

АНТЕННЫ И УСТРОЙСТВА СВЧ

Н. БОВА
Г. Б. РЕЗНИКОВ

АНТЕННЫ
И
УСТРОЙСТВА
СВЧ

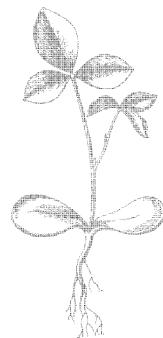
Н. Т. БОВА, Г. Б. РЕЗНИКОВ

Н. Т. БОВА
Г. Б. РЕЗНИКОВ

•
**АНТЕННЫ
И УСТРОЙСТВА
СВЧ**

Допущено Министерством
высшего и среднего специального
образования УССР в качестве
учебного пособия для студентов
радиотехнических специальностей
вузов

КИЕВ
ГОЛОВНОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ИЗДАТЕЛЬСКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ
«ВИЩА ШКОЛА»
1977



6Ф2.19
Б72

УДК 621.396.67(07)

Антенны и устройства СВЧ. Б о в а Н. Т., Р е з н и -
к о в Г. Б. Издательское объединение «Вища школа»,
1977, 260 с.

В пособии изложены основы теории, принципы работы и методы расчета наиболее распространенных антенн и пассивных устройств сверхвысоких частот. Особое внимание уделено определению и толкованию радиотехнических параметров, характеризующих работу этих устройств, а также происходящим в них физическим процессам.

Большое внимание уделено антенным решеткам и методам электронного сканирования луча.

Книга является учебным пособием для студентов радиотехнических специальностей вузов. Она может быть полезной для радиоспециалистов, занимающихся разработкой или применением антенн и устройств СВЧ.

Ил. 258. Список лит. 39 назв.

Редакция литературы по кибернетике, электронике
и энергетике

Зав. редакцией *A. B. Дьячков*

В $\frac{30404 - 128}{M 211 (04) - 77}$ 59 — 77

(C) Издательское объединение «Вища школа», 1977.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Решениями ХХV съезда КПСС по дальнейшему развитию народного хозяйства СССР на 1976—1980 годы предусматривается продолжение создания единой автоматизированной сети связи страны, более широкое использование искусственных спутников Земли, в первую очередь для обеспечения телевизионным вещанием районов Западной и Восточной Сибири, и для телефонно-телеграфной связи с отдаленными районами страны.

Для успешной подготовки квалифицированных специалистов, способных решать современные технические задачи, необходима соответствующая учебная литература. Настоящая книга написана как учебное пособие в соответствии с учебной программой Минвуза СССР по курсу «Антенны и устройства СВЧ» для радиотехнических специальностей вузов. При подготовке книги использовался опыт преподавания авторов на радиотехнических факультетах Киевского политехнического института и Киевского высшего военного инженерно-авиационного училища.

Материал настоящей книги изложен с учетом того, что читатель знаком с теорией радиотехнических цепей и технической электродинамикой в объеме курсов, читаемых в высших технических учебных заведениях.

Теория антенн и устройств СВЧ приведены в объеме, необходимом радиоинженеру для ясного понимания принципов работы и методов расчета антенн и устройств СВЧ различного назначения. Классификация антенн приведена не по диапазонам частот, а по принципам построения, общим для антенн различных диапазонов. При изучении конкретных типов антенн и устройств СВЧ главное внимание уделено физическим особенностям работы этих устройств и оценке их электрических параметров.

Пособие написано с учетом использования средств вычислительной техники, хотя и не приводятся конкретные алгоритмы и программы.

Книга состоит из трех частей. Первая часть посвящена пассивным устройствам СВЧ. Во второй части изложены основы теории антенн, и в третьей — описаны антенные устройства и методы их расчета. Часть первая написана Н. Т. Бовой; части вторая и третья — Г. Б. Резниковым.

Авторы весьма признательны профессорам Д. И. Воскресенскому и К. Н. Цибизову за тщательное рецензирование пособия, а также доценту И. В. Смирнову за высказанные критические замечания, способствовавшие улучшению содержания книги.

Замечания и пожелания по учебному пособию просим направлять в Головное издательство издательского объединения «Вища школа» по адресу: 252054, Киев, 54, Гоголевская, 7.

ВВЕДЕНИЕ

1. Назначение антенн и устройств СВЧ

Антенна входит в состав любой радиолинии. Уже в первых установках, созданных изобретателем радио А. С. Поповым, для увеличения дальности связи применялись антенны.

Основное назначение антенны — излучение или прием радиоволн. Иначе говоря, *антенна — это устройство, преобразующее направляемые электромагнитные волны в радиоволны и наоборот*. Если антенна непосредственно подключается к выходу передатчика или входу приемника, то говорят, что она преобразует энергию токов высокой частоты в энергию радиоволн и наоборот.

Другие элементы радиолинии (фидер, передатчик, приемник) иногда тоже излучают или принимают радиоволны. Это явление (называемое «антенным эффектом») вредное и его стремятся устранить.

Кроме собственно излучения и приема радиоволн другим назначением антенны является пространственное распределение интенсивности, фазы и поляризации радиоволны при ее излучении и пространственная избирательность при ее приеме. Они характеризуют важное для многих радиосистем свойство антенны — ее *направленность*.

Фидерный тракт лишь в простейшем случае состоит из отрезков линий передачи, служащих для канализации энергии от передатчика к передающей антенне и от приемной антенны к приемнику (правда, иногда передатчик или приемник подсоединены к антенне непосредственно).

В соответствии с требованиями, предъявляемыми ко всему антено-фидерному устройству, фидерный тракт, помимо собственно отрезков линий передачи (фидеров или волноводов), может включать ряд устройств, служащих для согласования линии с нагрузкой, ответвления энергии, фильтрации и т. п.

До недавнего времени такие устройства рассматривались как важные, но вспомогательные узлы, и они были немногочисленны. Однако с развитием радиотехники задачи, решаемые элементами фидерного тракта, существенно расширились. Так как особенно большое развитие они получили в диапазоне сверхвысоких частот, то их (несколько условно) называют *устройствами СВЧ*.

Помимо функций, указанных выше, они решают задачи управления параметрами антенны во времени, развязки элементов фидерного тракта, изменения направления движения волны в тракте и ее поляризации, а также могут использоваться для функциональной обработки принятых сигналов и для других целей.

2. Классификация антенн

1. Задача классификации возникает в связи с тем, что современной радиотехникой освоен чрезвычайно широкий диапазон частот (от единиц герц до частот оптического диапазона), в связи с чем разработано большое число типов антенн. Классификация должна облегчить их изучение и систематизацию.

2. Принципы классификации могут быть различными. Например, можно различать антенны по диапазонам волн, в которых они работают (УКВ антенны, КВ антенны и другие), по месту их размещения (наземные, самолетные и другие), по назначению (связные, радиолокационные и другие), по общности отдельных характеристик (диаграммы направленности, полосы пропускания). Каждая из этих классификаций имеет свои достоинства, но является все же односторонней.

Так как электрические характеристики антенн определяются видом ее токонесущей поверхности и законом распределения тока (поля) на ней, то наиболее естественно классифицировать антенны по этим признакам. Достоинства такой классификации состоят в том, что в один класс попадают антенны, хотя и отличающиеся по размерам, размещению, назначению, рабочей длине волны, но имеющие одинаковый принцип действия, и, следовательно, расчет таких антенн производится по одинаковым или близким методам. Конечно, и эта классификация до некоторой степени условна.

3. Виды антенн. Различают антенны *линейные* и *апертурные*. Кроме того, применяются сложные антенные системы — так называемые *антенные решетки*, элементами которых являются либо линейные, либо апертурные излучатели. В свою очередь, линейные и апертурные антенны могут быть представлены как *непрерывные системы*, состоящие из элементарных излучателей: линейных или апертурных.

По распределению тока различают *антенны стоячей волны* и *антенны бегущей волны*. В первом случае распределение тока близко к стоячей волне¹, при этом фаза тока по антенне одинакова или в некоторых точках меняется на 180° . Во втором случае фаза тока по антенне изменяется по линейному закону.

4. Линейная антenna — это излучающая (принимающая) система малого по сравнению с ее длиной и длиной волны поперечного размера, по которой токи текут вдоль оси системы. Обычно линейная антenna либо изготавливается из тонкого металлического провода, либо имеет вид узкой щели, прорезанной в металлическом экране. Различают *прямолинейные* и *криволинейные* (изогнутые) антенны.

К линейным антеннам относятся симметричные и несимметричные вибраторы и антенны, рамочные антенны, почти все проволочные антенны, в том числе спиральные, а также прямолинейные и криволинейные узкие щелевые антенны.

Теория линейных антенн хорошо разработана, и их параметры поддаются расчету. Заметим, что методы расчета линейных антенн на практике

¹ Чисто стоячая волна означает отсутствие излучения и в антенах не встречается.

тике применяют и к антеннам с не малыми, но умеренными поперечными размерами. Примером линейной антенны является симметричный проволочный вибратор (рис. 15.1).

5. Апертурная антенна характеризуется тем, что у нее можно определить *раскры́в* (отверстие, участок действительной или воображаемой поверхности), через который проходит весь поток излучаемой (принимаемой) энергии. Раскры́в, называемый также *апертурой*, обычно представляют в виде плоскости. Размеры раскры́ва, как правило, много больше длины волны.

К апертурным антеннам относятся рупорные, линзовые, зеркальные антенны (рис. 19.1, 19.6, 19.13). Апертурными можно считать также антенны поверхностных волн (рис. 17.20).

6. Антеннная решетка — это излучающая (принимающая) система, состоящая из некоторого числа, обычно однотипных, *элементов* (антенн). Путем соответствующего выбора числа и расположения в пространстве этих элементов, а также амплитуд и фаз обтекающих их токов можно реализовать желательную направленность антennой решетки.

К антеннным решеткам относятся директорная антенна (рис. 17.9), многовибраторная синфазная антенна (рис. 15.16), многоэлементные волноводно-щелевые антенны (рис. 18.7), а также много других антенн (некоторые из них показаны на рис. 12.1).

3. Классификация устройств СВЧ

Классификация линий передачи по типу используемых волн и устройств СВЧ по функциям, которые они выполняют, приведена в главах 1 и 2.

Заметим, что в книге рассматриваются лишь пассивные линейные и параметрические устройства СВЧ.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ.

УСТРОЙСТВА СВЧ

ГЛАВА 1. ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ И СОГЛАСУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

1.1. Классификация линий передачи

Линия передачи (фидер) есть *устройство, предназначенное для передачи электромагнитной энергии от ее источника к нагрузке*. Различают **регулярные** и **нерегулярные** линии передачи.

Регулярная линия передачи представляет собой прямолинейный участок линии, геометрические и электрические параметры которой одинаковы по длине. В нерегулярной линии передачи электрические параметры являются функцией продольной координаты. Обычно фидер состоит из отрезков регулярных линий и различных неоднородностей (соединительные устройства, элементы согласования и др.). Классификация регулярных линий передачи может производиться по различным признакам.

Основные отличия линий друг от друга как в конструктивной реализации, так и в методах анализа определяются типом электромагнитных волн, распространяющихся вдоль линии. В соответствии с этим различают:

линии передачи с *поперечными электромагнитными волнами* (типа Т); сюда относятся двух- и многопроводные линии, коаксиальные и полосковые линии передачи;

волноводные линии передачи с волнами электрического (E_{mn}) или магнитного (H_{mn}) типов; сюда относятся волноводы прямоугольного, круглого и других форм сечения;

- линии передачи *поверхностных волн*.

1.2. Основные электрические характеристики линий передачи

Процесс передачи электромагнитной энергии в любой регулярной линии передачи может исследоваться с помощью модели в виде двухпроводной линии, изображенной на рис. 1.1. Основные электрические характеристики исследуемой линии будут эквивалентны характеристикам модели, если постоянная распространения и волновое сопротивление у них одинаковы. Такая эквивалентность основывается на возможности обобщения теории двухпроводных линий на другие типы линий, в том числе и волноводные, в тех случаях, когда свойства линий можно охарактеризовать ограниченным числом внешних параметров.

Теория регулярных двухпроводных линий передач с волной Т изучается в курсе «Теория электромагнитного поля». Ниже кратко излагаются основные сведения из этой теории.

Волновой процесс в линии передач можно представить в виде суммы падающих и отраженных волн:

$$\dot{A}(z) = \dot{A}_n(z) + \dot{A}_o(z) = A_n e^{+iz} + A_o e^{-iz}, \quad (1.1)$$

где \dot{A} — комплексная амплитуда напряжения, тока или какого-либо из компонентов электромагнитного поля; A_n — значения этих компонентов в конце линии ($z = 0$) для падающей волны; \dot{A}_o — то же для отраженной волны; $\gamma = \alpha + i\beta$ — коэффициент распространения вдоль линии. Координата z отсчитывается от нагрузки.

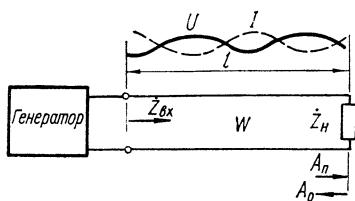


Рис. 1.1. Схема двухпроводной линии.

1. Модуль Γ_h и фаза Φ_h комплексного коэффициента отражения $\dot{\Gamma}_h$ определяются из соотношения

$$\dot{\Gamma}_h = \frac{\dot{A}_o}{\dot{A}_n} = \Gamma_h e^{i\Phi_h}. \quad (1.2)$$

Различают коэффициент отражения (1.2) по напряжению (напряженности электрического поля) и по току (напряженности магнитного поля). В дальнейшем будем пользоваться коэффициентом отражения по напряжению.

На расстоянии z от нагрузки коэффициент отражения будет

$$\dot{\Gamma}_z = \frac{A_o e^{-iz}}{A_n e^{iz}} = \dot{\Gamma}_h e^{-2iz}. \quad (1.3)$$

Для линии без потерь, когда $\gamma = i\beta$,

$$\dot{\Gamma}_z = \dot{\Gamma}_h e^{-i2\beta z}. \quad (1.4)$$

2. Полное входное сопротивление линии в любом сечении на расстоянии z от нагрузки определяется соотношением

$$Z_{bx} = W \frac{1 + \dot{\Gamma}_z}{1 - \dot{\Gamma}_z}, \quad (1.5)$$

где W — волновое сопротивление линии.

Из (1.5) следует, что на конце линии, где включена нагрузка Z_h ,

$$\dot{Z}_{bx} = \dot{Z}_h = W \frac{1 + \dot{\Gamma}_h}{1 - \dot{\Gamma}_h},$$

и комплексный коэффициент отражения от нагрузки определяется формулой

$$\dot{\Gamma}_h = \frac{\dot{Z}_h - W}{\dot{Z}_h + W}. \quad (1.6)$$

Подставляя (1.4) и (1.6) в (1.5), получаем выражение для *входного сопротивления линии без потерь* на расстоянии Z от нагрузки

$$\dot{Z}_{\text{вх}} = W \frac{1 + \Gamma_h e^{-i2\beta z}}{1 - \Gamma_h e^{-i2\beta z}} = W \frac{\dot{Z}_h + iW \operatorname{tg} \beta z}{W + i\dot{Z}_h \operatorname{tg} \beta z}. \quad (1.7)$$

При согласовании линии, т. е. в случае, когда $\dot{Z}_h = W$, коэффициент отражения равен нулю, а входное сопротивление линии в любом сечении равно W .

3. Коэффициент стоячей волны (K_{cb}) в линии у нагрузки определяется как отношение максимальной величины напряжения на линии к минимальному

$$K_{cb} = \frac{A_{\max}}{A_{\min}} = \frac{A_p + A_o}{A_p - A_o} = \frac{1 + \Gamma_h}{1 - \Gamma_h}. \quad (1.8)$$

Для случая активной нагрузки линии R_h , как следует из подстановки (1.6) в (1.8), K_{cb} будет равен большей из величин R_h/W или W/R_h . Величина, обратная K_{cb} , называется *коэффициентом бегущей волны (K_{bb})*

$$K_{bb} = \frac{1 - \Gamma_h}{1 + \Gamma_h}. \quad (1.9)$$

4. Коэффициент полезного действия линии определяется как отношение активной мощности P_2 , выделяющейся в нагрузке, к активной мощности P_1 , подводимой к входу линии $\eta = P_2/P_1$.

При *согласованной нагрузке* $R_h = W$, когда в линии длиной l устанавливается *режим бегущей волны*, напряжения и токи на входе (\dot{U}_1 , \dot{I}_1) и выходе (\dot{U}_2 , \dot{I}_2) линии связаны соотношениями

$$\begin{aligned} \dot{U}_2 &= \dot{U}_1 e^{-\alpha l} \cdot e^{-i\beta l}, \\ \dot{I}_2 &= \dot{I}_1 e^{-\alpha l} \cdot e^{-i\beta l}. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Из (1.10) следует:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{\dot{U}_2 \dot{I}_2^*}{\dot{U}_1 \dot{I}_1^*} = e^{-2\alpha l} \simeq 1 - 2\alpha l, \quad (1.11)$$

где α — *коэффициент затухания*.

В случае *несогласованной нагрузки*, когда режим работы линии рассматривается как результат наложения падающей и отраженной волн, для к. п. д. линии можно записать

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_{2n} - P_{2o}}{P_{1n} - P_{1o}} = \frac{P_{2n}}{P_{1n}} \cdot \frac{1 - \frac{P_{2o}}{P_{2n}}}{1 - \frac{P_{1o}}{P_{1n}}}, \quad (1.12)$$

где $P_{1n} = \frac{I_{1n} \cdot U_{1n}}{2}$ и $P_{2n} = \frac{I_{1n} \cdot U_{1n}}{2} e^{-2\alpha l}$ — мощность падающей волны соответственно на входе и в конце линии;

$$P_{1o} = \frac{I_{1o} U_{1n}}{2} e^{-4\alpha l \Gamma_h^2} \quad \text{и} \quad P_{2o} = \frac{I_{1o} U_{1n}}{2} e^{-2\alpha l \Gamma_h^2}$$

— мощность отраженной волны в тех же точках.

Таким образом,

$$\eta = e^{-2\alpha l} \frac{1 - \Gamma_h^2}{1 - \Gamma_h^2 e^{-4\alpha l}}, \quad (1.13)$$

где $\Gamma_h^2 = P_{2o}/P_{2n}$ — квадрат модуля коэффициента отражения от нагрузки.

В вышеприведенных формулах для к. п. д. коэффициент затухания α измеряется в единицах — непер на метр.

5. Напряжение в линии передачи (напряженность электрического поля) зависит от мощности, передаваемой по линии, волнового сопротивления и режима работы линии.

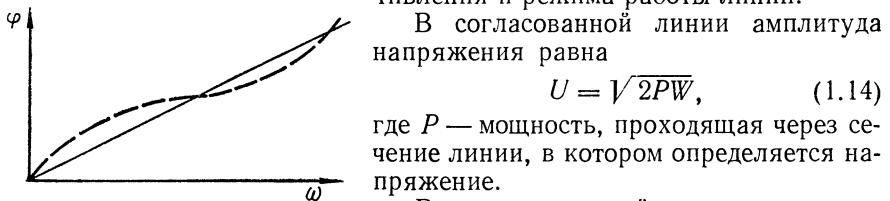


Рис. 1.2. Фазочастотная характеристика линии:
— диспергирующая линия;
— недиспергирующая линия.

Рассматривая минимальный ток (напряжение) как разность токов (напряжений) падающей и отраженной волн, можем записать,

$$I_{\min} = I_n - I_o = \frac{U_n - U_o}{W} = \frac{U_{\min}}{W}.$$

Следовательно,

$$P = \frac{U_{\max} I_{\min}}{2} = \frac{U_{\max} U_{\min}}{2W}. \quad (1.15)$$

Учитывая, что $K_{cb} = U_{\max}/U_{\min}$, перепишем (1.15) в виде

$$U_{\max} = \sqrt{2PWK_{cb}}. \quad (1.16)$$

Если U_{\max} равно пробивному напряжению линии передачи, то из (1.16) определяется *максимальная мощность, допустимая для передачи по линии*

$$P_{\text{доп}} = \frac{U_{\text{проб}}^2}{2W K_{cb}}. \quad (1.17)$$

Из (1.17) следует, что с увеличением K_{cb} величина допустимой мощности, передаваемой по линии, уменьшается.

6. Фазочастотная характеристика линии определяется зависимостью фазового сдвига φ , создаваемого линией передачи, от частоты сигнала, распространяющегося по линии. В режиме согласования

$$\varphi = \beta l = \frac{\omega}{v} l = \frac{2\pi}{\Lambda} l. \quad (1.18)$$

Если фазовая скорость v сигнала в линии не зависит от частоты, то фазочастотная характеристика линии представляет собой прямую линию (рис. 1.2).

Групповая скорость распространения сигнала $v_{\text{пр}} = ld\omega/d\phi$ в этом случае постоянна и линия не вносит в сигнал фазовых искажений. Если фазочастотная характеристика линии нелинейна вследствие зависимости фазовой скорости от частоты (*дисперсии*) или из-за рас согласования, то групповая скорость распространения будет непостоянна и сигнал, распространяющийся по линии, будет претерпевать фазовые искажения.

1.3. Типы линий передачи и их параметры

1. Общие требования, предъявляемые к линиям передачи, таковы: коэффициент полезного действия линии должен быть достаточно высок;

линия передачи должна передавать заданную мощность без электрического пробоя;

электрические характеристики линии передачи должны обеспечивать передачу сигналов с минимальными искажениями в заданной полосе частот;

линия передачи не должна обладать антенным эффектом, т. е. не должна излучать или принимать электромагнитные волны;

конструкция линии передачи должна обеспечивать механическую прочность при возможно малых габаритах и массе, а ее электрические параметры должны в возможно меньшей степени зависеть от изменения внешних условий (температуры, давления, влажности окружающего воздуха и т. п.).

На основе компромисса между различными, зачастую противоречивыми техническими и экономическими требованиями для каждого из типов линий передачи разработана стандартизованная номенклатура типоразмеров. Данные по электрическим и механическим характеристикам стандартных линий содержатся в справочной литературе.

2. Особенности линий передачи с волной типа Т обусловлены тем, что их электромагнитные поля не имеют продольных составляющих, *силовые линии полей лежат полностью в плоскости поперечного сечения*. В линиях с волной Т картина поля в поперечном сечении имеет квазистатический характер, поэтому в таких линиях можно пользоваться понятиями напряжения между проводами линии и полного тока в проводах, причем ток имеет только продольную составляющую.

При этих условиях расчет параметров линии передачи может быть выполнен с помощью так называемых *телеграфных уравнений*, получаемых на основе применения законов Кирхгофа к элементарным

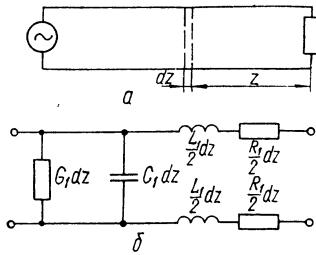


Рис. 1.3. К анализу длинной линии:
а — элемент длинной линии;
б — эквивалентная схема элемента.

участкам длинной линии. На рис. 1.3 показано положение элементарного участка dz линии и его эквивалентная схема. В предположении изменения напряжения и тока во времени по гармоническому закону можно выразить связь между током и напряжением в любом сечении линии в форме телеграфных уравнений

$$\frac{d\dot{I}}{dz} = \dot{U}\dot{Y}_1; \quad \frac{d\dot{U}}{dz} = \dot{I}Z_1, \quad (1.19)$$

где $\dot{Y}_1 = G_1 + i\omega C_1$ — параллельная проводимость; $\dot{Z}_1 = R_1 + i\omega L_1$ — последовательное сопротивление.

Решение телеграфных уравнений приводит к выражениям, определяющим значения напряжения \dot{U}_z и тока \dot{I}_z в любом сечении линии через значения напряжения \dot{U}_2 и тока \dot{I}_2 в конце ее:

$$\begin{aligned} \dot{U}_z &= \dot{U}_2 \operatorname{ch} \gamma z + \dot{I}_2 \dot{W} \operatorname{sh} \gamma z, \\ \dot{I}_z &= \dot{I}_2 \operatorname{ch} \gamma z + \frac{\dot{U}_2}{\dot{W}} \operatorname{sh} \gamma z, \end{aligned} \quad (1.20)$$

где $\dot{W} = \sqrt{\frac{R_1 + i\omega L_1}{G_1 + i\omega C_1}}$ — волновое сопротивление линии; $\gamma = \sqrt{(R_1 + i\omega L_1)(G_1 + i\omega C_1)} = \alpha + i\beta$ — коэффициент распространения; α — коэффициент затухания; β — коэффициент фазы.

Учитывая, что при высоких частотах $R_1 \ll \omega L_1$ и $G_1 \ll \omega C_1$, можно считать, что $R_1 = 0$ и $G_1 = 0$, и рассматривать линию передачи как идеальную линию.

В этом случае волновое сопротивление линии становится чисто активным и не зависящим от частоты

$$W = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = \frac{10^{-8}}{3C_1}, \text{ Ом.} \quad (1.21)$$

Так как постоянная затухания $\alpha = 0$, то постоянная распространения становится мнимым числом

$$\gamma = i\omega \sqrt{L_1 C_1} = i\beta. \quad (1.22)$$

Фазовая скорость принимает значение

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \quad (1.23)$$

и оказывается независящей от частоты.

Учитывая (1.23) и известное соотношение $\Lambda = T v$, коэффициент фазы можно связать с длиной волны в линии Λ :

$$\beta = \omega \sqrt{L_1 C_1} = \frac{\omega T}{\Lambda} = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (1.24)$$

где $T = \frac{1}{f}$ — период колебаний.

Для линий с волной T справедливо равенство $\sqrt{L_1 C_1} = \sqrt{\mu\varepsilon}$, т. е. фазовая скорость

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}, \quad (1.25)$$

где μ и ϵ — магнитная и диэлектрическая проницаемости среды, окружающей линию.

Таким образом, скорость волны вдоль идеальной линии в вакууме равна скорости света, и длина волны в линии Λ равна длине волны в вакууме λ : $v = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = c = 3 \cdot 10^8$ м/с; $\Lambda = \lambda$. Наличие диэлектрика, окружающего провода линии, уменьшает скорость и длину волны в линии:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon'}} < c; \quad \Lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon'}} < \lambda,$$

где ϵ' — относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика.

