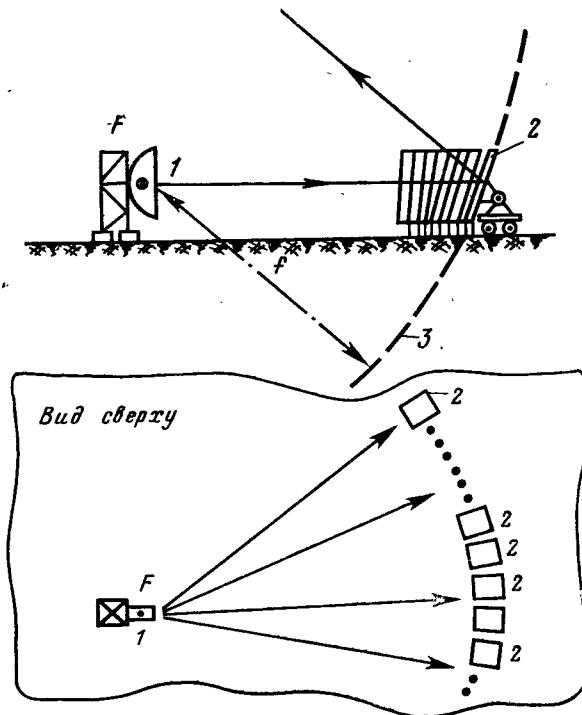


Рис. 13-36. Антenna переменного профиля (АПП).

шириной 1,5 м каждая, размещенных по дуге с радиусом 100 м. На минимальной рабочей длине волны $\lambda_{\min} = 3$ см ширина луча веерной диаграммы направленности в горизонтальной плоскости составляет около $1,2'$.

Сферические зеркальные антенные. Зеркала сферической формы при расположении облучателя в точке $f = R/2$

близки по своему действию к параболическому рефлектору. Действительно, из сравнения уравнения окружности (рис. 13-37) в виде $x^2 + (R-z)^2 = R^2$ или $x^2 = 2Rz \left(1 - \frac{z}{2R}\right)$ с уравнением параболы $x_2 = 4fz$ следует, что часть окружности вблизи вершины ($z/2R \ll 1$) можно рассматривать как часть параболы с фокусом, расположенным в точке $z=R/2$. Следовательно, сферический

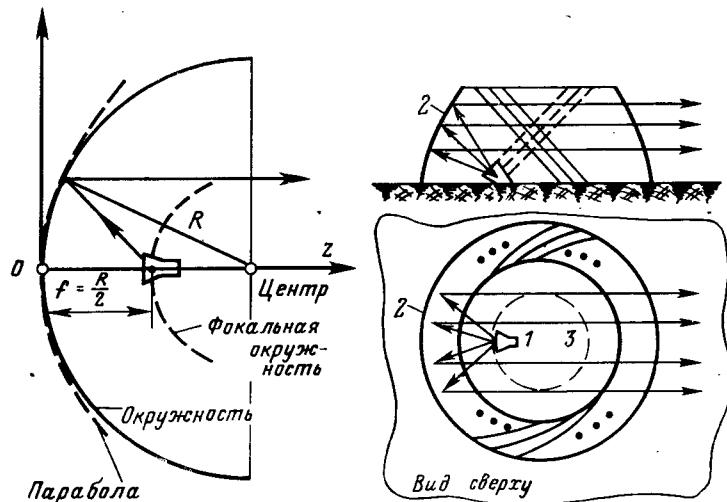


Рис. 13-37. Сферический рефлектор.

Рис. 13-38. Сферическая антenna кругового обзора с поляризационно-селективным зеркалом.

рефлектор, облучаемый из точки $R/2$, позволяет преобразовать расходящуюся волну почти в плоскую и, таким образом, может использоваться для формирования узких диаграмм направленности. Кроме того, оказывается возможным путем перемещения облучателя по фокальной поверхности радиуса $R/2$ отклонять диаграмму направленности в широких пределах без искажения ее формы (при неподвижном зеркале).

Неподвижное сферическое зеркало может быть выполнено, например, в форме выемки в поверхности земли, покрытой отражающим материалом, скажем, металлической сеткой. Облучатель подвешивается на специальных мачтах и делается подвижным, что дает возможность управлять положением луча антенны. По такому

принципу построен радиотелескоп Корнельского университета в Аресибо (Пуэрто-Рико) с диаметром сферического зеркала 305 м. На рабочей частоте 430 МГц луч радиотелескопа имеет ширину $10'$ и может отклоняться от оси рефлектора на 20° . Жесткое сцепление отражающей поверхности зеркала с грунтом позволяет устранить механические деформации зеркала и создать при сравнительно невысоких затратах сканирующую antennу с гигантским зеркалом при хорошей относительной точности поверхности.

Другое применение сферических зеркал для осуществления кругового обзора показано на рис. 13-38. Зеркало антены 2 образовано вращением части окружности вокруг вертикальной оси. Зеркало набрано из параллельных пластин, наклоненных на 45° и расположенных с шагом $s \ll \lambda$ одна от другой, при этом пластины на диаметрально противоположных сторонах зеркала оказываются перпендикулярными.

Облучатель антенны 1 располагается на фокальной окружности 3 половинного радиуса и создает поле с линейной поляризацией вектора E , наклоненной на 45° к горизонту и параллельной пластинам. Для волн такой поляризации коэффициент отражения от зеркала близок к единице. 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 диаграмме направленности в вертикальной плоскости, профиль зеркала в этой плоскости может быть заменен на параболический или же на профиль специальной формы. Круговое сканирование достигается перемещением облучателя по фокальной окружности.

Коэффициент использования поверхности сферических антенн может быть улучшен при использовании так называемых корректирующих облучателей со специальной формой фазовой характеристики направленности, устраняющей систематические фазовые искажения из-за отличия профиля сферического зеркала от идеальной параболической формы.

Антенны с зеркалом специальной формы. Так обычно называют зеркальные антенны, предназначенные для создания косекансных диаграмм направленности. Классическим примером является антenna, показанная на

рис. 13-39,а. Эта антenna состоит из цилиндрического рефлектора специальной формы, создающего косекансную диаграмму направленности в вертикальной плоскости, и линейного облучателя в виде сегментно-параболической антенны, которая формирует игольчатую диаграмму направленности в горизонтальной плоскости.

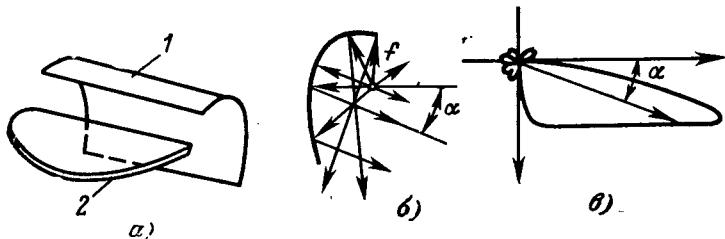


Рис. 13-39. Косеканская антenna с зеркалом специальной формы.

Как показано на рис. 13-39,б, нижняя часть специального зеркала имеет форму, близкую к параболической и создает почти параллельный пучок отраженных лучей. Верхняя часть имеет форму, близкую к круговому цилинду, и создает расходящиеся отраженные лучи. Получающаяся косекансная диаграмма направленности изображена на рис. 13-39,в. Вопросы расчета профиля зеркал специальной формы достаточно подробно рассмотрены в книге [4].

ГЛАВА ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ

СКАНИРУЮЩИЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

14-1. ОБЩИЕ СВОЙСТВА АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Использование антенн для определения направления на источник излучения и для исследования распределения многих источников в окружающем пространстве ставит задачу оперативного управления формой характеристики направленности и, в частности, задачу сканирования, т. е. перемещения луча антенны в пространстве. Сканирование может осуществляться тремя способами: 1) механическим, 2) электромеханическим и 3) электрическим.

Первый способ реализуется путем поворота всей антены и характеризуется наибольшей инерционностью. При втором способе с помощью электродвигателей или электромагнитов осуществляется механическое перемещение одного или нескольких элементов антенны, что приводит к наклону эквифазной поверхности поля в неподвижном раскрытии. Классическим примером является управление положением луча параболической антенны при боковом смещении облучателя. Второй способ является более быстрым, так как движущиеся элементы имеют небольшую массу по сравнению с массой всей антенны. Однако ни первый, ни второй способы не удовлетворяют современным требованиям к скорости обзора пространства и не дают возможности одновременно следить за перемещениями нескольких быстро движущихся объектов.

Наибольшую скорость обзора может обеспечить только третий, электрический способ сканирования. При этом способе амплитудно-фазовое распределение возбуждения в неподвижном раскрытии антенны регулируется с помощью электронноуправляемых устройств, например ферритовых или полупроводниковых фазовращателей и коммутаторов. Быстродействие сканирования здесь ограничивается инерцией, связанной с постоянными временем электрических цепей, причем эта инерция на несколько порядков меньше механической инерции в двух первых способах.

Электрическое сканирование в подавляющем большинстве случаев реализуется в многоэлементных антенных системах, называемых для краткости просто антенными решетками. Основы теории сканирующих антенных решеток уже рассматривались в гл. 6 и 8. Сам по себе принцип отклонения луча при изменении фазировки отдельных излучателей решетки был известен еще в 20—30-х годах, однако практическое применение сканирующих антенных решеток началось только в 50—60-х годах. Именно в это время чрезвычайно повысились скорости самолетов и ракет и началось освоение космоса, что потребовало увеличения быстродействия РЛС. С другой стороны, к этому времени были созданы быстродействующие ферритовые и полупроводниковые управляющие устройства. Очень важное значение сыграло также появление современных ЭВМ, без которых было бы немыслимо скоординировать работу многих сотен или даже ты-

ся излучателей, функционирующих в составе антенной решетки.

Многоэлементность антенных устройств повлекла за собой существенное расширение круга задач, решаемых радиотехническими системами, и вызвала появление ряда новых принципов в радиосвязи, радиолокации и радиоастрономии. Перечислим наиболее важные задачи, решение которых стало осуществимым в процессе практического освоения техники многоэлементных антенн:

1. Электрическое сканирование в широком секторе углов.

2. Получение диаграмм направленности заданной формы путем регулирования амплитуд и фаз возбуждения отдельных излучателей.

3. Возможность когерентного сложения в одном луче мощностей многих генераторов (или усилителей) СВЧ колебаний, что позволяет реализовать грандиозные значения излучаемой мощности, недостижимые в обычных антенах из-за ограниченной электрической прочности.

4. Возможность синфазного сложения сигналов, принятых системой больших антенн, что дает возможность получить очень большую эффективную поверхность при радиоприеме, не достижимую в обычных антенах из-за влияния неточностей изготовления. Этот принцип реализуется в так называемых самофокусирующихся многоэлементных антенных системах.

5. Более полное извлечение информации из приходящих к антenne электромагнитных волн за счет применения сложных методов совместной параллельной обработки сигналов, принимаемых отдельными элементами антенной системы.

6. Повышение надежности радиосистемы благодаря параллельному действию многих элементов. Выход из строя, скажем, 20% элементов антенной решетки не приводит к катастрофическому отказу радиосистемы, а лишь несколько ухудшает ее характеристики.

7. С помощью антенных решеток можно управлять эффективной отражающей поверхностью различных объектов как в смысле ее максимизации для любых направлений прихода запросных сигналов, так и в смысле радиомаскировки, т. е. сведения отражающей поверхности к нулю.

Однако нормальное функционирование антенных решеток осложняется рядом дополнительных трудностей.

К числу мешающих факторов относятся: появление фазовых ошибок в раскрыве из-за неточности действия управляющих устройств, из-за дискретности фазирования, из-за рассогласования и взаимосвязи элементов при сканировании; появление дополнительных потерь СВЧ мощности в управляющих устройствах; относительная узкополосность, связанная с возможностью появления побочных главных максимумов при возрастании электрического расстояния между элементами и др. Немаловажное значение имеет также высокая первоначальная стоимость и сравнительно большие эксплуатационные расходы, связанные с периодическими проверками, подстройками, заменой вышедших из строя элементов и т. д.

Из сказанного следует, что антенные решетки относятся к числу сложных радиотехнических систем, основанных на многих принципах теории антенн и устройств СВЧ в сочетании с принципами теории информации и радиокибернетики. Именно поэтому антенные решетки по праву называют антennами будущего. Применяемые и разрабатываемые в настоящее время антенные решетки характеризуются большим разнообразием по области применения (наземные и бортовые), по числу элементов (от нескольких единиц до нескольких десятков тысяч), по форме раскрыва (плоские, выпуклые, колыцевые и т. д.), по способам управления и обработки сигналов, по диапазону частот (от коротких волн до волн оптического диапазона). Дать развернутое описание всех типов антенных решеток в рамках одной главы не представляется возможным и поэтому в последующих параграфах затрагиваются только отдельные вопросы их построения и функционирования.

14-2. ФАЗИРОВАННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

Существуют три способа электрического сканирования:

1) **фазовый** способ путем регулирования только фазовых сдвигов возбуждения элементов решетки; 2) **амплитудный** способ путем коммутации парциальных диаграмм направленности в многолучевой антенной системе; 3) **способ частотного сканирования**, когда фазовые сдвиги в излучающих элементах решетки регулируются за счет изменения частоты колебаний.

В этом параграфе рассматривается наиболее распространенный фазовый способ, позволяющий строить ска-

нирующие антенные системы как средних, так и очень больших электрических размеров. Теоретические вопросы, связанные с фазовым способом сканирования, уже рассмотрены в § 8-7—8-9 применительно к активной ФАР, в которой каждый элемент возбуждается от отдельного фазирующего генератора или усилителя мощности. Помимо активных ФАР широко распространены также пассивные ФАР, элементы которых возбуждаются от общего источника с помощью распределителя мощности и системы пассивных фазовращателей.

Распределители в виде закрытого тракта. Разводка СВЧ мощности к излучателям решетки в распределителях этого типа осуществляется с помощью пассивных

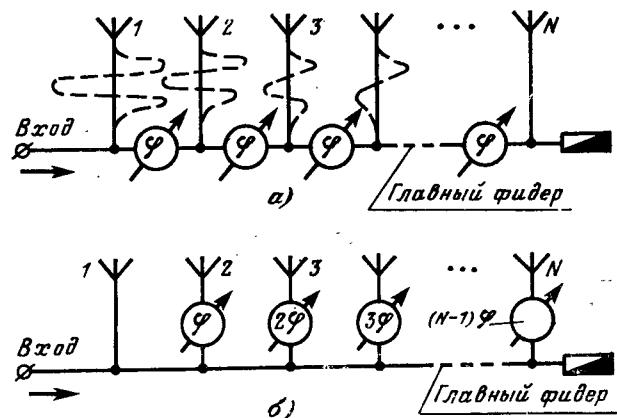


Рис. 14-1. Схемы последовательного питания излучателей ФАР.

многополюсников, состоящих из отрезков фидерных линий, тройников, мостов, направленных ответвителей (иногда поглощающих нагрузок и некоторых других элементов). Различают два класса схем: с последовательным и с параллельным питанием.

Классическая схема последовательного питания линейной эквидистантной решетки показана на рис. 14-1, а. Мощность к каждому излучателю ответвляется шаг за шагом от общего фидера, и одинаковые проходные фазовращатели аналогового типа включаются в главный фидер между отводами к соседним излучателям.

В качестве делителей мощности 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 отличается компактностью, причем все фазовращатели управляются по одному и тому же закону, так как для отклонения луча на определенный угол фазовый сдвиг между соседними излучателями должен быть одинаков по длине решетки. За счет этого упрощается система управления фазовращателями. Однако последовательная схема имеет ряд существенных недостатков. Во-первых, в ней наблюдается накапливание и возрастание фазовых ошибок и вносимых потерь к концу решетки, в связи с чем допустимо использование только точных фазовращателей с очень малыми потерями.

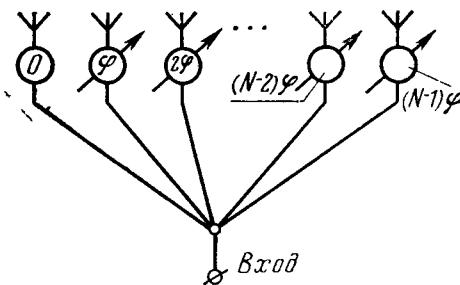


Рис. 14-2. Схема параллельного питания излучателей ФАР.

Во-вторых, через ближайший ко входу фазовращатель проходит почти вся излучаемая мощность и, таким образом, требуются фазовращатели с повышенной электрической прочностью. В-третьих, электрические длины путей сигналов от общего входа до каждого излучателя оказываются существенно различными и это может приводить к нежелательной расфазировке решетки на краях рабочей полосы частот. Для выравнивания электрических длин в линии питания излучателей должны включаться компенсирующие отрезки фидера (показаны на рис. 14-1 пунктиром), что увеличивает размеры распределителя и сводит на нет преимущество в компактности. Фазовращатели в последовательной схеме могут включаться в боковые отводы от главного фидера (рис. 14-1, б), однако при этом теряется преимущество в простоте схемы управления.

Параллельная схема питания N -элементной решетки показана на рис. 14-2. Эта схема имеет ряд важных преимуществ. Во-первых, могут использоваться сравнительно маломощные фазовращатели, так как через каждый из них проходит только $1/N$ часть излучаемой мощности. Во-вторых, общие потери мощности в управляющих устройствах определяются величиной вносимых потерь лишь в одном фазовращателе и поэтому могут использоваться фазовращатели с довольно значительной величиной потерь (1,0—1,5 дБ). Важным преимуществом парал-

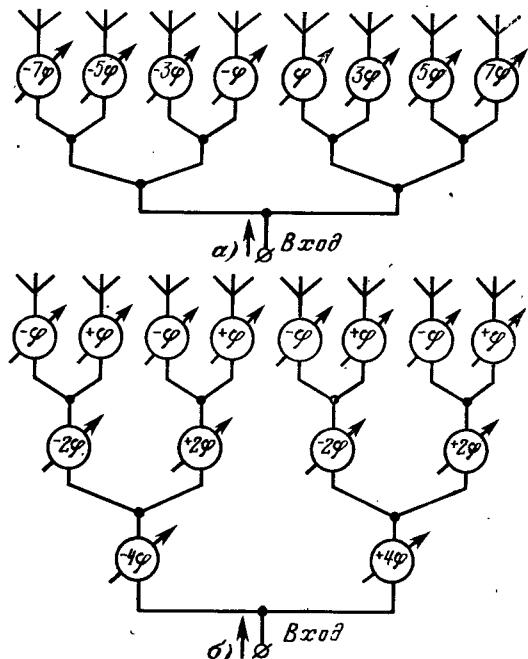


Рис. 14-3. Двоично-этажная схема питания излучателей ФАР.

лельной схемы является отсутствие накопления фазовых ошибок вдоль раскрыва и возможность выравнивания длин отдельных каналов для обеспечения широкополосности.

Недостатком параллельной схемы является сложность системы управления, так как фазовые сдвиги в каждом фазовращателе в общем случае различны. Кроме того,

имеются трудности в обеспечении хорошего согласования входа при одновременном делении мощности на большое число каналов.

Особым случаем параллельного питания является показанная на рис. 14-3,*a* двоично-этажная схема типа «елочки», в каждом узле которой происходит каскадное деление мощности на две части¹. В качестве делителей мощности в узлах «елочки» могут использоваться различные СВЧ устройства: простые тройники, волноводные мосты щелевого или двойного Т-типа, направленные ответвители на связанных полосковых линиях, а также так называемые кольцевые резистивные делители мощности на полосковых линиях (рис. 14-4). Матрица рассеяния резистивного делителя мощности на основной частоте имеет вид:

$$S = \frac{\exp\left(-j\frac{\pi}{2}\right)}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 2 & 3 \\ 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (14-1)$$

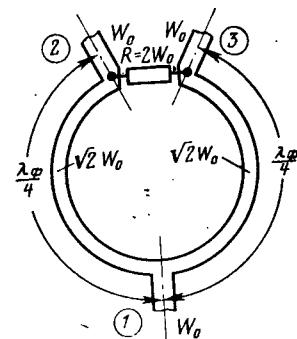


Рис. 14-4. Резистивный делитель мощности.

Резистивный делитель согласован со стороны всех входов 1—3 до КСВ $< 1,2$, а также имеет развязку входов 2 и 3 лучше 20 дБ в 35% полосе частот. Рассеяние мощности в развязывающем резисторе $R=2W_0$ может происходить только за счет противофазных сигналов равной амплитуды, поступающих на входы 2 и 3. «Елочка» из резистивных делителей оказывается хорошо согласованной со стороны выходов, обращенных к излучателям решетки. Благодаря этому свойству при возникновении рассогласования излучателей в процессе сканирования отраженная мощность в значительной степени рассеивается в развязывающих резисторах и не искажает амплитудно-фазового распределения решетки, а также не приводит к заметному рассогласованию общего входа решетки. Положительным свойством «елочки» является равенство электрических длин всех каналов, а недостатком — некоторая громоздкость. При использовании «елоч-

¹ Существуют варианты с использованием каскадного деления на большее число частей

ки» можно упростить схему управления решеткой, если включить фазовращатели в каждом этаже «елочки» (рис. 14-3,б). Легко видеть, что для получения линейного фазового распределения с шагом 2ϕ между соседними излучателями все фазовращатели каждого этажа должны отрабатывать одинаковый фазовый сдвиг (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 другой схемы в виде закрытого тракта вопросы сложности управления, определения допустимых вносимых потерь в управляющих устройствах и пропускаемой мощности 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. Существуют два варианта схем оптического питания решеток: проходная и отражательная схемы.