Поперечные сечения основных типов линий передачи с волной Т показаны на рис. 1.4, где *a* — двухпроводная открытая линия; *b* —

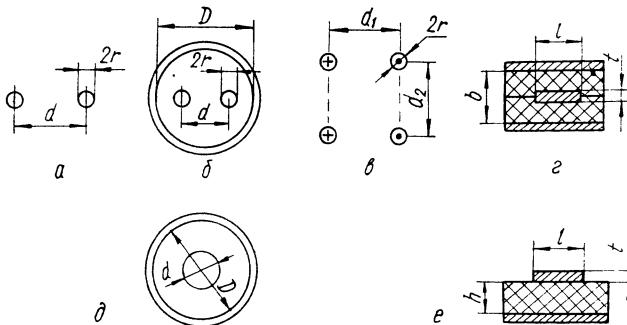


Рис. 1.4. Поперечные сечения линий передачи.

двуихпроводная экранированная линия; *в* — четырехпроводная открытая линия; *г* — симметричная полосковая линия; *д* — коаксиальная линия; *е* — несимметричная полосковая линия.

Первые четыре типа линий являются симметричными, так как провода их в любом сечении одинаково расположены относительно поверхности нулевого потенциала (экрана, земли), а два последних — несимметричные.

3. Двухпроводная открытая линия (рис. 1.4, *a*) изготавливается из двух проводов радиуса r , расположенных на расстоянии d друг от друга. В качестве проводов для двухпроводной линии используют антенный канатик или сплошной проводник диаметром 2—6 мм из меди, бронзы, алюминия, или биметаллический провод.

К достоинствам двухпроводных открытых линий относятся простота конструкции и легкость сооружения, а к недостаткам — наличие излучения энергии, интенсивность которого возрастает с ростом частоты, и трудность получения низких значений волнового сопротивления. Для понижения волнового сопротивления используется четырехпроводная конструкция (рис. 1.4, *б*).

Для определения волнового сопротивления линий используется (1.21) и методы электростатики для нахождения C_1 .

Волновое сопротивление двухпроводной открытой линии (рис. 1.4, *a*)

$$W = \frac{120}{\sqrt{\epsilon'}} \ln \frac{d}{r}, \text{ Ом.} \quad (1.26)$$

Практические значения волнового сопротивления $W = 400 \div 600$ Ом. Волновое сопротивление четырехпроводной открытой линии (рис. 1.4, б)

$$W = \frac{138}{\sqrt{\epsilon'}} \lg \left[\frac{d_1}{r} \sqrt{1 + \left(\frac{d_1}{d_2} \right)^2} \right], \text{ Ом.} \quad (1.27)$$

Волновое сопротивление таких линий $W = 200 \div 300$ Ом.

Затухание в открытых линиях определяется тремя составляющими: потерями в металле проводов, потерями на излучение и потерями в изоляторах подвески и диэлектрических распорках, фиксирующих расстояние между проводами. С ростом частоты все три составляющие возрастают. В связи с этим открытые линии не применяются на сантиметровых и более коротких волнах.

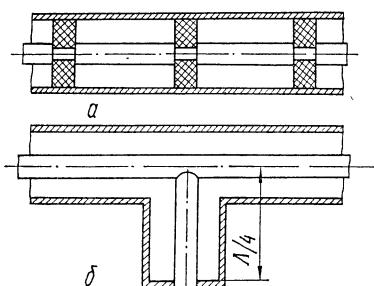


Рис. 1.5. Крепление провода в коаксиальной линии:
а — с помощью шайб; б — четвертьволновой изолятор.

часто необходимо по конструктивным соображениям.

Волновое сопротивление двухпроводной экранированной линии

$$W = \frac{276}{\sqrt{\epsilon'}} \lg \left[\frac{d}{r} \cdot \frac{D^2 - d^2}{D^2 + d^2} \right], \text{ Ом.} \quad (1.28)$$

Потери на излучение в экранированной линии отсутствуют, однако возникают дополнительные потери в металле экрана и в диэлектрике, что ограничивает ее применение.

Конструктивно экранированная линия удобнее открытой, так как режим симметрии в ней не зависит от расположения линии относительно окружающих предметов.

5. Коаксиальная линия (рис. 1.4, д) выполняется в виде жесткой линии или гибкого кабеля. В жесткой линии используются латунные или медные трубы, крепление центрального проводника в которых осуществляется с помощью диэлектрических опорных шайб или четвертьволновых металлических изоляторов (рис. 1.5).

В гибкой линии внутренний провод представляет собой медную жилу — сплошную или из тонких проводников. Наружный проводник состоит из медной оплетки в виде сетки или тонкой ленты. Пространство между внутренним проводом и экранирующей оболочкой заполняется пластическим диэлектриком (полистирол, полиэтилен и др.). В некоторых конструкциях применяют колпачковые изоляторы. Снаружи кабель покрывается защитной изоляционной оболочкой. Эти особенности конструкции, а также полная экранировка поля обуславливают большое практическое удобство и широкое применение гибких

коаксиальных линий (кабелей). Они используются на частотах от самых низких до частот трехсантиметрового диапазона.

Волновое сопротивление коаксиальной линии

$$W = \frac{60}{\sqrt{A\epsilon'}} \ln \frac{D}{d}, \text{ Ом,} \quad (1.29)$$

где A — коэффициент заполнения, примерно равный отношению объема диэлектрика ко всему внутреннему объему на единице длины кабеля.

Используемые на практике коаксиальные линии имеют $W = 50 \div 110$ Ом. Наиболее употребительные значения волнового сопротивления 50 и 75 Ом.

Длина волны Λ в коаксиальном кабеле меньше длины волны в воздухе

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{A\epsilon'}}. \quad (1.30)$$

В зависимости от типа диэлектрика, геометрических размеров и частоты колебаний, затухание в коаксиальных линиях колеблется в пределах от 0,005 до 1,5 дБ/м, а рабочее напряжение — от 1 до 10 кВ.

6. Полосковая линия представляет собой проводник, расположенный на некотором расстоянии от металлической плоскости (основания) (рис. 1.4, *е*) или заключенный между двумя основаниями (рис. 1.4, *з*). Этот тип линий передачи получил в последнее время широкое распространение в связи с освоением технологии печатных схем СВЧ.

В связи с относительно большим затуханием в полосковых линиях они применяются в основном в качестве элементов конструкций различных узлов СВЧ: делителей мощности, фильтров, направленных ответвителей и других, а также в качестве сравнительно коротких соединений между этими узлами. В качестве диэлектриков в полосковых линиях применяют чистый или армированный стекловолоконной тканью фторопласт, сополимер САМ и др.

Волновое сопротивление симметричной полосковой линии (рис. 1.4, *з*)

$$W \simeq \frac{200}{\sqrt{\epsilon'} \left(1 + \frac{2l}{b} \right)} \left(1 - \frac{2t}{b} \right), \text{ Ом при } \frac{2l}{b} < 2, \quad (1.31)$$

$$W \simeq \frac{200}{\sqrt{\epsilon'} \left[1 + \frac{2l}{b} \left(1 - \frac{2t}{b} \right) \right]}, \text{ Ом при } \frac{2l}{b} > 2.$$

Волновое сопротивление несимметричной полосковой линии (рис. 1.4, *е*)

$$W = \frac{300}{\left(1 + \frac{l}{h} \right) \sqrt{\epsilon'}}, \text{ Ом при } \frac{t}{l} \leq 0,2. \quad (1.32)$$

Обычно полосковые линии выполняют с таким же волновым сопротивлением, что и коаксиальные линии (50 и 75 Ом) — для упрощения соединения кабелей и полосковых линий.

В случае использования диэлектрической пластины (подложки) с высокой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon' \geq 10$) длина волны в полосковых линиях значительно уменьшается, что приводит к существенному уменьшению габаритов полосковых линий, в связи с чем они получили название микрополосковых. Благодаря высокой диэлектрической проницаемости поле концентрируется в основном в пространстве между полоской и заземленной пластиной, вследствие чего потери на излучение уменьшаются. Это позволяет использовать в микрополосковых конструкциях несимметричные линии, удобные с точки зрения технологий изготовления.

В качестве подложки в микрополосковых линиях применяют такие керамические материалы, как ситалл ($\epsilon' = 10$; $\operatorname{tg} \delta = 5 \cdot 10^{-4}$), сап-

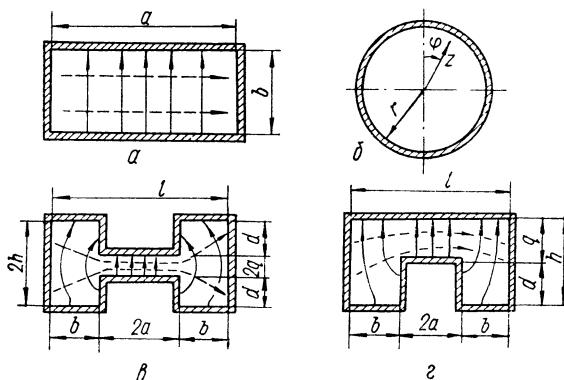


Рис. 1.6. Поперечные сечения волноводных линий.

фир ($\epsilon' = 9,9$; $\operatorname{tg} \delta = 1 \cdot 10^{-4}$) и др. Толщина подложек лежит обычно в пределах от 0,25 мм до 1,5 мм. Микрополосковые линии используются в интегральных схемах (ИС) СВЧ. Их применение позволяет существенно уменьшать размеры и массу СВЧ устройств, что особенно важно для бортовой аппаратуры.

7. Особенности волноводных линий передачи обусловлены тем, что их электромагнитные поля имеют продольную составляющую электрического или магнитного поля. Для существования волн в волноводе нет необходимости во втором проводнике, и конструкция волноводов проста — они представляют собой металлические трубы. Наиболее распространеными являются волноводы прямоугольного (рис. 1.6, а) и круглого (рис. 1.6, б) сечений. Применяются также волноводы Н- и П-образного сечений (рис. 1.6, в, г). Движение электромагнитных волн в волноводе можно разложить на продольное и поперечное. За счет продольного движения осуществляется перенос электромагнитной энергии, а движения в поперечном направлении создают стоячие волны в поперечном сечении волновода. Из-за волнового характера процесса в поперечном сечении понятия напряжения и тока становятся неопределенными.

К числу достоинств волноводных линий относятся: малые потери электромагнитной энергии, возможность передавать большие мощн-

ности и полная экранировка поля. Эти достоинства обусловили широкое распространение волноводных линий и узлов на их основе во всем диапазоне СВЧ — от дециметровых до миллиметровых волн. К числу недостатков волноводных линий и конструкций на их основе следует отнести сложную технологию изготовления, значительные размеры и массу, возрастающие по мере увеличения длины волны.

Из общего курса электродинамики известно, что поле внутри волновода удовлетворяет однородным волновым уравнениям, решение которых при заданных граничных условиях позволяет получить выражения для составляющих полей в волноводе и величины постоянной распространения. Зная последнюю, можно получить формулы для определения фазовой скорости и длины волны в волноводе

$$v_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{kp}}\right)^2}}, \quad (1.33)$$

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{kp}}\right)^2}}, \quad (1.34)$$

где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света; λ — длина волны в вакууме; Λ — длина волны в волноводе; λ_{kp} — критическая длина волны в волноводе.

Критическая длина волны определяется геометрическими размерами сечения волновода, типом волны и параметрами диэлектрика, заполняющего волновод.

Групповая скорость (т. е. скорость движения энергии в волноводе) связана с фазовой соотношением

$$v_{gp} = \frac{c^2}{v_{\phi}}. \quad (1.35)$$

Из (1.33) следует, что в докритическом режиме, когда $\lambda < \lambda_{kp}$ фазовая скорость в волноводе больше скорости света и возрастает до бесконечно большой величины при приближении к критическому режиму (рис. 1.7). Групповая скорость в волноводе всегда меньше скорости света и при приближении к критическому режиму уменьшается до нуля. Следовательно, по волноводу энергия распространяется лишь тогда, когда $\lambda < \lambda_{kp}$.

8. Прямоугольные волноводы получили наибольшее распространение из-за простоты конструкции и устойчивости типов волн в них. Обычно стремятся использовать наименший из типов волн, способных распространяться по волноводу, так как при этом поперечное сечение волновода получается минимальным. В прямоугольном волноводе (рис. 1.6, а) при $a > b$ наименшим типом волны является магнитная волна типа H_{10} , она имеет наибольшую критическую длину волны $\lambda_{kp} = 2a$. Волны более высоких типов применяются лишь в некоторых специальных случаях.

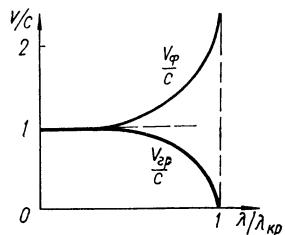


Рис. 1.7. Характеристики групповой и фазовой скоростей в волноводе.

Для того чтобы по волноводу распространялась только волна типа H_{10} , необходимо, как известно, выполнить условие

$$\lambda/2 < a < \lambda; \quad b < \lambda/2. \quad (1.36)$$

Волновое сопротивление волноводов не имеет такого однозначного определения как в линиях с волной типа Т, где оно имеет одну величину при определении различными способами: через мощность и амплитуду тока $W_{PI} = 2P/I^2$, через мощность и амплитуду напряжения $W_{PU} = U^2/2P$, через отношение амплитуд напряжения и тока $W_{UI} = U/I$.

В прямоугольном волноводе с волной H_{10} соответствующие волновые сопротивления будут

$$\begin{aligned} W_{PI} &= \frac{\pi^2}{8} \cdot \frac{b}{a} \cdot W_0, \\ W_{PU} &= 2 \frac{b}{a} \cdot W_0, \\ W_{UI} &= \frac{\pi}{2} \cdot \frac{b}{a} \cdot W_0, \end{aligned} \quad (1.37)$$

где $W_0 = \frac{E_y}{H_x} = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{kp}}\right)^2}}$.

Для волновода с воздушным диэлектриком

$$W_0 = \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{kp}}\right)^2}}. \quad (1.38)$$

Способ определения волнового сопротивления зависит от типа волны и поставленной задачи. Необходимо для эквивалентных параметров линии передачи и элементов, включенных в нее, применять одно и то же определение сопротивления, так как обычно требуется знать не абсолютные, а относительные величины сопротивлений (по отношению к волновому сопротивлению регулярного волновода).

Мощность, передаваемая по волноводу в режиме бегущей волны, может быть определена с помощью выражения

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_{x=0}^a \int_{y=0}^b E_y H_x dx dy = \frac{E_{y\max} a \cdot b}{4W_0}. \quad (1.39)$$

Первый интеграл дает усреднение мощности во времени, второй и третий дают плотность потока энергии через поперечное сечение $a \times b$.

Предельное значение $E_{y\max}$, при котором наступает электрический пробой, для воздуха при нормальном атмосферном давлении прини-

маётся равным $E_{\text{макс}} \simeq 30 \text{ кВ/см}$. В режиме бегущей волны предельная мощность (в ваттах) волновода с воздушным заполнением

$$P_{\text{пред}} = \frac{(3 \cdot 10^4)^2 \cdot a \cdot b}{480\pi} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \simeq \\ \simeq 6 \cdot 10^5 \cdot a_{\text{см}} \cdot b_{\text{см}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}. \quad (1.40)$$

Допустимая рабочая мощность рассчитывается с учетом рассогласования в тракте, наличия неоднородностей, вызывающих местные концентрации электрического поля и климатических факторов. Обычно принимают

$$P_{\text{доп}} \simeq \left(\frac{1}{3} \div \frac{1}{5}\right) P_{\text{пред.}}$$

По волноводам можно передавать очень большие мощности: десятки мегаватт в дециметровом диапазоне и сотни киловатт в нижнем участке сантиметрового диапазона.

Затухание волн в докритическом режиме работы волновода вызвано потерями энергии в стенках волновода и в среде, заполняющей волновод. Для волновода прямоугольного сечения с волной типа H_{10} выражение для постоянной затухания имеет вид

$$\alpha = \frac{R_s \left[1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2 \right]}{b \cdot 120\pi \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2}}, \text{ Нп/м,} \quad (1.41)$$

где $R_s = \sqrt{\frac{\omega \mu}{2\sigma}}$ — поверхностное сопротивление проводника; σ — удельная проводимость.

Существенное значение имеет качество обработки металлических поверхностей волновода, так как вследствие шероховатости внутренней поверхности волновода ухудшается эффективная проводимость. Как следует из (1.41), при приближении длины волны к критической быстро возрастает затухание в волноводе.

В закритическом режиме, когда $\lambda \gg \lambda_{\text{кр}}$, постоянная затухания практически не зависит от частоты

$$\alpha_k \simeq k \frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{кр}}}. \quad (1.42)$$

Подробные конструктивные и электрические данные прямоугольных волноводов содержатся в справочной литературе, например в [14].

9. Круглые волноводы применяются во вращающихся соединениях, в устройствах для получения волн с вращающейся поляризацией и в некоторых других случаях. Вследствие того, что в круглых волноводах возможно изменение направления поляризации в местах неоднородностей, они редко применяются в качестве основных линий передачи.

В круглых волноводах обычно используются волны типов H_{11} , E_{01} , H_{01} . Структура поля этих волн показана на рис. 1.8.

Волна типа H_{11} является наименее из всех в круглом волноводе. Критическая длина волны $\lambda_{kp} = 3,413 \text{ } a$. По своим свойствам она похожа на волну типа H_{10} в прямоугольном волноводе.

Волна типа E_{01} является наименее из осесимметричных волн и находит применение во вращающихся сочленениях. Критическая длина волны $\lambda_{kp} = 2,613 \text{ } a$.

Для обеспечения возможности распространения волны типа E_{01} и исключения волн высших типов необходимо выполнять условие $2,057 \text{ } a < \lambda < 2,613 \text{ } a$, где $2,057 \text{ } a$ — критическая длина ближайшей волны высшего типа H_{21} . При выполнении этого условия в волноводе кроме волны E_{01} может распространяться волна низшего типа H_{11} .

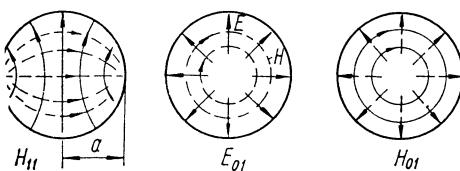


Рис. 1.8. Типы волн в круглых волноводах.

Большие перспективы имеет передача электромагнитной энергии по круглому волноводу с помощью волны типа H_{01} . Это обусловлено тем, что с повышением частоты затухание волны этого типа непрерывно падает. Критическая длина волны $\lambda_{kp} = 1,64 \text{ } a$.

Волна типа H_{01} распространяется, а высшие типы волн исключаются, если выполняется условие $1,223 \text{ } a < \lambda < 1,64 \text{ } a$. При этом в волноводе могут распространяться низшие типы волн H_{11} , E_{01} , H_{21} , а также волна типа E_{11} . Таким образом, при применении волны типа H_{01} необходимо принимать специальные меры к сохранению чистоты волны типа H_{01} .

10. Н- и П-образные волноводы используются с волнами, подобными волнам типа H_{10} в прямоугольном волноводе. Структура поля этих волн в поперечном сечении показана на рис. 1.6, в, г. Концентрация поля в центре волновода эквивалентна увеличению погонной емкости, что ведет к уменьшению фазовой скорости, т. е. к увеличению критической длины волны. Таким образом, при заданной длине волны Λ поперечные размеры l Н- и П-волноводов будут меньше, чем размер a у прямоугольного волновода. Кроме того Н- и П-волноводы способны пропускать большую полосу частот, чем прямоугольный волновод с волной типа H_{10} .

Недостатками Н- и П-волноводов являются большее затухание и меньшая электрическая прочность, чем у прямоугольных волноводов при работе на одинаковых частотах.

11. Линии поверхностных волн используют явление концентрации части энергии замедленной поверхностной волны над волноводной структурой в свободном пространстве. Это явление можно использовать для уменьшения потерь при передаче электромагнитной энергии в диапазоне СВЧ. Примерами таких линий являются диэлектрические волноводы, представляющие собой сплошные или полые диэлектрические стержни (рис. 1.9, а). Вместо диэлектрика можно применять так

называемую периодическую структуру, например, систему кольцевых канавок на металлическом стержне, как показано на рис. 1.9, б. В диэлектрических волноводах могут распространяться волны различных типов. Как видно, поле не ограничивается стенками стержня, как в случае металлических волноводов, а выходит частично наружу. Это поле, будучи связанным с внутренним полем стержня, движется вдоль поверхности его с фазовой скоростью, определяемой размерами стержня, диэлектрической и магнитной проницаемостью стержня.

Фазовая скорость волны в диэлектрическом волноводе в зависимости от радиуса стержня меняется от скорости света c в окружаю-

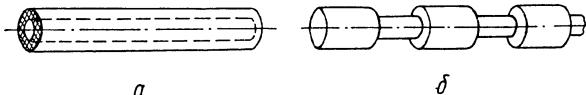


Рис. 1.9. Линии поверхностных волн:
а — с диэлектрическим покрытием; б — с периодической структурой.

щем пространстве до скорости света в заданной среде $c/\sqrt{\epsilon'}$, из которой выполнен диэлектрический стержень.

В диэлектрическом волноводе может существовать бесчисленное множество типов волн, причем каждый тип волны имеет свою критическую частоту; исключение составляет гибридная, т. е. имеющая продольные составляющие как электрических, так и магнитных полей, волна типа HE_{11} , не имеющая критической частоты ($\lambda_{kp} = \infty$) (рис. 1.10).

Затухание за счет тепловых потерь в диэлектрическом волноводе может быть определено по формуле

$$\alpha_d = \frac{3,14 V \epsilon' \operatorname{tg} \delta}{\lambda} \cdot k_1, \text{ Нп/м},$$

где k_1 — структурный коэффициент затухания, физический смысл которого — отношение затухания данного типа волны к затуханию однородной плоской волны в безграничной среде.

Диэлектрические волноводы нашли практическое применение для передачи энергии волн миллиметрового и светового диапазонов. Отрезки линий поверхностных волн широко используются в качестве элементов антенн бегущей волны.

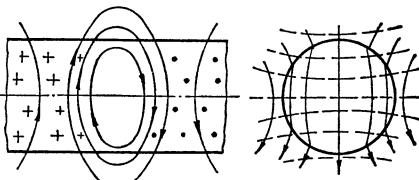


Рис. 1.10. Поле волны типа HE_{11} в диэлектрическом волноводе.

1.4. Нерегулярности в линиях

1. Нерегулярности в линиях передачи возникают вследствие включения в линию различных элементов и узлов, выполняющих специальные функции. По своему назначению они могут быть подразделены на следующие группы:

1. Элементы, предназначенные для соединения линий одного и различных типов.

2. Изгибы, уголки и повороты линии, вызванные необходимостью монтирования линии.

3. Подвижные и вращающиеся сочленения.

4. Согласующие устройства.

5. Устройства, предназначенные для фильтрации, деления или сложения мощности, переключатели и др.

Конструкции и параметры этих элементов и устройств рассматриваются ниже, в главах 2—7.

Кроме того, нерегулярности возникают в результате неточностей выдерживания геометрических размеров в процессе изготовления, а также при изменении этих размеров под действием внешних условий (температуры, давления и др.).

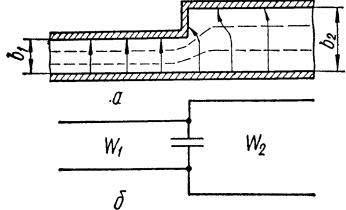


Рис. 1.11. Неоднородность в волноводе:

а — поле вблизи неоднородности;
б — эквивалентная схема неоднородности.

Классификация нерегулярностей может быть выполнена по характеру их протяженности вдоль линии. Если протяженность нерегулярности много меньше длины волны в линии, то такую нерегулярность называют *сосредоточенной*. Распределенная нерегулярность имеет длину, составляющую заметную долю длины волны, или превышает ее.

2. **Сосредоточенная нерегулярность**, возникающая при соединении двух волноводных линий с одинаковыми раз-

мерами a , но разными размерами b_1 и b_2 , показана на рис. 1.11, а. Размеры волноводов выбраны так, что справа и слева может распространяться только волна типа H_{10} , однако вблизи нерегулярности структура электрического и магнитного поля отлична от поля волны типа H_{10} . Поле у нерегулярности может быть представлено суммой полей волны H_{10} и множества волн высших типов как H_{mn} , так и E_{mn} .

Высшие типы волн существуют только вблизи нерегулярности в виде реактивных полей, не переносящих энергию. Так как рассматриваемой нерегулярностью в основном искажается электрическое поле, то по своему действию такая нерегулярность эквивалентна некоторой емкости, как показано на эквивалентной схеме (рис. 1.11, б). Из нее следует, что отражение электромагнитной энергии обусловливается как разностью волновых сопротивлений, так и включением реактивности. Соответственно при преобладающих искажениях магнитного поля нерегулярность будет эквивалентна некоторой индуктивности.

В общем случае вблизи нерегулярности будут существовать искажения как электрического, так и магнитного поля. Математическое исследование этих полей вблизи нерегулярности представляет весьма сложную задачу. Однако основной интерес представляют не сами поля высших типов волн, а тот эффект, который они вызовут в призывающих к нерегулярности регулярных участках линии передачи. Если размеры регулярных участков достаточно велики, то высшие типы волн затухнут, не дойдя до концов этих участков. Поэтому на входе и выходе регулярных участков слева и справа от нерегулярности будут

существовать только волны основных типов и, следовательно, допустимо представление нерегулярности эквивалентной реактивностью.

3. **Распределенная нерегулярность** используется в качестве *плавного перехода* между волноводами различного поперечного сечения, между коаксиальными линиями с разным волновым сопротивлением и т. п. Такие нерегулярности могут рассматриваться как отрезки нерегулярной линии передачи, у которой отражение электромагнитной волны происходит непрерывно на всей длине нерегулярной линии.

4. **Статистические характеристики сложной линии передачи.** Реальная линия передачи состоит из отрезков регулярных линий и различных нерегулярностей, каждая из которых характеризуется своим коэффициентом отражения $\dot{\Gamma}_i = \Gamma_i e^{i\Phi_i}$. Волны, отраженные от нерегулярностей, складываются на входе линии с учетом фазовых сдвигов, усиливая или ослабляя друг друга. В первом приближении, без учета многократных отражений волн между нерегулярностями, результирующий коэффициент отражения определяется как сумма отражений от нерегулярностей, приведенных к входу линии

$$\dot{\Gamma}_{\Sigma} \simeq \sum_{i=1}^n \dot{\Gamma}_i e^{-i2\beta l_i}, \quad (1.43)$$

где l_i — расстояние от входа линии до i -й нерегулярности. Соответственно, результирующий коэффициент передачи определяется в первом приближении как произведение коэффициентов передач нерегулярностей и отрезков линий между ними:

$$\dot{\tau}_{\Sigma} = \prod_{i=1}^n \dot{\tau}_i. \quad (1.44)$$

Более точные расчеты параметров линии с несколькими нерегулярностями производятся методами, рассматриваемыми в третьей главе. В реальных устройствах, при неизбежном разбросе размеров линий и нерегулярностей, мало изменяется величина модуля коэффициента отражения каждого из этих элементов, однако наблюдается существенный разброс по фазе отраженной волны (зависящей не только от свойств данного элемента, но и от электрической длины βl_i). По этим причинам линии с большим числом нерегулярностей характеризуются вероятностью p изготовления линии с модулем суммарного коэффициента отражения, не превышающего некоторой заданной величины $\Gamma_{\Sigma\max}$. Получены формулы вида

$$\Gamma_{\Sigma\max} \ll \Gamma_{\Sigma} \left[p \sqrt{\sum_{i=1}^n \Gamma_i^2} \right], \quad (1.45)$$

которые позволяют определить величины Γ_i каждого элемента, обеспечивающие получение $\Gamma_{\Sigma\max}$ с вероятностью p .

1.5. Узкополосные согласующие устройства

1. **Согласование линии передачи заключается в преобразовании сопротивления нагрузки в сопротивление, равное волновому сопротивлению линии, в результате чего в линии устанавливается бегущая**

волна. Практически стремятся получить в рабочей полосе частот режим по возможности близкий к режиму бегущей волны, т. е. чтобы $K_{\text{св}}$ не получался больше допустимой величины.

Режим бегущей волны обладает рядом преимуществ, к числу которых относятся: максимальный к. п. д., равенство входного сопротивления линии волновому сопротивлению, минимальная величина напряжения в линии при заданной мощности, а также минимальные фазовые искажения сигнала.

Получение режима бегущей волны достигается путем включения между нагрузкой и линией переходного устройства. Это может быть

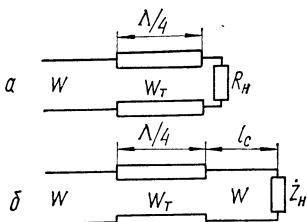


Рис. 1.12. Четвертьволновой трансформатор:

α — активная нагрузка; *β* — комплексная нагрузка.

полосы частот согласующего устройства зависят от частотных свойств нагрузки и согласующих элементов, а также от требования к величине $K_{\text{св}}$.

2. Четвертьволновой трансформатор используется как согласующее устройство при соединении линий передачи одного типа с различными волновыми сопротивлениями и для согласования линии с произвольной активной нагрузкой (рис. 1.12, *α*). Отрезок линии длиной $l = \Lambda/4$ трансформирует величину сопротивления нагрузки Z_H во входное сопротивление Z_{bx} , как следует из (1.7), по закону

$$Z_{\text{bx}} = \frac{W^2}{Z_H} . \quad (1.46)$$

Так как W — величина вещественная, то при комплексной нагрузке входное сопротивление будет также комплексным. Поэтому с помощью четвертьволнового трансформатора можно согласовать только активные сопротивления. Из (1.46) следует, что для согласования нагрузки R_H с линией, обладающей волновым сопротивлением W , необходимо между нагрузкой и линией включить четвертьволновой отрезок линии, волновое сопротивление которого определяется из соотношений

$$W = Z_{\text{bx}} = \frac{W_T^2}{R_H}, \quad (1.47)$$

$$W_T = \sqrt{WR_H}.$$

Изменение волнового сопротивления на участке длиною $\Lambda/4$ достигается изменением размеров поперечного сечения линии или изме-

нением диэлектрика. Одиночный четвертьволновой трансформатор является узкополосным согласующим устройством. Для расширения полосы частот используют *многоступенчатые трансформаторы*.

Если линия нагружена на комплексное сопротивление \hat{Z}_H (рис. 1.12, б), то четвертьволновой трансформатор присоединяется не непосредственно к нагрузке, а через участок линии длиной l_c , который обеспечивает в месте включения четвертьволнового трансформатора чисто активное сопротивление. Для этого в месте включения трансформатора должен быть узел или пучность стоячей волны. Необходимое для этого расстояние l_c и величина активного сопротивления R могут быть рассчитаны с помощью формулы (1.7) или же определены по номограмме полных сопротивлений. Волновое сопротивление трансформатора рассчитывается по формуле

$$W_t = \sqrt{WR}. \quad (1.48)$$

3. Параллельный передвижной шлейф пригоден для согласования как активной, так и комплексной нагрузки. Этот способ согласования, разработанный В. В. Татариновым в 1929 г., нашел широкое распространение в антенно-фидерной технике. Для получения согласования параллельно линии, на расстоянии l_c от нагрузки включается реактивность, выполненная в виде *шлейфа* — короткозамкнутого отрезка линии длиной l_w (рис. 1.13). Расстояние l_c выбирается таким, чтобы активная составляющая входной проводимости линии в сечении ab равнялась бы $1/W$ линии. Реактивную входную проводимость шлейфа $1/iX_w$, в месте его подключения к линии, выбирают равной по величине и обратной по знаку реактивной составляющей входной проводимости $1/\hat{Z}_{ab}$ в сечении ab . При выполнении этих условий в линии от генератора до шлейфа установится режим бегущей волны. Таким образом, условие согласования в случае параллельного шлейфа, включенного в сечение ab , следующее:

$$\frac{1}{W} = \frac{1}{iX_w} + \frac{1}{\hat{Z}_{ab}} = \frac{1}{iX_w} + \frac{1}{R_{ab} + iX_{ab}}. \quad (1.49)$$

Используя формулу (1.7) для определения входного сопротивления линии, можно получить выражение для расчета расстояния x_1 — от места включения шлейфа до ближайшего к нагрузке максимума напряжения

$$\operatorname{ctg}^2 Bx_1 = K_{6B} \quad (1.50)$$

и реактивного входного сопротивления шлейфа

$$X_w = W \frac{\sqrt{K_{6B}}}{1 - K_{6B}}, \quad (1.51)$$

где K_{6B} — коэффициент бегущей волны в линии при нагрузке Z_H .

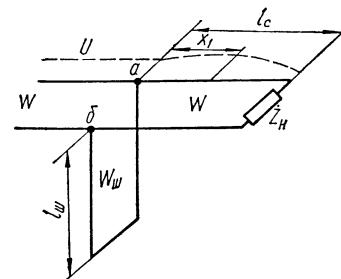


Рис. 1.13. Согласование с помощью шлейфа.

Так как шлейф представляет собой короткозамкнутый отрезок линии, то

$$X_{\text{ш}} = W_{\text{ш}} \operatorname{tg} \beta l_{\text{ш}}. \quad (1.52)$$

Расчетные формулы (1.50) и (1.51) удобны, если из эксперимента известны величины КБВ в линии и положение первого максимума напряжения. Параметры схемы согласования можно определить также с помощью круговых номограмм сопротивления.

4. Двухшлейфовый и трехшлейфовый трансформатор используется в тех случаях, когда изменять место подключения шлейфа при изменении нагрузки неудобно. Например, в экранированных линиях практически исключается удобный доступ к проводам линии, необходимый для уточнения места включения шлейфа.

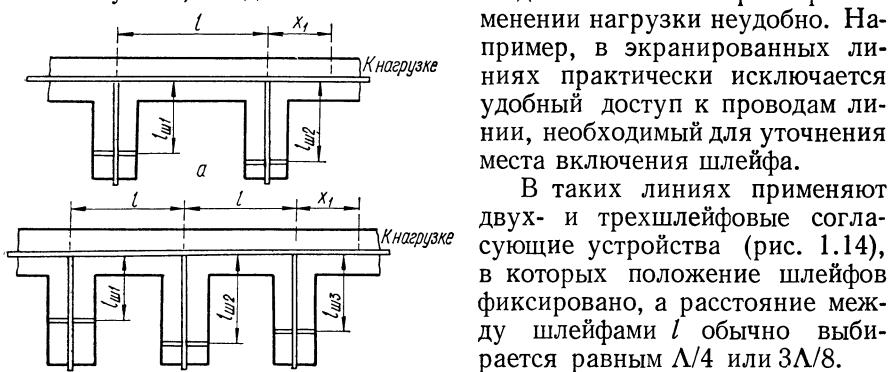


Рис. 1.14. Многошлейфовые согласующие устройства:
а — двухшлейфовое; б — трехшлейфовые.

фов. Изменяя длину второго шлейфа $l_{\text{ш2}}$, изменяя входную проводимость в сечении первого шлейфа до тех пор, пока ее активная часть не станет равной волновой проводимости линии. Реактивная составляющая входной проводимости в этом сечении компенсируется выбором длины первого шлейфа $l_{\text{ш1}}$.

Согласование с помощью двух шлейфов возможно не при всех значениях нагрузки. Поэтому при произвольной нагрузке используют трехшлейфовые согласующие устройства (рис. 1.14, б). В большинстве случаев практики расчет таких устройств производят с помощью круговой диаграммы сопротивлений или добиваются нужной настройки шлейфов опытным путем, — методом последовательных приближений.

1.6. Широкополосные согласующие устройства

1. Широкополосное согласование требуется при необходимости работы в относительном диапазоне частот порядка десяти процентов и более, а также при использовании сигналов с широкополосным спектром. При этом полное согласование достигается не на всех частотах диапазона, однако рассогласование в заданной полосе не превышает установленной величины. Трудность широкополосного согласования заключается еще и в том, что входное сопротивление антенн, как правило, сильно изменяется с изменением частоты.

Основными широкополосными согласующими устройствами являются широкополосные частотные компенсаторы, ступенчатые трансформаторы и нерегулярные линии. Устройства в виде нерегулярных линий называют также плавными переходами.

2. Частотный компенсатор использует взаимную компенсацию частотных изменений сопротивления нагрузки и согласующих элементов. Частотную компенсацию можно осуществить путем подбора необходимого закона частотного изменения сопротивления согласующих элементов и реализовать путем выбора длины и волнового сопротивления шлейфов и последовательных трансформаторов.

Схема простейшего широкополосного согласующего устройства с частотной компенсацией показана на рис. 1.15. Компенсацияreak-

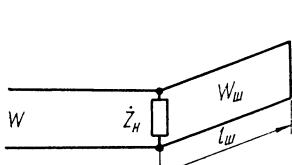


Рис. 1.15. Схема частотного компенсатора.

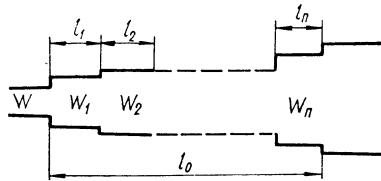


Рис. 1.16. Схема ступенчатого трансформатора.

тивности нагрузки производится с помощью шлейфа, включенного параллельно нагрузке. Подбором величины волнового сопротивления шлейфа и его длины можно регулировать ширину полосы рабочих частот, в которых нескомпенсированная реактивная проводимость не превышает допустимой величины. В случае необходимости согласовать активную составляющую нагрузки устанавливается четвертьволновый трансформатор.

Основным достоинством согласующих устройств, использующих принцип частотной компенсации, является принципиальная возможность согласования линии с комплексной нагрузкой в полосе частот. Их недостатком является сложность изготовления и настройки.

3. Ступенчатые трансформаторы применяются для согласования линии с нагрузкой, имеющей небольшую реактивную составляющую сопротивления, а также для соединения линий с различными волновыми сопротивлениями. На рис. 1.16 изображен ступенчатый трансформатор между двухпроводными линиями с разными волновыми сопротивлениями.

Трансформатор представляет собой *каскадное соединение n отрезков линий (ступеней)*, имеющих одинаковую длину l и различные волновые сопротивления W_i . Общая длина перехода получается равной $l_0 = nl$. Можно подобрать несколько пар ступенек, отражения от которых взаимно компенсируются. Например, если две ступеньки с одинаковым коэффициентом отражения отстоят одна от другой на расстоянии $\Lambda/4$, то отраженные от них волны полностью компенсируются. Чем больше ступенек, тем меньше амплитуда нескомпенсированной отраженной волны. Чем длиннее переход и чем больше в нем ступенек, тем шире полоса частот согласования.

Основной характеристикой трансформатора сопротивлений является частотная характеристика, представляющая собой зависимость рабочего затухания L от электрической длины ступеньки $\Theta = 2\pi l/\Lambda$.

Рабочее затухание характеризует затухание в трансформаторе за счет отражений от него. При одинаковых электрических длинах ступенек зависимость рабочего затухания от Θ имеет вид некоторого полинома $L = 1 + p^2 (\cos \Theta)$, т. е. является периодической функцией

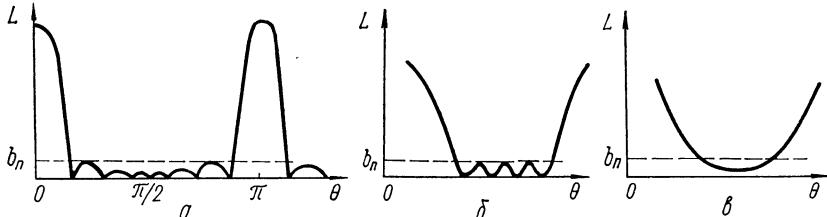


Рис. 1.17. Частотные характеристики ступенчатых трансформаторов:
а — трансформатор с одинаковыми ступенками; б — чебышевский трансформатор;
в — трансформатор с максимально плоской характеристикой.

Θ с периодом π (рис. 1.17, а). Области изменения Θ , где рабочее затухание мало, называют полосами пропускания трансформатора, а где L велико — полосами заграждения. Практически ступенчатые трансформаторы рассчитываются для работы в первой полосе пропускания, для которой длины ступенек получаются минимальными.

В общем случае вид частотной характеристики $L(\omega)$ ступенчатого трансформатора определяется его структурой, которая однозначно определяется числом ступенек n , длиной ступеньки l и соотношением волновых сопротивлений ступенек. Задача определения структуры

трансформатора по заданному отношению согласуемых сопротивлений

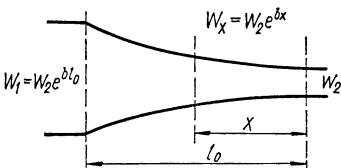


Рис. 1.18. Схема экспоненциального перехода.

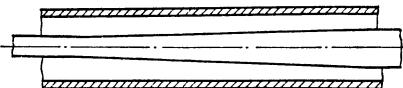


Рис. 1.19. Плавный переход коаксиальной линии.

\dot{Z}/\dot{Z}_0 , рабочей полосе частот и максимально допустимому коэффициенту отражения Γ_{\max} есть задача синтеза согласующих устройств. Методы ее решения в настоящее время хорошо разработаны [37] вплоть до расчетных рецептур. Среди возможных структур наибольшее распространение получили чебышевские ступенчатые трансформаторы и ступенчатые трансформаторы с максимально плоской частотной характеристикой. Их частотные характеристики показаны на рис. 1.17, б, в соответственно.

4. Плавные переходы, используемые при согласовании активных нагрузок, представляют собой нерегулярные линии передачи, в которых погонные параметры, $\alpha + i\beta$ и волновое сопротивление являются функцией продольной координаты (рис. 1.18). Плавный переход может рассматриваться как предельный случай ступенчатого перехода

при увеличении числа ступенек до бесконечности при заданной длине перехода l_0 .

Если волновое сопротивление плавного перехода изменяется вдоль продольной координаты x по экспоненциальному закону $W(x) = W_2 e^{bx}$, то такой переход называется экспоненциальным. В двухпроводных линиях (рис. 1.18) изменение волнового сопротивления достигается изменением расстояния между проводами, в коаксиальных линиях — путем изменения диаметра внутреннего провода (рис. 1.19). Если длина перехода соизмерима с длиной волны, то энергия переходит из одной линии в другую с малыми отражениями. Чем меньше постоянная b , т. е. чем медленнее изменяются параметры линии, тем меньше коэффициент отражения Γ плавного перехода.

Частотная характеристика экспоненциального перехода, т. е. зависимость $2\Gamma/\ln \frac{W_1}{W_2}$ от электрической длины плавного перехода βl_0 , показана на рис. 1.20. К достоинствам плавного перехода относятся простота расчета и конструкции, а также более широкая полоса пропускания по сравнению со ступенчатым трансформатором; однако длина плавного перехода при этом получается заметно больше, чем ступенчатого.

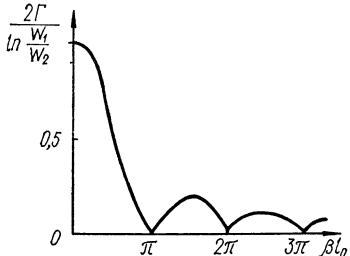


Рис. 1.20. Частотная характеристика экспоненциального перехода.

ГЛАВА 2. ЭЛЕМЕНТЫ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

2.1. Классификация элементов

Реальная линия передачи (фидер) кроме участков регулярной линии содержит еще ряд элементов, предназначенных для соединения участков линий, согласования, переключения и др. Элементом линии передачи называют простейшее одиночное устройство, выполняющее одну функцию в данной линии передачи. Будем классифицировать элементы по функциям, которые они выполняют, независимо от того, с какой целью выполняется та или иная функция. В соответствии с этой классификацией перечислим основные элементы и их функциональные признаки: отрезки регулярных линий предназначаются для направленной передачи энергии; соединительные элементы служат для соединения отрезков линий и устройств; согласующие устройства служат для согласования линии передачи в целом или отдельных устройств с целью получения заданного коэффициента отражения; переключающие устройства выполняют функцию временного соединения различных линий и устройств; фильтры служат для селекции сигналов по частоте или по типам волн; делители и мостовые соединения предназначаются для деления, сложения и распределения мощности электромагнитных колебаний в многоканальных устройствах.

Фазирующие устройства служат для поддержания или регулировки фазового сдвига.

Конструктивное выполнение и электрические характеристики элементов линий весьма разнообразны, однако имеется ряд параметров, общих для всех элементов. К ним относятся:

электрическая прочность, выражаемая в предельно допустимой передаваемой мощности;

коэффициент полезного действия или потери мощности в элементе, выражаемые в децибелах;

ширина полосы рабочих частот;

коэффициент отражения.

В настоящей главе рассматриваются, в основном, соединительные устройства различных типов. Другие элементы линий передачи рассматриваются в последующих главах.

2.2. Неподвижные соединения

1. Соединение коаксиальных линий, а также переход от коаксиальной линии к полосковой осуществляется с помощью специальных высокочастотных разъемов штепсельного типа. На рис. 2.1 показана

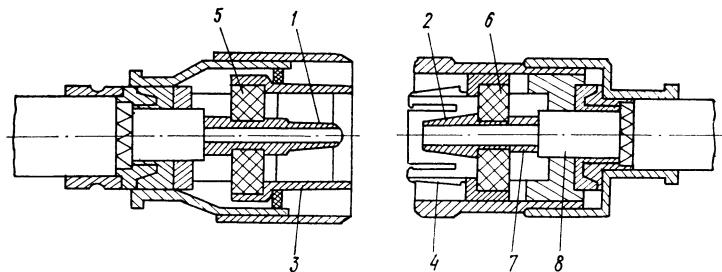


Рис. 2.1. Коаксиальный разъем:

1 — штырь; 2 — гнездо; 3 — конусная втулка; 4 — конусная цангата;
5, 6 — диэлектрические шайбы; 7 — внутренний проводник; 8 — внешний проводник.

конструкция типового разъема. Контакт между внутренними проводниками разъема создается с помощью штыря 1, который вставляется в пружинящее гнездо 2, укрепленное на внутреннем проводнике другого отрезка линии. Внешние проводники соединяются посредством конусной втулки 3 и разрезной конусной цанги 4. Герметизация обеспечивается резиновой прокладкой.

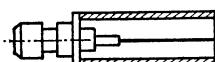


Рис. 2.2. Переход от коаксиальной линии к полосковой линии к полосковой.

Переход от коаксиальной линии к полосковой показан на рис. 2.2. При таком соединении структуры полей основного типа наиболее близки друг к другу по своей конфигурации.

2. Соединительные устройства для однотипных волноводов подразделяются на **соединения с контактными фланцами** и **дрессельно-фланцевые соединения**. Контактные фланцевые соединения применяются для широкополосных волноводных трактов. Соединяемые секции

волноводов плотно прижимаются друг к другу с помощью плоских фланцев (рис. 2.3, а), стягиваемых винтами или струбцинами. Для минимального коэффициента отражения необходимо точное совпадение сечений волноводов. Для хорошего электрического контакта соединяемые поверхности фланцев должны быть тщательно обработаны.

Дроссельно-фланцевые соединения применяются в тех случаях, когда соединение двух волноводных линий должно обеспечивать минимальный коэффициент отражения в узком частотном диапазоне. Этот тип соединения более надежен в эксплуатации, когда требуется производить частые сборки и разборки соединения.

Соединение состоит (рис. 2.3, б) из плоского фланца 2 и фланца 3 с кольцевой выточкой (дроссельной канавкой) вдоль оси волновода и проточкой в поперечной плоскости. При соединении фланцев между концами волноводов образуется зазор, замыкающийся на выточке. Кольцевая выточка образует четвертьволновую короткозамкнутую линию. Зазор между фланцами, от края волноводного отверстия до выточки, образует радиальную линию, длина которой равна также $\Lambda/4$. Участки в сумме составляют полуволновую коротко-замкнутую линию. Входное сопротивление такой линии оказывается равным нулю, и энергия высокочастотных колебаний беспрепятственно распространяется в месте соединения волноводов.

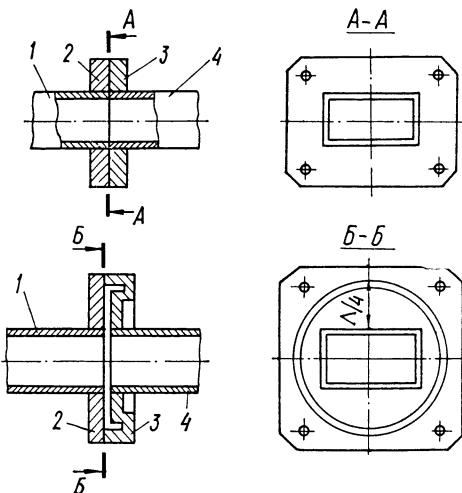


Рис. 2.3. Соединения прямоугольных волноводов:

а — с контактными фланцами; б — дроссельно-фланцевое: 1 — волновод первой секции; 2 — фланец первой секции; 3 — фланец второй секции; 4 — волновод второй секции.

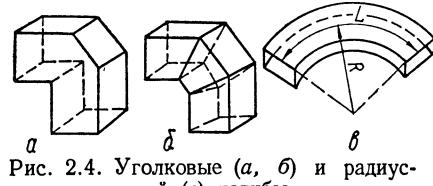


Рис. 2.4. Угловые (а, б) и радиусный (в) изгибы.

Конструктивно эти секции представляют собой отрезки волноводов с фланцами на концах.

Волноводные уголки и изгибы (рис. 2.4) представляют собой нерегулярности, распределенные вдоль линии на расстоянии, сравнимом с длиной волны. Такой распределенной нерегулярности можно придать форму, обеспечивающую минимальные отражения.

В прямоугольном волноводе с волной типа H_{10} уголки и радиусные изгибы могут быть выполнены как в E -так и в H -плоскости. Кроме того, уголки могут быть простые и двойные. В радиусных изгибах (рис. 2.4, в) отражение будет минимальным, если средняя длина L изогнутого участка кратна величине $\Lambda/2$,

так как в этом случае изогнутый волновод играет роль полуволновой линии, согласующей равные волновые сопротивления на входе и выходе. Создание скосов (рис. 2.4, а) и двухуголковых (рис. 2.4, б) изгибов имеют своей целью взаимную компенсацию отражений путем создания нескольких нерегулярностей.

Волноводные скрутки (рис. 2.5) служат для изменения направления поляризации волн. Длина скрутки, так же как и в радиусном изгибе, выбирается равной целому числу полуволн в волноводе. Для работы в широкополосных устройствах длина скрутки должна быть не менее $(2\frac{2}{3}) \Lambda$.

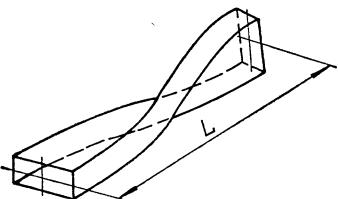


Рис. 2.5. Волноводная скрутка.

2.3. Трансформаторы типов волн

Трансформаторы типов волн применяются для соединений линий передачи, в которых используются различные типы волн. Эти трансформаторы называют также возбуждающими устройствами. В технике СВЧ применяют большое число таких устройств различных конструкций. Ниже рассматривается лишь несколько наиболее характерных конструкций.

1. Соединение коаксиальной линии с прямоугольным волноводом, показанное на рис. 2.6, является трансформатором волны типа T в коаксиальной линии в волны типа H или E в прямоугольном волноводе

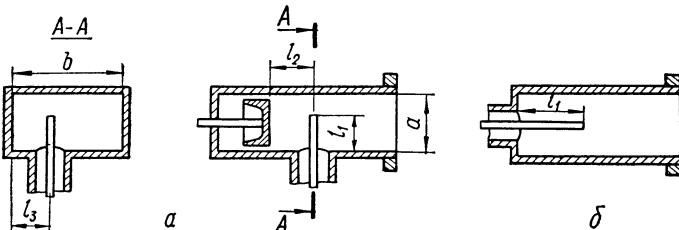


Рис. 2.6. Волноводно-коаксиальные переходы:
а — для волн типа H ; б — для волн типа E .

и относится к числу так называемых зондовых переходов. Для возбуждения волны типа H в волновод вводится штырь (зонд), перпендикулярный продольной оси волновода (рис. 2.6, а), т. е. поперек волновода, а для возбуждения волны типа E штырь вводится с торца волновода параллельно продольной оси волновода (рис. 2.6, б). Штырь, являющийся продолжением внутреннего проводника коаксиальной линии, служит антенной, излучающей электромагнитную энергию в волновод или отбирающей ее из волновода. Для получения минимального

отражения волн от перехода необходимо коаксиальную линию и волновод согласовать, т. е. создать режим бегущих волн. Согласование осуществляется подбором длины штыря l_1 , расстояния l_2 от штыря до заглушки (поршня), замыкающей накоротко волновод, и расстояния l_3 от штыря до ближайшей узкой стенки волновода (рис. 2.6, а). Для согласования перехода в диапазоне частот используется подвижный короткозамыкающий поршень, компенсирующий реактивную составляющую входного сопротивления штыря.