В ФАР, выполненных по проходной схеме (рис. 14-5), специальный облучатель направляет излучаемую мощность на собирающую антеннную решетку приемных элементов. Принятая мощность проходит через систему проходных фазовращателей и после фазирования излучается в нужном направлении другой решеткой излучающих элементов. Между приемными элементами и фазовращателями иногда могут включаться дополнительные отрезки фидера (показаны пунктиром на рис. 14-5), уравнивающие электрические длины путей сигналов к различным элементам излучающей решетки. Эти же отрезки могут использоваться для создания нелинейного начального фазового распределения (фазовой подставки), применяемого для борьбы с паразитными боковыми лепестками при дискретном фазировании (см. § 8-8). По принципу действия проходная ФАР фактически эквивалентна линзе с принудительным ходом лучей и с электрически управляемым фазовым распределением возбуждения в раскрыте.

ФАР, выполненная по отражательной схеме (рис. 14-6), состоит из облучателя и приемопередающей решетки, каждый элемент которой снабжен отражательным фазовращателем. Между излучателями и фазовращателями могут включаться дополнительные линии задержки (по-

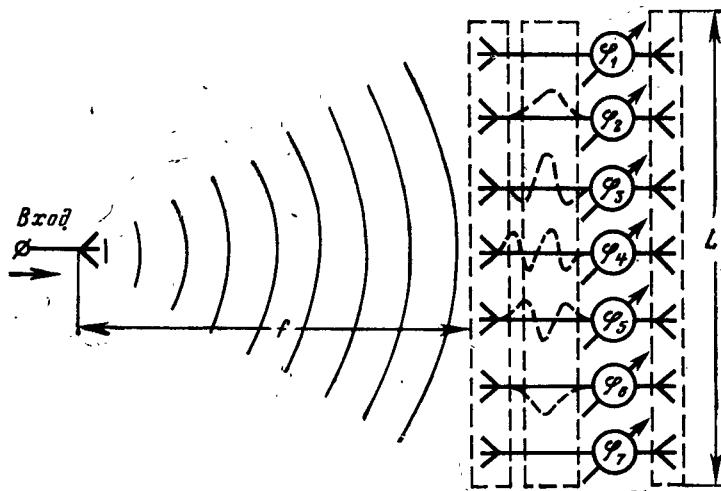


Рис. 14-5. Проходная схема оптического питания излучателей ФАР.

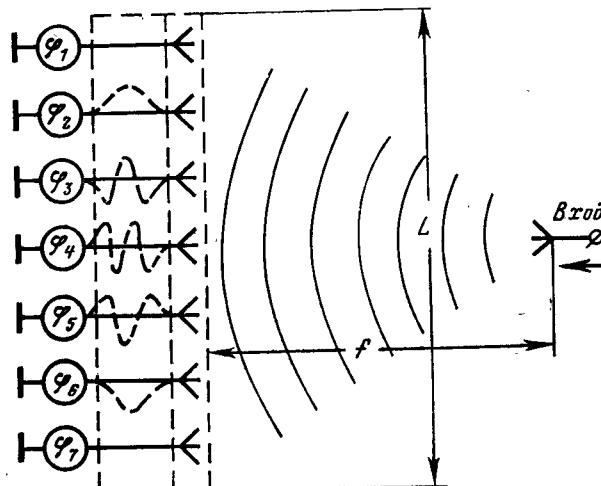


Рис. 14-6. Отражательная схема оптического питания излучателей ФАР.

казаны пунктиром на рис. 14-6) для выравнивания электрических длин путей 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 диаграммы направленности облучателя, а также возможность применения сложных моноимпульсных облучателей для создания суммарных и разностных диаграмм направленности в радиолокационных системах с автоматическим угловым сопровождением целей. Общим недостатком схем оптического питания является возрастание размеров по сравнению с закрытым трактом, поскольку отношение «фокусного расстояния» f к размеру раскрыва L обычно находится в пределах $0,5 \leq f/L \leq 1,0$. Кроме того, в оптических схемах часть мощности облучателя не перехватывается приемной решеткой, что приводит к возрастанию фона бокового излучения и к снижению общего КИП 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 соображениям отражательная решетка имеет ряд преимуществ перед проходной: имеется 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, проходная решетка имеет преимущества в отношении электрических характеристик, а именно: 1) возможна разделенная оптимизация собирающей и излучающей решеток в смысле применения элементов неодинакового типа и расположения (например, с целью наилучшего подбора

амплитудного распределения, а также ослабления влияния взаимосвязи при сканировании); 2) отсутствует затенение раскрыва облучателем и реакция решетки на облучатель.

При проектировании схем оптического распределения мощности в ФАР с успехом используются расчетные методы и способы оптимизации облучателя, разработанные в теории обычных линзовых и зеркальных антенн, и многие факторы, определяющие КИП зеркальных и линзовых антенн, сохраняют свое значение в ФАР с оптической схемой питания элементов.

Фазовращатели для ФАР. Качество работы пассивных ФАР решающим образом зависит от характеристик применяемых фазовращателей. Наибольшее распростра-

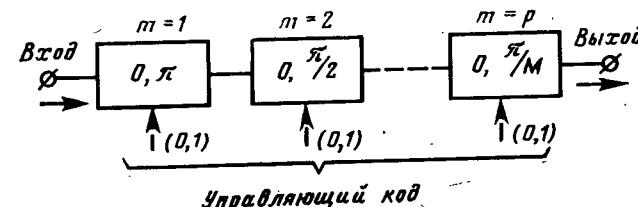


Рис. 14-7. Бинарный (цифровой) принцип управления фазой.

нение получили дискретные фазовращатели на коммутационных *pin*-диодах (управляемых постоянным током) и на ферритах (управляемых постоянным магнитным полем). Кроме того, предпринимаются попытки создания фазовращателей, управляемых постоянным электрическим полем — сегнетоэлектрических и плазменных. Управление включением необходимого фазового сдвига обычно строится по бинарному (цифровому) принципу, поясняемому на рис. 14-7. Проходной фазовращатель разбивается на p каскадов, каждый из которых может находиться в одном из двух состояний, характеризуемых величиной фазовой задержки 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. Например, в двухразрядном проходном фазовращателе (т. е. при $p=2$) управляющим сигналам (00) соответствует нулевой фазовый сдвиг

$\Delta\Phi_{00}=0$, сигналам (01) соответствует $\Delta\Phi_{01}=\pi/2$, сигналам (10) — $\Delta\Phi_{10}=\pi$ и, наконец, сигналам (11) — $\Delta\Phi_{11}=-3\pi/2$. Отражательный фазовращатель может быть получен путем короткого замыкания выхода проходного фазовращателя (если он взаимный). Электромагнитная волна проходит через отражательный фазовращатель дважды — в прямом и обратном направлениях, и поэтому фазовые сдвиги в каждом каскаде при прямом прохождении волны должны быть уменьшены вдвое против значения в проходном фазовращателе.

Как установлено в § 8-8, дискретное фазирование уменьшает КНД сканирующей антенной решетки пропорционально множителю КИП_д, определяемому формулой (8-71). Например, для двухразрядного фазовращателя ($p=2$, $M=4$, $\Delta\Phi=\pi/2$) КИП_д составляет 0,81 и увеличивается до 0,94 при переходе к трехразрядному фазовращателю ($p=3$, $M=8$, $\Delta\Phi=\pi/4$). Помимо снижения КИП, дискретные фазовращатели уменьшают к. п. д. решетки из-за потерь СВЧ мощности в управляющих устройствах (коммутационных диодах или ферритах). Потери мощности увеличиваются с ростом числа разрядов фазовращателя, и поэтому применение более трех разрядов в дискретном фазовращателе обычно не целесообразно из-за роста потерь и усложнения схемы управления.

Фазовращатели для ФАР должны удовлетворять многим специальным требованиям, из которых основное значение имеют: 1) точность установки фазовых сдвигов, определяющая случайную ошибку фазирования решетки; 2) вносимые потери (к. п. д.) и качество согласования (последнее только для проходных фазовращателей); 3) пропускаемая мощность; 4) рабочая полоса частот исходя из сохранения постоянства перечисленных выше параметров; 5) быстродействие, т. е. время переключения; 6) возможность работы в заданных климатических условиях; 7) достаточная надежность; 8) допустимые габаритные размеры и масса; 9) стоимость. Последний, экономический фактор является очень важным, так как стоимость фазовращателей в значительной степени определяет полную стоимость всей ФАР.

Существует много схем построения фазовращателей, часть которых изучается в курсе «Устройства СВЧ». Остановимся лишь на нескольких часто используемых схемах.

Полупроводниковые фазовращатели. Наиболее простая схема четырехступенчатого отражательного фазовращателя на pin-диодах показана на рис. 14-8,а. В этом фазовращателе с помощью коммутационных pin-диодов осуществляется электрическое управление положением плоскости короткого замыкания в линии передачи. Короткое замыкание для СВЧ колебаний устанавливается в месте расположения того диода, через который пропущен постоянный управляющий ток величиной $I_{упр} \approx 0,03 \div 0,5$ А при напряжении около 1 В. Обесточен-

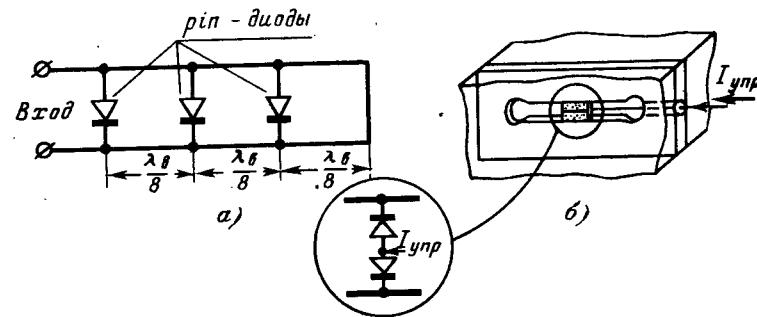


Рис. 14-8. Отражательный фазовращатель на pin-диодах.

ные pin-диоды имеют очень низкую проводимость для СВЧ колебаний и почти не влияют на распространение волны по отрезку линии передачи. Удобный способ включения спаренных pin-диодов в резонансную диафрагму прямоугольного волновода показан на рис. 14-8,б. Управляющий ток подается по тонкому проводнику, перпендикулярному вектору Е в волноводе и поэтому не влияющему на распространение основной волны H_{10} . Отражательные фазовращатели по схеме рис. 14-8,а успешно реализуются также в коаксиальных и полосковых линиях передачи, разумеется, с использованием связывающих НЧ цепей для подачи управляющего тока в диоды.

Фазовращатели проходного типа на pin-диодах могут быть образованы из отражательных фазовращателей с помощью циркуляторов 1 или балансных мостовых схем 2 (рис. 14-9). В этих схемах поданные на вход СВЧ колебания без ослабления подаются на отражательные фазовращатели 3. При отражении от них СВЧ колебания

получают один из двух возможных фазовых сдвигов и согласно известным свойствам циркулятора или балансного моста беспрепятственно проходят на выход и не попадают на вход. В схеме с мостом оба отражательных фазовращателя должны для этого работать синхронно. В качестве мостов могут использоваться 3-дБ направленные ответвители, щелевые волноводные мосты, квадратные мосты на полосковых или коаксиальных линиях и т. д.

Другая возможная схема одного каскада проходного фазовращателя с переключением согласованных отрез-

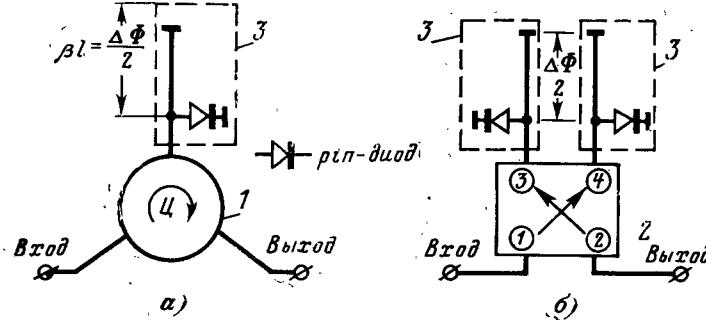


Рис. 14-9. Проходные фазовращатели с pin-диодами на циркуляторе (а) и на баланском 3-дБ мосте (б).

ков линии передачи показана на рис. 14-10. В зависимости от состояния управляющих pin-диодов СВЧ колебания проходят по пути с электрической длиной kl_1 или по пути с электрической длиной kl_2 . Каскады такого типа могут применяться в схеме двоично-этажного фазирования (рис. 14-3,б). Длины переключаемых линий задержки в каждом этаже этой схемы могут быть выбраны таким образом, что наклон фазового фронта возбуждения в раскрыве решетки в процессе сканирования оказывается не зависящим от частоты, т. е. система фазирования становится принципиально широкополосной, подобно незонированной диэлектрической линзе, фокусирующие свойства которой также не зависят от частоты. Однако в решетках с большим отношением размера раскрыва к длине волны требуемые длины линий задержек в нижних этажах схемы оказываются слишком большими (существенно превышают длину волны) и это приводит к росту вносимых потерь в системе фазирования. Если же из длинных линий задержки исключить отрезки,

кратные целому числу длин волн, то система фазирования становится аналогичной линзе с зонированием, т. е. с уменьшенной широкополосностью.

Вносимые потери и пропускаемая мощность pin-диодных фазовращателей существенно зависят от параметров диодов. Для длины волны 10—15 см типичными являются вносимые потери 1,0—1,5 дБ на трехразрядный фазовращатель с восьмью фазовыми состояниями. Пропускаемая мощность может составлять десятки ватт в непрерывном и десятки киловатт в импульсном режиме

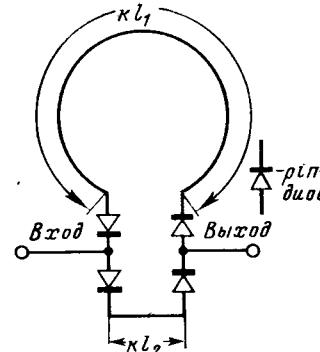


Рис. 14-10. Каскад проходного фазовращателя (линии задержки) с переключением отрезков согласованного фидера.

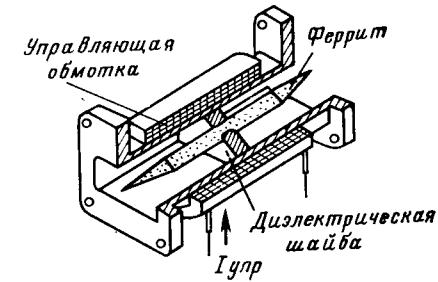


Рис. 14-11. Взаимный ферритовый фазовращатель Реджиа-Спенсера.

По мере совершенствования технологии полупроводников наблюдается тенденция к снижению вносимых потерь и увеличению пропускаемой мощности. Время переключения фазы находится в пределах нескольких микросекунд и может быть уменьшено принятием ряда специальных мер. При повышении частоты электрические параметры pin-диодных фазовращателей ухудшаются и при длине волны 5—8 см начинают уступать параметрам фазовращателей на ферритах. Общим недостатком pin-диодных фазовращателей является необходимость непрерывной подачи управляющего тока в открытые диоды (отсутствие внутренней «памяти»).

Ферритовые фазовращатели. В фазовращателях этого типа используется зависимость магнитной проницаемости феррита от приложенного постоянного подмагничиваю-

щего поля. Ферритовые фазовращатели могут быть взаимными и невзаимными. Классическим примером взаимного фазовращателя является фазовращатель Реджия-Спенсера в прямоугольном волноводе, схематически показанный на рис. 14-11. Ферритовый стержень располагается по оси прямоугольного волновода и подмагничивается продольным полем, создаваемым катушкой, намотанной непосредственно на волновод. Этот фазовращатель позволяет получать довольно большие фазовые сдвиги при малых управляющих полях; сдвиги являются

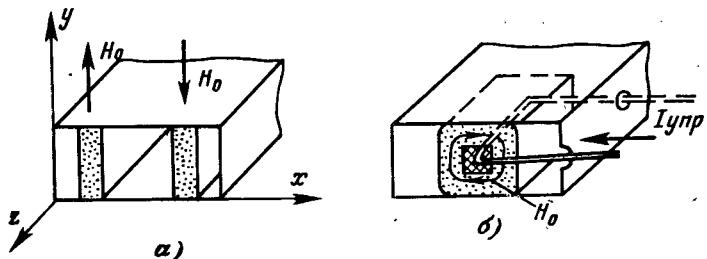


Рис. 14-12. Невзаимный дискретный фазовращатель на феррите с прямоугольной петлей гистерезиса.

взаимными, т. е. их величина не зависит от направления распространения. По принципу действия фазовращатель является аналоговым, т. е. фазовый сдвиг может плавно регулироваться путем увеличения или уменьшения подмагничивающего тока. В 3-см диапазоне волн вносимые потери фазовращателя с пределом изменения фазового сдвига $360-400^\circ$ составляют около 0,7 дБ. Главным недостатком фазовращателя Реджия-Спенсера является сильная зависимость вносимого фазового сдвига от температуры феррита. Быстродействие определяется постоянными времени системы подмагничивания.

Принцип действия невзаимного фазовращателя (рис. 14-12, а) основан на различии между магнитными проницаемостями подмагниченного феррита для волн СВЧ правого и левого вращения вектора \mathbf{H} (μ_+ и μ_-). Пластиинки феррита помещаются в прямоугольный волновод по обе стороны от его оси в тех местах, где вектор \mathbf{H} волны типа H_{10} имеет круговую поляризацию, т. е. где находящиеся в квадратуре компоненты поля H_x и H_z примерно равны между собой по величине. Постоянное магнитное поле H_0 направлено в пластинках в разные

стороны, так как направление вращения вектора \mathbf{H} в волноводе различно по разные стороны от оси. Если изменить направление подмагничающего поля одновременно в обеих пластинках, то происходит смена μ_+ на μ_- (или наоборот) и фазовый сдвиг распространяющейся по волноводу волны, приходящийся на единицу длины ферритовых пластин, изменяется.

Практически удобно вместо пластин использовать ферритовый торOID прямоугольного или круглого сечения из феррита с ППГ подмагничающее поле H_0 создается за счет остаточной магнитной индукции после импульсного намагничивания посредством проводника с управляющим током $I_{\text{упр}}$ (рис. 14-12, б). Для перевода феррита в состояние с противоположным направлением намагничивания по управляющему проводнику подается короткий импульс тока противоположной полярности. Размер ферритового тороида вдоль оси волновода может быть подобран так, чтобы при переключении направления H_0 осуществлялось изменение набега фазы, например, на π или на $\pi/2$, или на $\pi/4$ и т. д. Тогда, соединяя каскадно две и более секций, можно получить дискретный фазовращатель с числом состояний фазы $M=4$, $M=8$ и т. д. Для уменьшения отражений около концов ферритовых тороидов устанавливаются согласующие четвертьволновые диэлектрические шайбы. Для фазовращателей 3-см диапазона волн достижимы вносимые потери на один разряд около 0,3 дБ при КСВ $\leq 1,15$. Переключение осуществляется импульсом тока величиной 20—30 А и длительностью 0,5—1,0 мкс. Время переключения фазы составляет 20—30 нс. Отличительной особенностью фазовращателей на ферритах с ППГ является внутренняя память: фазовращатель «запоминает» фазовый сдвиг до следующего перемагничивающего импульса и на поддержание этой памяти не расходуется дополнительной энергии управления.

Ферритовые фазовращатели могут успешно выдерживать импульсную мощность СВЧ порядка 500 кВт и среднюю мощность около 100 Вт, а также допускают значительные кратковременные перегрузки.

Заканчивая параграф, посвященный ФАР, отметим некоторые недостатки этого класса сканирующих антенн: 1) угол электрического сканирования в плоской ФАР обычно составляет не более 45° от нормали к раскрыву

из-за снижения КНД по закону косинуса [формула (8-46)], а также из-за расширения луча и рассогласования излучателей при сканировании; 2) полный КИП пассивных ФАР (с учетом омических потерь мощности в распределителе и фазовращателях) пока что не высок и в лучших образцах составляет 0,35—0,45; 3) имеются трудности с расширением рабочей полосы частот (например, более 10—15%) из-за возрастания ошибок фазовращателей в полосе частот и из-за опасности возникновения побочных главных максимумов при увеличении электрического расстояния между излучателями.

14-3. МНОГОЛУЧЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

Многолучевыми называют антенны с несколькими независимыми входами, каждому из которых соответствует своя диаграмма направленности, для краткости называемая просто «лучом». Наиболее простым и наглядным примером многолучевой антенны является сферическая линза Люнеберга с системой независимых облучателей (рис. 13-15,б). Моноимпульсные антенны с суммарными и разностными диаграммами направленности, формируемыми общим раскрытием параболического зеркала (рис. 13-28), являются также примером многолучевой антенны. Многолучевые антенны можно строить и на основе антенных решеток при помощи специальных проходных многополюсников (по типу рис. 8-12), часть входов которых присоединяется к излучателям решетки, а другая часть входов соответствует независимым каналам с различающимися диаграммами направленности. Проходной многополюсник, применяемый для питания многолучевых антенных решеток, носит специальное название *диаграммообразующая схема*¹ (ДОС). Обычно с целью сохранения высокого к. п. д. антенны ДОС выполняется из реактивных элементов: направленных ответвителей, мостов, фиксированных фазосдвигателей, отрезков фидера, тройников и т. д.