Широкополосный коаксиально-волноводный переход с поперечным стержнем, показанный на рис. 2.7, имеет полосу пропускания более

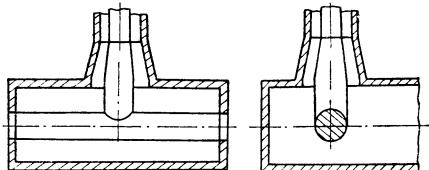


Рис. 2.7. Широкополосный коаксиально-волноводный переход.

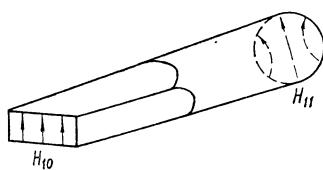


Рис. 2.8. Переход от прямоугольного волновода к круглому.

30% за счет того, что поперечный стержень обеспечивает равномерность и малую зависимость от частоты распределения тока на вертикальной части зонда.

2. Переход от прямоугольного волновода с волной H_{10} к круглому волноводу с волной H_{11} осуществляется путем постепенной деформации поперечного сечения волновода от прямоугольного к круглому (рис. 2.8).

Если длина перехода составляет примерно длину волны в волноводе или больше ее, то его полоса пропускания равна полосе частот круглого волновода с волной типа H_{11} . Размеры волноводов выбираются такими, чтобы в них в заданном диапазоне частот могли распространяться только низшие типы волн, соответственно H_{10} в прямоугольном и H_{11} — в круглом волноводе. Для уменьшения размеров перехода можно использовать компактные, но более узкополосные ступенчатые переходы.

Все рассмотренные трансформаторы типов волн, как и большинство других, используемых на практике, являются обратимыми элементами, так что конструкция, обеспечивающая переход, например, $H_{10} \rightarrow H_{11}$, обеспечивает и обратный переход $H_{11} \rightarrow H_{10}$.

2.4. Подвижные и вращающиеся соединения

1. Подвижные волноводные соединения применяются для смешения и поворота в небольших пределах одной части волноводного тракта относительно другой. Они делятся на *нерезонансные* и *резонансные*. Нерезонансные гибкие волноводы имеют или гофрированные стенки (рис. 2.9, а) с глубиной гофра порядка нескольких миллиметров, или стенки, навитые спирально с зацеплением гусеничного типа (рис. 2.9, б). Для повышения механической прочности гибкий волновод покрывают резиновой оболочкой.

Резонансный гибкий волновод представляет собой набор очень коротких секций волновода, каждая из которых присоединяется к соседнему с помощью дроссельно-фланцевого сочленения (рис. 2.9, в), обеспечивающего замыкание по высокой частоте в местах соединений. Зазоры между секциями обеспечивают возможность небольших смещений секций, что позволяет производить изгиб или скручивание волновода в небольших пределах. Чем больше секций, тем больше может

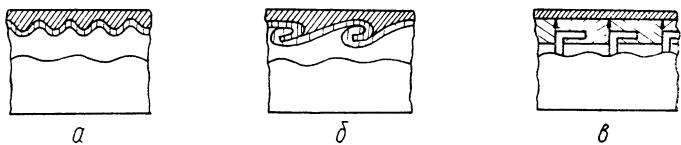


Рис. 2.9. Гибкие волноводы:
а — гофрированный; б — спиральный; в — резонансный.

быть угол изгиба или скручивания. Для компенсации отражений, возникающих в разрывах между секциями, длина их берется примерно $\Lambda/4$. Резонансный гибкий волновод имеет повышенные потери за счет просачивания электромагнитной энергии в зазоры между секциями, поэтому с целью экранировки его помещают в гибкую металлическую сетку.

В коаксиальных линиях подвижные соединения выполняются с помощью гибких кабелей. Эти кабели используются иногда и в качестве подвижных соединений между волноводами.

2. Вращающиеся соединения служат для передачи энергии при непрерывном круговом вращении одной части фидерного тракта относительно другой. Для обеспечения невозмущенной передачи энергии (без модуляции за счет вращения), во вращающихся соединениях используются в основном круглые волноводы с типами волн, поля которых имеют осевую симметрию (E_{01} , H_{01} и др.), и коаксиальные линии.

Рис. 2.10. Вращающееся волноводное соединение:

1 — прямоугольный волновод; 2 — круглый волновод;
3 — вращающееся дроссельно-фланцевое соединение;
4 — кольцевой фильтр.

Вращающиеся волноводные соединения содержат переход от прямоугольного волновода с волной типа H_{10} к круглому с симметричной волной, устройство, обеспечивающее вращение одной части круглого волновода относительно другой, и снова переход от круглого волновода к прямоугольному.

Вращающееся соединение, использующее круглый волновод с симметричной волной E_{01} , показано на рис. 2.10. Связь между прямоугольным и круглым волноводами происходит через круглое отверстие в широкой стенке прямоугольного волновода. Однако кроме волны E_{01} в круглом волноводе возбуждается и волна H_{11} , низшая по отношению к волне E_{01} и имеющая несимметричную относительно оси волновода структуру поля. Существуют различные способы фильтра-

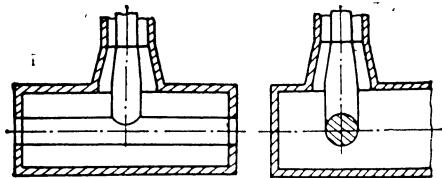


Рис. 2.7 Широкополосный коаксиально-волноводный переход.

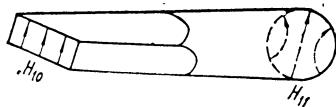


Рис. 2.8 Переход от прямоугольного волновода к круглому.

30% за счет того, что поперечный стержень обеспечивает равномерность и малую зависимость от частоты распределения тока на вертикальной части зонда.

2. Переход от прямоугольного волновода с волной H_{10} к круглому волноводу с волной H_{11} осуществляется путем постепенной деформации поперечного сечения волновода от прямоугольного к круглому (рис. 2.8).

Если длина перехода составляет примерно длину волн в волноводе или больше ее, то его полоса пропускания равна полосе частот круглого волновода с волной типа H_{11} . Размеры волноводов выбираются такими, чтобы в них в заданном диапазоне частот могли распространяться только низшие типы волн, соответственно H_{10} в прямоугольном и H_{11} — в круглом волноводе. Для уменьшения размеров перехода можно использовать компактные, но более узкополосные ступенчатые переходы.

Все рассмотренные трансформаторы типов волн, как и большинство других, используемых на практике, являются обратимыми элементами, так что конструкция, обеспечивающая переход, например, $H_{10} \rightarrow H_{11}$, обеспечивает и обратный переход $H_{11} \rightarrow H_{10}$.

2.4. Подвижные и врачающиеся соединения

1. Подвижные волноводные соединения применяются для смещения и поворота в небольших пределах одной части волноводного тракта относительно другой. Они делятся на *нерезонансные* и *резонансные*. Нерезонансные гибкие волноводы имеют или гофрированные стенки (рис. 2.9, а) с глубиной гофр порядка нескольких миллиметров, или стенки, навитые спирально с зацеплением гусеничного типа (рис. 2.9, б). Для повышения механической прочности гибкий волновод покрывают резиновой оболочкой.

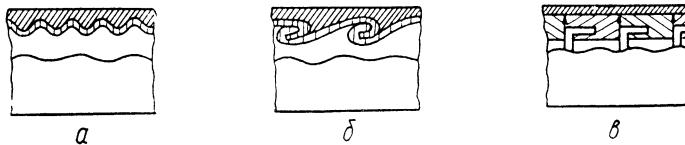


Рис. 2.9. Гибкие волноводы:
а — гофрированный; б — спиральный; в — резонансный.

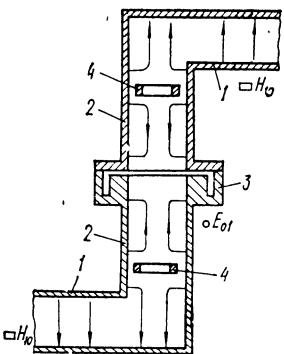


Рис. 2.10 Вращающееся волновое соединение:

1 — прямоугольный волновод; 2 — круглый волновод; 3 — вращающееся дроссельно-фланцевое соединение; 4 — кольцевой фильтр.

В коаксиальных линиях подвижные соединения выполняются с помощью гибких кабелей. Эти кабели используются иногда и в качестве подвижных соединений между волноводами.

2. Вращающиеся соединения служат для передачи энергии при непрерывном круговом вращении одной части фидерного тракта относительно другой. Для обеспечения невозмущенной передачи энергии (без модуляции за счет вращения) во вращающихся соединениях используются в основном круглые волноводы с типами волн, поля которых имеют осевую симметрию (E_{01} , H_{01} и др.), и коаксиальные линии.

Вращающиеся волноводные соединения содержат переход от прямоугольного волновода с волной типа H_{10} к круглому с симметричной волной, устройство, обеспечивающее вращение одной части круглого волновода относительно другой, и снова переход от круглого волновода к прямоугольному.

Вращающееся соединение, использующее круглый волновод с симметричной волной E_{01} , показано на рис. 2.10. Связь между прямоугольным и круглым волноводами происходит через круглое отверстие в широкой стенке прямоугольного волновода. Однако кроме волны E_{01} в круглом волноводе возбуждается и волна H_{11} , низшая по отношению к волне E_{01} и имеющая несимметричную относительно оси волновода структуру поля. Существуют различные способы фильтрации этой волны. В данном случае применяются фильтры типа волны в виде резонансных колец, ось которых совпадает с осью волновода. Резонансное кольцо не препятствует распространению волн типа E_{01} в связи с тем, что линии электрического поля этой волны перпендикулярны к краям кольца. Вместе с тем выбором размеров кольца можно добиться резонансного отражения им волны H_{11} . Крепление кольца к волноводу производится с помощью радиально расположенных стержней.

Резонансный гибкий волновод представляет собой набор очень коротких секций волновода, каждая из которых присоединяется к соседнему с помощью дроссельно-фланцевого сочленения (рис. 2.9, в), обеспечивающего замыкание по высокой частоте в местах соединений. Зазоры между секциями обеспечивают возможность небольших смещений секций, что позволяет производить изгиб или скручивание волновода в небольших пределах. Чем больше секций, тем больше может быть угол изгиба или скручивания. Для компенсации отражений, возникающих в разрывах между секциями, длина их берется примерно $\Lambda/4$. Резонансный гибкий волновод имеет повышенные потери за счет просачивания электромагнитной энергии в зазоры между секциями, поэтому с целью экранировки его помещают в гибкую металлическую сетку.

так, что выполняются равенства:

$$\frac{a_1^2}{2} = P_{1\text{пад}}; \quad \frac{b_1^2}{2} = P_{1\text{отр}},$$

$$\frac{a_2^2}{2} = P_{2\text{пад}}; \quad \frac{b_2^2}{2} = P_{2\text{отр}},$$

где $P_{1\text{пад}}$, $P_{1\text{отр}}$, $P_{2\text{пад}}$, $P_{2\text{отр}}$ — падающие и отраженные мощности соответственно в плоскостях отсчета 1, 1' и 2, 2'.

Свойства четырехполюсника могут быть однозначно описаны двумя уравнениями, выражающими амплитуды отраженных волн через амплитуды падающих волн

$$\begin{aligned}\dot{b}_1 &= \dot{S}_{11}\dot{a}_1 + \dot{S}_{12}\dot{a}_2, \\ \dot{b}_2 &= \dot{S}_{21}\dot{a}_1 + \dot{S}_{22}\dot{a}_2.\end{aligned}\tag{3.1}$$

Эти уравнения в матричной форме приобретают вид

$$\begin{bmatrix} \dot{b}_1 \\ \dot{b}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{S}_{11} & \dot{S}_{12} \\ \dot{S}_{21} & \dot{S}_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \end{bmatrix}.\tag{3.2}$$

Отраженные волны характеризуются *вектором-столбцом отраженных волн*

$$[b] = \begin{bmatrix} \dot{b}_1 \\ \dot{b}_2 \end{bmatrix}.$$

Падающие волны характеризуются *вектором-столбцом падающих волн*

$$[a] = \begin{bmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \end{bmatrix}.$$

Отраженная и падающие волны связаны через элементы матрицы рассеяния $[S]$

$$[S] = \begin{bmatrix} \dot{S}_{11} & \dot{S}_{12} \\ \dot{S}_{21} & \dot{S}_{22} \end{bmatrix}.\tag{3.3}$$

Следовательно, соотношение (3.2) может быть переписано в форме $[b] = [S] \cdot [a]$.

Элементы матрицы рассеяния имеют простой физический смысл. Элементы \dot{S}_{11} и \dot{S}_{22} представляют собой комплексные коэффициенты отражения по напряжению соответственно от первого или второго выхода (в сечениях 1, 1' или 2, 2') при условии присоединения к другому выходу согласованной нагрузки (согласованный режим). Элементы \dot{S}_{21} и \dot{S}_{12} представляют собой комплексные коэффициенты передачи по напряжению соответственно между первым и вторым либо вторым и первым выходами при согласованном режиме. Как видно из этих определений все элементы матрицы рассеяния имеют четкий физический смысл и могут быть определены экспериментально с помощью типовой измерительной аппаратуры СВЧ диапазона.

При чисто реактивном характере четырехполюсника, т. е. при отсутствии в нем диссипативных потерь, закон сохранения энергии дает следующую связь между модулями коэффициентов матрицы рассеяния:

$$\begin{aligned} S_{11}^2 + S_{21}^2 &= 1, \\ S_{12}^2 + S_{22}^2 &= 1. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Для примера рассмотрим матрицы рассеяния некоторых наиболее часто используемых на практике четырехполюсников.

3. Отрезок регулярной линии длиной l , в которой можно пре-небречь потерями, характеризуется следующей матрицей рассеяния

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & e^{-i\beta l} \\ e^{-i\beta l} & 0 \end{bmatrix}, \quad (3.5)$$

где βl — электрическая длина отрезка линии. Поскольку коэффициент отражения входа согласованной линии равен нулю, то $S_{11} = S_{22} = 0$, а симметричность и отсутствие потерь в рассматриваемом четырехполюснике приводят к тому, что при распространении волн вдоль отрезка линии в любом направлении происходит лишь изменение фазового угла на величину βl и, следовательно,

$$\dot{S}_{21} = \dot{S}_{12} = e^{-i\beta l}.$$

4. Проводимость \dot{Y} , подключенная параллельно линии передачи с характеристической проводимостью $Y_0 = 1/W$ (рис. 3.2, a) в согласованном режиме образует в месте подключения нагрузку $\dot{Y}_n = \dot{Y} + \dot{Y}_0$. Следовательно, коэффициент отражения от этой нагрузки равен

$$\dot{S}_{11} = \dot{S}_{22} = \frac{\dot{Y}_0 - \dot{Y}_n}{\dot{Y}_0 + \dot{Y}_n} = \frac{\dot{Y}_0 - \dot{Y} - \dot{Y}_0}{\dot{Y}_0 + \dot{Y} + \dot{Y}_0} = -\frac{\dot{Y}}{2\dot{Y}_0 + \dot{Y}}. \quad (3.6)$$

Введем понятие нормированной проводимости $\dot{y} = \dot{Y}/Y_0$ и, разделив почлененно числитель и знаменатель в формуле (3.6) на \dot{Y}_0 , преобразуем ее к виду

$$\dot{S}_{11} = \dot{S}_{22} = -\frac{\dot{Y}/\dot{Y}_0}{2 + \dot{Y}/\dot{Y}_0} = -\frac{\dot{y}}{2 + \dot{y}}. \quad (3.7)$$

Коэффициенты передачи определяются из соотношения между коэффициентом отражения Γ и коэффициентом передачи τ в плоскости подключения проводимости

$$\tau = 1 + \Gamma. \quad (3.8)$$

Поскольку коэффициент отражения тождествен $\dot{S}_{11} = \dot{S}_{22}$, а коэффициент передачи тождествен $\dot{S}_{21} = \dot{S}_{12}$, то уравнение (3.8) перепишем

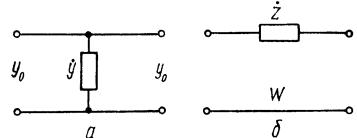


Рис. 3.2. Параллельная и последовательная нагрузка в линии.

в виде

$$\dot{S}_{21} = \dot{S}_{12} = -\frac{\dot{y}}{2 + \dot{y}} + 1 = \frac{2}{2 + \dot{y}}. \quad (3.9)$$

Таким образом, матрица рассеяния приведенной параллельной проводимости y будет

$$[S] = \begin{bmatrix} -\frac{\dot{y}}{2 + \dot{y}} & \frac{2}{2 + \dot{y}} \\ \frac{2}{2 + \dot{y}} & -\frac{\dot{y}}{2 + \dot{y}} \end{bmatrix}. \quad (3.10)$$

Определим модуль и аргумент каждого из элементов матрицы для случая, когда включенный параллельно линии элемент представляет собой реактивность, т. е. $y = ib$.

В этом случае матрица (3.10) перепишется в виде

$$[S] = \begin{bmatrix} -\frac{ib}{2 + ib} & \frac{2}{2 + ib} \\ \frac{2}{2 + ib} & -\frac{ib}{2 + ib} \end{bmatrix}, \quad (3.11)$$

где $ib = i \frac{B}{Y_0}$ — нормированная реактивная проводимость. Модуль коэффициента отражения

$$S_{11} = S_{22} = \frac{b}{\sqrt{4 + b^2}},$$

аргумент коэффициента отражения

$$\varphi_r = \operatorname{arctg} \left(\frac{2}{b} \right).$$

Модуль коэффициента передачи

$$S_{21} = S_{12} = \frac{2}{\sqrt{4 + b^2}},$$

аргумент коэффициента передачи

$$\varphi_t = \operatorname{arctg} \left(-\frac{b}{2} \right).$$

При реактивной проводимости достаточно определить один из модулей и один аргумент, т. к. из отсутствия потерь следует, что

$$S_{11}^2 + S_{21}^2 = 1; \quad \varphi_r - \varphi_t = \frac{\pi}{2}. \quad (3.12)$$

Когда параллельно включенную проводимость можно рассматривать как чисто активную, т. е. $Y = G$ и $G/Y_0 = g$, то модуль коэффициента отражения $S_{11} = S_{22} = \frac{g}{2 + g}$, а его аргумент $\varphi_r = \pi$. Модуль коэффициента передачи

$$S_{21} = S_{12} = \frac{2}{2 + g},$$

а его аргумент $\varphi_t = 0$.

Таким образом, для чисто активной проводимости аргументы коэффициентов отражения и передачи не изменяются при изменении величины проводимости.

5. Сопротивление $\dot{Z} = R + iX$, включенное последовательно в линию передачи с характеристическим сопротивлением \dot{W} (рис. 3.2, б), образует вместе с этой линией нагрузку $\dot{Z}_n = \dot{Z} + \dot{W}$. Проводя рассуждения, аналогичные приведенным в п. 4, получим матрицу рассеяния в виде

$$[S] = \begin{bmatrix} \frac{\dot{z}}{2+\dot{z}} & \frac{2}{2+\dot{z}} \\ \frac{2}{2+\dot{z}} & \frac{\dot{z}}{2+\dot{z}} \end{bmatrix}, \quad (3.13)$$

где $\dot{z} = \dot{Z}/\dot{W}$ — нормированное сопротивление.

Если последовательное сопротивление представляет собой реактивность $Z = iX$ и соответственно нормированную реактивность $x = X/W$, то модуль коэффициента отражения

$$S_{11} = S_{22} = \frac{x}{\sqrt{4+x^2}},$$

а его аргумент $\varphi_r = \operatorname{arctg}\left(-\frac{2}{x}\right)$.

Модуль коэффициента передачи $S_{21} = S_{12} = \frac{2}{\sqrt{4+x^2}}$, а его аргумент $\varphi_t = \operatorname{arctg}\left(\frac{x}{2}\right)$.

6. Величина затухания, вносимая элементом, включенным в линию, легко определяется по модулю коэффициента передачи

$$L = 10 \lg \frac{1}{S_{21}^2}, \text{ дБ.} \quad (3.14)$$

При параллельно включенной в линию нормированной проводимости $y = g + jb$:

$$L = 10 \lg \left| \frac{2+i\dot{y}}{2} \right|^2 = 10 \lg \frac{(2+g)^2+b^2}{4}, \text{ дБ.}$$

При последовательно включенном в линию нормированном сопротивлении

$$L = 10 \lg \left| \frac{2+i\dot{z}}{2} \right|^2 = 10 \lg \frac{(2+r)^2+x^2}{4}, \text{ дБ.}$$

3.2. Матрицы многополюсников

1. Многополюсник СВЧ, имеющий n выходов или плеч, и поэтому называемый $2n$ -полюсником, также может быть описан на основе рассмотренного выше метода с помощью матрицы рассеяния.

На рис. 3.3 показана произвольная конфигурация многополюсника, плоскости отсчета в его плечах и комплексные амплитуды падающих и отраженных волн.

Введя ограничения, аналогичные принятым ранее для четырехполюсника, и используя принцип суперпозиции, справедливый для линейных цепей, получаем систему уравнений для определения комплексных амплитуд отраженных (выходных) волн b_1, b_2, \dots, b_n каждого плача $2n$ -полюсника

$$\begin{aligned} b_1 &= \dot{S}_{11}\dot{a}_1 + \dot{S}_{12}\dot{a}_2 + \cdots + \dot{S}_{1n}\dot{a}_n \\ b_2 &= \dot{S}_{21}\dot{a}_1 + \dot{S}_{22}\dot{a}_2 + \cdots + \dot{S}_{2n}\dot{a}_n \\ &\vdots \\ b_n &= \dot{S}_{n1}\dot{a}_1 + \dot{S}_{n2}\dot{a}_2 + \cdots + \dot{S}_{nn}\dot{a}_n. \end{aligned} \quad (3.15)$$

В матричной форме

$$\begin{bmatrix} \dot{b}_1 \\ \dot{b}_2 \\ \vdots \\ \dot{b}_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{S}_{11}\dot{S}_{12} \dots \dot{S}_{1n} \\ \dot{S}_{21}\dot{S}_{22} \dots \dot{S}_{2n} \\ \ddots \dots \ddots \\ \dot{S}_{n1}\dot{S}_{n2} \dots \dot{S}_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \\ \vdots \\ \dot{a}_n \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

или кратко $[b] = [S] \cdot [a]$.

Здесь $|S|$ — матрица рассеяния, устанавливающая связь между отраженными и падающими волнами в плечах многополосника. Элемент

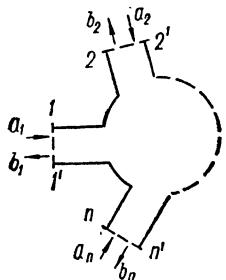


Рис. 3.3. Схема
2n-полюсника.

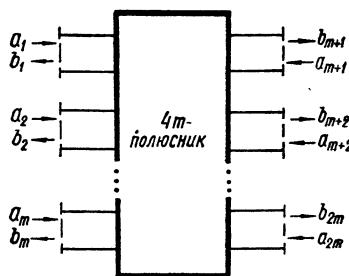


Рис. 3.4. Многополюсник с двумя разными группами плеч.

матрицы \dot{S}_{ik} при $i = k$ представляет собой коэффициент отражения по напряжению в k -м плече многополюсника при условии, что к остальным плечам присоединены согласованные нагрузки. При $i \neq k$ \dot{S}_{ik} представляет собой коэффициент передачи по напряжению из плеча k в плечо i . В общем случае элементы матрицы $[S]$ являются комплексными.

В том случае, когда многополюсник (рис. 3.4) может быть разбит на две равные группы плеч — входные и выходные как, например, у направленного ответвителя, матрицу рассеяния целесообразно разбить на клетки, что упрощает дальнейшие операции с матрицей.

В этом случае матричное уравнение можно записать в следующем виде:

$$\begin{bmatrix} b_I \\ b_{II} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{aa} & S_{ab} \\ S_{ba} & S_{bb} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_I \\ a_{II} \end{bmatrix}, \quad (3.17)$$

где

$$\begin{aligned} b_I &= \begin{bmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_m \end{bmatrix}; & b_{II} &= \begin{bmatrix} b_{m+1} \\ \vdots \\ b_{2m} \end{bmatrix}; \\ a_I &= \begin{bmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_m \end{bmatrix}; & a_{II} &= \begin{bmatrix} a_{m+1} \\ \vdots \\ a_{2m} \end{bmatrix}; \\ S_{aa} &= \begin{bmatrix} \dot{S}_{11} & \dots & \dot{S}_{1m} \\ \dots & \dots & \dots \\ \dot{S}_{m1} & \dots & \dot{S}_{mm} \end{bmatrix}; & S_{ab} &= \begin{bmatrix} \dot{S}_{1,m+1} & \dots & \dot{S}_{1,2m} \\ \dots & \dots & \dots \\ \dot{S}_{m,m+1} & \dots & \dot{S}_{m,2m} \end{bmatrix}; \\ S_{ba} &= \begin{bmatrix} \dot{S}_{m+1,1} & \dots & \dot{S}_{m+1,m} \\ \dots & \dots & \dots \\ \dot{S}_{2m,1} & \dots & \dot{S}_{2m,m} \end{bmatrix}; & S_{bb} &= \begin{bmatrix} \dot{S}_{m+1,m+1} & \dots & \dot{S}_{m+1,2m} \\ \dots & \dots & \dots \\ \dot{S}_{2m,m+1} & \dots & \dot{S}_{2m,2m} \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

В случае многополюсника без потерь, на основании закона сохранения энергии, сумма квадратов модулей всех матричных элементов любого столбца матрицы рассеяния равна единице, т. е.

$$\sum_{k=1}^n S_{ik}^2 = 1; \quad k = 1, 2, \dots, n. \quad (3.18)$$

Если устройство СВЧ взаимное и матрица рассеяния симметрична, то, кроме того, сумма квадратов модулей всех матричных элементов любой строки равна единице:

$$\sum_{k=1}^n S_{ik}^2 = 1; \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (3.19)$$

Очевидно, приведенная ранее формула (3.4) для четырехполюсника является частным случаем более общего положения (3.18).

Матрицы рассеяния успешно применяются, как будет показано далее, при расчете погрешностей, обусловленных рассогласованием, при решении задач по согласованию устройств СВЧ, определению оптимальных нагрузок и т. д. Их элементы имеют точный физический смысл и могут быть определены экспериментально.

Однако в ряде случаев, например, при анализе параметров каскадного соединения нескольких устройств СВЧ применение матриц рассеяния становится затруднительным и приходится прибегать к другим формам матриц.

2. Матрицы сопротивлений и проводимостей. Возможность введения понятий эквивалентных комплексных значений тока \dot{I} и напряжения \dot{U} , отнесенных к зажимам в плоскости сечения, позволяет использовать также матрицы, применяемые при анализе более низкочастотных устройств: *матрицу полных сопротивлений* $[Z]$ и *матрицу полных проводимостей* $[Y]$. Амплитуды I и U нормируются таким образом, чтобы мощность, проходящая по подходящим линиям передачи, была равна произведению $UI/2$.

Связь между эквивалентными значениями тока и напряжения и комплексными амплитудами падающих и отраженных волн определяется равенствами:

$$\begin{aligned} U_k &= \dot{a}_k + b_k, \\ I_k &= \frac{1}{W} (\dot{a}_k - b_k). \end{aligned} \quad (3.20)$$

Для устройств с n -плечами (2 n -полюсник) система алгебраических уравнений, устанавливающая зависимость эквивалентных напряжений от эквивалентных токов, может быть записана в виде:

$$\begin{aligned} U_1 &= \dot{Z}_{11}\dot{I}_1 + \dot{Z}_{12}\dot{I}_2 + \dots + \dot{Z}_{1n}\dot{I}_n \\ U_2 &= \dot{Z}_{21}\dot{I}_1 + \dot{Z}_{22}\dot{I}_2 + \dots + \dot{Z}_{2n}\dot{I}_n \end{aligned} \quad (3.21)$$

или в матричной форме $[U] = [Z] \cdot [I]$, где

$$[Z] = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1n} \\ Z_{21} & Z_{22} & \dots & Z_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{n1} & Z_{n2} & \dots & Z_{nn} \end{bmatrix}.$$

Здесь $[Z]$ — нормированная матрица полных сопротивлений.

Аналогичным путем можно составить систему уравнений, устанавливающих зависимость эквивалентных токов от эквивалентных напряжений и записать ее в матричной форме:

$$[I] = [Y] \cdot [U],$$

где $[Y]$ — нормированная матрица проводимостей

$$[Y] = \begin{bmatrix} \dot{Y}_{11} Y_{12} & \dots & \dot{Y}_{1n} \\ \dot{Y}_{21} Y_{22} & \dots & \dot{Y}_{2n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \dot{Y}_{n1} Y_{n2} & \dots & \dot{Y}_{nn} \end{bmatrix}.$$

Между матрицами полных проводимостей $[Y]$ и полных сопротивлений существует простая зависимость $[Y] = [Z]^{-1}$.

3. Матрица передачи $[T]$ **многополюсника** устанавливает зависимость электрических или магнитных волн на входе устройства СВЧ от соответствующих волн на его выходе, поэтому эта матрица имеет смысл, если подключаемые к многополюснику линии могут быть разбиты на две группы: входные и выходные линии, как показано на рис. 3.4.

Преимуществом матрицы передачи является то, что $[T]$ матрица каскадного соединения ряда элементов СВЧ равна произведению матриц передачи этих элементов, тогда как с $[S]$ матрицами подобная операция недопустима.

Для общего случая многополюсника (рис. 3.4), с двумя равными группами линий, матрица передачи может быть разбита на клетки:

$$\begin{bmatrix} \dot{a}_1 \\ \vdots \\ \dot{a}_m \\ \dot{b}_1 \\ \vdots \\ \dot{b}_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{1,1} & \dots & t_{1,m} & | & t_{1,m+1} & \dots & t_{1,2m} \\ \vdots & \ddots & \vdots & | & \vdots & \ddots & \vdots \\ t_{m,1} & \dots & t_{m,m} & | & t_{m,m+1} & \dots & t_{m,2m} \\ \hline t_{m+1,1} & \dots & t_{m+1,m} & | & t_{m+1,m+1} & \dots & t_{m+1,2m} \\ \vdots & \ddots & \vdots & | & \vdots & \ddots & \vdots \\ t_{2m,1} & \dots & t_{2m,m} & | & t_{2m,m+1} & \dots & t_{2m,2m} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{b}_{m+1} \\ \vdots \\ \dot{b}_{2m} \\ \hline \dot{a}_{m+1} \\ \vdots \\ \dot{a}_{2m} \end{bmatrix}. \quad (3.22)$$

Равенство (3.22) можно также выразить с помощью клеточных матриц

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{aa} & t_{ab} \\ t_{ba} & t_{bb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_{II} \\ a_{II} \end{bmatrix}.$$

Для практически важного случая четырехполюсника ($m = 1$) равенство (3.22) записывается в виде:

$$\begin{bmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{b}_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{b}_2 \\ \dot{a}_2 \end{bmatrix}, \quad (3.23)$$

что соответствует системе уравнений, устанавливающей зависимость полей на входе четырехполюсника от полей на его выходе

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= t_{11}\dot{b}_2 + t_{12}\dot{a}_2, \\ \dot{b}_1 &= t_{21}\dot{b}_2 + t_{22}\dot{a}_2. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Из (3.24) следует, что матрица передачи $[T]$ четырехполюсника

$$[T] = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix}.$$

Комплексные элементы волновой матрицы передачи t_{12} , t_{21} и t_{22} не имеют такого простого физического смысла, как коэффициенты матрицы рассеяния, а представляют собой линейные комбинации последних а $t_{11} = 1/S_{21}$.

4. Связь коэффициентов матрицы передачи и матрицы рассеяния для случая четырехполюсника может быть определена из исходных

уравнений (3.1), переписанных в виде

$$\begin{aligned} -S_{11}\dot{a}_1 + \dot{b}_1 &= 0 \cdot \dot{b}_2 + \dot{S}_{12}\dot{a}_2, \\ -\dot{S}_{21}\dot{a}_1 + 0 \cdot b_1 &= -\dot{b}_2 + \dot{S}_{22}\dot{a}_2, \end{aligned}$$

или в матричной форме:

$$\begin{bmatrix} -\dot{S}_{11} & 1 \\ -\dot{S}_{21} & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{b}_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \dot{S}_{12} \\ -1 & \dot{S}_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{b}_2 \\ \dot{a}_2 \end{bmatrix}. \quad (3.25)$$

Решая уравнение (3.25) относительно волн на входе четырехполюсника, для чего умножим обе части равенства на обратную матрицу

$$\begin{bmatrix} -S_{11} & 1 \\ -S_{21} & 0 \end{bmatrix}^{-1}, \text{ получим}$$

$$\begin{bmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{b}_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\dot{S}_{11} & 1 \\ -\dot{S}_{21} & 0 \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} 0 & \dot{S}_{12} \\ -1 & \dot{S}_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{b}_2 \\ \dot{a}_2 \end{bmatrix},$$

откуда найдем матрицу передачи $[T]$, выраженную через коэффициенты матрицы рассеяния $[S]$

$$[T] = \begin{bmatrix} \frac{1}{\dot{S}_{21}} & -\frac{\dot{S}_{22}}{\dot{S}_{21}} \\ \frac{\dot{S}_{11}}{\dot{S}_{21}} & \dot{S}_{12} - \frac{\dot{S}_{11}\dot{S}_{22}}{\dot{S}_{21}} \end{bmatrix}. \quad (3.26)$$

Аналогичным путем можно найти матрицу $[S]$, выраженную через элементы матрицы $[T]$

$$[S] = \begin{bmatrix} \frac{\dot{t}_{21}}{\dot{t}_{11}} & \dot{t}_{22} - \frac{\dot{t}_{12}\dot{t}_{21}}{\dot{t}_{11}} \\ \frac{1}{\dot{t}_{11}} & -\frac{\dot{t}_{12}}{\dot{t}_{11}} \end{bmatrix}. \quad (3.27)$$

Как видно из (3.27), $\dot{t}_{11} = 1/\dot{S}_{21}$, что позволяет переписать формулу (3.14) для расчета затухания, вносимого четырехполюсником, в виде

$$L = 10 \lg \dot{t}_{11}^2, \text{ дБ.} \quad (3.28)$$

3.3. Каскадное соединение четырехполюсников

1. Анализ параметров каскадного соединения четырехполюсников необходим при расчетах многозвездных фильтров, согласующих устройств, фазоуправляющих цепочек и др. При этом предполагается, что известны параметры четырехполюсников, соединенных каскадно, и требуется определить параметры соединения. При каскадном соединении целесообразно описание параметров элементов с помощью матрицы передачи $[T]$, так как матрица $[S]$ не может быть использована в силу ее существа — установления взаимосвязи между падающими

и отраженными волнами, в то время как матрица $[T]$ устанавливает взаимосвязь волн на входе с волнами на выходе.

В силу этого свойства матрицу передачи цепочки каскадно включенных четырехполюсников (рис. 3.5) можно определить путем перемножения матриц передач отдельных четырехполюсников

$$[T] = [T_1][T_2] \dots [T_n]. \quad (3.29)$$

Например, для цепи, показанной на рис. 3.6, состоящей из двух отрезков линий длиной l и симметрично включенного параллельно линии элемента с нормированной проводимостью \dot{y} , необходимо помножить матрицу первого отрезка линии $[T_1]$ на матрицу параллельной проводимости $[\dot{T}_2]$ и далее помножить на матрицу $[T_3] = [T_1]$ второго отрезка линии

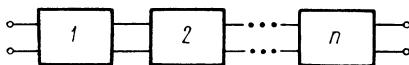


Рис. 3.5. Каскадное соединение четырехполюсников.

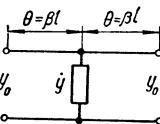


Рис. 3.6. Отрезок линии с параллельной проводимостью.

Воспользовавшись (3.26), преобразуем матрицы рассеяния отрезка линии (3.5) и параллельного элемента (3.10) в матрицы передачи, тогда равенство (3.30) перепишем в виде

$$\begin{aligned} [T] &= \begin{bmatrix} e^{i\theta} & 0 \\ 0 & e^{-i\theta} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 + \frac{\dot{y}}{2} & \frac{\dot{y}}{2} \\ -\frac{\dot{y}}{2} & 1 - \frac{\dot{y}}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{i\theta} & 0 \\ 0 & e^{-i\theta} \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} \left(1 + \frac{\dot{y}}{2}\right)e^{i2\theta} & \frac{\dot{y}}{2} \\ -\frac{\dot{y}}{2} & \left(1 - \frac{\dot{y}}{2}\right)e^{-i2\theta} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (3.31)$$

где $\theta = \beta l$ — электрическая длина отрезка линии l .

Преобразуя полученную матрицу $[T]$ в матрицу $[S]$ с помощью (3.27), получим

$$[S] = \begin{bmatrix} -\frac{\dot{y}}{2+\dot{y}}e^{-i2\theta} & \frac{2}{2+\dot{y}}e^{-i2\theta} \\ \frac{2}{2+\dot{y}}e^{-i2\theta} & -\frac{\dot{y}}{2+\dot{y}}e^{-i2\theta} \end{bmatrix}. \quad (3.32)$$

Элементы матрицы рассеяния (3.32) полностью определяют параметры данного соединения.

2. Матрица $[A]$ может также применяться при расчете параметров каскадного соединения. *Матрица $[A]$ использует уравнения, связывающие эквивалентные токи и напряжения на выходе четырехполюсника с токами и напряжениями на входе*

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 &= a\dot{U}_2 + b\dot{I}_2, \\ \dot{I}_1 &= c\dot{U}_2 + d\dot{I}_2, \end{aligned}$$

или в матричной форме

$$\begin{bmatrix} \dot{U}_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{a} & \dot{b} \\ \dot{c} & \dot{d} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{U}_2 \\ I_2 \end{bmatrix},$$

где $[A] = \begin{bmatrix} \dot{a} & \dot{b} \\ \dot{c} & \dot{d} \end{bmatrix}$.

Матрица $[A]$, соответствующая каскадному соединению четырехполюсника, равна произведению матриц каждого четырехполюсника

$$[A] = [A_1][A_2] \dots [A_n].$$

При параллельном соединении четырехполюсников целесообразно воспользоваться матрицей проводимости $[Y]$, так как матрица эквивалентного четырехполюсника в этом случае равна сумме матриц проводимости каждого из включенных четырехполюсников.

3.4. Рабочие параметры несогласованного четырехполюсника

1. Четырехполюсник, включенный в тракт СВЧ, имеет коэффициенты отражения и передачи, зависящие от степени согласования четырехполюсника с элементами тракта, между которыми он включен.

На рис. 3.7 показан четырехполюсник, включенный в тракт, имеющий коэффициент отражения со стороны нагрузки $\dot{\Gamma}_n$ и со стороны генератора $\dot{\Gamma}_g$.

2. Коэффициент отражения $\dot{\Gamma}_{bx}$ на входе несогласованного четырехполюсника можно определить, зная элементы матрицы $[S]$ и величину $\dot{\Gamma}_n$.

Из схемы волн (рис. 3.1) следует, что

$$\dot{\Gamma}_{bx} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{i_{21}\dot{b}_2 + i_{22}\dot{a}_2}{i_{11}\dot{b}_2 + i_{12}\dot{a}_2}. \quad (3.33)$$

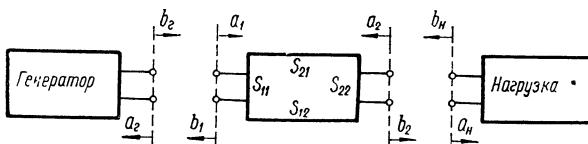


Рис. 3.7. Схема волн четырехполюсника, нагрузки и генератора.

Учитывая, что коэффициент отражения $\dot{\Gamma}_n$ от несогласованной нагрузки определяется как $\dot{\Gamma}_n = \frac{a_2}{b_2}$, перепишем (3.33) в виде

$$\dot{\Gamma}_{bx} = \frac{i_{21} + i_{22}\dot{\Gamma}_n}{i_{11} + i_{12}\dot{\Gamma}_n}. \quad (3.34)$$

Воспользовавшись (3.27) для преобразования элементов матрицы $[T]$ в элементы матрицы $[S]$, получаем:

$$\dot{G}_{\text{вх}} = \dot{S}_{11} + \frac{\dot{S}_{12}\dot{S}_{21}\dot{G}_{\text{н}}}{1 - \dot{S}_{22}\dot{G}_{\text{н}}}. \quad (3.35)$$

Очевидно, что при полном согласовании с нагрузкой, т. е. при $\dot{G}_{\text{н}} = 0$, коэффициент отражения равен \dot{S}_{11} .

3. Коэффициент передачи четырехполюсника с учетом рассогласования как со стороны нагрузки, так и генератора определяется как отношение волны на выходе \dot{b}_2 к волне на входе \dot{b}_{Γ} , создаваемой генератором (рис. 3.7).

Запишем отношение, определяющее коэффициент передачи рассогласованного четырехполюсника в виде

$$\dot{\tau} = \frac{\dot{b}_2}{\dot{b}_{\Gamma}} = \frac{\dot{b}_2}{\dot{a}_1} \cdot \frac{\dot{a}_1}{\dot{b}_{\Gamma}}. \quad (3.36)$$

Используя второе уравнение $\dot{b}_2 = \dot{S}_{12}\dot{a}_1 + \dot{S}_{22}\dot{a}_2$ из системы уравнений (3.1) и выполняя ряд элементарных преобразований

$$\begin{aligned} \dot{b}_2 - \dot{S}_{22}\dot{a}_2 &= \dot{S}_{12}\dot{a}_1, \\ \dot{b}_2 \left(1 - \dot{S}_{22} \frac{\dot{a}_2}{\dot{b}_2}\right) &= \dot{S}_{12}\dot{a}_1, \end{aligned}$$

находим

$$\frac{\dot{b}_2}{\dot{a}_1} = \frac{\dot{S}_{12}}{1 - \dot{S}_{22} \frac{\dot{a}_2}{\dot{b}_2}}. \quad (3.37)$$

Учитывая, что при присоединении нагрузки к выходу четырехполюсника коэффициент отражения нагрузки $\dot{G}_{\text{н}} = \frac{\dot{b}_{\text{н}}}{\dot{a}_{\text{н}}} = \frac{\dot{b}_2}{\dot{a}_2}$ будет равен $\dot{G}_{\text{н}} = \frac{\dot{a}_2}{\dot{b}_2}$, перепишем уравнение (3.37) в виде

$$\frac{\dot{b}_2}{\dot{a}_1} = \frac{\dot{S}_{12}}{1 - \dot{S}_{22}\dot{G}_{\text{н}}}. \quad (3.38)$$

В случае согласования генератора с четырехполюсником полученное уравнение определяет коэффициент передачи с учетом рассогласованной нагрузки. В общем случае требуется определить и влияние рассогласования со стороны генератора. Как видно из рис. 3.7, волна, приходящая на вход четырехполюсника \dot{a}_1 , связана с волной \dot{b}_{Γ} генератора соотношением

$$a_1 = \dot{b}_{\Gamma} + \dot{b}_1\dot{G}_{\Gamma}, \quad (3.39)$$

где $\dot{G}_{\Gamma} = \frac{\dot{b}_{\Gamma}}{\dot{a}_{\Gamma}}$.

Выполняя элементарные преобразования уравнения (3.39)

$$\dot{b}_r = \dot{a}_1 - \dot{b}_1 \dot{\Gamma}_r,$$
$$\frac{\dot{b}_r}{\dot{a}_1} = 1 - \frac{\dot{b}_1}{\dot{a}_1} \dot{\Gamma}_r = 1 - \dot{S}_{11} \dot{\Gamma}_r,$$

получаем

$$\frac{\dot{a}_1}{\dot{b}_r} = \frac{1}{1 - \dot{S}_{11} \dot{\Gamma}_r}. \quad (3.40)$$

Подставляя (3.38) и (3.40) в уравнение (3.36), получаем коэффициент передачи рассогласованного четырехполюсника

$$\tau = \frac{\dot{S}_{12}}{(1 - \dot{S}_{11} \dot{\Gamma}_r)(1 - \dot{S}_{22} \dot{\Gamma}_h)}. \quad (3.41)$$

При полном согласовании четырехполюсника с нагрузкой и генератором, т. е. при $\dot{\Gamma}_h = 0$ и $\dot{\Gamma}_r = 0$, коэффициент передачи τ равен $\dot{S}_{21} = \dot{S}_{12}$.

Следовательно, множитель $1/(1 - \dot{S}_{11} \dot{\Gamma}_r)(1 - \dot{S}_{22} \dot{\Gamma}_h)$ определяет изменение коэффициента передачи вследствие несогласованности четырехполюсника.

ГЛАВА 4. ЧАСТОТНО-ИЗБИРАТЕЛЬНЫЕ ФИЛЬТРЫ СВЧ

4.1. Вводные замечания

Фильтром называется устройство, предназначенное для подавления одних частотных составляющих некоторого сложного сигнала и обеспечения хорошей передачи других. Фильтрующие свойства фильтра можно однозначно охарактеризовать его затуханием, вносимым в тракт. При этом полосу частот с малым затуханием называют полосой пропускания, а полосу частот с большим затуханием — полосой зараждения. В зависимости от взаимного расположения полос пропускания и затухания, фильтры могут быть разделены на *фильтры нижних (ФНЧ) и верхних (ФВЧ) частот, полоснопропускающие (ППФ) или полосозапирающие (ПЗФ)*, характеристики затухания которых в функции частоты представлены на рис. 4.1.

Фильтры также используются для разделения частот в двухканальных и многоканальных разделительных устройствах (диплексеры и мультиплексеры).

По конструктивному выполнению фильтры могут быть разделены на следующие три основные группы: волноводные, коаксиальные и полосковые.

Волноводные фильтры находят применение в сантиметровом диапазоне частот, где их габариты оказываются конструктивно приемлемыми. *Коаксиальные фильтры* в основном применяются в дециметровом и метровом диапазонах, поскольку волноводные фильтры имели бы в этих диапазонах большие габариты и массу. *Полосковые фильтры* применяются в сантиметровом и дециметровом диапазонах.

Они имеют меньшие габариты и массу, чем волноводные и коаксиальные, позволяют использовать при их изготовлении современную технику печатных схем, однако обладают меньшей избирательностью, чем фильтры предыдущих двух групп.

При конструировании фильтров задают следующие основные характеристики: полосу пропускания и допустимый уровень затухания в полосе пропускания; полосу заграждения и требуемую величину затухания в полосе заграждения, указывают требуемую крутизну скатов частотной характеристики затухания в переходной области, связывающую полосы заграждения и пропускания.

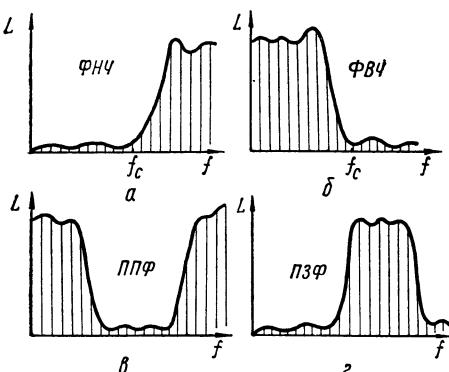


Рис. 4.1. Характеристики затухания фильтров:

а — фильтр нижних частот (ФНЧ); б — фильтр верхних частот (ФВЧ); в — полоснопропускающий фильтр (ППФ); г — полоснозапирающий фильтр (ПЗФ).

нность амплитудно-частотной характеристики, что приводит к искажению передаваемого сигнала.

2. Фильтры с максимально-плоской частотной характеристикой обеспечивают равномерность характеристики вблизи резонанса и монотонность ее изменения в пределах полосы пропускания. Этот тип фильтра обладает наибольшей линейностью фазовой характеристики.

3. Фильтры с одинаковыми звенями имеют наибольшую неравномерность частотной характеристики в полосе пропускания, причем глубина провалов растет с увеличением количества звеньев фильтра. Преимуществом фильтров этого типа является простота разработки и регулировки.

4.2. Структуры фильтров

По своей структурной схеме большинство фильтров СВЧ относятся к лестничной или ступенчатой структурам.

Лестничная структура, показанная в общем виде на рис. 4.2, представляет собой однородную линию передачи, содержащую несколько параллельно подключенных реактивных элементов. Примером использования лестничной структуры для создания полоснопропускающего фильтра является установка в волноводе резонансных диафрагм, раз-

несенных на некоторый интервал друг от друга (рис. 4.3, а). Каждая такая диафрагма эквивалентна параллельному резонансному контуру, включенному в линию параллельно (рис. 4.3, б).

Ступенчатая структура фильтра представляет собой цепочку однородных линий одинаковой электрической длины и различного волнового сопротивления. Примером ступенчатой структуры является фильтр низких частот, показанный на рис. 4.4, а. Эквивалентная линия показана на рис. 4.4, в.

Фильтр выполнен из набора чередующихся участков полосковой линии с высоким и низким волновыми сопротивлениями, что достигается изменением ширины внутреннего проводника линии. Участок линии, длина которого l меньше четверти длины волны, можно рассматривать как Т-схему (рис. 4.4, б), состоящую из последовательной реактивности

$$\frac{X}{2} = W \operatorname{tg} \frac{\omega l}{2v} \approx W \frac{\omega l}{2v}$$

и параллельной проводимости

$$b = \frac{1}{W} \sin \frac{\omega l}{v} \approx \frac{1}{W} \cdot \frac{\omega l}{v} .$$

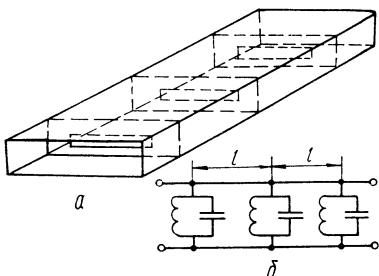


Рис. 4.3. ППФ лестничной структуры:

а — волновод с резонансными диафрагмами; б — эквивалентная схема участка линии.

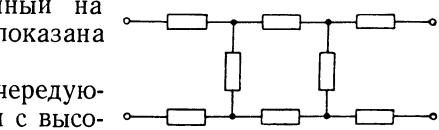


Рис. 4.2. Фильтр с лестничной структурой.

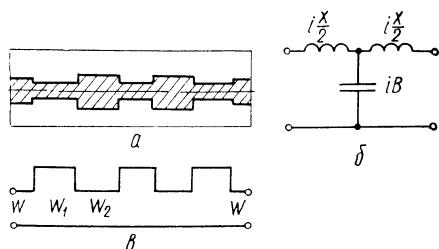


Рис. 4.4. ФНЧ ступенчатой структуры:
а — полосковая линия со ступенчатой структурой; б — эквивалентная схема участка линии; в — эквивалентная линия.

Если волновое сопротивление линии велико, то приближенно отрезок линии эквивалентен индуктивности $L = \frac{Wl}{v}$. Если же волновое сопротивление линии мало, то отрезок приближенно эквивалентен емкости $C = \frac{l}{Wv}$, где v — фазовая скорость волны в линии.

4.3. Способы расчета фильтров

Фильтр СВЧ можно рассчитывать двумя методами: решать задачу распространения волн в передающих линиях, используя волновые матрицы передачи (глава 3), или же рассматривать вместо фильтра СВЧ

эквивалентную схему LCR -фильтра, что позволяет использовать хорошо известные методы расчета цепей с сосредоточенными постоянными.

С помощью матрицы передачи $[T]$ удобно производить анализ параметров фильтра по его заданной структуре, особенно учитывая простоту реализации на ЭВМ математических операций над матрицами.

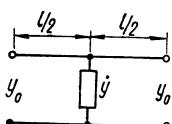


Рис. 4.5. Эквивалентная схема звена лестничной структуры.

При этом методе каждое звено фильтра описывается матрицей передачи, а искомая матрица передачи $[T]$ фильтра определяется как произведение матриц передачи отдельных звеньев. Отдельное звено лестничной структуры, состоящее из отрезка линии передачи длиной l с включенной посередине неоднородностью, изображено на рис. 4.5.