Однако в некоторых случаях в состав ДОС приходится вводить также и поглощающие нагрузки, что вызывает некоторое уменьшение к. п. д. антенны.

Чаще всего в многолучевой антенне стремятся получить систему остронаправленных лучей, равномерно за-

полняющих заданный сектор пространства. Переключая эти лучи с помощью какого-либо электронного коммутатора (например, на *pin*-диодах или на управляемых ферритовых элементах), можно осуществлять так называемый амплитудный способ сканирования — когда выбор того или иного положения диаграммы направленности зависит только от распределения амплитуд на выходах многолучевой антенны. Система управления при амплитудном способе сканирования получается значительно проще, чем при фазовом способе, так как все необходимые амплитудно-фазовые распределения поля в раскрытии антенны для различных положений луча фактически «запоминаются и хранятся» в ДОС, а роль системы управления сводится только к выбору «готовой» диаграммы направленности. Кроме того, в многолучевых антенах возможна одновременная параллельная независимая обработка информации, поступающей по различным каналам, и благодаря этому может быть увеличено общее быстродействие всей радиотехнической системы. Недостатками амплитудного способа являются необходимость применения сравнительно сложной ДОС и некоторое ограничение возможностей создания диаграмм направленности иной формы, отличной от формы имеющихся лучей. Перейдем к рассмотрению некоторых наиболее распространенных вариантов ДОС, используемых для возбуждения линейных эквидистантных антенных решеток.

Последовательная диаграммообразующая схема (матрица Бласса). Наиболее простая схема многолучевой антенной решетки показана на рис. 14-13,а. Последовательная ДОС состоит из двух взаимно пересекающихся систем фидерных линий, связанных в местах пересечений направленными ответвителями 1 с малой связью ($\alpha \ll 1$). Выходы вертикальных линий присоединяются к излучателям, входы горизонтальной и наклонных линий являются входами антенны. Свободные концы линий нагружаются на согласованные нагрузки. Пусть источник колебаний подключен к первому (самому верхнему) входу антенной системы. Высокочастотная мощность будет распространяться по горизонтальному фидеру, частично отвиваясь в каждом пересечении в сторону излучателей. На излучателях образуется распределение возбуждения с линейным наклоном фазового фронта, определяемым длинами линий задержки (фиксированных фазосдвиги-

¹ Употребляется также название «лучеобразующая матрица».

телей), установленных перед входами излучателей. Если коэффициенты связи в направленных ответвителях одинаковы, то амплитудное распределение возбуждения будет экспоненциально спадающим к правому концу решетки, причем некоторая часть мощности (скажем, 10—30%) будет поглощена в оконечной нагрузке. Вся

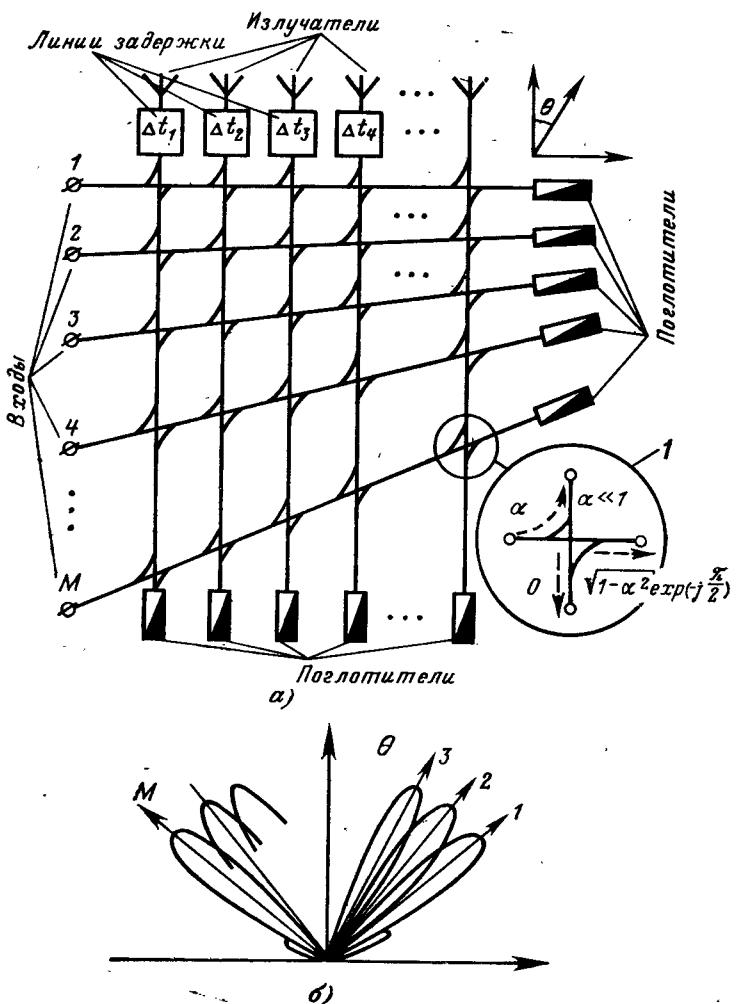


Рис. 14-13. Многолучевая антенна решетка с последовательным питанием.

остальная мощность пойдет на формирование остронаправленного излучения с ориентацией главного максимума в положении 1 (рис. 14-13, б), а другие входы системы и остальные согласованные нагрузки останутся невозбужденными благодаря известным свойствам согласования и развязки направленных ответвителей. Таким образом, с входа 1 многолучевая антенна работает как простая линейная решетка, питаемая от общего горизонтального фидера через направленные ответвители.

Пусть теперь источник колебаний подключен ко второму входу (аналогичное рассмотрение затем может быть сделано для каждого последующего входа). Поскольку идущий от второго входа фидер имеет наклон по отношению к фидеру, идущему от первого входа, то на излучателях решетки создастся распределение возбуждения с иным линейным наклоном фазового фронта, так как возбуждение левых излучателей будет происходить с дополнительным запаздыванием по отношению к правым излучателям. Поэтому в пространстве появится остронаправленное излучение с ориентацией главного максимума в положении 2 (рис. 14-13, б).

Заметим, что при возбуждении второго входа мощность, распространяющаяся в вертикальных фидерах в сторону излучателей, проходит через ряд направленных ответвителей верхнего этажа ДОС. С первого взгляда, это должно ослабить мощность, идущую к излучателям, а кроме того, должна появиться волна, двигающаяся вправо в горизонтальном фидере верхнего этажа, часть мощности которой может теряться в соответствующей согласованной нагрузке. На этом основании можно было бы ожидать ухудшения к. п. д. 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. Этот фактор заключается в том, что горизонтальные фидеры верхних этажей возбуждаются одновременно многими расфазированными сигналами нижних этажей, причем расфазировка вызвана взаимным наклоном соседних входных фидеров. При достаточноном смещении максимумов соседних лучей решетки (не менее ширины одного луча по половинной мощности) суммы ответвившихся расфазированных сигналов в согласованных нагрузках верхних этажей оказываются близкими к нулю. Поэтому верхние этажи практически

не уменьшают мощности, идущей к излучателям от нижних этажей, и только создают небольшие искажения амплитудно-фазового распределения возбуждения на излучателях решетки. Математическое исследование показывает, что благодаря влиянию верхних этажей амплитудное распределение в раскрыве решетки для всех входов, кроме верхнего, выравнивается, а фазовая ошибка, т. е. отклонение фазового фронта от линейного, хотя и увеличивается для нижних этажей, но все же остается незначительной.

Итак, с помощью последовательной ДОС имеется возможность создать систему одновременно существующих и невзаимодействующих между собой остронаправленных характеристик излучения, причем их число не должно превышать числа излучателей решетки (во избежание снижения к. п. д. схемы). Известны примеры применения многолучевых решеток с последовательными ДОС в аэродромных РЛС определения высоты самолетов (в секторе углов места от 0,5 до 40° располагается до 110 независимых лучей). Преимуществом последовательной ДОС является возможность ее реализации при любом числе элементов решетки и возможность такого подбора длины фидерных линий на входах излучателей и между направленными ответвителями, при котором направления лучей оказываются не зависящими от частоты. Недостатком последовательной ДОС является слишком большое число направленных ответвителей и снижение к. п. д. из-за потери мощности в поглощающих нагрузках.

Параллельная диаграммообразующая схема (матрица Батлера). Эта ДОС характерна тем, 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 ознакомиться с принципом действия параллельной ДОС на конкретном примере. На рис. 14-14,а показана параллельная ДОС для 8-элементной эквидистантной линейной антенной решетки. Основными элементами ДОС являются 3-дБ мостовые устройства (например, волноводные щелевые мосты, квадратные мосты на коаксиальных или полосковых линиях и т. д.). В каждом мосте мощность с любого нижнего входа поровну распределяется между верхними входами, причем распределение фазовых задержек составляет 0 и

$-\pi/2$ рад, для левого входа и $-\pi/2$ рад, и 0 для правого входа, т. е. при прохождении сигнала по диагонали моста образуется дополнительная фазовая задержка на $-\pi/2$. Это правило проиллюстрировано на рис. 14-14,а справа от схемы. Кроме восьмиполюсных мостовых устройств, в параллельной ДОС используются также фиксирован-

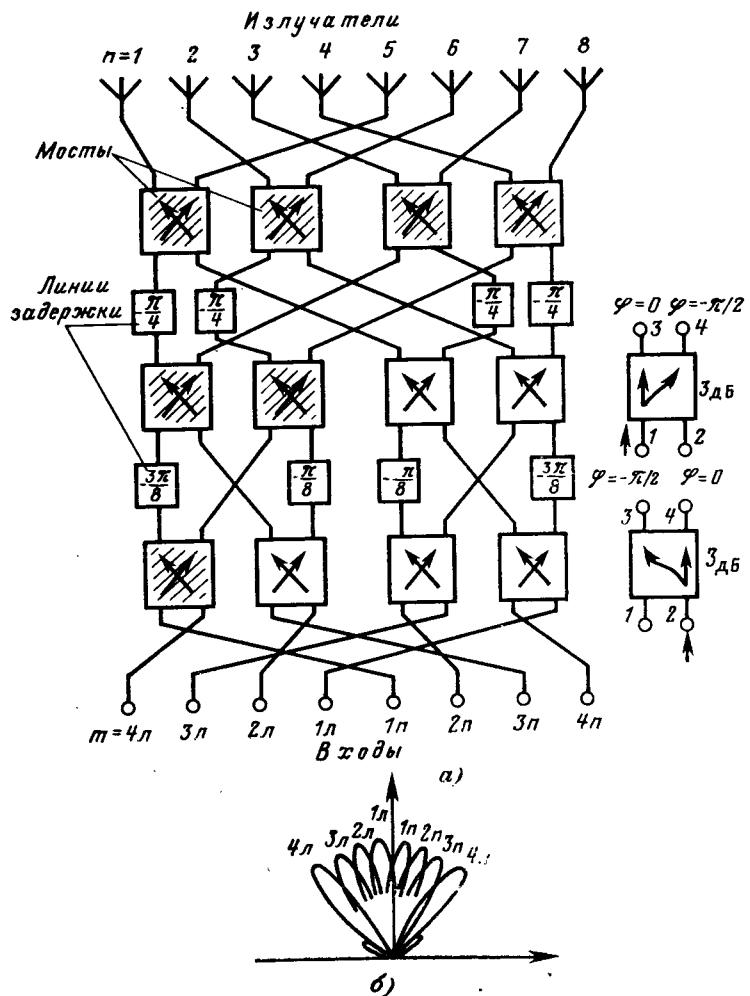


Рис. 14-14. Многолучевая антенная решетка с параллельным питанием.

ные фазосдвигатели (линии задержки), показанные квадратиками, с указанием вносимой фазовой задержки в радианах. Электрические длины всех остальных отрезков линий передачи для простоты рассуждений можно считать условно равными нулю. Осуществляя мысленно подачу высокочастотных колебаний на любой вход ДОС и прослеживая пути движения мощности к каждому излучателю решетки¹, можно убедиться в следующем: 1) во всех случаях мощность делится поровну между всеми излучателями решетки; 2) все нижние входы ДОС являются связанными между собой и согласованными; 3) на излучателях создаются линейные распределения фаз возбуждения. Эти фазовые распределения, соответствующие поочередному возбуждению нижних четырех правых входов ДОС, приведены в табл. 14-1.

Таблица 14-1

n — номер излучателя, *m* — номер входа (луча)

<i>m</i>	<i>n</i>								$\Delta\Phi_m$
	1	2	3	4	5	6	7	8	
1п	$\frac{5}{8}\pi$	$-\frac{6}{8}\pi$	$-\frac{7}{8}\pi$	$-\frac{8}{8}\pi$	$-\frac{9}{8}\pi$	$-\frac{10}{8}\pi$	$-\frac{11}{8}\pi$	$-\frac{12}{8}\pi$	$\frac{\pi}{8}$
2п	$-\frac{5}{8}\pi$	$-\frac{8}{8}\pi$	$-\frac{11}{8}\pi$	$-\frac{14}{8}\pi$	$-\frac{1}{8}\pi$	$-\frac{4}{8}\pi$	$-\frac{7}{8}\pi$	$-\frac{10}{8}\pi$	$\frac{3}{8}\pi$
3п	$-\frac{6}{8}\pi$	$-\frac{11}{8}\pi$	$-\frac{16}{8}\pi$	$-\frac{5}{8}\pi$	$-\frac{10}{8}\pi$	$-\frac{15}{8}\pi$	$-\frac{4}{8}\pi$	$-\frac{9}{8}\pi$	$\frac{5}{8}\pi$
4п	$\frac{8}{8}\pi$	$-\frac{15}{8}\pi$	$-\frac{6}{8}\pi$	$-\frac{13}{8}\pi$	$-\frac{4}{8}\pi$	$-\frac{11}{8}\pi$	$-\frac{2}{8}\pi$	$-\frac{9}{8}\pi$	$\frac{7}{8}\pi$

В последнем столбце табл. 14-1 указаны значения фазового сдвига $\Delta\Phi_m$ между двумя любыми соседними излучателями. Распределения фаз приведены только для четырех правых входов. Распределения фаз для левых входов легко устанавливаются из условия симметрии правой и левой половин ДОС.

¹ Для примера на рис. 14-14,а заштрихованы те мосты, через которые мощность к излучателям передается при возбуждении входов с номерами 1п или 4п.

Множитель направленности для любого входа параллельной ДОС с номером *m* согласно формуле (6-65) имеет вид:

$$F_m = \left| \frac{\sin \Psi_m}{N \sin \frac{\Psi_m}{N}} \right|; \quad \Psi_m = \frac{Nkd}{2} \left(\cos \theta - \frac{\Delta\Phi_m}{kd} \right), \quad (14-2)$$

где *N* — число излучателей; *d* — шаг решетки; $k = 2\pi/\lambda$; θ — угол, отсчитываемый от оси решетки.

Фазовый сдвиг между соседними излучателями в общем случае определяется формулой

$$\Delta\Phi_m = \pm \left[\frac{\pi + 2\pi(m-1)}{N} \right], \quad m = 1, 2, \dots, \frac{N}{2}, \quad (14-3)$$

где знак «+» берется для правых входов и знак «—» для левых. Положения максимумов излучения отдельных лучей могут быть определены из очевидного условия

$$\cos \theta_m = \frac{\Delta\Phi_m}{kd}. \quad (14-4)$$

Пользуясь формулами (14-2) и (14-3), легко установить, что любые два соседних луча пересекаются между собой на уровне примерно $2/\pi$, или $-3,92$ дБ. Положение главных лепестков лучей 8-элементной решетки показано на рис. 14-14,б.

Параллельная ДОС выгодно отличается от последовательной, во-первых, принципиальным отсутствием специальных поглощающих элементов (т. е. к. п. д. равен единице, если пренебречь потерями в линиях передачи), во-вторых, идеальными равноамплитудными и линейными фазовыми распределениями возбуждения (апertureный КИП равен единице), в-третьих, гораздо меньшим числом мостовых устройств (всего $\frac{N}{2} \log_2 N$ вместо N^2 в последовательной схеме с таким же числом лучей *N*).

Однако параллельная ДОС является удобной для выполнения только для числа элементов *N*, являющегося целой степенью двойки¹. Определенным недостатком параллельной схемы является также невозможность сохранения положения лучей в пространстве при изменении частоты.

¹ В принципе параллельную ДОС можно сделать и при других *N*, однако при $N \neq 2^p$ ее структура усложняется и число мостовых устройств увеличивается против оценки $\frac{N}{2} \log_2 N$.

Рассмотренные выше последовательная и параллельная ДОС являются простейшими примерами схем возбуждения многолучевых антенных решеток с отклонением лучей только в одной плоскости и не исчерпывают многообразия их возможных применений. Существует строгая теория многолучевых антенн [22], указывающая общий способ построения реактивной диаграммообразующей схемы для произвольной системы взаимодействующих излучателей. При этом оказывается, что в многолучевой антенне без омических потерь с развязанными и согласованными входами могут быть реализованы лучи только с ортогональными между собой диаграммами направленности, т. е. удовлетворяющими соотношению

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F_m(\theta, \varphi) F_l^*(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi = \begin{cases} 0 & \text{при } m \neq l, \\ \frac{4\pi}{D_m} & \text{при } m = l, \end{cases} \quad (14-5)$$

где D_m — КНД луча с номером m в направлении максимального излучения.

Техника многолучевых антенн находит применение и при создании ФАР. Действительно, с помощью специально рассчитанной реактивной ДОС можно компенсировать (или уменьшить) взаимодействие излучателей и уменьшить рассогласование решетки при фазовом сканировании в широком секторе углов.

14-4. АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ С ЧАСТОТНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ

Как отмечалось в начале § 14-2, при частотном способе сканирования фазовые сдвиги возбуждения излучателей и направление излучения решетки регулируются путем изменения частоты колебаний. Наиболее приспособленной для получения такого эффекта является эквидистантная линейная антenna решетка с последовательной схемой возбуждения элементов (рис. 14-15). Мощность к излучателям отводится небольшими дозами из точек главного фидера, отстоящих одна от другой на расстоянии l ; на конце главного фидера для поддержания режима бегущей волны включена согласованная нагрузка. На рис. 14-15 в фидерах, идущих к каждому излучателю, изображены фиксированные частотно-независимые фазосдвигатели, которые учитывают способ связи каждого излучателя с фидером. Если все излучатели одинаковы и связаны одинаковым образом с главным фидером,

то фиксированные фазосдвигатели просто выпадают из схемы ($\Phi_0=0$). Однако фиксированные фазосдвигатели $\Phi_0=\pi$ появляются, например, когда возбуждение соседних элементов осуществляется с перекрещиванием проводников двухпроводного главного фидера или когда производится смещение соседних продольных щелей на прямоугольном волноводе в разные стороны от средней линии (так называемые переменнофазные соседние эле-

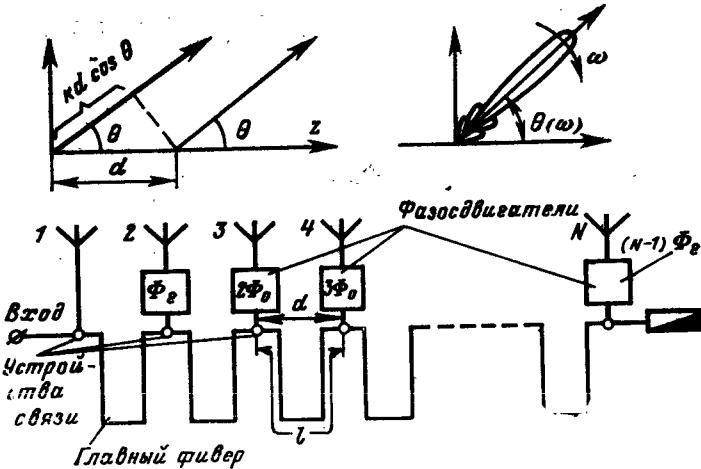


Рис. 14-15. Линейная антenna решетка с частотным сканированием.

менты). В принципе могут быть созданы также переменнофазные элементы с частотно-независимым шагом $\Phi_0=\pi/2$, например, за счет поочередного возбуждения соседних излучателей от находящихся в квадратуре компонентов H_x и H_z прямоугольного волновода с волной H_{10} .

Излучатели решетки располагаются в пространстве вдоль оси z с шагом d , причем, исходя из условия отсутствия побочных главных максимумов при сканировании (см. § 6-6), величина d должна удовлетворять неравенству

$$d < \frac{\lambda_{\min}}{1 + |\cos \theta_{1,2}|}, \quad (14-6)$$

где $\theta_{1,2}$ — угловые границы сектора сканирования при изменении частоты; λ_{\min} — минимальная длина волны

в свободном пространстве в процессе изменения частоты при сканировании.

Частотно-зависимый фазовый сдвиг возбуждения любых двух излучателей определяется электрическим запаздыванием волны в главном фидере на участке длиной l

$$\Delta\Phi(\omega) = \beta(\omega)l = \frac{\omega l}{v_{\phi}(\omega)}, \quad (14-7)$$

где $\beta(\omega)$ — зависящий от частоты коэффициент фазы в главном фидере; $v_{\phi}(\omega)$ — фазовая скорость в главном фидере. Расчет частотной зависимости $\beta(\omega)$ при строгом подходе должен учитывать нагрузку главного фидера излучателями с учетом их взаимодействия по свободному пространству. Однако при большом числе излучателей каждый из них отбирает из фидера очень малую часть распространяющейся мощности и поэтому почти не влияет на фазовую скорость. Поэтому приближенно считают, что зависимость $\beta(\omega)$ сохраняется такой же, как в однородном фидере без устройств связи с излучателями.

На любой частоте максимальное излучение решетки будет иметь место в том направлении $\theta(\omega)$, в котором пространственная разность хода $kd \cos \theta$ от двух соседних элементов будет равна фазовой задержке возбуждения на участке главного фидера длиной l (с учетом дополнительного фазового сдвига Φ_0 в устройствах связи и за вычетом несущественного фазового сдвига, кратного 2π). Это равенство имеет вид:

$$kd \cos [\theta(\omega)] = \beta(\omega)l + \Phi_0 - 2\pi M, \quad M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (14-8)$$

С увеличением частоты фазовый сдвиг $\beta(\omega)l$ увеличивается быстрее, чем kd , и это в соответствии с (14-8) 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 генератора $\partial\theta / (\partial f)$ называют углочастотной чувствительностью антенны и выражают в градусах на процент изменения частоты. Чтобы вычислить углочастотную чувствительность, продифференцируем выражение (14-8) по частоте. Принимая во внимание следующие соотношения:

1) $k = \omega/c$, где c — скорость света в свободном пространстве; 2) $\beta = \omega/v_{\phi}$, где v_{ϕ} — фазовая скорость волны в главном фидере; 3) $\frac{\partial\theta}{\partial\omega} = 1 / \left(\frac{\partial\omega}{\partial\theta} \right) = \frac{1}{v_{rp}}$, где v_{rp} — групповая скорость распространения в главном фидере, получаем:

$$\frac{d}{c} \cos \theta - \frac{\omega d}{c} \sin \theta \frac{\partial\theta}{\partial\omega} = \frac{l}{v_{rp}}.$$

Отсюда легко получаем углочастотную чувствительность

$$\left(\frac{\partial\theta}{\omega} \right) = \omega \frac{\partial\theta}{\partial\omega} = \frac{0,573}{\sin \theta} \left[\cos \theta - \frac{l}{d} \frac{c}{v_{rp}} \right], \text{ град/}\% \quad (14-9)$$

В этой формуле числовой коэффициент 0,573 предусмотрен для перехода от естественной размерности (рад/относительное изменение частоты) к более удобным единицам (град/% изменения частоты).

Максимальная углочастотная чувствительность получается, когда направление максимального излучения проходит через нормаль к раскрыву решетки при $\theta = 90^\circ$ и оказывается равной

$$\omega \left| \frac{\partial\theta}{\partial\omega} \right|_{\max} = 0,573 \frac{l}{d} \frac{c}{v_{rp}}, \text{ град/}\% \quad (14-10)$$

Современные СВЧ генераторы без особых затруднений допускают перестройку частоты в пределах 10%. Чтобы при таком изменении частоты осуществить перемещение луча в достаточно широком секторе сканирования, углочастотная чувствительность должна быть порядка 5—10 град/%, а иногда и больше. Для достижения высокой углочастотной чувствительности в распоряжении конструктора антены есть две возможности: 1) применить обычный фидер без сильной частотной дисперсии и выбрать большое отношение l/d (скажем, $l/d > 5$); 2) выбрать $l/d \approx 1$ и использовать в качестве главного фидера какую-либо замедляющую систему с большим коэффициентом замедления групповой скорости распространения, например $c/v_{rp} > 5$. Можно показать, что это имеет место при повышенной дисперсии в главном фидере (когда фазовая скорость сильно зависит от частоты) или же при наличии внутри главного фидера диэлектрика с высокой проницаемостью. Однако оказывается, что

любой способ повышения углочастотной чувствительности приводит к увеличению омических потерь мощности в главном фидере, а второй способ (т. е. увеличение c/v_{gr}), кроме того, сопровождается снижением электрической прочности антенны. Поэтому при выборе типа и размеров главного фидера в любой практической конструкции частотносканирующей антенны приходится отыскивать некоторое компромиссное решение, ведущее к удовлетворительным результатам как в смысле максимально допустимых размеров главного фидера, так и в смысле к. п. д. антенны и пропускаемой мощности. В процессе расчета частотносканирующей антенны вначале обычно выбирают тип главного фидера и приблизительное отношение l/d , исходя из требуемой углочастотной чувствительности в середине сектора сканирования, и находят присущую этому фидеру частотную зависимость постоянной распространения $\beta(\omega)$. После этого, используя соотношение (14-8), выбирают такие конкретные значения d , l и Φ_0 , чтобы на центральной частоте диапазона перестройки генератора луч решетки был ориентирован в нужном направлении (например, в середину сектора сканирования), и уточняют зависимость углового положения луча от частоты по известному виду функции $\beta(\omega)$.

Непосредственное присоединение излучателей к главному фидеру может приводить к ряду нежелательных последствий. В частности, затрудняется согласование главного фидера при прохождении главного лепестка диаграммы направленности через нормаль к поверхности решетки, когда отражения от всех излучателей складываются в главном фидере синфазно (эффект «нормали»). Кроме того, наблюдаются искажения амплитудно-фазового распределения из-за взаимодействия излучателей. Поэтому часто осуществляют отвод мощности из главного фидера к излучателям с помощью направленных ответвителей. При включении согласованной нагрузки в свободное (четвертое) плечо каждого направленного ответвителя указанные недостатки устраняются в результате поглощения мощности, отражающейся от входов излучателей.

Эскиз одной из практических конструкций антенны частотного сканирования показан на рис. 14-16. В этой антенне формирование диаграммы направленности в плоскости частотного сканирования осуществляется линей-

ной 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 параболический отражатель небольшим

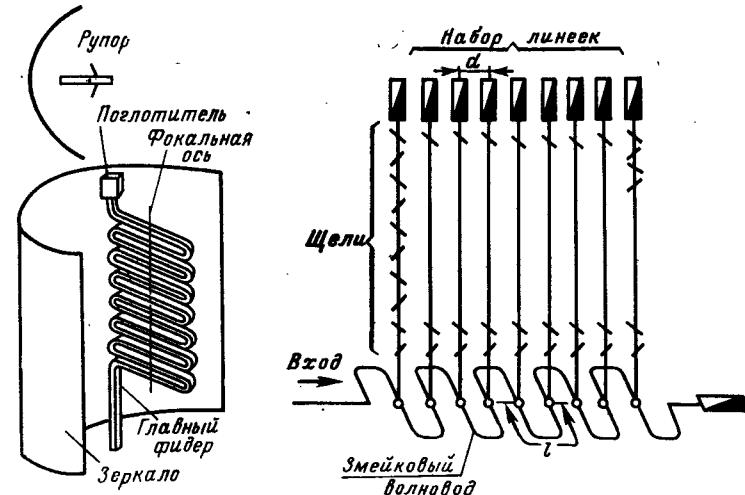


Рис. 14-16. Возбуждение параболического цилиндра линейным источником с частотным сканированием.

рупором, который условно показан только на одной проекции.

Существуют также сканирующие антенны, в которых изменение частоты генератора используется для отклонения луча в двух плоскостях. Схема одной из таких антенн представлена на рис. 14-17. Главный фидер змейкообразной формы возбуждает не решетку одиночных излучателей, а систему вертикальных параллельных волноводно-щелевых антенных решеток. В этих решетках параметры волноводов выбраны так, что при изменении частоты, допустим, на 30%, луч отклоняется всего на 20–40° в вертикальной плоскости. В горизонтальной плоскости углочастотная чувствительность значительно выше —

отклонение луча на полный угол 180° происходит, скажем, при 3%-ном изменении частоты. Если изменить частоту генератора в пределах 30%, то в горизонтальной плоскости произойдет 10 циклов полного отклонения луча. При увеличении частоты в каждом цикле качания луч появляется с одного края сектора сканирования и доходит до противоположного края, причем переход к следующему циклу при непрерывном увеличении частоты сопровождается возрастанием числа M в формуле (14-8) на единицу. В вертикальной плоскости луч за время всех 10 циклов будет отклонен только на $20\text{--}40^\circ$ и, таким образом, его траектория в пространстве будет представлять ряд непересекающихся почти горизонтальных строк — по типу телевизионного растра.

ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ

АНТЕННЫ КОРОТКИХ ВОЛН

15-1. ОСОБЕННОСТИ КОРОТКОВОЛНОВЫХ АНТЕНН

Антенны КВ диапазона ($\lambda=10\text{--}100$ м) применяются для дальней радиосвязи и радиовещания, а также в ряде специальных применений (загоризонтная радиолокация, радионавигация и др.). При дальнем распространении КВ существенное значение имеют процессы однократных или многократных отражений от ионосферы, подверженные сильным регулярным зависимостям (от времени суток, времени года, состояния солнечной активности), а также случайным флуктуациям. Поэтому для обеспечения устойчивой связи на КВ радиосистема должна обладать способностью к быстрому маневрированию рабочими частотами, а в ряде случаев еще способностью к изменениям направления максимального излучения и поляризации поля. Ширина главных лепестков диаграмм направленности КВ антенн, как правило, не должна быть уже $20\text{--}30^\circ$ в вертикальной плоскости и $10\text{--}15^\circ$ в горизонтальной плоскости по соображениям сохранения устойчивости радиосвязи при флуктуациях направления прихода радиоволн.

В КВ антенах чаще всего используют горизонтальную поляризацию радиоволни, что способствует снижению потерь в земле для передающих антенн и улучшению отношения сигнал/шум в приемных антенах (различного рода помехи имеют в основном вертикальную поляризацию). Для борьбы с всевозможными замираниями на КВ часто используют разнесенный радиоприем на несколько одновременно работающих антенах (и приемников), расположенных вдоль направления прихода радиоволни на расстояниях порядка 300 м (разнесение в пространстве) или расположенных в одном месте, но имеющих ортогональные поляризации (разнесение по поляризации).

Антенны КВ диапазона принято делить на простые (одновибраторные) и сложные (многовибраторные, ромбические и др.), а также на настроенные для использования на фиксированной частоте и диапазонные для работы в двух- или трехкратном диапазоне частот. В стадии интенсивного развития находятся диапазонные сканирующие антенны КВ по типу фазированных антенных решеток, которые мы не рассматриваем ввиду их специфики.

15-2. НАСТРОЕННЫЕ И ДИАПАЗОННЫЕ ВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ

Простейшей настроенной КВ антенной является симметричный горизонтальный вибратор (рис. 15-1). Вибратор выполняется из медного или биметаллического провода диаметром 3—5 мм и крепится на двух опорах — мачтах. В оттяжках мачт вружаются изоляторы на расстояниях менее $\lambda/4$ один от другого. Тогда наводимые в оттяжках электрические токи невелики, и их излучение не искажает диаграмму направленности вибратора.

Длина вибратора может быть любой в пределах $0,25 \leq l/\lambda \leq 0,64$, что обеспечивает сохранение положения максимума излуче-

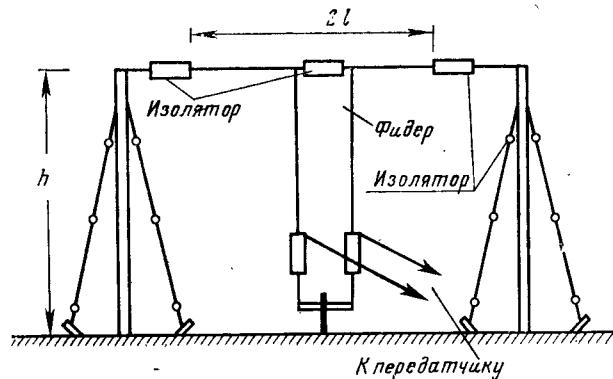


Рис. 15-1. Симметричный горизонтальный вибратор.

ния в экваториальной плоскости вибратора. Вибратор возбуждается двухпроводным фидером с волновым сопротивлением $W_\Phi \approx 600$ Ом. Настройка на бегущую волну на заданной частоте достигается при помощи подвижного индуктивного шлейфа.

Остановимся кратко на расчете диаграмм направленности вибратора в вертикальной плоскости с учетом влияния земли. Метод пригоден также и для расчета диаграмм направленности КВ антенн других типов при высоте подвеса $h > (\lambda/4 - \lambda/2)$. Для удаленных точек наблюдения в зоне излучения антенны влияние земли приближенно учитывается при помощи коэффициентов отражения Френеля. Считая поверхность земли плоской, можно построить зеркальное изображение антенны (рис. 15-2). В точку наблюдения, находящуюся под углом θ к вертикали, будут попадать два луча — один

непосредственно от антенны 1, а второй от ее зеркального изображения 2 (фактически это луч, отраженный от земли). Поэтому отношение комплексной амплитуды излучающего тока в зеркальном изображении к комплексной амплитуде тока в антenne как раз и полагается равным коэффициенту отражения Френеля. Суммарная ха-

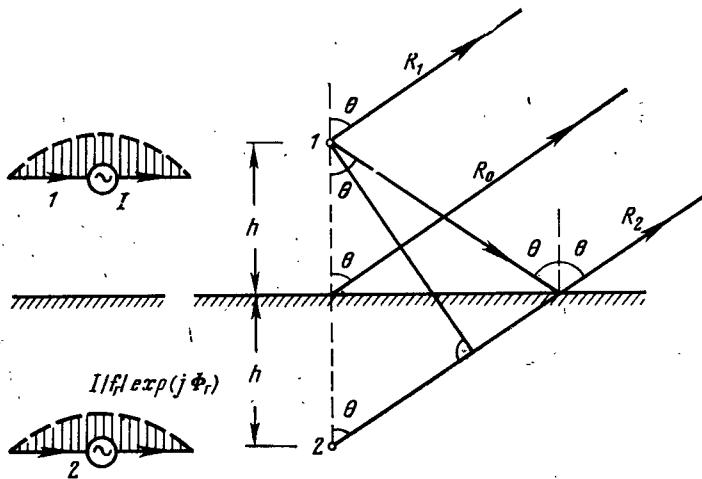


Рис. 15-2. К расчету характеристик направленности КВ антенн с учетом влияния земли.

рактеристика направленности (с учетом влияния земли) определяется выражением

$$f(\theta) = F(\theta) [1 + |R_{v,r}| \exp(-j2kh \cos \theta + j\Phi_{v,r})], \quad (15-1)$$

где $F(\theta)$ — характеристика направленности антены в свободном пространстве; h — высота подвеса фазового центра (центра излучения); $2kh \cos \theta$ — электрическая разность хода; $|R_{v,r}| \exp(j\Phi_{v,r})$ — коэффициент отражения Френеля. При горизонтальной поляризации коэффициент отражения равен:

$$R_r = |R_v| \exp(j\Phi_v) = \frac{\cos \theta - \sqrt{\epsilon' - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\epsilon' - \sin^2 \theta}}, \quad (15-2)$$

а при вертикальной поляризации

$$R_v = |R_v| \exp(j\Phi_v) = \frac{\epsilon' \cos \theta - \sqrt{\epsilon' - \sin^2 \theta}}{\epsilon' \cos \theta + \sqrt{\epsilon' - \sin^2 \theta}}. \quad (15-3)$$

Комплексная диэлектрическая проницаемость земли в формулах (15-2) и (15-3), как обычно, равна:

$$\epsilon' = \frac{\epsilon_a}{\epsilon_0} \left(1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_a} \right),$$

где σ — удельная объемная проводимость земли.

На рис. 15-3 показаны диаграммы направленности горизонтального вибратора в вертикальной плоскости при $\lambda=30$ м для идеально проводящей земли ($\sigma=\infty$), влажной земли ($\epsilon=8,0$; $\sigma=0,005$ См/м) и сухой земли ($\epsilon=3,5$; $\sigma=0,0005$ См/м). Влияние земли в основном сводится к некоторому расширению диаграммы направленности и

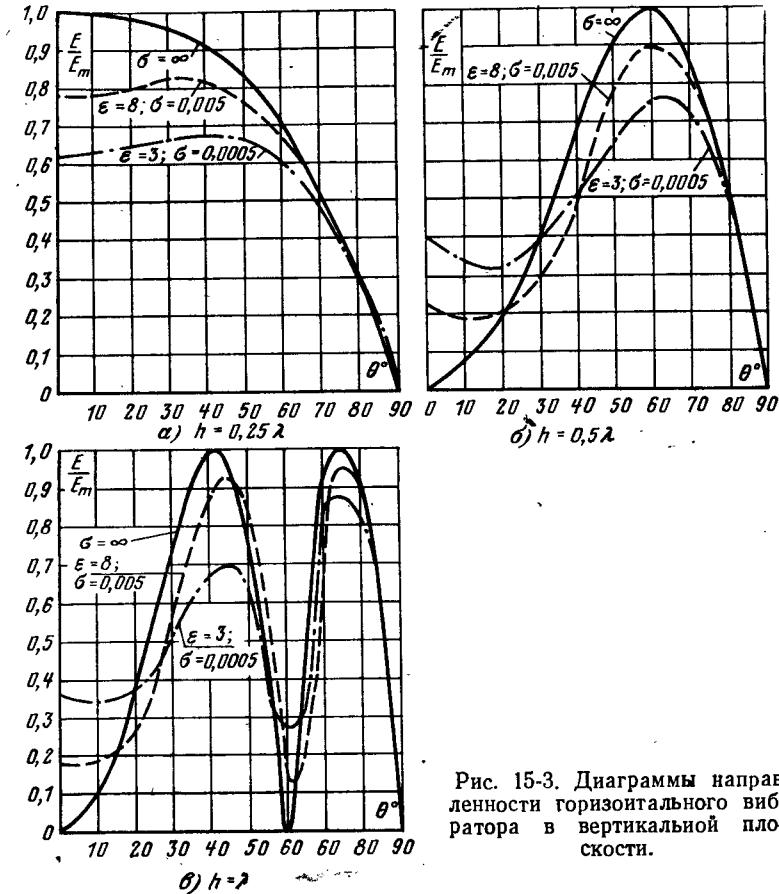


Рис. 15-3. Диаграммы направленности горизонтального вибратора в вертикальной плоскости.

«заплыанию» нулей. По рис. 15-3, а — в также можно проследить и влияние высоты подвеса вибратора на форму диаграммы направленности. С увеличением высоты подвеса более $\lambda/4$ уменьшается излучение вверх и при $h=\lambda/2$ максимум излучения оказывается под углом $\theta=60^\circ$. При дальнейшем увеличении h в диаграмме направленности появляются дополнительные лепестки, а максимум первого от горизонта лепестка больше прижимается к земле. Обычно высота подвеса вибратора выбирается равной $(0,5 \div 1,0)\lambda$ и направление максимального излучения в вертикальной плоскости образует с горизонтом угол $30 \div 15^\circ$.

При расчете сопротивления излучения горизонтального вибратора, как правило, считают землю идеально проводящей. Тогда сопротивление излучения представляет собой сумму собственного сопротивления излучения вибратора и сопротивления, выносимого его зеркальным изображением (см. гл. 3).

Поскольку при радиосвязи на КВ требуется частая смена рабочих длии волн, были созданы диапазонные вибраторные антенны. К их числу относится прежде всего диапазонный вибратор, предло-

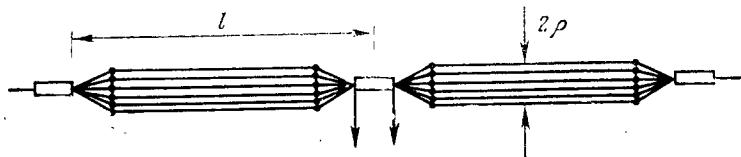


Рис. 15-4. Диапазонный вибратор Наденико.

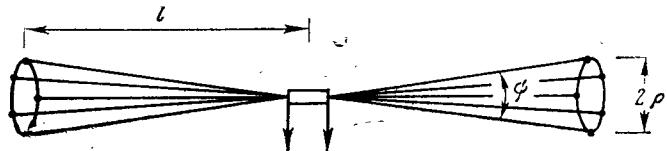


Рис. 15-5. Биконический КВ вибратор.

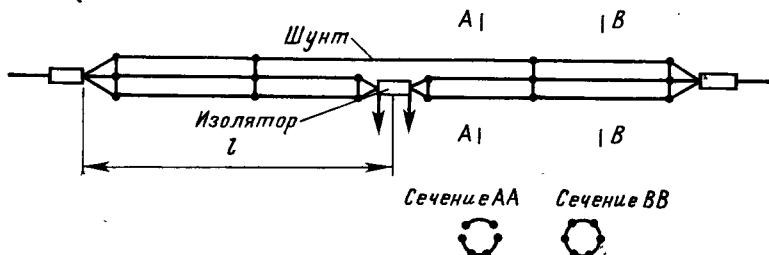


Рис. 15-6. Диапазонный шунтовой вибратор.

женный С. И. Наденико (рис. 15-4). Плечи этого вибратора выполняются из 8—12 параллельных проводов диаметром 3—5 мм каждый, образующих толстый цилиндр диаметром порядка 1 м.