Такое звено представляет собой каскадное соединение двух отрезков линии передачи длиной по $l/2$ и одной сосредоточенной нерегулярности \dot{Y} , включенной параллельно линии. Матрица передачи звена может быть представлена в виде произведения следующих трех матриц:

$$[T_i] = \begin{bmatrix} e^{i\frac{\theta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\theta}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 + \frac{\dot{y}}{2} & \frac{\dot{y}}{2} \\ -\frac{\dot{y}}{2} & 1 - \frac{\dot{y}}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\frac{\theta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\theta}{2}} \end{bmatrix} = \\ = \begin{bmatrix} e^{i\theta} \left(1 + \frac{\dot{y}}{2}\right) & \frac{\dot{y}}{2} \\ -\frac{\dot{y}}{2} & e^{-i\theta} \left(1 - \frac{\dot{y}}{2}\right) \end{bmatrix}, \quad (4.1)$$

где $\theta = \beta l$ — электрическая длина двух отрезков линии; $\dot{y} = \frac{\dot{Y}}{\dot{Y}_0}$ — нормированная параллельная проводимость. Матрица передачи $[T]$ лестничного фильтра из n звеньев равна произведению матриц передачи этих звеньев

$$[T] = \prod_{i=1}^n [T_i].$$

Затухание, вносимое фильтром, определяется величиной модуля элемента t_{11} матрицы фильтра $[T]$, как было показано в главе 3,

$$L = 10 \lg t_{11}^2, \text{ дБ.}$$

Этот же метод применим и при анализе ступенчатой структуры фильтра (рис. 4.4), состоящего из n отрезков передающей линии (ступенек), имеющих одинаковую длину и различные волновые сопротивления. Матрица передачи фильтра определяется как произведение матриц передачи отрезков линий и матриц передачи скачков волновых сопротивлений.

Матрица передачи $[T_{\text{ск}}]$, обусловленная скачком волнового сопротивления

$$[T_{\text{ск}}] = \begin{bmatrix} \frac{R+1}{2\sqrt{R}} & \frac{R-1}{2\sqrt{R}} \\ \frac{R-1}{2\sqrt{R}} & \frac{R+1}{2\sqrt{R}} \end{bmatrix}, \quad (4.2)$$

где $R = W_2/W_1$ — отношение волновых сопротивлений соединяемых линий.

Аналогичные методы успешно применимы и при анализе других типов фильтров СВЧ, однако синтез фильтров (нахождение конструктивных параметров фильтра по заданной частотной характеристике фильтра) более наглядно и удобно вести с помощью фильтров — прототипов на сосредоточенных параметрах.

ГЛАВА 5. ДЕЛИТЕЛИ МОЩНОСТИ И БАЛАНСНЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

5.1. Тройники на СВЧ

1. Тройники являются простейшими делителями мощности для разделения энергии из одного тракта в два или сложения ее из двух трактов в один. В последнем случае тройники называются *сумматорами*.

На рис. 5.1 показан тройник на волноводных линиях, так называемое Y-образное разветвление для разделения мощности на две равные части, а на рис. 5.2 тройник в жесткой коаксиальной линии. Часто

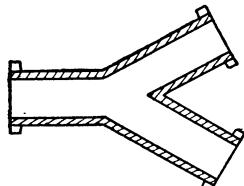


Рис. 5.1. Y-образное разветвление.

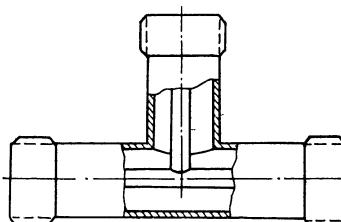


Рис. 5.2. Коаксиальный тройник.

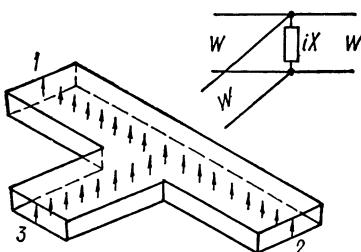


Рис. 5.3. Волноводный *H*-тройник и его эквивалентная схема.

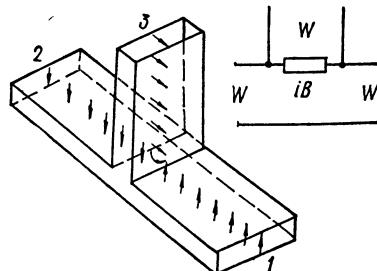


Рис. 5.4. Волноводный *E*-тройник и его эквивалентная схема.

встречающиеся волноводные тройники (Т-образные разветвления) и их эквивалентные схемы показаны на рис. 5.3 и рис. 5.4. Если плоскость разветвления совпадает с плоскостью, в которой лежит магнитная силовая линия волны H_{10} , то такой тройник называют H -тройником.

Соответственно тройник, разветвление которого лежит в плоскости электрического вектора, называется E -тройником.

Волноводный H -тройник можно рассматривать как параллельное соединение линий, так как продольные токи на широких стенах волновода в месте разветвления делятся на два направления. Как видно из рис. 5.3, при переходе энергии из бокового ответвления 3 в основной волновод 1—2 направление электрического вектора в месте разветвления не изменяется, поэтому векторы электрического поля в плачах 1 и 2 синфазны.

Если плачи 1 и 2 нагружены на одинаковые сопротивления, отстоящие на одинаковых расстояниях от разветвления, то мощность, поступающая в плачо 3, поровну делится между плачами 1 и 2. E -тройник, представленный на рис. 5.4, отличается от H -тройника тем, что является последовательным соединением линий, так как продольный поверхностный ток полностью проходит через ответвление. При переходе энергии из бокового ответвления 3 в основной волновод 1—2, при E -плоскостном разветвлении, направления векторов электрического поля в плачах 1 и 2 противофазны (рис. 5.4).

2. Матрица рассеяния полностью симметричного делителя мощности с одинаковым волновым сопротивлением параллельно соединенных плач находится из следующих соображений. Входное сопротивление любого плача, при включении в два других плача согласованных на

$$\text{грузок, равно } W/2 \text{ и } \Gamma = \frac{\frac{W}{2} - W}{\frac{W}{2} + W} = -\frac{1}{3}.$$

Следовательно, в симметричном делителе мощности

$$S_{11} = S_{22} = S_{33} = -\frac{1}{3}.$$

Учитывая, что в месте разветвления отражается часть мощности, равная $\Gamma^2 = \left(\frac{1}{3}\right)^2 = \frac{1}{9}$, находим, что в каждое из двух боковых

плач поступает $\frac{1 - \frac{1}{9}}{2} = \frac{4}{9}$ входной мощности и, следовательно, модуль коэффициента передачи по напряжению оказывается равным $\frac{2}{3}$. Остальные элементы матрицы рассеяния, соответствующие коэффициентам передачи, имеют также положительный знак и равны $\frac{2}{3}$.

В результате матрица рассеяния симметричного делителя мощности оказывается равной

$$[S] = \begin{bmatrix} -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} & \frac{2}{3} \\ \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} \\ \frac{2}{3} & \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} \end{bmatrix} = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} -1 & 2 & 2 \\ 2 & -1 & 2 \\ 2 & 2 & -1 \end{bmatrix}. \quad (5.1)$$

Основным недостатком рассмотренных тройников является рас согласование каждого из плеч. Для построения параллельного тройника, согласованного со стороны одного плеча, например бокового плеча 3, можно сделать волновое сопротивление плеча 3 в два раза меньше, чем у плеч 1 и 2. В этом случае матрица рассеяния будет равной

$$[S] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & 1 & \sqrt{2} \\ 1 & -1 & \sqrt{2} \\ \sqrt{2} & \sqrt{2} & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.2)$$

Тройником, согласованным со стороны всех плеч, является так называемый *кольцевой резистивный делитель* мощности на полосковых линиях (рис. 5.5). Матрица $[S]$ резистивного делителя мощности на основной частоте имеет вид

$$[S] = \frac{e^{-i\frac{\pi}{2}}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.3)$$

В 35%-ной полосе частот резистивный делитель согласован со стороны всех плеч 1—3 до КСВ $< 1,2$, а также имеет развязку входов 2 и 3 лучше 20 дБ. Рассеивание мощности в развязывающем резисторе R может происходить только за счет противофазных сигналов равной амплитуды, поступающих на входы 2 и 3.

5.2. Двойной Т-мост

1. Двойной Т-мост или *двойной волноводный тройник* представляет собой четырехплечное волноводное разветвление (рис. 5.6), которое можно рассматривать как образованное *E*- и *H*-тройниками. Предполагается, что в рабочем диапазоне частот по волноводам двойного Т-моста может распространяться только волна типа H_{10} .

Качественный анализ характерных свойств двойного волноводного тройника можно провести, основываясь на рассмотренных ранее свойствах *E*- и *H*-тройников. Предположим, что к *H*-плечу, расположенному в плоскости магнитных силовых линий, подключен источник колебаний. В этом случае энергия распределяется между боковыми плечами 1 и 2, а в *E*-плечо, расположенное в плоскости электрических силовых линий, вследствие структуры поля в месте разветвления, не

попадает, причем векторы напряженности электрического поля в боковых плечах на равных расстояниях от оси симметрии моста синфазны. Если же двойной волноводный тройник питать со стороны E -плеча, то энергия, по аналогичной причине, не поступает в H -плечо, а в боковых плечах векторы напряженности электрического поля противофазны. Таким образом, в двойном волноводном тройнике передачи энергии из E -плеча в H -плечо не происходит, и эти плечи оказываются «развязанными», т. е. связи между ними нет.

На основании принципа взаимности в теории линейных многополюсников [13] доказывается, что если к одному из боковых плеч под-

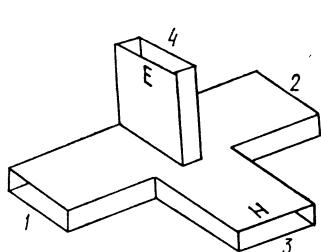


Рис. 5.6. Двойной волновой тройник

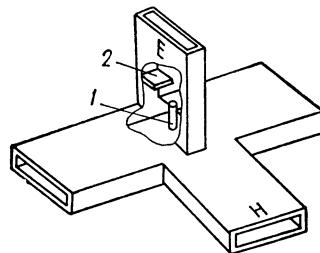


Рис. 5.7. Элементы настройки двойного волнового тройника:
1 — штырь; 2 — диафрагма.

ключить источник колебаний, то энергия делится поровну между E - и H -плечами двойного тройника и не поступает во второе боковое плечо. Эти свойства полностью справедливы лишь при идеальной симметрии конструкции и при согласованных плечах.

2. Матрица рассеяния идеализированного двойного волноводного тройника, как следует из приведенных выше соображений, имеет вид

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.4)$$

Практически, за счет неизбежно присутствующей асимметрии и рассогласованности развязка противоположных плеч (отношение мощности во входном плече и мощности в выходном) двойного тройника не бесконечна и составляет обычно от 20 до 50 дБ в 6—8%-ной полосе частот. Увеличение развязки достигается с помощью реактивных элементов (диафрагма, штырь), вводимых в место разветвления (рис. 5.7).

Указанные свойства двойного волноводного тройника позволяют сделать вывод, что он подобен мостовой схеме. Отсюда следует его название — двойной Т-мост.

5.3. Направленные ответвители

1. Направленный ответвитель предназначен для ответвления части энергии из основного тракта в другой, причем так, что направление передачи энергии во второй линии зависит от направления передачи в основном тракте. Такое свойство направленного ответвителя оказывается весьма полезным при решении ряда практических задач, связанных с передачей энергии СВЧ, измерением характеристик различных элементов СВЧ и др.

По своей структуре направленный ответвитель представляет собой систему из двух связанных передающих линий, т. е. образует восьми-полюсник, схематически показанный на рис. 5.8. В зависимости от

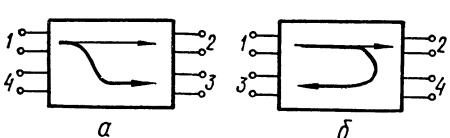


Рис. 5.8. Типы направленных ответвителей:
а — сонаправленный; б — противонаправленный.

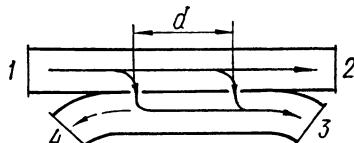


Рис. 5.9. Волноводный направленный ответвитель с двумя отверстиями связи.

того как распространяется энергия во втором тракте по отношению к потоку энергии в основном тракте, направленный ответвитель называют «сонаправленным» (рис. 5.8, а) или «противонаправленным» (рис. 5.8, б).

Направленный ответвитель характеризуется следующими параметрами: *переходным ослаблением* или *связью*, определяемыми отношением мощностей, распространяющихся в основном и вспомогательном трактах

$$C = 10 \lg \frac{P_1}{P_3}, \text{ дБ}, \quad (5.5)$$

направленностью, определяемой как отношение мощностей, распространяющихся во вспомогательном тракте в противоположных направлениях

$$D = 10 \lg \frac{P_3}{P_4}, \text{ дБ}, \quad (5.6)$$

диапазоном частот, уровнем коэффициентов отражения и максимально допустимой мощностью.

Рассмотрим несколько типов наиболее часто применяемых направленных ответвителей, отличающихся типом передающих линий и способом связи между ними.

2. Волноводный направленный ответвитель с отверстиями для связи состоит из основного волновода с плечами 1 и 2 и вспомогательного волновода с плечами 3 и 4. Связь между волноводами осуществляется через отверстия, прорезанные в общей стенке волновода (рис. 5.9). Принцип работы направленного ответвителя основан на возбуждении, благодаря связи через отверстия, во вспомогательном волноводе нескольких волн, смещенных по фазе таким образом, что

волны, распространяющиеся в одном направлении, интерфеcируя, суммируют амплитуды, а в противоположном — вычитают.

Рассмотрим этот процесс на примере волноводного направленного ответвителя с двумя отверстиями. Если основной волновод согласован, то в нем распространяется только бегущая волна, например слева направо от плеча 1 к плечу 2. Во вспомогательном волноводе каждое из отверстий возбуждает волны, распространяющиеся в обоих направлениях. Амплитуды волн, возбуждаемых отверстиями, одинаковы, если считать отверстия идентичными и пренебречь уменьшением амплитуды волны в основной линии за счет ответвления через первое отверстие.

Фаза колебаний в сечении левого отверстия определяется фазой бегущей волны в основном волноводе и отличается от фазы колебаний в сечении правого отверстия на величину $2\pi d/\Lambda$, где d — геометрическое расстояние между отверстиями и Λ — длина волны в волноводе.

В плечо 3 вспомогательной линии волны от обоих отверстий приходят в одинаковой фазе, поскольку опережение по фазе, имевшееся у волны от левого отверстия, компенсируется запаздыванием при движении волны во вспомогательном волноводе на отрезке длиной d . Разность фаз волн, приходящих к плечу 4, составляет $\Delta\phi = 4\pi d/\Lambda$.

Если выбрать расстояние d равным $\Lambda/4$, то к плечу 4 волны будут приходить с разностью фаз, равной $\Delta\phi = \pi$, т. е. произойдет полное уничтожение волн и, следовательно, во вспомогательном волноводе распространяется волна лишь в направлении плеча 3.

Аналогичный результат можно получить в случае распространения волны в основном волноводе от плеча 2 к плечу 1. Ответвленная волна будет поступать лишь в плечу 4. Таким образом, этот направленный ответвитель относится к типу сонаправленных.

В общем случае, когда в основном волноводе присутствуют как падающая, так и отраженная волны, направленный ответвитель обеспечивает возможность *направленного ответвления и раздельной регистрации мощности падающей и отраженной волн*. Идея подобного устройства была впервые сформулирована А. А. Пистолькорсом и М. С. Нейманом в 1940 г.

В реальном направленном ответвителе наблюдается некоторое прохождение энергии в обратном направлении вследствие неточности изготовления, отклонения длины волны от расчетной и наличия некоторого рассогласования нагрузки во вспомогательном волноводе. Направленность волноводного направленного ответвителя обычно не превышает 20—25 дБ и эта величина быстро уменьшается при отклонении от расчетной длины волны. Величина переходного затухания зависит от размеров отверстий для связи.

Для расширения рабочей полосы частот, увеличения направленности и связи применяется многодырочный направленный ответвитель, который можно рассматривать как комбинацию нескольких двухдырочных ответвителей.

При достаточно сильной связи можно создать направленный ответвитель с *переходным затуханием в 3 дБ, обеспечивающим деление мощности поровну между двумя выходными плечами*. Такой направлен-

ный ответвитель эквивалентен по свойствам двойному волноводному тройнику.

Параметры направленного ответвителя могут быть определены на основании его матрицы $[S]$

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix}. \quad (5.7)$$

Переходное ослабление

$$C = 10 \lg \frac{1}{S_{31}^2}, \text{ дБ.} \quad (5.8)$$

Направленность

$$D = 10 \lg \frac{S_{31}^2}{S_{41}^2}, \text{ дБ.} \quad (5.9)$$

Для идеального ответвителя $S_{41} = 0$ и $D = \infty$.

3. Направленный ответвитель с распределенной электромагнитной связью представляет собой систему из двух параллельно расположенных линий, связанных электромагнитным полем. В волноводных конструкциях связь осуществляется с помощью щели, прорезанной в общей широкой стенке основного и вспомогательного волновода. В коаксиальных и полоско-

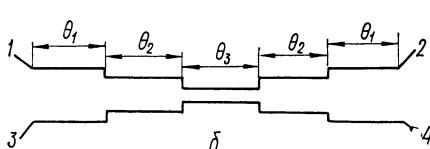
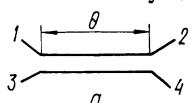


Рис. 5.10. Направленный ответвитель с распределенной связью:
а — однозвездный; б — многозвездный.

в общей широкой стенке основного и вспомогательного волновода. В коаксиальных и полоско-

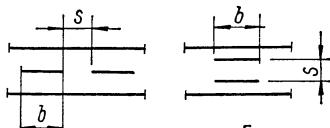


Рис. 5.11. Связь между полосковыми линиями:
а — связь по боковым стенкам; б — связь по широким стенкам.

вых конструкциях электромагнитная связь между линиями достигается за счет близкого расположения линии на некотором участке. В зависимости от требований к параметрам направленные ответвители могут быть однозвездными (одноступенчатыми) (рис. 5.10, а) и многозвездными (многоступенчатыми) (рис. 5.10, б).

Наибольшее распространение получили направленные ответвители с распределенной электромагнитной связью на полосковых линиях. Для ответвителей с большим переходным затуханием применяются конструкции с боковой связью (рис. 5.11, а), а для ответвителей с малым переходным затуханием используют связь по широким стенкам полосковых линий (рис. 5.11, б).

Принцип работы направленных ответвителей с распределенной электромагнитной связью основан, как и в случае связи через

дискретные элементы, на возбуждении во второй линии системы волн, которые, распространяясь, интерферируют так, что в одном направлении создается максимум потока энергии, а в другом — минимум.

В линиях с волной типа Т ответвленная во вторую линию энергия распространяется в направлении, обратном направлению распространения ее в первой линии. Такие ответвители относятся к типу «противонаправленных».

Анализ направленных ответвителей с электромагнитной связью удобно проводить методом зеркальных отображений. Этот метод применим для полностью симметричных восьмиполюсников, обладающих симметрией в двух плоскостях. Согласно этому методу, рассматривающийся ответвитель, представляющий собой полностью симметричный

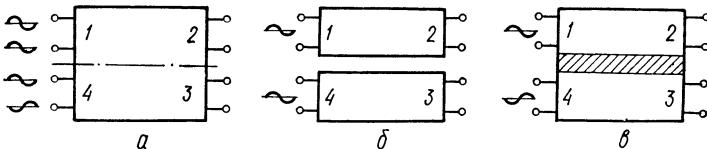


Рис. 5.12. Восьмиполюсник СВЧ и виды его возбуждения:

a — симметричный восьмиполюсник; *б* — синфазное (++) возбуждение плеч 1 и 4; *в* — противофазное (+-) возбуждение плеч 1 и 4.

восьмиполюсник, разбивается на эквивалентные четырехполюсники, работающие в режимах *синфазного* и *противофазного* видов возбуждения, или иначе в режиме *четных* (++) и *нечетных* (+-) видов колебаний (рис. 5.12).

Таким образом, симметричный восьмиполюсник можно разделить на две пары несвязанных четырехполюсников, матрицы рассеяния каждого из которых имеют следующий вид:

$$[S]^{++} = \begin{bmatrix} S_{11}^{++} & S_{12}^{++} \\ S_{21}^{++} & S_{22}^{++} \end{bmatrix}; \quad [S]^{+-} = \begin{bmatrix} S_{11}^{+-} & S_{12}^{+-} \\ S_{21}^{+-} & S_{22}^{+-} \end{bmatrix}. \quad (5.10)$$

Элементы результирующей матрицы получаются сложением соответствующих элементов с учетом знака волны на входе и амплитудой первичной падающей волны, равной $\frac{1}{2}$:

$$\begin{aligned} \dot{S}_{11} &= \frac{1}{2} (\dot{S}_{11}^{++} + \dot{S}_{11}^{+-}), \\ \dot{S}_{12} &= \frac{1}{2} (\dot{S}_{12}^{++} + \dot{S}_{12}^{+-}), \\ \dot{S}_{13} &= \frac{1}{2} (\dot{S}_{13}^{++} - \dot{S}_{13}^{+-}), \\ \dot{S}_{14} &= \frac{1}{2} (\dot{S}_{14}^{++} - \dot{S}_{14}^{+-}). \end{aligned} \quad (5.11)$$

На основании (5.11) составляется матрица рассеяния восьмиполюсника, по которой и проводятся исследования параметров направленных ответвителей.

Матрица рассеяния идеализированного направленного ответвителя имеет вид

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & \dot{S}_{12} & \dot{S}_{13} & 0 \\ \dot{S}_{12} & 0 & 0 & \dot{S}_{13} \\ \dot{S}_{13} & 0 & 0 & \dot{S}_{12} \\ 0 & \dot{S}_{13} & \dot{S}_{12} & 0 \end{bmatrix}, \quad (5.12)$$

где

$$\dot{S}_{12} = 2 / \left[2 \cos \theta + \frac{i}{W} (W_{0e} + W_{00}) \sin \theta \right]; \quad (5.13)$$

$$\dot{S}_{13} = i (W_{0e} - W_{00}) \sin \theta / W \left[2 \cos \theta + \frac{i}{W} (W_{0e} + W_{00}) \sin \theta \right], \quad (5.14)$$

где $\theta = 2\pi l/\Lambda$ — электрическая длина участка связи; W_{0e} и W_{00} — волновые сопротивления для четного и нечетного видов колебаний соответственно; W — волновое сопротивление входных и выходных плеч ответвителя.

Как видно из (5.12), направленный ответвитель идеализируется, поскольку предполагается идеальное согласование ($S_{nn} = 0$) и бесконечная направленность ($S_{41} = 0$).

Условие идеального согласования области связи и плеч ответвителя выражается зависимостью $W_{0e} \cdot W_{00} = W^2$. Модуль выражения (5.14) на средней частоте при $\theta = \pi/2$ соответствует амплитудному коэффициенту связи

$$K = (W_{0e} - W_{00}) / (W_{0e} + W_{00}), \quad (5.15)$$

а величина переходного ослабления определяется из (5.15)

$$C = 10 \lg K^{-2}. \quad (5.16)$$

В диапазоне частот переходное ослабление направленного ответвителя определяется соотношением:

$$C = 10 \lg \frac{1}{S_{31}^2} = 10 \lg \frac{1}{K^2} [1 + (1 - K^2) \operatorname{ctg}^2 \theta]. \quad (5.17)$$

Однозвенные направленные ответвители обеспечивают постоянство переходного затухания с отклонением на несколько десятых долей децибела в диапазоне частот $f_{\max}/f_{\min} \approx 2$. Многозвенные ответвители позволяют увеличить связь и диапазон рабочих частот, причем частотную характеристику ослабления можно получить максимально плоской или чебышевской (с равным отклонением от среднего значения) путем вариации параметров отдельных звеньев.

5.4. Волноводно-щелевой мост

1. Соединение из двух волноводов с общей стенкой, часть которой удалена, является своеобразным ответвителем, в котором *интерферируют две волны разных типов*. На рис. 5.13 показано два прямоугольных

волновода, соединенных по узкой стенке, часть которой на участке l удалена, образуя щель. Размер поперечного сечения волноводов $a \times b$ таков, что во всех четырех плечах ответвителя может распространяться только волна типа H_{10} . Пространство в области щели образует расширенный волновод, в котором возбуждаются волны различных типов, в том числе и волны H_{10} и H_{20} . Эти две волны распространяются по расширенному волноводу, а остальные быстро затухают, образуя реактивные поля. Энергия колебаний СВЧ, поступающая в плечо 1, распределяется на участке со щелью поровну между волнами H_{10} и H_{20} . Если рассматривать электромагнитные волны как векторы E^{10} и E^{20} , то в плоскости начала щели для волн в плечах 1 и 4 справедливы векторные диаграммы, представленные на рис. 5.14.

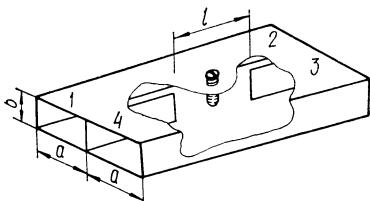


Рис. 5.13. Волноводно-щелевой мост.

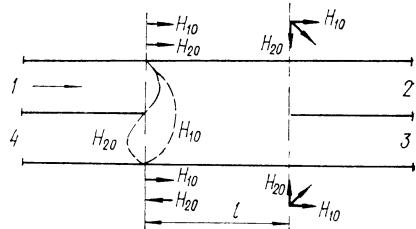


Рис. 5.14. Типы волн и их интерференция в волноводно-щелевом мосте.

Поскольку поля волн H_{10} и H_{20} в плече 4 противофазны (в силу структуры этих типов волн) и имеют равные амплитуды, то результирующая волна в плече 4 отсутствует, как видно из векторной диаграммы волн в плече 4 на рис. 5.14.

При распространении вдоль области связи волн типа H_{10} и H_{20} с различными фазовыми скоростями между волнами возникает сдвиг по фазе φ , равный

$$\varphi = \beta_1 l - \beta_2 l, \quad (5.18)$$

где $\beta_1 = 2\pi/\Lambda_{10}$ — коэффициент фазы волны H_{10} в области связи; $\beta_2 = 2\pi/\Lambda_{20}$ — коэффициент фазы волны H_{20} в области связи.

Амплитуды волн в плечах 2 и 3 на конце области связи определяются из векторных диаграмм с учетом сдвига по фазе, как показано на векторных диаграммах волн в плечах 2 и 3 для случая $\varphi = \pi/2$ (рис. 5.14).

Таким образом, амплитуды волн в плечах 2 и 3, т. е. переходное ослабление ответвителя, зависят от угла φ , который в свою очередь определяется длиной области связи l , как видно из (5.18). Чем больше длина в области связи — щели, тем меньше переходное ослабление.