Волновое сопротивление вибратора Наденико может быть найдено по обычной формуле $W_b = 120 \left(\ln \frac{l}{r_{\text{экв}}} - 1 \right)$, в которой эквивалентный радиус плеча $r_{\text{экв}}$ связан с радиусом образованного проводами цилиндра ρ соотношением $r_{\text{экв}} = \rho \sqrt{\frac{n\pi}{l}}$, где n — число проводников. Волновое сопротивление вибратора Наденико получается достаточно низким (около 300 Ом) и частот-

ная зависимость входного импеданса оказывается слаженной. КСВ в фидере с волновым сопротивлением $W_f = 300$ Ом в более чем двукратном рабочем диапазоне волны находится в пределах 1,4—4,0. Это позволяет работать без специальной настройки фидера и быстро менять длину волны радиосистемы.

Диапазонный вибратор может быть выполнен также в виде биконической антенны (рис. 15-5). Его волновое сопротивление выражается формулой $W \approx 120 \ln (\operatorname{ctg} \Psi/2)$ и получается достаточно низким на КВ при $\rho \approx 1$ м.

Для увеличения рабочего диапазона волны и повышения входного импеданса в вибратор Наденико может быть введен шунт (рис. 15-6). При питании такого вибратора фидером с $W_f = 500$ Ом КСВ в диапазоне волны $0,16 \leq l/\lambda \leq 0,70$ получается не хуже 3,3. Все рассмотренные разновидности диапазонных вибраторов наряду с самостоятельным применением могут использоваться в качестве элементов сканирующих антенных решеток диапазона КВ.

Остановимся еще на уголковой КВ антенне (рис. 15-7), предложенной А. А. Пистолькорсом с целью получения всенаправленного излучения в горизонтальной плоскости. Плечи этой антенны взаимно перпендикулярны и параллельны поверхности земли, а диаграммы излучения в горизонтальной плоскости в диапазоне волн $0,38 \leq l/\lambda \leq 0,64$ близки к иенаправленным, так как направления максимального излучения каждого плеча взаимно перпендикулярны. Угловые антенны с углом $\alpha = 70^\circ$ между плечами были использованы для радиосвязи на первом искусственном спутнике Земли. При работе на волнах $\lambda_1 = 15$ м и $\lambda_2 = 7,5$ м длины вибраторов были выбраны равными $l_1 = 2,9$ м и $l_2 = 2,4$ м. Такой выбор угла и длины плеч иакрест расположенных вибраторов обеспечил илучшие всенаправленные характеристики излучения и хорошие входные импедансы с учетом влияния металлического корпуса спутника.

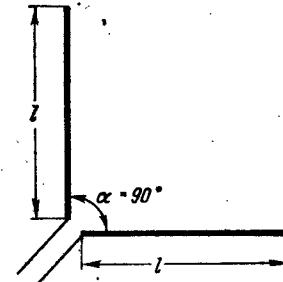


Рис. 15-7. Угловая антenna Пистолькорса.

15-3. МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ СИНФАЗНЫЕ ГОРИЗОНТАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

Наиболее простые передающие остроаправленные КВ антенны, разработанные еще в 20-х годах, представляют собой синфазные решетки из настроенных волновых вибраторов, подвешенные между двумя опорами-башнями (рис. 15-8). Такие антенны сокращенно называют СГ $\frac{m}{n}$ (синфазные горизонтальные, m — число этажей,

n — число полуволновых плеч вибраторов в этаже). Все находящиеся один под другим вибраторы располагаются с шагом $\lambda/2$ и присоединяются к двухпроводному вертикальному фидеру, образуя так называемую секцию. Чтобы вибраторы питались синфазно, провода фидера между этажами антенны перекрещиваются. Соседние секции соединяются между собой параллельно, затем производится параллельное соединение входов пар секций и т. д. Высокие входные

сопротивления каждого волнового вибратора на входе секции поникаются в m раз вследствие их параллельного соединения через полуволновые отрезки фидера. Это дает возможность так рассчитать схему питания, что режим согласования входа антенны достигается без элементов настройки.

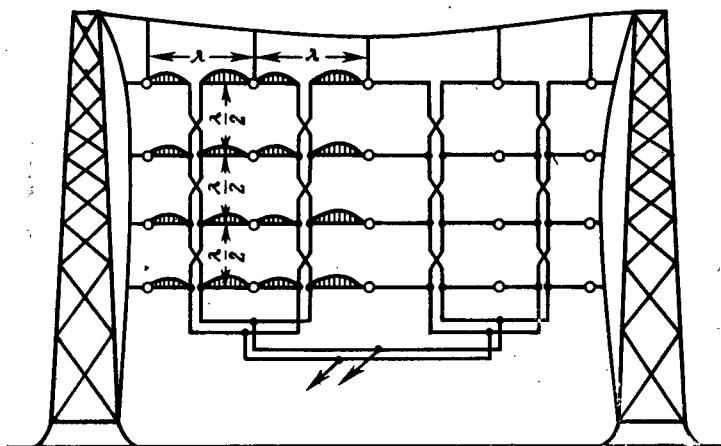


Рис. 15-8. Настроенная синфазная горизонтальная антена.

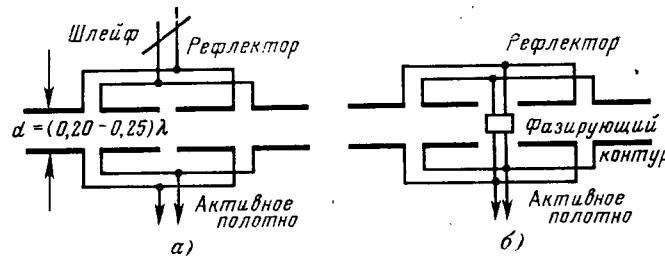


Рис. 15-9. Схемы питания рефлектора антенны СГ $\frac{m}{\pi}$.

а — пассивный рефлектор; б — активный рефлектор.

Для избавления от обратного излучения антена СГ $\frac{m}{\pi}$ снабжается настроенным рефлектором (РН), представляющим точно такое же полотно из волновых вибраторов, расположаемое на расстоянии $d = (0,20 \div 0,25)\lambda$ параллельно основному полотну антенны. Питание рефлектора может быть как пассивным (вход рефлектора закорачивается подвижной перемычкой), так и активным с помощью фазирующего контура (рис. 15-9).

Характеристика направленности антенны СГ $\frac{m}{\pi}$ РН в горизонтальной плоскости зависит от числа полуволновых плеч вибраторов

в одном этаже антенны (n) и от режима настройки рефлектора; она рассчитывается по формуле

$$f(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\varphi\right)}{\sin\varphi} \cdot \frac{\sin\left(n\frac{\pi}{2}\cos\varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\varphi\right)} \times \\ \times \sqrt{1 + m_1^2 + 2m_1 \cos\left(\Psi - \frac{2\pi d}{\lambda}\sin\varphi\right)}, \quad (15-4)$$

где m_1 — отношение амплитуды тока в рефлекторе к амплитуде тока в антенне; Ψ — фаза, на которую ток в рефлекторе опережает ток в антенне; φ — угол, отсчитываемый от плоскости полотна антенны.

Характеристика направленности в вертикальной плоскости зависит от числа этажей (m) и от высоты антенны над землей. Если считать землю идеальным проводником, то эта характеристика будет иметь вид:

$$f(\Delta) = \frac{\sin\left(m\frac{\pi}{2}\sin\Delta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2}\sin\Delta\right)} \sin\left(\frac{2\pi h_{\text{ср}}}{\lambda}\sin\Delta\right) \times \\ \times \sqrt{1 + m_1^2 + 2m_1 \cos\left(\Psi - \frac{2\pi d}{\lambda}\cos\Delta\right)}, \quad (15-5)$$

где $h_{\text{ср}}$ — расстояние от поверхности земли до центра полотна, Δ — угол между горизонтом и направлением в точку наблюдения. Естественно, что вдоль земли получается нуль излучения, так как токи зеркального изображения антенны имеют противоположное направление по отношению к токам антенны.

Крупным недостатком антенн СГ $\frac{m}{\pi}$ РН является их узкополосность (ширина рабочей полосы частот порядка нескольких процентов относительно расчетной длины волны). Этот недостаток преодолен в синфазных горизонтальных диапазонных антенах СГД $\frac{m}{\pi}$,

способных к работе без перестройки на волнах от $0,8\lambda_0$ до $2,0\lambda_0$, где λ_0 — расчетная длина волны. Схема антенны СГД показана на рис. 15-10. Синфазность возбуждения всех вибраторов на любой длине волны, а следовательно, и хорошие направленные свойства антенны обеспечиваются применением двойично-этажной схемы питания, в которой расстояние от входа до любого вибратора постоянно. Диапазонность антенны СГД по качеству согласования входа обусловлена двумя факторами: 1) вибраторы выполняются утолщеными по типу вибратора Надененко и часто снабжаются шунтами; 2) в схеме питания применяются трансформирующие вставки длиной $\lambda_0/4$ со специальными волновыми сопротивлениями. В итоге КСВ антенны в 2—2,5-кратном диапазоне волны оказывается не хуже 3,0.

Для обеспечения однонаправленности антенны СГД $\frac{m}{\pi}$ снабжаются рефлекторами. Наиболее простой апериодический рефлектор (РА) представляет собой плоский экран из горизонтальных проводов, располагаемый на расстоянии $(0,27 \div 0,30)\lambda_0$ от антены. Раз-

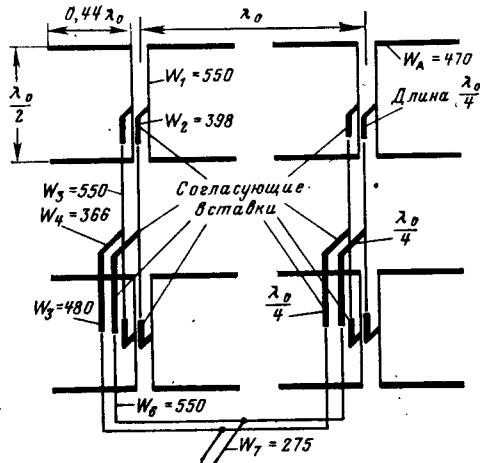


Рис. 15-10. Схема возбуждения диапазонной синфазной горизонтальной антенны.

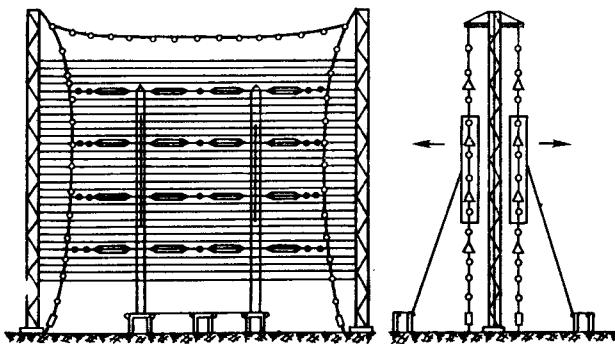


Рис. 15-11. Общий вид антенны СГД $\frac{4}{\pi}$ РА.

меры рефлектора несколько превосходят размеры полотна антенны (рис. 15-11). Достоинством антении СГД РА является полное отсутствие элементов настройки, возможность подвески двух полотен антены по обеим сторонам рефлектора и низкий уровень излучения в задних квадрантах.

Существуют также антенны СГД $\frac{m}{\pi}$ с диапазонным активным рефлектором точно такого же вида, как и основное полотно антены. На рис. 15-12 показаны два наиболее простых варианта схем питания таких антенн: рис. 15-12, а с мостовым резистивным делителем мощности (сравните со схемой рис. 14-4) и рис. 15-12, б с 3-дБ направленным ответвителем. В мостовой схеме фазированное рефлек-

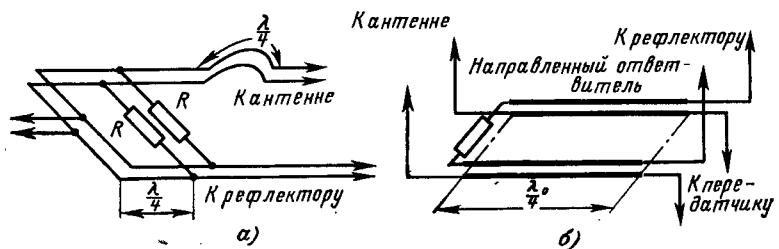


Рис. 15-12. Схема диапазонного активного питания рефлектора антенны СГД $\frac{m}{\pi}$.

тора и активного полотна достигается дополнительным $\lambda_0/4$ -отрезком фидера, а в схеме с направленным ответвителем используется частотно-независимый фазовый сдвиг 90° на его связанных выходах. Настройка рефлектора и удовлетворительное согласование входа в этих схемах сохраняются в 1,5—2-кратном диапазоне волн. Однако недостатком обеих схем является потеря 10—30% мощности передатчика в поглощающих резисторах. Ввиду рассеяния значительной мощности эти резисторы часто выполняются в виде поглощающих длинных линий.

15-4. НАПРАВЛЕННЫЕ КВ АНТЕННЫ С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМ ПИТАНИЕМ

Рассмотренные в § 15-3 синфазные многовибраторные КВ антенны имеют сравнительно высокую стоимость и поэтому применяются главным образом в качестве передающих антенн для радиовещания. Для профессиональной радиосвязи на КВ используются более простые антенны с последовательным питанием — ромбические антенны и антенны бегущей волны.

Ромбическая антenna (рис. 15-13) появилась как приемная в конце 20-х годов, а начиная с середины 30-х годов стала использоваться и как передающая. Эта антenna представляет собой симметричную двухпроводную линию в форме ромба, длина стороны которого составляет $l = (2 \div 5)\lambda$. К одному острому углу ромба присоединяется возбуждающий фидер, а другой конец нагружается на резистор, сопротивление которого равно волновому сопротивлению ромбовидной линии. Вследствие этого в проводниках антенны устанавливается и поддерживается режим бегущей волны тока в направлении к нагрузочному резистору. Для сохранения постоянства волнового сопротивления антены по ее длине ромб образуют их расходящиеся к тупому углу проводов (рис. 15-13, б). Известно,

что длинный проводник с бегущей волной тока имеет пространственную характеристику направленности в виде «воронки», в которой максимум излучения тем ближе прижат к оси провода, чем больше отношение l/λ . Располагая проводники под определенным углом один к другому, удается получить совпадение максимума суммарного излучения с биссектрисой угла между проводниками. В результате общее излучение всех четырех сторон ромба в направлении поглощающего резистора усиливается, а в остальных направлениях наряду с частичной компенсацией излучаемых волн образуется ряд боковых лепестков. Поскольку режим бегущей волны в антenne обеспечивается достаточно интенсивным излучением проводников и наличием согласованного поглотителя, хорошее согласование входа и удовлетворительное качество диаграмм направленности сохраняются примерно в 2,5-кратном диапазоне волн.

Конструктивно ромбическая антenna подвешивается на четырех опорах параллельно поверхности земли на высоте $h = (0,5 \div 1,0) \lambda$ (рис. 15-13, б). Как показывают расчеты и измерения, к. п. д. ромбической антены равен примерно 0,5 на длинной волне рабочего диапазона и 0,75 на короткой волне. Поэтому нагрузочный резистор передающей ромбической антены должен рассеивать значительную мощность и часто выполняется в виде длинной двухпроводной линии со стальными проводниками. Характеристики направленности ромбической антены над идеально проводящей землей на крайних

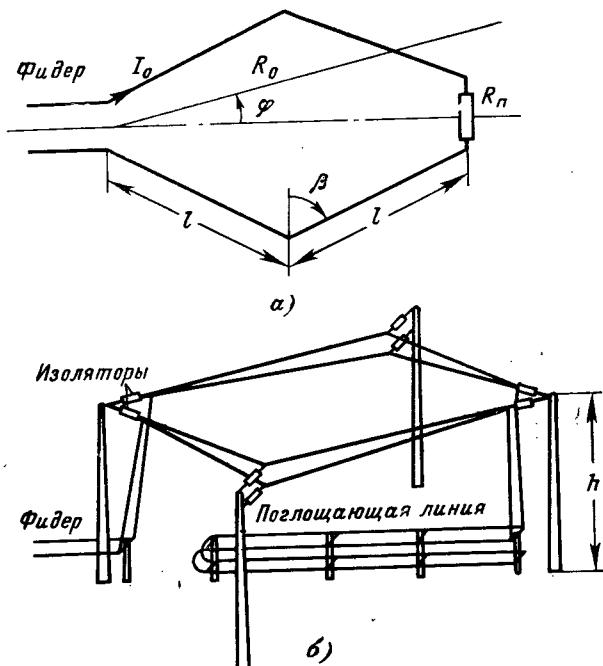


Рис. 15-13. Ромбическая антена.

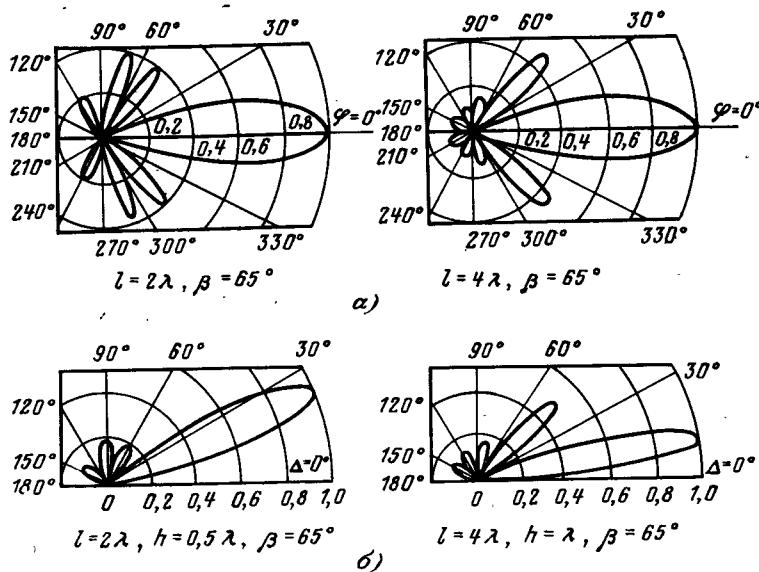


Рис. 15-14. Диаграммы направленности ромбической антены.
а — горизонтальная плоскость; б — вертикальная плоскость.

частотах рабочего диапазона показаны на рис. 15-14. Обращают на себя внимание сравнительно большие боковые лепестки и характерная зависимость угла подъема максимума излучения от отношения h/λ . Для увеличения направленности применяется параллельное синфазное включение ромбических антенн. На рис. 15-15 показана так называемая сдвоенная ромбическая антена, предложенная Г. З. Айзенбергом. Расстояние между диагоналями ромбов выбирается равным $(1,0 \div 0,8) \lambda$. В сдвоенной ромбической антenne наряду с сужением главного лепестка диаграммы направленности в горизонтальной плоскости происходит уменьшение боковых лепестков. Общий коэффициент усиления возрастает примерно вдвое по сравнению с одиночным ромбом.

Антenna бегущей волны (АБВ) предназначена для целей направленного радиоприема в 2—2,5-кратном диапазоне волн. В классическом варианте АБВ состоит из ряда одинаковых симметричных вибраторов, присоединенных через конденсаторы небольшой емкости (порядка нескольких пикофарад) к двухпроводной собирательной линии (рис. 15-16). Образованное таким путем полотно вибраторов подвешивается с помощью нескольких мачт на высоте 15—35 м над поверхностью земли. Длина плеча каждого вибратора l не превышает четверти самой короткой длины волны рабочего диапазона, а шаг d выбирается небольшим — порядка $0,1\lambda$. Полная длина собирательной линии с вибраторами обычно составляет $(3\div 5)\lambda$. С одного конца линия присоединяется к поглощающему резистору, по nominalu равному ее волновому сопротивлению, а с другого конца — к согласованному входу приемника. Благодаря

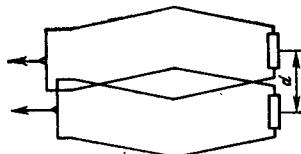


Рис. 15-15. Сдвоенная ромбическая антenna.

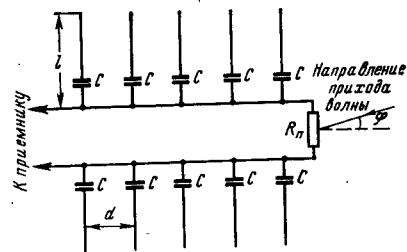


Рис. 15-16. Схема приемной антенны бегущей волны (АБВ).

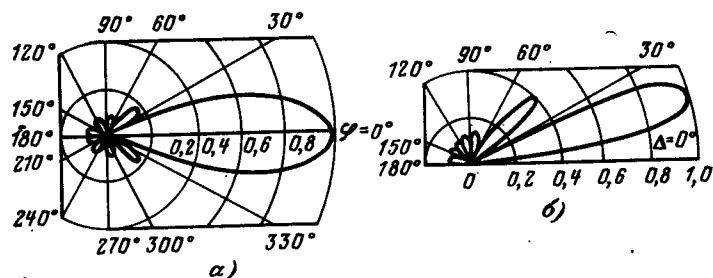


Рис. 15-17. Диаграммы направленности АБВ.
а — горизонтальная плоскость; б — вертикальная плоскость.

наличию конденсаторов (развязывающие элементы) входное сопротивление вибраторов возрастает и они мало шунтируют собирательную линию. Суммарное воздействие всех часто расположенных вибраторов на собирательную линию сводится к небольшому уменьшению фазовой скорости волн тока в ее проводниках по сравнению со скоростью света. Поэтому анализ направленных свойств АБВ может быть произведен с общих позиций теории линейных излучающих систем с замедленной фазовой скоростью (гл. 6). В частности, при заданных длине полотна антенны и длине волны имеется оптимальное значение коэффициента замедления фазовой скорости, приводящее к максимуму КНД. Типичные характеристики направленности АБВ с учетом влияния идеально проводящей земли показаны на рис. 15-17, причем во всем 2—2,5-кратном рабочем диапазоне волн вид этих характеристик изменяется не слишком сильно. Боковые лепестки диаграмм направленности АБВ получаются значительно меньшими по сравнению с ромбической антенной, что свидетельствует о лучшей помехозащищенности АБВ.

Главным недостатком классических АБВ с емкостными связями является низкий к. п. д. из-за потерь мощности в оконечном поглощающем резисторе. Кроме того, величина к. п. д. оказывается не-постоянной по рабочему диапазону, резко падая на его длинноволновом краю из-за возрастания емкостного сопротивления конденсаторов связи. Например, в диапазоне длин волн 27—60 м наблюдается уменьшение к. п. д. от 0,45 до 0,02.

Однако применение конденсаторов в качестве элементов связи вибраторов с собирательной линией не является обязательным. Можно использовать также развязывающие резисторы с номиналом несколько сотен ом (кондуктивная связь). Нельзя лишь применять индуктивные элементы связи, так как это ведет к увеличению фазовой скорости по сравнению со скоростью света и к ухудшению направленных свойств. Коэффициент полезного действия антенн с кондуктивной связью с увеличением длины волны падает менее резко, так как ослабление связи происходит только за счет увеличения входного сопротивления вибраторов. Расчеты и эксперименты показывают, что у АБВ с развязывающими резисторами к. п. д. в диапазоне длин волн 27—60 м изменяется от 0,45 до 0,1, т. е. значительно меньше, чем у АБВ с емкостной связью. Опыт эксплуатации АБВ с кондуктивной связью показал, что они по помехозащищенности значительно превосходят ромбические антенны (в том числе и двойные), а также АБВ с емкостной связью.

Для улучшения направленных свойств несколько АБВ могут быть объединены в общую antennную систему. Наиболее распространены двойные АБВ из пары расположенных рядом одинаковых полотен, входы которых соединяются параллельно. Дальнейшее увеличение направленности достигается расположением нескольких, например трех, двойных АБВ одна за другой (цепочкой). Каждая двойная АБВ соединяется с приемником собственной фидерной линией, причем возможно применение фазирующих устройств для управления направлением приема в вертикальной плоскости.

Наряду с рассмотренными выше традиционными КВ антеннами в настоящее время в радиосистемах все большее применение находят КВ антенны более современных типов. В их числе прежде всего логопериодические вибраторные антенны, способные к работе в диапазоне волн 10—100 м с КСВ порядка 1,5 при практически постоянных направленных свойствах. Интересные попытки применения одной antennной системы для одновременной работы во многих различных направлениях связаны с созданием цилиндрических линз Люнеберга, образованных двумя круглыми горизонтальными дисками из проволочной сетки. Переменная фазовая скорость для волн горизонтальной поляризации в пространстве между дисками достигается изменением расстояния между ними. На краях диски передаются в цилиндрический рупор, высота которого определяет форму диаграммы направленности в вертикальной плоскости. Существуют и другие новые типы КВ антенн, на которых мы не останавливаемся.

ГЛАВА ШЕСТЬНАДЦАТАЯ

АНТЕННЫ СРЕДНИХ, ДЛИННЫХ И СВЕРХДЛИННЫХ ВОЛН

16-1. Г- и Т-ОБРАЗНЫЕ АНТЕННЫ

Исходя из условий распространения средних ($\lambda=100 \div 1000$ м), длинных ($\lambda=1 \div 10$ км) и сверхдлинных ($\lambda=10 \div 30$ км) волн, на этих волнах необходимо применять антенны с вертикальной поляризацией электромагнитного поля, причем максимальное излучение антенн должно быть направлено вдоль поверхности земли.

Классическим представителем длинноволновых антенн являются Г- и Т-образные антенны (рис. 16-1). Они представляют собой плоскую сеть из горизонтальных проводов, подвешенную при помощи изоляторов к двум деревянным или металлическим мачтам. Мачты располагаются на расстоянии 100—250 м одна от другой,

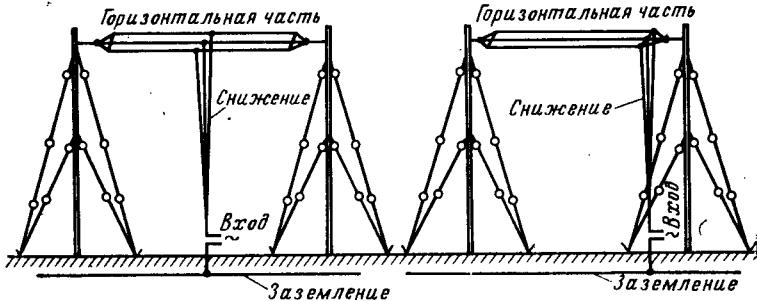


Рис. 16-1. Общий вид Г- и Т-образных антенн.

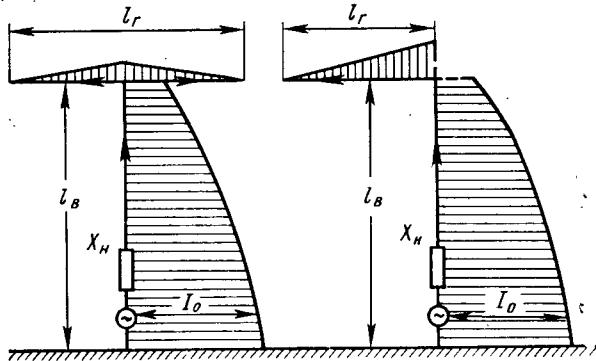


Рис. 16-2. Распределения тока в Г- и Т-образной антенных.

и их высота может достигать 200 м и более. Число параллельных проводов в полотне антены выбирается от двух до шестнадцати. В качестве проводов используется антенный каиатик диаметром 5—8 мм, причем провода располагаются на расстояниях 1,0—1,5 м один от другого. Опорные мачты крепятся при помощи нескольких ирусов оттяжек, в которые врубаются изоляторы, устраняющие влияние оттяжек на излучение антены. Снижение антены непосредственно вводится в здание радиопередатчика, и фидеры, таким образом, не применяются. Нижний конец снижения антены через резонансные контуры настройки и связь с передатчиком присоединяется к заземлению, роль которого заключается в уменьшении потерь в земле.

Вертикальный и горизонтальный размеры антены чаще всего не превосходят четверти рабочей длины волны. Получающееся при

этом распределение электрического тока вдоль проводников показано на рис. 16-2. Влияние земли на излучение Г- и Т-образных антенн учитывается с помощью метода зеркального изображения. Излучение вертикальной части антены за счет влияния земли усиливается, а излучение горизонтальной части ослабляется (фактически полностью компенсируется).

Поэтому диаграммы направленности Г- и Т-образных антенн в горизонтальной плоскости оказываются практически равномерными, а в вертикальной плоскости почти такими же, как у вертикального диполя Герца. Действие горизонтальной части сводится лишь к созданию более равномерного распределения тока вдоль снижения антены и к соответствующему возрастанию сопротивления излучения.

Распределение тока и напряжения в длинноволновой антенне. При расчете функций распределения тока и напряжения принято заменять горизонтальную часть антены эквивалентным вертикальным отрезком длиной b с тем же волновым сопротивлением, что и у снижения (рис. 16-3). Тогда ток и напряжение в вертикальной части на участке $0 \leq z \leq l_b$ могут быть записаны в виде

$$I_z = I_0 \frac{\sin k(l_b + b - z)}{\sin k(l_b + b)}, \quad U_z = U_0 \frac{\cos k(l_b + b - z)}{\cos k(l_b + b)}, \quad (16-1)$$

где I_0 и U_0 — ток и напряжение у основания антены; l_b — высота антены (т. е. длина снижения). Эквивалентный размер b определяется из условия равенства входного импеданса горизонтальной части антены (рассматриваемой как отрезок линии передачи) входному импедансу вертикального отрезка эквивалентной длины. Например, для Г-образной антены импеданс горизонтальной части в точке присоединения к снижению равен $jX_r = -j\bar{W}_r \operatorname{ctg} kl_r$, где \bar{W}_r — волновое сопротивление горизонтальной части антены. Импеданс эквивалентного вертикального отрезка выражается аналогичным образом $jX_{\text{экв}} = -jW_v \operatorname{ctg} kb$, где W_v — волновое сопротивление снижения. Приравнивая $X_r = X_{\text{экв}}$, получаем уравнение для определения эквивалентного размера b Г-образной антены

$$\operatorname{ctg} kb = \frac{W_r}{W_v} \operatorname{ctg} kl_r. \quad (16-2)$$

Для Т-образной антены импеданс горизонтальной части образуется путем параллельного соединения двух одинаковых импедансов ее плеч и уравнение (16-2) приобретает несколько иной вид

$$\operatorname{ctg} kb = \frac{W_r}{2W_v} \operatorname{ctg} \frac{kl_r}{2}. \quad (16-2a)$$

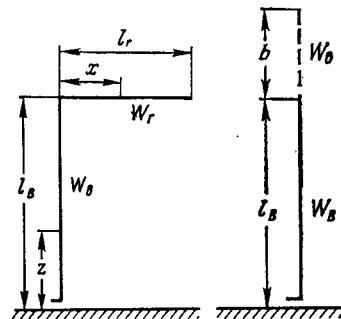


Рис. 16-3. К расчету эквивалентной длины b .

Входящие в уравнение (16-2) волновые сопротивления вертикальной и горизонтальной частей антенны могут быть определены через распределенные статические емкости посредством известной из теории длинных линий формулы $W=10^{-8}/(3C_p)$, Ом. Распределенная емкость C_p вертикальной или горизонтальной части подсчитывается по приближенному методу Хоу. Согласно этому методу предполагается, что статический заряд распределен по поверхности проводника равномерно. Тогда удается интегрированием рассчитать потенциал проводника, который оказывается изменяющимся от точки к точке проводника. Беря среднее по длине проводника значение потенциала и деля на него полный заряд провода, определяют емкость провода, а затем и емкость, приходящуюся на единицу длины. При расчетах емкостей Г- и Т-образных антенн приходится учитывать потенциалы, наводимые на каждый проводник другими проводниками антенны и их зеркальными изображениями в земле. Более подробно техника расчета емкостей антенны описана в книге [9].

Возвращаясь к расчету токов и напряжений в антenne, находим по формуле (16-1) ток и напряжение у верхнего конца снижения:

$$I_{l_b} = I_0 \frac{\sin kb}{\sin k(l_b + b)}; U_{l_b} = U_0 \frac{\cos kb}{\cos k(l_b + b)}.$$

После этого легко могут быть записаны распределения тока и напряжения по горизонтальной части антенны. В частности, для Г-образной антенны эти распределения имеют вид:

$$I_x = I_{l_b} \frac{\sin k(l_r - x)}{\sin kl_r}; U_x = U_{l_b} \frac{\cos k(l_r - x)}{\cos kl_r}, \quad (16-3)$$

где l_r — длина горизонтальной части антенны и x — расстояние, отсчитываемое вдоль горизонтальной части от точки присоединения снижения. Аналогичные формулы могут быть записаны и для Т-образной антенны.

Входной импеданс антенны. Его реактивная часть может быть найдена по известной из теории длинных линий формуле

$$X_{bx} = -jW_b \operatorname{ctg} k(l_b + b). \quad (16-4)$$

Для удобства расчета добавочных реактивных элементов согласования и связи антенны с передатчиком вводится понятие о *собственной длине волны антенны*. Собственной называется наиболее длинная волна λ_0 , на которой антenna оказывается в резонансе ($X_{bx}=0$) без введения элементов настройки. Условие для нахождения собственной волны имеет вид $k_0(l_b + b) = \pi/2$, где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, а b зависит от длины волны согласно (16-2). Для ненагруженной вертикальной антенны собственная длина волны равна $\lambda_0 = 4l_b$. При наличии горизонтальной части собственная длина волны увеличивается и зависит от соотношения волновых сопротивлений и длин вертикальной и горизонтальной частей антенны.

Чаще всего Г- и Т-образные антенные используются на длинах волн, превышающих собственную ($\lambda_{раб} > \lambda_0$). Тогда согласно (16-4) антenna имеет емкостное реактивное сопротивление и для настройки

в резонанс ($X_{bx}+X_n=0$) нужно ее «удлинить» путем включения у основания катушки индуктивности с реактивным сопротивлением $X_n = \omega L_{уд} = W_b \operatorname{ctg} k(l_b + b)$. Реже встречается случай $\lambda_{раб} < \lambda_0$. Тогда антenna имеет индуктивное реактивное сопротивление и для настройки в резонанс необходимо включить у ее основания «укорачивающую» емкость, определяемую из соотношения

$$\frac{1}{\omega C_{ук}} = -W_b \operatorname{ctg} k(l_b + b).$$

Активная составляющая входного импеданса антенны складывается из сопротивления излучения и сопротивления потерь $R_{bx} = R_{\Sigma 0} + R_{\Pi}$. При $\lambda_{раб} > \lambda_0$ можно рассматривать Г- и Т-образные антенные как диполи и находить сопротивление излучения с учетом зеркального изображения по формуле

$$R_{\Sigma 0} = 160\pi^2 \left(\frac{h_d}{\lambda_{раб}} \right)^2, \text{ Ом.} \quad (16-5)$$

Здесь h_d представляет собой действующую длину антенны (см. § 5-4), которая рассчитывается по равновеликой площади тока в снижении антенны и оказывается равной

$$h_d = \frac{1}{k} \cdot \frac{\cos kb - \cos k(l_b + b)}{\sin k(l_b + b)}.$$

Сопротивление потерь в основном определяется потерями высокочастотной мощности на нагрев земли и в значительно меньшей степени — омическими потерями в проводах антенны и в согласующих элементах. Для оценки потерь в земле на длинных волнах может быть использована эмпирическая формула М. В. Шулейкина $R_{\Pi} = A(\lambda_{раб}/\lambda_0)$. Коэффициент A определяется электрическими параметрами почвы и системой заземления антенны. Он меняется в широких пределах — от 0,5 до 7,0. С учетом потерь в земле для полного активного сопротивления антенны получается формула

$$R_{bx} = 160\pi^2 \left(\frac{h_d}{\lambda_{раб}} \right)^2 + A \left(\frac{\lambda_{раб}}{\lambda_0} \right), \text{ Ом.} \quad (16-6)$$

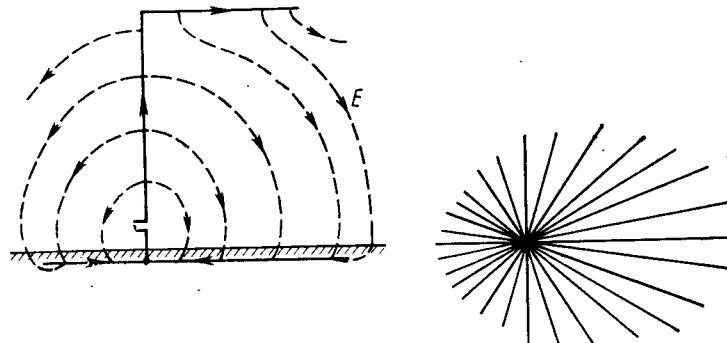


Рис. 16-4. Система заземления Г-образной антенны.

При некоторой длине волны функция $R_{\text{вх}}(\lambda)$ имеет минимум. Измеряя минимальное входное сопротивление антенны и рассчитывая соответствующее $R_{\Sigma 0}$, можно по формуле (16-6) определить A , а затем найти сопротивление потерь R_p и оценить к. п. д. антенны по обычной формуле $\eta = R_{\Sigma 0} / (R_{\Sigma 0} + R_p)$. Антenna считается удовлетворительной при $\eta \geq 0.2$ и хорошей при $\eta \geq 0.5$.

Для уменьшения потерь следует в первую очередь совершенствовать систему заземления, представляющую собой сеть проводов, закопанных в землю на небольшую глубину. Эти провода перехватывают ответвляющиеся от антенны и замыкающиеся на землю токи смещения и, таким образом, уменьшают потери в земле (рис. 16-4). Чем больше число проводов заземления и чем больше их длина, тем меньшая часть ответвляющегося от антенны тока течет непосредственно по грунту и тем выше к. п. д. антенны.

Рабочая полоса частот. Поскольку электрические размеры Г- и Т-образных антенн малы, их полоса пропускания оказывается также малой и сопоставимой с полосой частот, необходимой для передачи радиовещания. Для получения оценки полосы пропускания при $\lambda_{\text{раб}} > \lambda$ реактивная составляющая входного импеданса может быть приближенно представлена в виде $X_{\text{вх}} \approx -jW_b/k(l_b + b) = -j/\omega C_A$, где C_A — полная емкость антенны. После включения удлинительной катушки индуктивности $L_{\text{уд}}$ антenna в окрестности рабочей частоты $\omega_p = 2\pi f_p$ оказывается эквивалентной последовательному колебательному контуру, причем имеет место равенство $\omega_p L_{\text{уд}} = 1/\omega_p C_A$. Добротность этого контура дается очевидной формулой

$$Q = \frac{|X_{\text{вх}}|}{R_{\text{вх}}} = \frac{W_b}{R_{\text{вх}} k_p (l_b + b)} = \frac{f_p}{2\Delta f}, \quad (16-7)$$

где $2\Delta f$ — полоса пропускания антенны, определяемая по уменьшению излучающего тока в снижении в 0,707 раз по отношению к его значению на рабочей частоте f_p . Из формулы (16-7) следует, что полоса пропускаемых частот будет тем больше, чем больше электрическая длина антенны и чем меньше волновое сопротивление. При подсоединении антенны к выходному колебательному контуру радиопередатчика образуется двухконтурная резонансная система, которая рассчитывается в соответствии с теорией широкополосного согласования входного сопротивления антенны с внутренним сопротивлением передатчика. При оптимальном расчете двухконтурной резонансной системы равномерная модуляционная характеристика передатчика и его высокий внутренний к. п. д. обеспечиваются в полосе частот, несколько превышающей полосу частот, определяемую формулой (16-7).

16-2. П-ОБРАЗНЫЕ АНТЕННЫ И АНТЕННЫ С МНОГИМИ СНИЖЕНИЯМИ

Схема П-образной антенны показана на рис. 16-5. Питание от передатчика подводится к одному из снижений, а во второе снижение включается реактивное сопротивление для получения синфазного распределения тока в снижениях антенны, показанного на рис. 16-5.

П-образная антenna образована как бы из двух Г-образных антенн, и ее расчет проводится аналогичным образом. Однако вследствие взаимного влияния снижение происходит возрастание сопротивления излучения. Для возбуждаемого снижения сопротивление излучения оказывается равным $R_{\Sigma} = R_{\Sigma 0} + R_{\Sigma \text{вн}}$, где вносимое сопротивление дается формулой

$$R_{\Sigma \text{вн}} = \frac{3}{2} R_{\Sigma 0} \left[\frac{\cos kd}{(kd)^2} - \frac{\{1 - (kd)^2\} \sin kd}{(kd)^3} \right]. \quad (16-8)$$

Формула (16-8) получена методом наиводных э. д. с. В нее d представляет собой расстояние между снижениями антены, а $R_{\Sigma 0}$ по-прежнему определяется формулой (16-5). Кроме увеличения сопротивления излучения, здесь происходит также благоприятное перераспределение поверхностных токов в земле (по большей площади), сопровождающееся уменьшением их плотности. В результате увеличивается к. п. д. антены и расширяется полоса пропускаемых частот. Кроме того, получается некоторая направленность в горизонтальной плоскости, определяемая формулой $F(\phi) = \cos [(kd \cos \phi)/2]$, где ϕ — угол между плоскостью антены и направлением в точку наблюдения.

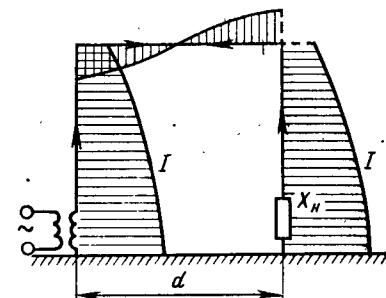


Рис. 16-5. П-образная антenna.

Антenna с многими снижениями, предложенная Александрсоном, показана на рис. 16-6. Питание от передатчика подводится к среднему снижению антены. В два других снижения включаются настроенные реактивные сопротивления, величины которых подбираются так, чтобы получить синфазные колебания токов во всех сни-

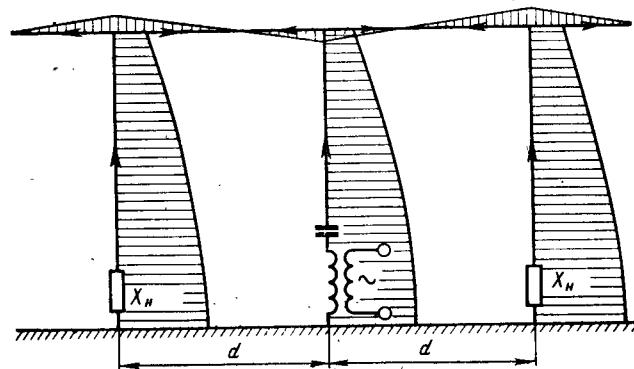


Рис. 16-6. Антenna с многими снижениями.