Трехдекибелльный волноводно-щелевой мост соответствует случаю равного энергораспределения между плечами 2 и 3, что соответствует величине переходного ослабления $C = 3$ дБ. При фиксированной длине щели l такое условие выполняется лишь при определенной длине волны, когда $\varphi = \pi/2$, а в полосе частот переходное ослабление будет плавно изменяться. Небольшой емкостный штырь в центре области

связи служит для выравнивания амплитуд волн и коррекции фазового сдвига синфазного и противофазного полей. Улучшение параметров достигается также путем некоторого сужения ширины области связи, что препятствует распространению волны типа H_{30} .

5.5. Кольцевой и квадратный мосты

1. Кольцевой мост разделяет энергию, поступающую со стороны любого плеча на два потока: по ходу часовой стрелки и против, с одинаковой амплитудой и фазой (рис. 5.15). В других боковых плечах эти потоки складываются так, что обеспечивается нормальная работа моста.

Так например, если к плечу 4 подключить источник колебаний, то в плечо 3 энергия не поступает, так как разность фаз для волн, распространяющихся по ходу часовой стрелки и против, равна π вследствие разности путей $\Delta/2$. В плечи 1 и 2 волны приходят синфазно и энергия делится поровну между этими плечами.

Таким образом, кольцевой мост обладает свойствами, аналогичными свойствам двойного волноводного тройника и направленного 3-декабельного ответвителя.

Если к плечам кольцевого моста присоединены согласованные нагрузки, то входное сопротивление $Z_{\text{вх}}$ любого плеча состоит из двух параллельно соединенных отрезков линий, образующих кольцевой мост и имеющих волновое сопротивление W_m . Учитывая параллельное соединение и трансформацию нагрузок, так как длины отрезков линий кратны нечетному числу четвертей волн, получаем $Z_{\text{вх}} = W_m^2/2W$. Для согласования плеч с мостом необходимо, чтобы $Z_{\text{вх}} = W$. Отсюда следует, что согласование достигается при волновом сопротивлении линий кольцевого моста $W_m = WV\sqrt{2}$.

Кольцевые мосты выполняются на основе волноводных, коаксиальных и полосковых линий. Особое внимание привлекает полосковый вариант, показанный на рис. 5.15, в связи с развитием технологии печатных СВЧ схем. Недостатком кольцевых мостов является их более узкая полоса рабочих частот сравнительно с направленными ответвителями.

2. Квадратный мост состоит из двух параллельных отрезков линий, связанных между собой двумя отрезками вспомогательных линий — шлейфами. Длина шлейфа и расстояние между ними равны одной четверти длины волны (или нечетному числу четвертей волн) в линии на средней частоте.

Общий вид квадратного моста на полосковых линиях приведен на рис. 5.16. Два шлейфа, расположенные на расстоянии $\Delta/4$ друг от

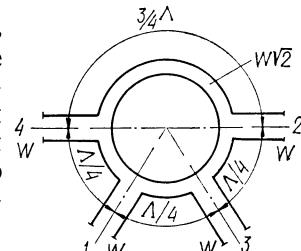


Рис. 5.15. Кольцевой мост.

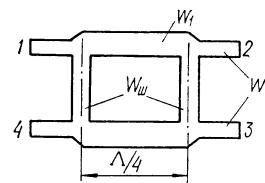


Рис. 5.16. Квадратный мост.

друга, обеспечивают эффект направленного ответвления, аналогично рассмотренному ранее направленному ответвителю с двумя отверстиями. Поэтому если энергия, например, поступает в плечо 1, то она делится между плечами 2 и 3, не поступая в плечо 4. Таким образом, квадратный мост относится к сонаправленным ответвителям.

Поскольку шлейфы включены параллельно, то при анализе квадратных мостов используют нормированные волновые проводимости

$$y_{\text{ш}} = \frac{W}{W_{\text{ш}}} ; \quad y_1 = \frac{W}{W_1} , \quad (5.19)$$

где W — волновое сопротивление плеч; $W_{\text{ш}}$ и W_1 — волновые сопротивления шлейфов и отрезка между шлейфами соответственно.

Основные рабочие параметры квадратного моста определяются, исходя из следующих соотношений:

переходное ослабление

$$C = 10 \lg \frac{1}{S_{31}^2} = 10 \lg \left| \frac{y_1}{y_{\text{ш}}} \right|^2 , \quad (5.20)$$

направленность в диапазоне частот

$$D = 20 \lg \left| \sin \left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{f_0}{f} - 1 \right) \right] \right| , \quad (5.21)$$

где f_0 — средняя частота.

Для обеспечения равного деления мощности между выходными плечами 2 и 3, т. е. для получения 3-децибелового ответвителя (моста), значения нормированных проводимостей шлейфов и отрезков между ними выбираются равными:

$$y_{\text{ш}} = 1; \quad y_1 = \sqrt{2} .$$

Обеспечение слабой связи в шлейфных конструкциях сопряжено с конструктивными и технологическими трудностями выполнения весьма малого поперечного сечения шлейфов.

Улучшение частотных характеристик и уменьшение переходного ослабления может быть достигнуто увеличением числа шлейфов, т. е. построением n -шлейфного направленного ответвителя.

ГЛАВА 6. КОММУТИРУЮЩИЕ И ФАЗИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

6.1. Механические аттенюаторы

1. Аттенюаторы (ослабители) служат для регулировки уровня мощности в СВЧ трактах. Степень уменьшения мощности аттенюатором характеризуется величиной затухания, которая определяется отношением мощности на входе к мощности на выходе

$$L = 10 \lg \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}}, \text{ дБ.}$$

По принципу действия аттенюаторы подразделяются на *поглощающие, предельные, вентильные (ферритовые)*. По конструктивным призна-

кам различают аттенюаторы *переменные* (*регулируемые*) и *фиксированные*. В зависимости от типа тракта применяются *волноводные*, *коаксиальные* и *полосковые аттенюаторы*. Наиболее широкое применение в настоящее время нашли переменные аттенюаторы низкого уровня мощности, служащие для регулировки уровня мощности на выходе измерительного генератора, а также для устранения влияния нагрузки (объекта измерения) на режим работы генератора, т. е. для развязки.

Регулировка затухания может выполняться механически — путем перемещения определенного элемента аттенюатора или электрически — с помощью управляемых полупроводниковых, ферритовых или газовых элементов.

2. Поглощающие аттенюаторы используют явление значительного затухания электромагнитных волн в материалах с большим коэффициентом поглощения.

Фиксированные поглощающие аттенюаторы представляют собой отрезки волноводной, коаксиальной или полосковой линий с вставками из поглощающего материала или с сосредоточенными сопротивлениями, включаемыми последовательно или параллельно линии. В качестве поглощающего материала для вставок используются полижелезо, ферроэпоксид и другие материалы с большими потерями на СВЧ. Подобные аттенюаторы мало искажают распределение поля в линии и тем самым обеспечивают малые величины КСВ на входах аттенюатора.

Переменные поглощающие аттенюаторы состоят из отрезка волновода или другой передающей линии, в электромагнитном поле которой расположены поглощающие элементы, допускающие механическое перемещение. Пример упрощенной конструкции волноводного поглощающего аттенюатора показан на рис. 6.1. Внутри прямоугольного волновода с волной типа H_{10} расположена диэлектрическая пластина с нанесенным на поверхности ее поглощающим слоем. Согласование аттенюатора по входу и по выходу достигается скосами пластины на концах. Регулировка затухания достигается путем перемещения пластины внутри волновода от узкой стенки по направлению к середине широкой стенки. Наибольшее затухание достигается, когда пластина находится в центре волновода, где электрическое поле максимально. Величина затухания, получаемого с помощью подобных аттенюаторов, изменяется в пределах от 0 до 30—40 дБ.

В коаксиальном типе аттенюатора поглощающая пластина специальной формы вводится в прорезь, расположенную по оси отрезка коаксиальной линии во внешнем и внутреннем проводниках. Необходимая величина ослабления достигается изменением глубины погружения поглощающей пластины. Материалом для изготовления поглощающей пластины обычно служат фарфор, стекло, пластмасса или другой диэлектрик, покрытый тонким слоем углерода или металли-

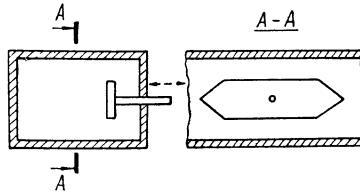


Рис. 6.1. Поглощающий волноводный аттенюатор.

ческой пленкой. Точность измерения ослабления в переменных аттенюаторах, в значительной степени, определяется точностью градуировки и отсчета, поэтому в таких аттенюаторах применяются различные безлюфтовые механизмы с отсчетными устройствами, имеющими большую разрешающую способность. Наибольшее распространение получили отсчетные устройства в виде индикаторов малых перемещений часового типа и микрометрических головок.

Переменный поляризационный аттенюатор состоит из трех волноводных секций (рис. 6.2). Крайние секции, являющиеся плавными переходами от прямоугольного волновода к круглому, служат трансформаторами волны H_{10} в волну H_{11} . Внутри каждой секции, как показано на рис. 6.2, установлена поглощающая пластинка. Средняя

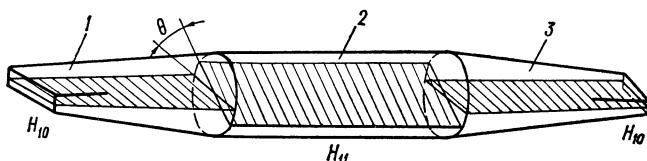


Рис. 6.2. Поляризационный аттенюатор.

секция, представляющая собой отрезок круглого волновода, может поворачиваться вокруг продольной оси.

Принцип действия поляризационного аттенюатора основан на изменении поглощения электромагнитной волны посредством изменения угла наклона поглощающей пластинки в круглом волноводе.

В первой секции волна H_{10} проходит без ослабления, так как вектор E перпендикулярен поглощающей пластинке. Если пластинка в круглом волноводе находится в плоскости пластинок крайних секций, то аттенюатор почти не вносит затухания. При повороте средней секции, когда расположенная в ней пластинка образует с пластинками крайних секций угол θ , составляющая поля, параллельная пластинке, $E_1 = E \sin \theta$ поглощается, а вторая составляющая $E_2 = E \cos \theta$, перпендикулярная пластинке, проходит без поглощения в третью секцию аттенюатора, где она оказывается поляризованной под углом θ к поглощающей пластинке третьей секции.

В свою очередь, составляющую E_2 можно разложить в плоскости пластинки третьей секции на две составляющие: $E'_2 = E_2 \sin \theta = E \cos \theta \sin \theta$ — параллельную пластинке и $E''_2 = E_2 \cos \theta = E \cos \theta \cos \theta$ — перпендикулярную ей. Составляющая E'_2 поглощается пластинкой третьей секции и на выход аттенюатора проходит составляющая $E''_2 = E \cos^2 \theta$. Таким образом, затухание, вносимое аттенюатором, зависит только от угла поворота θ поглощающей пластины в средней секции и определяется выражением

$$L = 20 \lg \cos^2 \theta + L_0, \text{ дБ}, \quad (6.1)$$

где L_0 — начальное затухание.

Градуировка шкалы такого аттенюатора может быть произведена непосредственно в децибелах расчетным путем на основании (6.1).

3. Предельный аттенюатор использует явление затухания электромагнитной энергии в запредельном волноводе. Амплитуда электромагнитных колебаний в этом случае уменьшается по экспоненциальному закону:

$$U_1 = U_0 e^{-\alpha l},$$

где U_1 — амплитуда колебаний на расстоянии l от входа; U_0 — амплитуда колебаний на входе; α — постоянная затухания.

Постоянная затухания

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_{kp}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{kp}}{\lambda}\right)^2},$$

при $\lambda \gg \lambda_{kp}$ определяется выражением $\alpha \approx 2\pi/\lambda_{kp}$ и, следовательно, зависит только от размеров волновода и типа волны, распространяющейся по нему, и не зависит от частоты.

Принцип устройства предельного аттенюатора показан на рис. 6.3. В отрезок круглого волновода с диаметром, значительно меньшим критического, для всего диапазона рабочих частот вводятся, с помощью коаксиальной линии, возбуждающие диски (рис. 6.3, а) или петли (рис. 6.3, б). В первом случае возбуждается волна типа E_{01} , во втором — волна типа H_{11} .

Затухание предельного аттенюатора определяется выражением

$$L = 8,68\alpha l + L_0, \text{ дБ.} \quad (6.2)$$

Из (6.2) следует, что затухание является линейной функцией расстояния l между возбуждающими элементами, и предельный аттенюатор можно отградуировать без сравнения с образцовым.

Предельные аттенюаторы нашли широкое применение в тех случаях, когда требуется регулировать большие величины затухания, начиная с 10—15 дБ до 120—160 дБ.

6.2. Механические фазовращатели

Механические фазовращатели на СВЧ представляют собой отрезки волноводной, коаксиальной или других типов линий, у которых для управления фазовым сдвигом ϕ используется изменение геометрической длины l или коэффициента фазы β в соответствии с уравнением

$$\phi = \beta l = \frac{\omega}{v} l = \frac{2\pi}{\lambda} l.$$

1. Фазовращатель с раздвижной линией использует изменение геометрической длины фазовращателя путем перемещения подвижной части линии относительно неподвижной (рис. 6.4, а).

К числу недостатков этого типа относятся трудности конструктивного изготовления и возникновение отраженной волны в местах

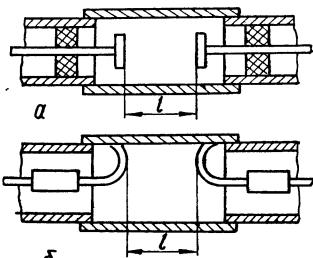


Рис. 6.3. Предельный аттенюатор:
а — с возбуждающими дисками;
б — с возбуждающими петлями.

скользящих контактов. Достоинством является возможность расчета фазового сдвига, благодаря чему отпадает необходимость в предварительной градуировке.

Конструктивно более удобны для изготовления фазовращатели в виде тромбонов, у которых входной и выходной разъемы неподвижны, а изменение длины линии равно удвоенному перемещению U-образного колена (рис. 6.4, б).

2. Фазовращатель с сжимной линией применяется в волноводных трактах. На рис. 6.5 показана конструкция фазовращателя, основной

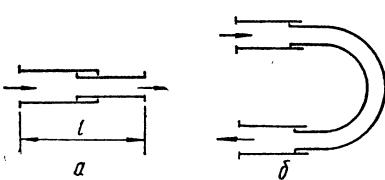


Рис. 6.4. Фазовращатель с раздвижной линией:
а — с прямой линией; б — с U-образным коленом.

частью которого служит отрезок волновода со щелями, прорезанными вдоль осей симметрии обеих широких стенок. При сжатии и разжатии волновода с помощью специального механизма изменяется размер a широкой стенки волновода и, следовательно, длина волны в волноводе

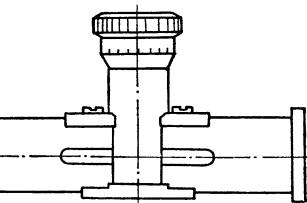


Рис. 6.5. Фазовращатель со сжимной линией.

и нониусу микрометрической головки винта. Наличие щелей в стенах волновода и трудности расчета градуировочной кривой ограничивают область применения фазовращателя с сжимной линией.

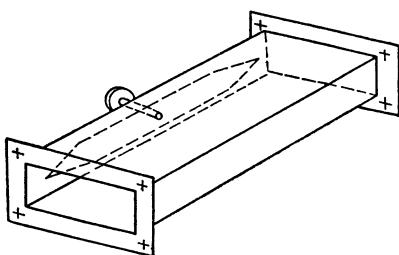


Рис. 6.6. Диэлектрический волноводный фазовращатель.

3. **Диэлектрический фазовращатель в волноводных линиях** по своей конструкции схож с поглощающим аттенюатором (рис. 6.6) и отличается от последнего лишь отсутствием поглощающего слоя на перемещаемой внутри волновода диэлектрической пластинке.

В коаксиальных линиях диэлектрический фазовращатель имеет ножевую конструкцию, подобную аттенюатору с тем же отличием — отсутствием поглощающего слоя на диэлектрической пластинке.

4. Поляризационный фазовращатель состоит из трех волноводных секций (рис. 6.7). Первая секция преобразует линейно поляризованное поле волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе в волну типа

Сжатие волновода приводит к возрастанию величины Λ и уменьшению фазового сдвига на единицу длины. Волновод сжимается микрометрическим винтом. Изменение размера a отсчитывается по шкале

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

H_{11} в круглом волноводе с вращающейся поляризацией поля. Это достигается введением в переходную секцию диэлектрической пластины так, чтобы фазовый сдвиг между ортогональными составляющими электрического поля на выходе секции равнялся 90° . Средняя секция фазовращателя — это цилиндрический волновод, внутри которого находится диэлектрическая пластина, которая может вращаться относительно главной оси волновода. Фазовый сдвиг, вносимый диэлектрической пластиной, равен 180° .

Третья секция конструктивно подобна первой и служит для обратного преобразования волны с круговой поляризацией в волну типа H_{10} с линейной поляризацией. Поглощающие пластины, находящиеся в первой и третьей секциях, служат для поглощения дополнительных составляющих поля. Управление фазовым сдвигом осуществляется путем поворота диэлектрической пластины в цилиндрическом волноводе. При вращении этой пластины на угол θ вектор напряженности поля приобретает фазовый сдвиг, равный 2θ . Отсюда следует, что *поляризационный фазовращатель не нуждается в специальной градуировке*.

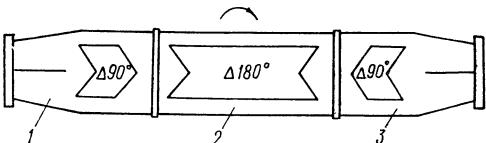


Рис. 6.7. Поляризационный фазовращатель.

6.3. Механические коммутаторы или переключатели

6.3. Механические коммутаторы или переключатели конструируются на основе используемых в устройстве типов линий.

В переключателях волноводных линий используются различные типы перемещающихся или вращающихся элементов, с помощью которых изменяется распределение потоков электромагнитной энергии.

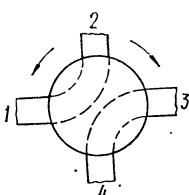


Рис. 6.8. Механический волноводный коммутатор.

На рис. 6.8 показана схема волноводного механического коммутатора четырех волноводных трактов. Основным элементом коммутатора является металлический цилиндр, содержащий внутри два дугообразных канала, соответствующих по своим поперечным размерам волноводным трактам. Цилиндр может вращаться вокруг оси, устанавливаясь в фиксированных положениях. В положении, показанном на рис. 6.8, соединены волноводы 1-й со 2-ым и 3-й с 4-ым. При повороте цилиндра на 90° произойдет соединение 1-го волновода с 4-ым и 2-го с 3-им.

В случае коаксиальных линий в механических переключателях используются системы разъемов и гибких линий, подобные аналогичным устройствам на низких частотах, либо используются жесткие U-образные перемычки, соединяющие требуемые выводы коаксиальных линий на щите коммутатора.

6.4. Антенные переключатели

1. Антенные переключатели радиолокационных станций, использующих общую антенну для передачи и приема, служат для автоматического переключения антенны с выхода передатчика ко входу приемника. Во время передачи энергия СВЧ колебаний, создаваемая передатчиком, должна поступать в антенну и не просачиваться на вход приемника, чтобы защитить входные цепи приемника от повреждения. При переходе РЛС на прием, поступающий от антенны сигнал не должен поглощаться в цепях генератора, а с минимальными потерями поступать на вход приемника.

Учитывая, что передатчик РЛС средней мощности генерирует импульсы с мощностью в несколько сотен киловатт, а допустимая мощность на входе приемного устройства должна быть менее 100 мВт, определяем порядок величины переходного затухания, требуемого от антенного переключателя,

$$L = 10 \lg \frac{100 \cdot 10^3}{10^{-1}} = 60, \text{ дБ.}$$

Из условия минимальных потерь следует, что линия передачи должна работать в режиме согласования как во время приема, так и во время передачи, с учетом элементов антенного переключателя. Время переключения РЛС с одного режима на другой должно быть порядка долей микросекунды.

Основным элементом антенного переключателя является *управляемый элемент: газовый разрядник, полупроводниковый прибор или ферритовый элемент*.

2. Газовый разрядник представляет собой баллон, наполненный смесью водорода или аргона с парами воды при давлении порядка 3—30 мм рт. ст. В баллоне смонтированы два конусообразных электроды с дисковыми выводами для присоединения к цепям СВЧ и электрод вспомогательного поджига. Благодаря электроду вспомогательного поджига в баллоне возникает тлеющий разряд, создающий резерв свободных электронов внутри разрядника, за счет которых ускоряется возникновение разряда между основными электродами при появлении на них импульса передатчика.

Схемы антенных переключателей делятся на два типа: шлейфные (ответвительные) и балансные.

3. Шлейфовый переключатель (рис. 6.9) содержит разрядники, включенные в отрезки линии (ответвления или шлейфы), присоединенные параллельно главному фидеру. Разрядник P_1 , называемый *разрядником защиты приемника* (РЗП), включен в ответвление к приемнику на расстоянии $\Lambda/4$ от места присоединения ответвления к главному фидеру. Разрядник P_2 , называемый *разрядником блокировки передатчика* (РБП), включен в замкнутое на конце ответвление (половинный шлейф) на расстоянии $\Lambda/4$ от места присоединения ответвления к главному фидеру. Расстояние между местами присоединения двух ответвлений равно $\Lambda/4$.

При поступлении в антенный переключатель мощного импульса от передатчика в разрядниках возникает газовый разряд и их сопро-

тивление R_p резко уменьшается. Благодаря тому, что разрядники подключены к главному фидеру через отрезки линий длиной $\Lambda/4$, входные сопротивления R_{bx} этих линий в месте их присоединения к главному фидеру весьма велики ($R_{bx} = W^2/R_p$), и ответвления не создают помех для прохождения импульса от передатчика к антенне. Разрядник защиты приемника вносит большое затухание

$$L = 10 \lg \frac{1}{S_{21}^2} = 10 \lg \frac{1}{\left(\frac{2}{2 + \frac{W}{R_p}} \right)^2} \quad (6.3)$$

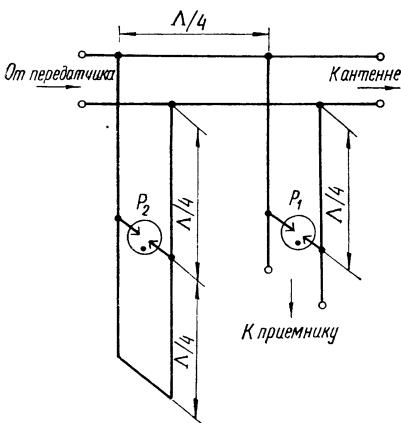


Рис. 6.9. Шлейфовый антенный переключатель.

в линию, присоединяющую приемник, и тем защищает вход приемника от мощного сигнала.

В режиме приема, когда от антенны поступает небольшая мощность, газовый пробой в разрядниках не возникает и принятый ан-

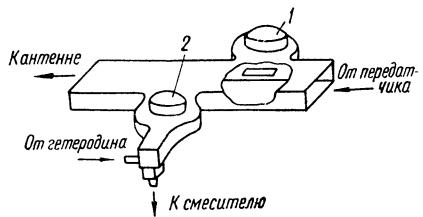


Рис. 6.10. Волноводный антенный переключатель.

тенной сигнал беспрепятственно проходит по ответвлению в приемник и не поступает в цепи передатчика, так как короткое замыкание на конце шлейфа, находящееся на расстоянии $\Lambda/2 + \Lambda/4$ от места присоединения ответвления к приемнику, трансформируется в очень большое сопротивление, отключающее цепи передатчика от антенны.

В диапазоне сантиметровых волн функции резонансных четвертьволновых отрезков линий выполняют объемные резонаторы, внутри которых помещается разрядник. Связь резонатора с линией передачи осуществляется с помощью петли связи или щели. Разрядники переключателя передатчика содержат один элемент связи, а в переключателе приемника имеется два элемента связи.

Схема конструкции антенного переключателя в волноводной линии показана на рис. 6.10, где 1 — разрядник передатчика, 2 — разрядник приемника.

4. Балансный антенный переключатель строится на основе мостовых устройств СВЧ. На рис. 6.11 схематически показан балансный переключатель, состоящий из двух щелевых мостов M_1 и M_2 и двух газовых разрядников P_3 и P_4 , расположенных на одинаковом расстоянии от моста. В режиме передачи, когда со стороны плеча 1 моста M_1 подается мощный сигнал от передатчика, оба разрядника играют

роль коротких замыканий, отражающих всю энергию. Поскольку деление мощности в щелевом мосте сопровождается сдвигом по фазе на $\pi/2$, то и отраженные от разрядников волны будут иметь фазовый сдвиг $\pi/2$, а проходя обратно через мост M_1 получат еще раз смещение на $\pi/2$, в результате чего в плече 1 моста M_1 волны будут смещены на π , т. е. контрафазны, а в плече 4 будут синфазны. Благодаря этому вся мощность передатчика поступает в плечо 4, ведущее к антенне.

Небольшие части мощностей, прошедших через разрядники, поступают на мост M_2 и в силу фазовых соотношений, аналогичных рассмотренным выше, складываются в плече 3, где включена согласованная нагрузка, и вычитаются в плече 2, благодаря чему, в идеальном случае, энергия на входе приемника, подключенного к плечу 2, равна нулю.

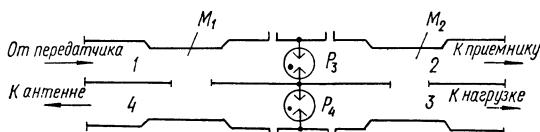


Рис. 6.11. Балансный антенный переключатель.

В режиме приема, когда разрядники погашены, сигнал из антенны, поступающий со стороны плеча 4 моста M_1 , делится на две равные части, смещенные по фазе на $\pi/2$, которые складываются во втором мосте M_2 так, что сигнал проходит только в плечо 2 моста M_2 , т. е. на вход приемника.

В отличие от шлейфового переключателя, *балансный антенный переключатель не содержит резонансных отрезков передающих линий и его рабочая полоса частот определяется, в основном, широкополосностью щелевых мостов.*

Кроме щелевых мостов в балансных переключателях могут применяться также кольцевые мосты, направленные ответвители и др.

Вместо газовых разрядников в антенных переключателях можно использовать управляемые элементы в виде полупроводниковых приборов или ферритовые устройства.