жениях. Антенну можно представить состоящей из трех Т-образных антенн, и поэтому ее расчет сводится к расчету Т-образной антенны. Отличие заключается только в расчете сопротивления излучения среднего снижения, которое возрастает и оказывается равным $R_{\Sigma} = R_{\Sigma 0} + 2R_{\Sigma \text{вн}}$, где $R_{\Sigma \text{вн}}$ дается формулой (16-8). Поэтому к. п. д. и полоса пропускания антенны с многими снижениями оказываются выше, чем у Г-, Т- и П-образных антенн.

16-3. ОСОБЕННОСТИ АНТЕНН СВЕРХДЛИННЫХ ВОЛН

Поскольку на сверхдлинных волнах (СДВ) ($\lambda=10 \div 30$ км) антенны всегда оказываются электрически короткими, то, естественно, горизонтальную часть антенны приходится устранять сильно разветвленной (рис. 16-7, а), соединяя ее тем или иным способом с одним или несколькими снижениями. Таким образом, антенны СДВ являются антennами существенно дипольного типа и могут быть представлены в виде плоского конденсатора C_A (рис. 16-7, б). Сопротивление излучения и реактивная часть входного импеданса оказываются равными

$$R_{\Sigma 0} = 160\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2; \quad X_{\Sigma \text{вн}} = -j \frac{1}{\omega C_A}. \quad (16-9)$$

Емкость антенны C_A определяется разветвленной горизонтальной частью антенны и может быть приближенно найдена по формуле плоского конденсатора $C_A = \frac{\epsilon_0 A}{l}$, где A — площадь полотна горизонтальной части антенны. Тогда добротность излучающей системы антенны, определяемая как отношение $|X_{\Sigma \text{вн}}|/R_{\Sigma 0}$, принимает вид:

$$Q_{\Sigma} = \frac{3\lambda^3}{8\pi^2 V}, \quad (16-10)$$

где $V=Al$ есть объем, занимаемый излучающей системой.

Следовательно, минимально достижимая добротность антенны зависит от рабочей длины волны и объема антенны и не зависит от геометрии системы, а также способа соединения горизонтальной части с генератором.

При добавлении к антенне настроекой индуктивности с сопротивлением $X_{\Sigma \text{вн}} = -X_{\Sigma \text{вн}}$ и добротностью $Q_{\Sigma \text{вн}} = |X_{\Sigma \text{вн}}|/R_{\Sigma \text{вн}}$ (в сопротивление потерь $R_{\Sigma \text{вн}}$ катушки включаются также потери в системе заземления) к. п. д. антенны оказывается равным $\eta = \frac{Q_{\Sigma \text{вн}}}{Q_{\Sigma} + Q_{\Sigma \text{вн}}}$, а общая добротность антенны понижается и становится равной $Q = \eta Q_{\Sigma} = \frac{f_p}{24f}$. Отсюда следует, что для получения максимального к. п. д. и максимальной полосы пропускания при заданных элементах настройки и качестве системы заземления необходимо уменьшать Q_{Σ} , т. е. увеличивать объем антенны. Объем антенны может увеличиваться как за счет высоты поддерживающих мачт, так и за счет увеличения площади антенны, т. е. увеличения числа мачт.

Выбор соотношения между A и l производится из условия минимальной стоимости антенны.

Антенны СДВ предназначаются для устойчивой радиосвязи на большие расстояния и поэтому должны работать при очень высоких мощностях. В связи с этим необходимо оценить величину напряже-

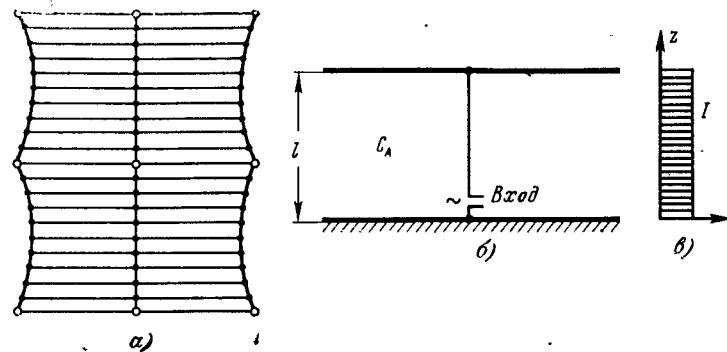


Рис. 16-7. Сверхдлинноволновая антenna.
а — горизонтальная часть антенны; б — схема замещения; в — распределение тока по снижению.

ния в антenne. Эффективное напряжение в антenne при заданной входной мощности определяется формулой

$$U = \sqrt{P_{\Sigma \text{вн}} \frac{(R_{\Sigma 0} + R_{\Sigma \text{вн}})^2 + X_{\Sigma \text{вн}}^2}{R_{\Sigma 0} + R_{\Sigma \text{вн}}}}.$$

Если учесть, что $R_{\Sigma 0} + R_{\Sigma \text{вн}} = |X_{\Sigma \text{вн}}|/Q_{\Sigma} \eta$, а $|X_{\Sigma \text{вн}}| = Q_{\Sigma} R_{\Sigma 0}$, то при $Q_{\Sigma} \eta \gg 1$ напряжение будет равно:

$$U = \sqrt{P_{\Sigma \text{вн}} \frac{|X_{\Sigma \text{вн}}|}{Q_{\Sigma} \eta} (1 + Q_{\Sigma}^2 \eta^2)} \approx \sqrt{P_{\Sigma \text{вн}} Q_{\Sigma}^2 R_{\Sigma 0}}.$$

Подставляя сюда значение $R_{\Sigma 0}$ и Q_{Σ} из (16-9) и (16-10), получаем

$$U = \frac{\sqrt{90 P_{\Sigma \text{вн}} \eta}}{2\pi} \frac{\lambda^2}{A}. \quad (16-11)$$

Из этой формулы видно, что при заданной мощности излучения $P_{\Sigma} = P_{\Sigma \text{вн}} \eta$ напряжение в антenne СДВ уменьшается с увеличением площади антенны.

В целях увеличения к. п. д. антенн СДВ для них выбирают территории с высокой проводимостью почвы, устраняют разветвленную систему заземления и выполняют катушки индуктивности из специального провода. Приведем краткую характеристику антенн СДВ типа Александерсена, построенной в Германии в годы второй мировой войны для связи с подводными лодками в диапазоне волн $\lambda=15 \div 20$ км (рис. 16-8). Антenna размещена на 18 мачтах, три из которых B высотой 200 м установлены на изоляторах

и имеют элементы настройки. Остальные 15 мачт заземлены и поддерживают горизонтальное полотно антенны из трех секций. Секции горизонтального полотна антенны соединяются при помощи трех пар проводов A , образующих снижение антенны. Емкость антенны равна $0,11 \text{ мкФ}$, сопротивление потерь имеет величину порядка $0,03 \Omega$ и к. п. д. достигает 90%. Заземление выполнено из оцинкованных стальных лент сечением $10 \times 2 \text{ мм}^2$, радиально расходящихся вокруг каждой из мачт-снижений B и вокруг здания радиостанции A . Общая длина уложенного в землю провода составляет

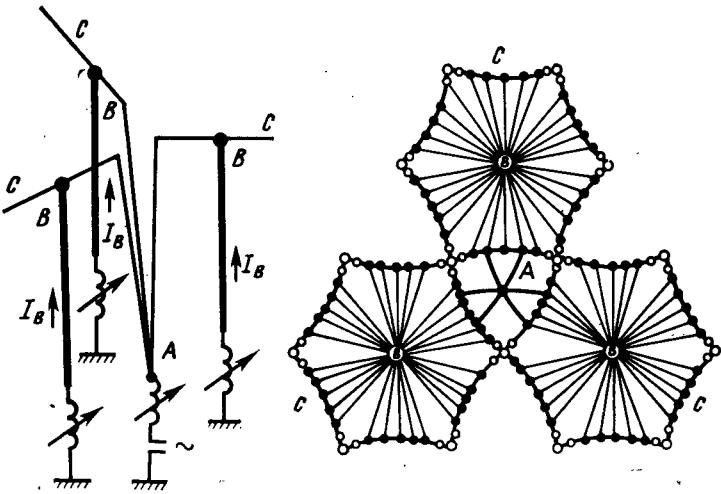


Рис. 16-8. Устройство сверхдлинноволновой антенны.

350 км. Удлинительные катушки индуктивности выполнены из лент центрата, т. е. проводника, сплетенного из большого числа изолированных проволок. Катушки намотаны пятью параллельно идущими проводниками диаметром 10 мм каждый. Высота катушек 5 м, диаметр 3,2 м. Полоса частот, пропускаемых антенной, оказалась равной 20–50 Гц.

16-4. АНТЕННЫ-МАЧТЫ

Недостатками Г- и Т-образных антенн и других антенн подобного типа являются необходимость двух или большего числа мачт, а также вредное влияние оттяжек на характеристики излучения. В средневолновом диапазоне эти недостатки преодолеваются при переходе к антеннам-мачтам. На рис. 16-9 показаны три способа возбуждения мачт: у осцилляции, что требует применения опорного изолятора, при помощи шунта и посредством верхнего питания.

Антенна-мачта на изоляторе (рис. 16-9, а) представляет собой несимметричный вибратор высотой около $(0,20 \div 0,25)\lambda$. Распределение тока вдоль такой мачты определяется выражением (2-19), а входной импеданс вычисляется по инженерной формуле (2-60)

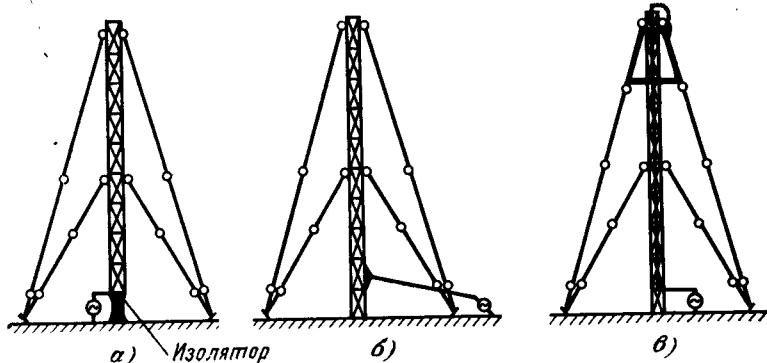


Рис. 16-9. Антенны-мачты.

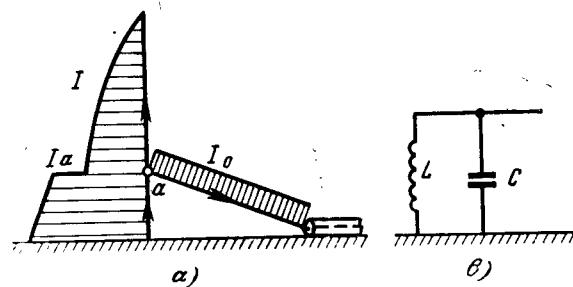


Рис. 16-10. Распределение тока в антенне с шунтовым питанием (а) и схема замещения антенны (б).

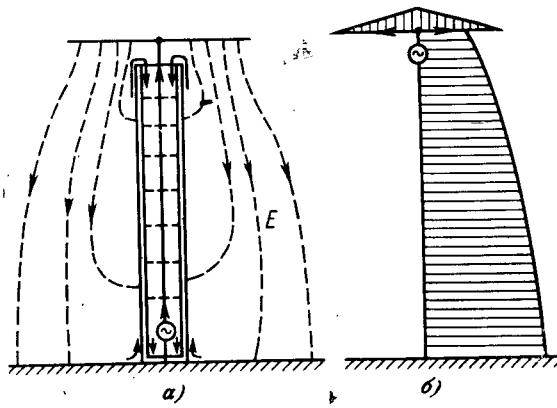


Рис. 16-11. Схема антенны с верхним питанием (а) и распределение тока (б).

с последующим уменьшением результата в 2 раза из-за влияния земли (согласно методу зеркального изображения). Система заземления антены-мачты образуется набором закопанных в землю радиальных проводников числом 60—80 и длиной порядка 0,3λ. Сопротивление потерь при таком заземлении составляет 5—10 Ом, и поэтому к. п. д. оказывается обычно равным 80—90%.

Установка и эксплуатация мачт на изоляторах представляет определенную трудность, и поэтому были разработаны *антенны-мачты, питаемые шунтом* (рис. 16-9,б). Точка присоединения фидера к мачте берется на высоте, составляющей 0,1—0,2 высоты мачты. Нижняя и верхняя части антены оказываются включенными относительно фидера параллельно. Получающееся распределение тока и схема замещения антены показаны на рис. 16-10. Недостатком антены-мачты шунтового питания является уменьшение действующей высоты из-за неравномерного распределения тока.

Улучшить распределение тока вдоль мачты удается в *антенне верхнего питания*, предложенной Г. З. Айзенбергом (рис. 16-9,в). Эквивалентная схема и распределение электрического тока показаны на рис. 16-11. Вследствие верхнего питания у заземленного конца антены-мачты всегда образуется пучность тока, причем распределение тока оказывается тем равномернее, чем короче электрическая длина антены. Благодаря этому увеличивается сопротивление излучения и возрастает к. п. д. В качестве емкостной нагрузки на верхнем конце мачты используется часть верхнего яруса оттяжек (рис. 16-9,в).

 Антены-мачты должны быть отнесены в сторону от технического здания передатчика на расстояние, не меньшее высоты мачты. Поэтому для их возбуждения используется коаксиальный фидер, а вблизи мачты устанавливается павильон, в котором размещаются контуры для настройки антены в резонанс и согласования ее с фидером.

При необходимости работы антены на различных волнах средневолнового диапазона удобна *антенна-мачта с регулируемым распределением тока*, сокращенно АРРТ (рис. 16-12). Возбуждение такой мачты осуществляется на некоторой высоте h с помощью коаксиального фидера, внутренним проводником которого является сама мачта. В основании мачты располагается опорный изолятор, параллельно которому подсоединенется отрезок длинной линии (шлейф), настраиваемый короткозамыкателем K . При соответствующем регулировании места расположения короткозамыкателя АРРТ высотой 250—300 м может обеспечить работу во всем вещательном диапазоне волн 200—550 и 750—2000 м. При этом в диапазоне 250—550 м диаграмма направленности антенны в вертикальной плоскости получается прижатой к земле. Это расширяет зону уверенного радиопрнема без замианий, вызванных интерференцией земной и ионосферной волн. Максимальный коэффициент усиления антенны АРРТ достигает 3,5. Повысить его еще почти вдвое можно установкой двух разнесенных мачт, одна из которых является рефлектором.

В последние годы в связи с освоением прочных пленочных материалов появились перспективы создания *пневматических антенн-мачт*. Такая антenna представляет собой цилиндр из высокопрочной пленки высотой 20—100 м и более, поддерживаемый избыточным давлением воздуха (рис. 16-13). В качестве излучающих про-



Рис. 16-13. Пневматическая антenna-мачта.

водников можно использовать металлические оттяжки или систему вертикальных проводов, облегающих цилиндр. Преимуществами пневматических антенн-мачт являются быстрота установки, возможность регулирования высоты и др.

16-5. ПРИЕМНЫЕ АНТЕННЫ СРЕДНИХ, ДЛИННЫХ И СВЕРХДЛИННЫХ ВОЛН

Для целей радиопрнема волн этих диапазонов часто используются Г- и Т-образные антены, причем они имеют небольшие размеры относительно передающих антенн и могут располагаться на крыши зданий. Однако Г- и Т-образные антены не имеют направленности

в горизонтальной плоскости и не дают возможности отстройки от помех, приходящих с какого-либо одного направления. Для достижения пространственной избирательности используются специфические приемные антенны других типов.

Волновая антenna (антенна Бевереджа). Эта антenna образуется проводом длиной от полуволны до нескольких длин волн, направленным на корреспондента и подвешенным над землей на высоте до 10 м. Ближайший к корреспонденту конец провода заземляется через нагрузочный резистор, равный волновому сопротивлению антенны. Другой конец провода присоединяется к прием-



Рис. 16-14. Волновая антenna.

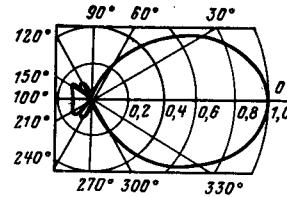


Рис. 16-15. Диаграмма направленности волновой антены.

нику, входной импеданс которого также равен волновому сопротивлению антенны (рис. 16-14). Антenna реагирует на горизонтальную составляющую вектора E , которая возникает в приходящей электромагнитной волне вследствие конечной проводимости почвы. Фазовая скорость распространения наводимой волны тока в проводе является замедленной из-за того, что обратным проводом является земля с конечной проводимостью. Поэтому характеристика направленности волновой антенны в горизонтальной плоскости может быть вычислена по обычной формуле (6-6) для антенн бегущей волны с коэффициентом замедления $\xi > 1$ и с дополнительным множителем $F_1(\theta) = \cos \theta$, учитывающим направленность элемента длины антенны. Угол θ отсчитывается от оси провода в плоскости земли, а коэффициент замедления ξ определяется расчетным или экспериментальным путем. Характерный вид диаграммы направленности волновой антенны показан на рис. 16-15. Коэффициент полезного действия волновой антенны чрезвычайно мал (из-за потерь в земле и в нагрузочном резисторе), и поэтому в качестве передающей эта антenna не используется.

Рамочные антены. Размеры рамочных антенн (рис. 16-16) на длинных и средних волнах малы по сравнению с длиной волны. Поэтому ток в проводниках рамок распределяется равномерно и для расчета характеристики направленности и сопротивления излучения оказываются применимыми формулы (1-51) и (1-53). Величина тока в приемной рамочной антенне, наводимого падающей плоской электромагнитной волной с напряженностью поля E_p , может быть найдена с помощью общей формулы (5-11). Осуществляя переход к ненормированным величинам в соответствии с правилами

$$E_n = E_p / V \sqrt{W_0}, \quad i_0 = I_0 \sqrt{\frac{W_\Phi}{2}}, \quad z_h = Z_h / W_\Phi, \quad z_A = Z_A / W_\Phi$$

и учитывая равенство $G r_A = D \frac{r_\Sigma}{r_A} r_A = D r_\Sigma$, приходим от (5-11) к формуле

$$I_0 = \lambda \sqrt{\frac{D R_\Sigma}{W_0 \pi}} \frac{E_n F(\theta)}{Z_A + Z_h} = \frac{E_n h_d}{Z_A + Z_h} \sin \theta, \quad (16-12)$$

где в качестве нормированной характеристики направленности взята функция $F(\theta) = \sin \theta$ (направление прихода волны θ отсчитывается

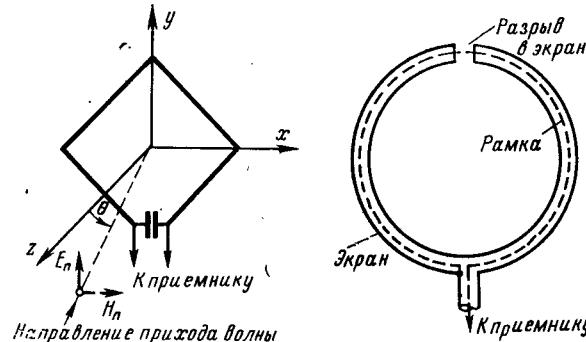


Рис. 16-16. Рамочная антenna.

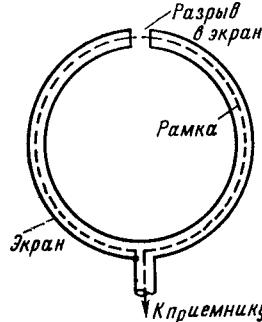


Рис. 16-17. Экранированная рамка.

ся от нормали к плоскости рамки), а также использовано определение действующей длины (4-53).

Действующая длина рамки h_d в свободном пространстве с учетом формулы $R_\Sigma = \frac{320\pi^4 n^2 A^2}{\lambda^4}$ и $D = 3/2$ оказывается просто связанный с ее площадью A и числом витков n

$$h_d = \lambda \sqrt{\frac{D R_\Sigma}{W_0 \pi}} = \frac{2\pi}{\lambda} An. \quad (16-13)$$

Если рамка расположена вблизи земли и ее плоскость перпендикулярна поверхности, то h_d удваивается в соответствии с принципом зеркального изображения. Сопротивление излучения рамок, используемых на практике, чрезвычайно мало. Например, при $\lambda = 1000$ м, $n = 10$ и $A = 4$ м², $R_\Sigma \approx 5 \cdot 10^{-5}$ Ом и $h_d \approx 0,25$ м (без учета земли). Поэтому вещественная часть входного импеданса рамки $Z_{bx} = R_{bx} + j\omega L_p$ практически полностью определяется сопротивлением потерь, к. п. д. ничтожен и передающий режим неэффективен. Однако при радиоприеме низкий к. п. д. легко компенсируется в каскадах усиления приемника, сохраняющаяся направленность дает возможность отстройки от помех, а также позволяет определять направление на радиостанцию по минимуму принимаемого сигнала. В подавляющем большинстве случаев рамка настраивается

в резонанс настроенным конденсатором и одновременно играет роль входного контура радиоприемника.

Для получения глубокого нуля приема рамочные антенны должны заключаться в экран (рис. 16-17) с разрезом в вертикальной плоскости симметрично. Этим исключается так называемый «антенный эффект», т. е. возможность приема на рамку как на вертикальный электрический вибратор. При наличии экрана электромагнитная волна, пришедшая в направлении оси рамки, не создает разности потенциалов в разрыве экрана, внутренняя область антенны, т. е. рамка, не возбуждается и этим обеспечивается глубокий нуль радиоприема.

В ряде применений применяются малогабаритные рамочные антенны, например,

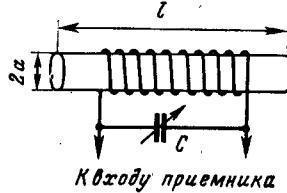


Рис. 16-18. Рамочная антenna с ферритовым сердечником.

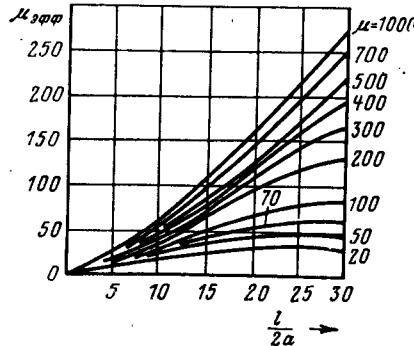


Рис. 16-19. Эффективная магнитная проницаемость ферритовых сердечников.

на летающих объектах или в переносных радиоприемниках. В этих случаях используются магнитодиэлектрические *ферритовые сердечники* с большой магнитной проницаемостью и рамочная антenna уподобляется магнитному диполю (рис. 16-18). Действующая высота рамочной антенны с сердечником возрастает в μ_{eff} раз по сравнению с результатом расчета по формуле (16-13). Эффективная магнитная проницаемость сердечника μ_{eff} зависит от относительной магнитной проницаемости μ феррита, а также учитывает соотношение длины и диаметра сердечника и определяется по графикам рис. 16-19. Благодаря значительному уменьшению площади рамок при использовании ферритовых сердечников происходит резкое уменьшение «антенного эффекта». Нуль приема оказывается достаточно глубоким и экранирование рамок становится необязательным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альтман Дж. Устройства СВЧ. М., «Мир», 1968, 488 с.
2. Антенны и устройства СВЧ. Под ред. Д. И. Воскресенского. М., «Советское радио», 1972, 320 с.
3. Долуханов М. П. Распространение радиоволн. М., Связиздат, 1960, 392 с.
4. Жук М. С., Молочков Ю. Б. Проектирование антенно-фидерных устройств. М., «Энергия», 1966, т. I, 648 с.; 1973, т. 2, 440 с.
5. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники, т. I. М., «Советское радио», 1969, 752 с.
6. Марков Г. Т. Антенны. М., Госэнергоиздат, 1960, 536 с.
7. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М., «Энергия», 1967, 376 с.
8. Минкович Б. М., Яковлев В. П. Теория синтеза антенн. М., «Советское радио», 1969, 296 с.
9. Пистолькорс А. А. Антенны. М., Связиздат, 1947, 480 с.
10. Родников В. М. Линии передачи и антенны СВЧ, сборник номограмм. М., «Советское радио», 1965, 120 с.
11. Сканирующие антенные системы СВЧ. Под ред. Хансена. Пер. с англ. М., «Советское радио», 1966, т. 1, 536 с.; 1969, т. 2, 496 с.; 1971, т. 3, 464 с.
12. Шифрин Я. Вопросы статистической теории антенн. М., «Советское радио», 1970, 384 с.
13. Янке Е., Эмде Ф. Таблицы функций с формулами и кривыми. Изд. 3. М., Физматгиз, 1959, 420 с.
14. Бахрах Л. Д., Кременецкий С. Д. Синтез излучающих систем (теория и методы расчета). М., «Советское радио», 1974, 232 с.
15. Беляев Б. Г. К расчету электромагнитного поля по заданным источникам в виде токов.— «Известия вузов. Сер. радиофизика», 1972, № 6, с. 940—943.
16. Бригхэм, Морроу. Быстрое преобразование Фурье.— «ТИИЭР», 1967, № 10, с. 21—30.
17. Кириллов Л. Г. Таблицы коэффициентов возбуждения (токов) и определение некоторых параметров дольф-чебышевских решеток.— «Антенны», 1968, вып. 3, с. 49—61.
18. Постнов Г. А. О параметре, характеризующем антенну со слабонаправленными диаграммами.— «Радиотехника и электроника», 1968, № 2, с. 219—225.
19. Савельев П. А. Анализ характеристик антенных решеток с дискретным фазированием.— «Антенны», 1974, вып. 19, с. 82—93.
20. Сазонов Д. М. Расчет взаимных импедансов произвольных антенн по их диаграммам направленности.— «Радиотехника и электроника», 1970, № 2, с. 376—378.
21. Сазонов Д. М., Мишустин Б. А. Матрица рассеяния антенных решеток.— «Известия вузов. Сер. радиофизика», 1969, № 4, с. 597—607.

22. Сазонов Д. М., Мишустин Б. А. Теория многолучевых антенных решеток со взаимодействующими элементами.—«Радиотехника и электроника», 1968, № 8, с. 1365—1373.

23. Сазонов Д. М., Школьников А. М. Об особенностях регуляризации задач синтеза антенных решеток.—«Радиотехника и электроника», 1973, № 5, с. 919—925.

24. Сазонов Д. М., Школьников А. М. Рассеяние электромагнитных волн нагруженной антенной решеткой.—«Радиотехника и электроника», 1974, № 4, с. 679—686.

25. Сазонов Д. М., Фролов Н. Я. Электромагнитное возбуждение сферической слоисто-радиальной среды.—«ЖТФ», 1965, т. XXXV, № 6, с. 990—995.

26. Содин Л. Г. Теория двумерных антенных решеток со случайным размещением излучателей, ч. I, II.—«Антенны», 1972, вып. 15, с. 3—25.

27. Чаплин А. Ф., Маккавеева В. Ф. Итерационный метод синтеза отражательной решетки.—«Известия вузов. Сер. радиоэлектроника», 1972, № 1, с. 29—37.

28. Popovic B. D. Polynomial approximation of current along thin symmetrical cylindrical dipoles.—«Proc. IEE», 1970, v. 117, № 5, p. 873—878.

29. Scott W. G., Soo Hoo K. M. A theorem on the polarization of null-free antennas.—«IEEE Trans.», 1966, AP-14, № 5, p. 587—590.

30. Shen L. C. Numerical analysis of wave propagation on a periodic linear array.—«IEEE Trans.», 1971, AP-19, Mar., p. 289—292.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Активная область 371, 382
Антенна 8
— апертурия 415
— бегущий волны 384
— вибраторная 49, 335, 493
— двухзеркальная 452
— директорная 122, 406
— дизлектрическая 385
— зеркальная параболическая 431
— сферическая 457
— изотропная гипотетическая 147, 188
— импедансная 399
— кардиоидная 44
— линзовая 423
— логопериодическая 379
— минимально рассеивающая 197
— перемычкообразная 456
— перископическая 455
— приемная 5, 166
— рамочная 32, 518
— ребристо-стержневая 415
— ромбическая 501
— рупорная 417
— рупорно-параболическая 455
— сверхдлинноволновая 511
— спиральная 393
— углковая 497
— частотнезависимая 161, 368
— щелевая 41, 82, 347
Антenna решетка 99
— активная 318, 464
— волнодвигательная 363, 364
— дольф-чебышевская 285
— линейная 199, 237
— многолучевая 478
— неизквадратичная 246
— пассивная 318, 464
— фазированная 317
Астигматизм 142

Баттера матрица 482
Броувера-Скотта теорема 188

Вариационный метод 91
Векторный потенциал 17, 19, 23
Вероятность связи 189
Взаимности принцип 162, 164
Взаимозаменяемость полей электрических и магнитных токов 29, 31
Вибратор 49
— дислоконусный 342
— Надененко 496
— несимметричный 341
— пассивный 118, 406, 413
— петлевой 336
— полуволновый 58, 59, 64
— симметричный 49, 335, 493
— турникетный 45, 343
— углковый 497
— шунтовой 336, 337, 496, 516
Волновое сопротивление вибратора 77, 80
Вход антенны 8

Галеркина метод 89
Галлена интегральное уравнение 53, 122
Гельмгольца уравнение 15
Границные условия 16
Гюйгенса элемент 44, 297

Действующая длина (высота) антенн 154
Диаграмма направленности 21, 127
Диаграммообразующая схема 478
Диполь Герца 24
— магнитный 29
Директор 120, 406
Добротность антennы 262, 510, 512
Дополнительности принцип 372

Заземление 506, 509, 514
Зеркального изображения метод 37, 115
Зона ближняя 24
— дальняя 18
— промежуточная 22
Зонирование линз 427

Идеальной радиопередачи формула 187
Излучающая система 9
— линейная 198
Излучение 20
— иаклонное 205
— осевое 206
— попечечное 205
Излучения центр 144
Импеданс 61
— взаимный 111
— вносимый 115
— входной 61, 73, 78, 115
— нормированный 158, 249
— поверхностный 400, 405
— собственный в системе антенн 111, 411
Интегральное уравнение 53, 99, 122, 260

Кассегrena антenna 452
Кирхгофа уравнения для связанных антенн 110, 411
Коэффициент замедления фазовой скорости 201, 238, 313
— — — оптимальный 210, 384
использования поверхности (КИП) 221, 299
— — — иаправленного действия (КИД) 28, 146, 152
— — — линейной антенн 214
— — — парциальный 148
— — — по главному лепестку диаграммы направленности 150
— — — раскрыва 298, 303
— — — отражения от входа антennы 158, 366
— — — полезного действия (к. п. д.) 27, 166, 509, 512

Коэффициент рассеяния 150
 — парциальный 152
 — расширения луча 219, 289
 — реактивности 262, 279, 281
 — усиления антennы 157, 253
 — эллиптичности поляризации 46, 134
 Кроссполяризация 132
 Линейный излучатель 200
 — идеальный 202
 — эквивалентный 307
 Люнеберга линза 430
 Максвелла уравнения 14
 Матрица рассеяния антennы 192
 Минимум углов облaсть 104, 205
 Множитель направленности систeмы 99
 Мономимпульсная система 449
 Монте-Карло метод 189
 Мощность излучения 26, 64, 73
 — активная 262
 — реактивная 17, 262
 Наводимых э. д. с. метод 74
 Напряжение нормированное 158
 Облучатель 429, 433, 443
 Обобщенная угловая переменная 101, 202, 239, 300
 Обратное излучение антennы 191
 Оптимальная длина линейной антennы 210
 Отсечка токов 371
 Переизлученное поле 195
 Перемножения теорема 99
 Побочный главный лепесток 240
 Поверхностная волна 399, 408
 Пойнтинг вектор 17, 21
 — вектора метод 26, 64
 Полоса частот антennы рабочая 160
 Поляризаций вектор 131
 Поляризационная эффективность 132
 Поляризационный базис 136
 — коэффициент передачи 167
 Поляризация 21
 — главная 132
 — круговая левая 46, 134
 — правая 46, 134
 — линейная 134
 — паразитная 132
 — эллиптическая 21, 46, 134
 Предельная мощность антennы 161
 Принимаемая мощность антennы 172
 Разность хода лучей 19
 Рамка магнитная 32
 — электрическая 32, 518
 Раскры 11, 12, 290
 Распределитель закрытый 464
 — оптический 468
 Реальных углов облaсть 104, 205
 Рефлектор 108, 120, 406
 Ритца метод 96

Сверхнаправленность 283
 Синтез антenn 256
 — — методом интеграла Фурье 267
 — — — парциальных диаграмм направленности 272
 — — — антенных решеток 276
 Симметрирующее устройство 338
 Сканирование 206
 — коническое 449
 Согласования в точках метод 90, 123
 Сопротивление излучения 27
 Схема замещения 78
 — — вибратора 78
 — — щели 86
 Температура шумовая 174
 — яркостная 177
 Теневое поле рассеяния 196
 Ток нормированный 158
 Точность изготовления зеркальной антennы 441
 Угловой принцип 372
 Углочастотная чувствительность 488
 Умова—Пойнтинга теорема 16
 Уровень боковых лепестков (УБЛ) 148
 Фазирование 313
 — дискретное 327
 — по рядам и колонкам 326
 Фазовая характеристика направленности 140
 Фазовращатели 471
 — полупроводниковые 473
 Ферритовые 475
 Фазовые искажения 223
 — детерминированные 223
 — квадратичные 225
 — кубичные 229
 — линейные 224
 — случайные 230
 Фазовый центр антennы 21, 140
 — частичный 142
 Характеристика направленности векторная комплексная 126
 Центр излучения 144
 Чувствительность приемной антennы 175
 Ширина луча 64, 148
 Эквивалентная длина антеннной решетки 239
 Эквивалентности теорема 292
 Эквивалентные поверхностные токи 293
 Эффективная поверхность приемной антennы 173
 Эффективность главного луча 150
 Ядро интегрального уравнения 53, 55, 123, 260

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
В-1. Место и назначение антenn	5
В-2. Структурная схема антennы	8
 Часть первая	
 ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРИЕМА РАДИОВОЛН	
 Глава первая. Электродинамические основы теории антenn	13
1-1. Уравнения Максвелла	13
1-2. Электромагнитные поля излучающих систем в дальней, промежуточной и ближней зонах	17
1-3. Диполь Герца и его параметры	24
1-4. Магнитный диполь. Принцип взаимозаменяемости полей электрических и магнитных токов	29
1-5. Элементарные электрическая и магнитная рамки	32
1-6. Влияние идеально проводящей неограниченной плоскости на излучение элементарных источников	36
1-7. Элементарный источник однонаправленного излучения	41
1-8. Элементарный турникоидный излучатель	45
 Глава вторая. Вибраторные антennы (теория)	48
2-1. Электрический вибратор	48
2-2. Интегральное уравнение Галлена для вибратора	50
2-3. Распределение тока и заряда вдоль вибратора	55
2-4. Диаграмма направленности, сопротивление излучения и КНД вибратора	61
2-5. Электромагнитное поле вблизи вибратора	68
2-6. Расчет мощности излучения и входного импеданса вибратора методом наводимых э. д. с.	73
2-7. Приближенный расчет входного импеданса вибратора методом эквивалентных схем	78
2-8. Симметричный магнитный вибратор. Щелевая антenna в плоском бесконечном экране	82
2-9. Численные методы решения интегрального уравнения Галлена	88
 Глава третья. Теория связанных вибраторов	96
3-1. Поле излучения двух одинаковых вибраторов. Теорема перемножения	96
3-2. Анализ диаграммы направленности системы двух вибраторов	101
3-3. Собственные и взаимные импедансы вибраторов. Схема замещения двух вибраторов	109
3-4. Входные импедансы связанных вибраторов	115

3-5. Пассивный вибратор	118	7-5. Синтез линейного излучателя методом парциальных днаграмм направленности	272
3-6. Применение метода интегральных уравнений к расчету импедансов связанных вибраторов	122	7-6. Синтез линейных антенных решеток	276
Г л а в а ч е т в е р т а я . П а� а м е т р ы а н т е н ы	125	7-7. О сверхнаправленности антены	283
4-1. Общие замечания	125	7-8. Синтез оптимальных характеристик направленности	285
4-2. Векторная комплексная характеристика направленности антены. Амплитудные, поляризационные и фазовые свойства поля излучения	126	Г л а в а в о с й м а я . П л о с к ие излучающие раскрывы и решетки	289
4-3. Коэффициент направленного действия и другие параметры антены, связанные с амплитудной характеристикой направленности	146	8-1. Основные определения и исходные соотношения	289
4-4. Передающая антenna как четырехполюсник	153	8-2. О применении теоремы эквивалентности к расчету излучения антенн с плоским раскрывом	292
4-5. Рабочая полоса частот и предельная мощность антены	160	8-3. Коэффициент направленного действия и характеристики направленности плоского синфазного раскрыва	296
Г л а в а п я т а я . А нт енны в режиме радиоприема	162	8-4. Метод эквивалентного линейного излучателя в анализе плоского раскрыва	307
5-1. Применение принципа взаимности к изучению приемных антенн	162	8-5. Влияние случайных ошибок возбуждения на параметры плоского раскрыва	310
5-2. Поляризационные соотношения при радиоприеме	167	8-6. Отклонение луча в плоском раскрыве при линейном фазовом распределении возбуждения	313
5-3. Мощность в нагрузке приемной антены. Эффективная поверхность	172	8-7. Плоские фазированные антенные решетки. Размещение излучателей по раскрыву и условия отсутствия побочных главных максимумов	317
5-4. Шумовая температура приемной антены	174	8-8. Дискретное фазирование сканирующих антенных решеток	327
5-5. Взаимный импеданс далеко разнесенных антенн	183	8-9. О связи характеристик направленности одного излучателя решетки с согласованием входов элементов при сканировании	335
5-6. О передаче мощности между двумя антеннами	186		
5-7. О поле обратного излучения приемной антены	191		
Г л а в а ш е с т а я . А н а л и з л и н ейн ых излучающи х сист ем	198		
6-1. Основные определения и исходные соотношения	198	Ч а с т ь вто р а я	
6-2. Характеристика направленности идеального линейного излучателя. Режимы излучения. Ширина луча	201	ти пы а нт енн	
6-3. Коэффициент направленного действия идеального линейного излучателя	211	Г л а в а д е в я т а я . В и б р а т о р н ы е а нт енны СВЧ	335
6-4. Влияние формы амплитудного распределения на параметры линейной антенны	217	9-1. Вибраторы, питаемые двухпроводным линиями	335
6-5. Влияние фазовых искажений на параметры линейной антенны	223	9-2. Вибраторы, питаемые коаксиальным кабелем	337
6-6. Характеристика направленности равномерной линейной антенной решетки. Побочные главные максимумы и способы их подавления	237	9-3. Несимметричные вибраторы и способы их питания	341
6-7. Коэффициент направленного действия линейной антенной решетки	247	9-4. Турикнетные вибраторы	343
6-8. Входной импеданс излучателя антенной решетки	249	Г л а в а д е с я т а я . Щ е л е в ы е а нт енны СВЧ	346
6-9. Расчет входной мощности и коэффициента усиления антенной решетки	252	10-1. Вводные замечания	346
Г л а в а с е дь м а я . В о п р о с ы синтеза линейных антенных систем	256	10-2. Полуволновые щелевые антенны	347
7-1. О постановке задачи синтеза излучающей системы	256	10-3. Колыцевые щелевые антенны	352
7-2. Характеристика направленности как целая функция конической стеллажи	261	10-4. П- и V-образные щелевые антенны	354
7-3. Синтез линейного излучателя методом интеграла Фурье	265	10-5. Многощелевые волноводные антенны	358
7-4. Синтез разностных днаграмм направленности	269	Г л а в а оди нац а т а я . Ч астотно-независимые антенны	366
		11-1. Способы увеличения рабочей полосы частот антенн	366
		11-2. Принципы построения частотно-независимых антенн	368
		11-3. Частотно-независимые спиральные антенны	373
		11-4. Логопериодические широкодиапазонные антенны	379

Г л а в а д в е н а д ц а т а я . Н а п р а в л е н н ы е а н т е н н ы б е г у щ ей в о л н ы	384
12-1. Общие свойства антенн бегущей волны	384
12-2. Диэлектрические стержневые антенны	385
12-3. Спиральные антенны	393
12-4. Импедансные антенны	398
12-5. Директорные антенны	406
Г л а в а т р и н а д ц а т а я . А п е р т у р н ы е а н т е н н ы	415
13-1. Общие свойства апертурных антенн	415
13-2. Рупорные антенны	417
13-3. Линзовые антенны	423
13-4. Зеркальные параболические антенны	431
13-5. Облучатели зеркальных антенн	443
13-6. Разновидности зеркальных антенн	452
Г л а в а ч е ты р на д ц а т а я . С к а н и р у ю щ и е а н т е н н ы р е ш е т к и	460
14-1. Общие свойства антенных решеток	460
14-2. Фазированные антенные решетки	463
14-3. Многолучевые антенные решетки	478
14-4. Антенные решетки с частотным сканированием	486
Г л а в а п я ти на д ц а т а я . А н т е н н ы к о р о т к и х в о л н	492
15-1. Особенности коротковолновых антенн	492
15-2. Настроенные и диапазонные вибраторные антенны	493
15-3. Многоэлементные синфазные горизонтальные антенны	497
15-4. Направленные КВ антенны с последовательным питанием	501
Г л а в а ш е с ти на д ц а т а я . А н т е н н ы с р е д н и х , д л и н н ы х и с в е р х д л и н н ы х в о л н	505
16-1. Г- и Т-образные антенны	505
16-2. П-образные антенны и антенны с многими снижениями	510
16-3. Особенности антенн сверхдлинных волн	512
16-4. Антенные-мачты	514
16-5. Приемные антенны средних, длинных и сверхдлинных волн	517
С п и с о к л и т е р а т у р ы	521
П р е д м е т н ы й у к а з а т е л ь	523