ГЛАВА 7. ФЕРРИТОВЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

7.1. Явления в подмагниченных ферритах на СВЧ

Феррит представляет собой химическое соединение окиси железа (Fe_2O_3) с окисью металлов, таких, как никель, марганец, магний и др. Основным отличием ферритов от других ферромагнитных материалов является их большое удельное сопротивление, имеющее величину порядка $(10^6 \div 10^8)$ Ом · см. Относительная диэлектрическая проницаемость ферритов на СВЧ имеет величину порядка $\epsilon' = 5 \div 15$, а относительная магнитная проницаемость, имеющая на низких частотах довольно большие значения, уменьшается до величины равной приблизительно единице.

1. Ферромагнитный резонанс. В простейшей модели ферромагнитных материалов электроны представляются в виде волчков, ко-

торые, вращаясь вокруг своей оси, создают *механический момент* (действие массы электрона) и *магнитный момент* (действие заряда) — так называемый спин. После приложения постоянного магнитного поля ось вращения электрона ориентируется по направлению этого поля. Наличие механического момента делает электрон в механическом отношении подобным вращающемуся волчку (гирокопу), поэтому если ось вращения отклонить, она не сразу вернется в исходное положение, а будет совершать так называемую *прецессию* вокруг исходного положения (подобно качанию оси волчка при ее отклонении от вертикального положения) с частотой ω_0 , называемой *частотой ферромагнитного резонанса*. Таким образом, под воздействием переменного магнитного поля с частотой ω будут происходить вынужденные колебания спинов электронов, а амплитуда этих колебаний будет тем большей, чем ближе ω к частоте ферромагнитного резонанса. Как показывает анализ, *резонансная частота пропорциональна постоянному магнитному полю H_0 и равна* $\omega_0 = \gamma H_0$, где $\gamma = |e|/mc$ — гиромагнитное отношение для спина (e — заряд, а m — масса электрона).

Отсюда резонансная частота в мегагерцах

$$f_0 \text{ (МГц)} = 2,84H_0 \text{ (Э).} \quad (7.1)$$

Свойства ферромагнетика существенно зависят от того, насколько близка частота воздействующего поля к резонансной частоте ω_0 . Последняя при реально достижимых полях расположена, как следует из (7.1), в диапазоне СВЧ.

Необходимо отметить еще одну особенность этого явления, связанную с тем, что *прецессия электронного спина происходит всегда по часовой стрелке относительно направления поля*. Это приводит к тому, что *право- и левополяризованные волны будут по-разному взаимодействовать с ферромагнитной средой*, представляющей собой совокупность одинаково вращающихся магнитных моментов. Под правополяризованной волной (+) подразумевается волна, вектор поля E которой вращается по часовой стрелке, если смотреть на волну, уходящую вдоль положительного направления постоянного магнитного поля H_0 . Соответственно для левополяризованной волны (—) вращение вектора поля происходит против часовой стрелки.

Таким образом, в подмагнитенном феррите электромагнитные волны круговой поляризации распространяются так, как будто бы среда обладает различными значениями μ для волн разного направления вращения. Для линейно поляризованной волны магнитная проницаемость не может быть определена скалярной величиной. Она является тензором. На рис. 7.1 показано изменение магнитной проницаемости феррита для правополяризованной волны μ_+ в зависимости от постоянного магнитного поля H_0 при неизменной частоте ω . Явление ферромагнитного резонанса сопровождается резким возрастанием потерь в феррите, тогда магнитная проницаемость будет являться комплексной величиной.

Действительная часть μ_+ изображена сплошной линией; мнимая μ_- — пунктиром. Вблизи $H_{0\text{рез}}$, соответствующего $\omega_0 = \omega$, происходит

резкое изменение μ'_+ и мнимая составляющая μ''_+ достигает своего максимального значения, что свидетельствует о максимуме потерь при ферромагнитном резонансе.

На рис. 7.1, б показано изменение магнитной проницаемости феррита для левополяризованной волны μ_- в зависимости от H_0 . Эта кривая идет весьма плавно, и потери в феррите получаются значительно меньшими и не имеют выраженного резонансного характера.

Как видим, только для волны правого вращения имеет место ферромагнитный резонанс. Из соотношения (7.1) вытекает, что характер кри-

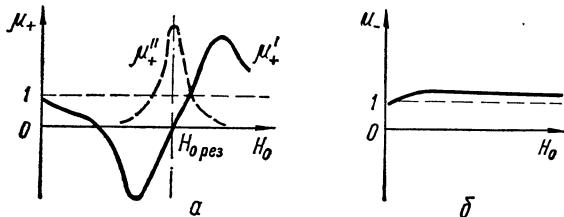


Рис. 7.1. Зависимость магнитной проницаемости феррита от поля H_0 :

а — для правополяризованной волны; б — для левополяризованной волны.

вых на рис. 7.1 сохранится, если считать, что меняется не поле, а частота колебаний ω .

2. Эффект Фарадея. Разные значения величин μ'_+ и μ'_- для одного и того же значения H_0 свидетельствуют от том, что *фазовые скорости распространения волн круговой поляризации разного направления вращения будут различными, так как в одном случае*

распространения волны круговой поляризации разного направления вращения будут различными, так как в одном случае $v_{\phi+} = c/\sqrt{\epsilon' \mu'_+}$, *а в другом* $v_{\phi-} = c/\sqrt{\epsilon' \mu'_-}$.

Линейно поляризованную электромагнитную волну можно представить в виде суммы двух волн круговой поляризации с противоположными направлениями вращения (рис. 7.2, а).

Вследствие того, что $v_{\phi-} < v_{\phi+}$, при распространении линейно поляризованной волны в направлении вдоль силовых линий постоянного магнитного поля

происходит поворот плоскости поляризации поля — эффект Фарадея. Для определения величины этого поворота рассмотрим положение векторов поля в точке, удаленной от исходной в сторону движения волны на расстояние l (рис. 7.2, б). Вследствие большей скорости $v_{\phi+}$ вектор E_+ отстает от соответствующего вектора, изображенного на рис. 7.2, а, на угол φ_1 , меньший угла φ_2 поворота вектора E_- . Поэтому суммарный вектор E и соответственно *плоскость поляризации волн*

ны поворачивается в пространстве по часовой стрелке на угол

$$\Delta = \varphi_2 - 0,5(\varphi_1 + \varphi_2) = 0,5(\varphi_2 - \varphi_1) = \\ = 0,5[\beta l \sqrt{\epsilon'} (\sqrt{\mu_-} - \sqrt{\mu_+})]. \quad (7.2)$$

Качественная картина рассмотренных явлений сохраняется и в том случае, когда распространение волны происходит в среде, частично заполненной ферритом, как, например в круглом волноводе, вдоль оси которого расположен цилиндрический продольно намагниченный ферритовый стержень (рис. 7.3).

3. Поперечно намагниченные ферриты. Рассмотренные выше явления в продольно намагниченных ферритах используются в технике

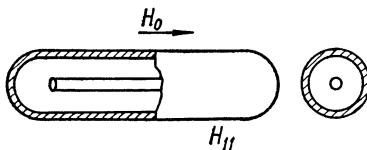


Рис. 7.3. Ферритовый стержень в круглом волноводе.

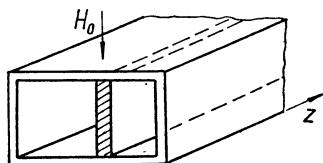


Рис. 7.4. Прямоугольный волновод с ферритовой пластиной.

СВЧ. Кроме того, существуют устройства СВЧ, использующие поперечно намагниченные ферриты. На рис. 7.4 показан прямоугольный волновод с ферритовой пластиной, установленной параллельно узкой стенке. Постоянное магнитное поле H_0 приложено поперечно направлению распространения волны в волноводе.

Если в волноводе с ферритовой пластиной распространяется волна H_{10} , то силовые линии магнитного поля образуют замкнутые контуры, лежащие в плоскостях, параллельных широким стенкам волновода. Продольные и поперечные составляющие магнитного поля, как известно из теории волноводов, сдвинуты между собой по фазе на 90° . Это значит, что в любой точке (за исключением точек на оси волновода и на его боковых стенках) магнитное поле представляет собой поле вращающейся поляризации. На некотором расстоянии от боковых стенок, где амплитуды составляющих магнитного поля равны, получается магнитное поле с круговой поляризацией. Направление вращения поляризации зависит от направления движения волны и от того, с какой стороны от средней линии волновода находится рассматриваемая точка.

При намагничивающем поле H_0 , ориентированном как показано на рис. 7.4, оси вращения электронов в феррите ориентируются вдоль H_0 , т. е. перпендикулярно к плоскости, в которой лежат силовые линии переменного магнитного поля. При этом (как и в продольно намагниченных ферритах) значение магнитной проницаемости феррита будет зависеть от направления вращения переменного магнитного поля, а следовательно от направления движения волны в волноводе.

Поэтому фазовый сдвиг $\varphi_1 = \frac{2\pi}{\Lambda} l \sqrt{\epsilon' \mu_+}$ волны, распространяющейся слева направо вдоль ферритовой пластины длиной l , будет

меньше, чем соответствующий фазовый сдвиг $\Phi_2 = \frac{2\pi}{\Lambda} l \sqrt{\epsilon'_s \mu'_s}$ — волны, распространяющейся в противоположном направлении, где ϵ'_s и $\mu'_{s\pm}$ — усредненные значения относительных диэлектрической и магнитных проницаемостей феррита, учитывающие частичное заполнение им поперечного сечения волновода.

Разностный (дифференциальный) сдвиг фаз

$$\varphi = \Phi_2 - \Phi_1 = \frac{2\pi}{\Lambda} l \sqrt{\epsilon'_s} (\sqrt{\mu'_{s-}} - \sqrt{\mu'_{s+}}). \quad (7.3)$$

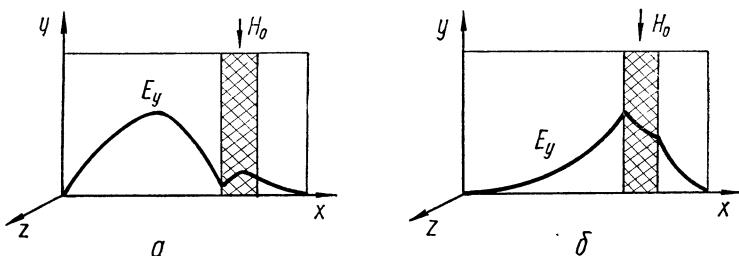


Рис. 7.5. Эффект смещения поля:

a — распределение электрического поля для волны, распространяющейся в сторону $+z$; *b* — то же для волны, распространяющейся в сторону $-z$

Устройства СВЧ, которые создают разные сдвиги фаз для волн, распространяющихся в разных направлениях, называют *устройствами с невзаимным фазовым сдвигом, или дифференциальными*.

4. Эффект смещения поля. При сравнительно толстых ферритовых пластинах, намагниченных сильным поперечным полем H_0 , наблюдается эффект смещения поля. Суть явления заключается в том, что при одном направлении распространения волны феррит имеет большую магнитную проницаемость и концентрирует вблизи себя магнитное поле, а при обратном направлении распространения магнитная проницаемость феррита близка к единице, и феррит мало влияет на структуру поля в волноводе. Рис. 7.5, *a* иллюстрирует распределение амплитуд электрического поля в поперечном сечении волновода для распространения в сторону положительных z , а на рис. 7.5, *b* — в сторону отрицательных z .

При увеличении напряженности подмагничивающего поля H_0 до значений, близких к резонансным, затухание волн правого направления вращения существенно возрастает. Это приводит к большому различию в затухании волн, распространяющихся в противоположных направлениях в волноводе с поперечно намагниченной пластиной. Указанное свойство используется в соответствующих ферритовых вентилях.

7.2. Циркуляторы

1. Циркулятор — это многоканальное устройство, в котором электромагнитные волны распространяются из одного канала в другой только в определенной последовательности.

Принципиальная схема четырехплечего циркулятора изображена на рис. 7.6, на котором показаны направления передачи энергии. Например, из плеча 1 энергия поступает только в плечо 2, из плеча 2 — только в плечо 3 и т. д. В рассматриваемом примере циркуляция проходит в последовательности

$$1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1.$$

Могут быть, конечно, и другие последовательности.

2. Поляризационный циркулятор основан на использовании эффекта Фарадея в продольно-намагниченном ферrite. На рис. 7.7 конструкция четырехплечего волноводного циркулятора. В круглом волноводе помещается ферритовый стержень, намагничиваемый продольным полем H_0 . Соленоид, создающий это поле, на рисунке не показан. Размеры круглого волновода выбираются так, что в нем может распространяться только волна типа H_{11} , а в четырех прямоугольных волноводах, соединенных с круглым, — только волна типа H_{10} .

Плечи 1 и 2 — это прямоугольные волноводы, которые соединяются с круглым волноводом в торец, причем плоскости широких стенок волноводов 1 и 2 повернуты вокруг оси круглого волновода на 45° относительно друг друга. Волноводы 3 и 4 также развернуты на угол 45° (рис. 7.7, г).

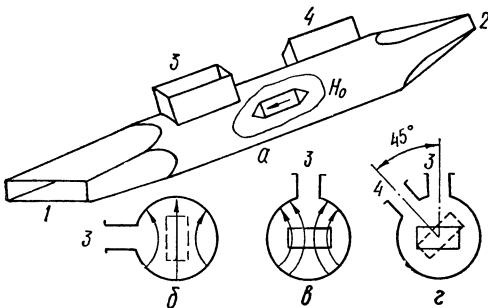


Рис. 7.7. Поляризационный циркулятор:
а — конструкция; б, в, г — структура поля в круглом волноводе при различных поляризациях.

не H_{11} . При поляризации волны H_{11} , изображенной на рис. 7.7, в, в положении пропускания находится торцевой волновод 1, а в положении запирания — боковой волновод 3. В положении запирания круглый и прямоугольный волноводы развязаны, а в положении пропускания электромагнитная энергия полностью переходит из прямоугольного волновода в круглый и обратно. Положение запирания и пропускания для волноводов 2 и 4 определяются так же, как и для волноводов 1 и 3.

Рассмотрим передачу электромагнитной энергии через циркулятор при подключении генератора к плечу 1 и согласованных нагрузок к другим плечам. Плечо 3 будет при этом в положении запирания.

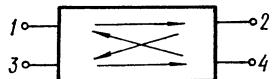


Рис. 7.6. Схема четырехплечего циркулятора.

схематически показана

конструкция четырехплечего волноводного циркулятора. В круглом волноводе помещается ферритовый стержень, намагничиваемый продольным полем H_0 . Соленоид, создающий это поле, на рисунке не показан. Размеры круглого волновода выбираются так, что в нем может распространяться только волна типа H_{11} , а в четырех прямоугольных волноводах, соединенных с круглым, — только волна типа H_{10} . Параметры ферритового стержня и величина подмагничивающего поля выбираются так, что на длине стержня плоскость поляризации волны типа H_{11} поворачивается на угол 45° .

Если поляризация волны типа H_{11} такая, как показано на рис. 7.7, в, то боковой волновод 3 находится в положении пропускания, а торцевой волновод 1 — в положении запирания по отношению к волне H_{11} . При поляризации волны H_{11} , изображенной на рис. 7.7, в, в положении пропускания находится торцевой волновод 1, а в положении запирания — боковой волновод 3. В положении запирания круглый и прямоугольный волноводы развязаны, а в положении пропускания электромагнитная энергия полностью переходит из прямоугольного волновода в круглый и обратно. Положение запирания и пропускания для волноводов 2 и 4 определяются так же, как и для волноводов 1 и 3.

Пройдя феррит, волна типа H_{11} повернется против часовой стрелки на 45° и будет иметь поляризацию, при которой плечо 4 находится в положении запирания, а плечо 2 — пропускания.

Таким образом из плеча 1 электромагнитная энергия проходит только в плечо 2. При подключении генератора к плечу 2 оказывается запертым плечо 4. Пройдя феррит, волна H_{11} поворачивается на 45° по часовой стрелке и оказывается по отношению к плечу 3 в положении пропускания, а к плечу 1 — запирания. Таким образом, электромагнитная энергия из плеча 2 переходит только в плечо 3. Аналогичным путем можно показать, что из плеча 3 электромагнитная энергия передается только в плечо 4, а из плеча 4 — в плечо 1.

Матрица рассеяния идеализированного четырехплечего циркулятора будет

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (7.4)$$

поскольку $S_{21} = S_{32} = S_{43} = S_{14} = 1$, т. е. циркуляция происходит в последовательности $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$. При изменении направления подмагничивающего поля H_0 на обратное реализуется последовательность $1 \rightarrow 4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$.

3. У-циркулятор (рис. 7.8) представляет собой соединение под углом 120° трех линий передачи (волноводных, коаксиальных или полосковых). В центре сочленения линий размещается намагниченный вдоль оси ферритовый стержень или диск 4. Если бы в тройнике не было феррита, то волна, поступающая в плечо 1, делилась бы поровну между плечами 2 и 3. При наличии подмагнченного феррита волны, проходящие в плечи 2 и 3, будут суперпозицией двух полей: первичного и вторичного, переизлученного ферритовым стержнем. Первичные поля в плечах 2 и 3 в силу симметрии будут синфазны и равны по амплитуде. Амплитуды и фазы переизлученных полей в плечах 2 и 3 зависят от размеров и параметров ферритового стержня. Регулируя параметры феррита подмагнчиющим полем, можно добиться, чтобы, при равенстве амплитуд первичное и переизлученное поля в плече 2 были синфазны, а в плече 3 противофазны. При этих условиях электромагнитная энергия из плеча 1 полностью переходит в плечо 2. Так как система симметрична, то колебания из плеча 2 будут передаваться только в плечо 3, а из плеча 3 — в плечо 1, т. е. будет реализована последовательность передачи $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$. При изменении направления подмагнчиывающего феррит поля последовательность передачи изменится на обратную: $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$.

4. Фазовый циркулятор с двумя волноводно-щелевыми мостами (рис. 7.9) состоит из двух последовательно расположенных трехдцатибельных волноводно-щелевых мостов I и II, двух ферритовых неизамимых фазовращателей Φ_1 и Φ_2 и диэлектрической пластины D. Параметры ферритовых фазовращателей и поперечное подмагнчиющее поле подобраны так, что в одном направлении создается сдвиг

по фазе, равный $\pi/2$ плюс постоянная φ , а при обратном направлении передачи — на угол, равный постоянной φ , как указано стрелками на рис. 7.9. В верхнем волноводе с помощью диэлектрической пластиинки Δ создается дополнительный обратимый фазовый сдвиг 90° по отношению к волне в волноводе без этой пластиинки.

При подключении генератора к плечу 1 первого щелевого моста энергия делится поровну между верхним и нижним волноводами и

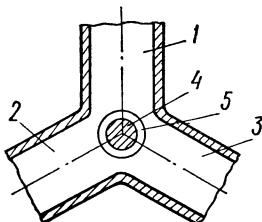


Рис. 7.8. У-циркулятор:
1, 2, 3 — плечи тройника;
4 — феррит; 5 — диэлектрик.

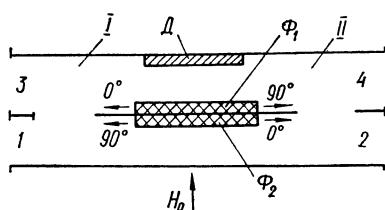


Рис. 7.9. Фазовый циркулятор.

не поступает в плечо 3 в силу направленности моста. При делении в первом мосте фаза волны в верхнем волноводе отстает на угол 90° , а проходя далее по невзаимному фазовращателю, испытывает дополнительное отставание по фазе на угол 90° и еще на 90° за счет диэлектрической пластины, в то время как в нижнем волноводе волна этих фазовых сдвигов не получает. Проходя деление во втором щелевом мосте, обе волны испытывают дополнительный фазовый сдвиг на 90° . В итоге, в плече 4 второго моста обе волны испытывают сдвиги фаз 90° и соответственно 270° , т. е. противофазны, а в плече 2 сдвиги фаз 0 и 360° , т. е. синфазны. Таким образом энергия из плеча 1 поступает только

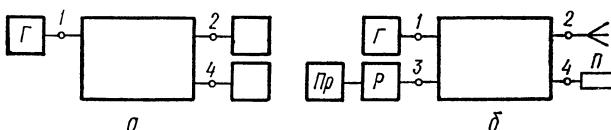


Рис. 7.10. Коммутатор на основе циркулятора:
а — схема включения; б — антенный переключатель.

в плечо 2. Аналогичным образом можно показать, что из плеча 2 энергия попадет в плечо 3 и т. д. Следовательно, в рассмотренном фазовом циркуляторе реализуется последовательность $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4$.

5. Использование циркуляторов в СВЧ устройствах для коммутации, развязки и других целей основывается на рассмотренных выше их свойствах. Рассмотрим несколько применений циркуляторов.

В схеме коммутатора на два направления (рис. 7.10, а) к плечу 1 циркулятора подключают источник электромагнитной энергии G , а к плечам 2 и 4 нагрузки. При одном направлении подмагничивающего поля передача энергии идет из плеча 1 в плечо 2. При изменении направления подмагничивающего поля передача идет из плеча 1 в плечо 4. Так как в фазовых циркуляторах подмагничивающее поле имеет

небольшую величину, то переключение можно осуществлять с большой скоростью (до 10 МГц и больше).

Антенный переключатель радиолокационной станции схематически показан на рис. 7.10, б. Направление магнитного поля в циркуляторе реализует последовательность $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4$. В режиме передачи энергия от генератора Γ , подключенного к плечу 1, попадает в антенну, подключенную к плечу 2. В режиме приема сигналов, отраженных от целей, электромагнитная энергия, принятая антенной, поступает к приемнику, подключенному к плечу 3, и не поступает к генератору. К плечу 4 подключается поглощающая нагрузка P , в которой поглощается энергия, просачивающаяся в это плечо из-за неполной развязки между плечами циркулятора. Для защиты входных цепей приемника от просачивающейся в плечо 3 части энергии генератора ставится разрядник P , однако, по сравнению с рассмотренными ранее антенными переключателями, здесь на разрядник воздействует лишь небольшая часть мощности передатчика.

7.3. Ферритовые фазовращатели

Ферритовый фазовращатель состоит из линии передачи (волно-водной, коаксиальной или полосковой), содержащей намагниченный феррит. Управление фазой высокочастотных колебаний осуществляется путем изменения подмагничивающего поля и, вследствие этого, изменения магнитной проницаемости феррита, что ведет к изменению электрической длины фазовращателя.

По принципу действия ферритовые фазовращатели делятся на взаимные и невзаимные. Ферритовый фазовращатель называется взаимным, если его параметры не меняются при изменении направления распространения электромагнитной энергии, и невзаимным,— если его параметры меняются.

1. Невзаимные фазовращатели, или секции дифференциального фазового сдвига для волн противоположного направления распространения используют обычно эффект необратимого фазового сдвига в поперечно- или продольно-намагниченных ферритах (см. § 7.1). Если в прямоугольном волноводе (рис. 7.4) помещена ферритовая пластина, подмагниченная внешним магнитным полем H_0 , поперечным к направлению распространения электромагнитной энергии, то волны в волноводе имеют различные коэффициенты распространения при распространении в противоположных направлениях, как это следует из (7.3). Часто невзаимные фазовращатели применяются для получения фиксированного дифференциального фазового сдвига, например $\pi/2$ или π . В этом случае для создания внешнего магнитного поля вместо соленоида используется компактный постоянный магнит.

Такие невзаимные фазовращатели чаще всего используются в фазовых циркуляторах и способны выдерживать высокий уровень мощности порядка $6 \cdot 10^7$ Вт в импульсном режиме.

На МВ и ДЦВ применяют ферритовые фазовращатели на коаксиальных или полосковых линиях. В коаксиальных фазовращателях обязательным условием является частичное заполнение линии ди-

электриком, так как при этом искажается структура однородного по-перечного поля линии и появляется продольная составляющая магнитного поля, что является, как рассматривалось выше, необходимым условием при построении фазовращателя с поперечным магнитным полем. Разрез коаксиального фазовращателя с ферритом и диэлектриком показан на рис. 7.11.

Рассмотренные выше фазовращатели требуют достаточно больших внешних полей, а это вызывает необходимость применения громоздких электромагнитов, что приводит к увеличению веса и малому быстродействию.

Для уменьшения веса и повышения быстродействия были созданы невзаимные ферритовые фазовращатели, использующие ферритовые

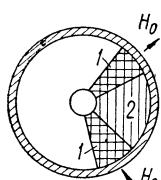


Рис. 7.11. Сечение коаксиального фазовращателя:

1 — феррит; 2 — диэлектрик.

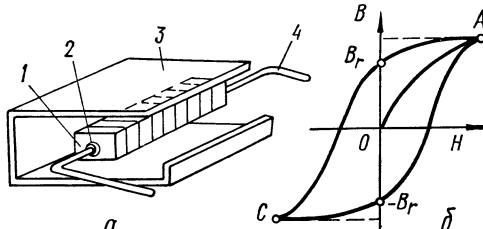


Рис. 7.12. Ферритовый фазовращатель с магнитной памятью:
а — конструкция; б — петли гистерезиса.

образцы в виде тороидов с прямоугольной петлей гистерезиса, известные также и под названием — *ферритовые фазовращатели с внутренней магнитной памятью* (рис. 7.12, а). В основе их конструкции лежит набор ферритовых тороидов 1, надетых на диэлектрическую втулку 2 и помещенных в прямоугольный волновод 3. Вдоль оси диэлектрической втулки проходит металлический проводник 4. Ток, проходя по проводнику, создает круговое магнитное поле, которое намагничивает ферритовые тороиды в азимутальном направлении.

Как известно, ферритовый материал, имеющий прямоугольную петлю гистерезиса, обладает двумя состояниями намагниченности (рис. 7.12, б). Ток намагничивания может перевести феррит в состояние A или C. После выключения тока магнитное поле остается в состоянии B_r или $-B_r$. Эти два остаточных состояния создают режим работы фазовращателя. Замена соленоида проводником значительно уменьшает постоянную времени цепи управления фазовым сдвигом. Благодаря применению ферритов тороидальной формы и использованию проводника с током в качестве магнитной системы, появилась возможность сосредоточить магнитное поле в малом объеме. Это дало возможность построить ферритовые фазовращатели с малым весом и габаритами, обладающие большим быстродействием, что является необходимым условием для их использования в многоэлементных фазированных антенных решетках.

2. Взаимные фазовращатели. Для создания ферритового фазовращателя, в котором вносимый фазовый сдвиг не зависит от направления

движения волны, можно использовать свойства круглого волновода с продольно намагниченным ферритом. Как уже указывалось выше, при распространении в такой системе линейнополяризованной волны H_{11} будет происходить вращение плоскости поляризации и изменение фазы этой волны.

Если в волноводе расположены два одинаковых ферритовых стержня (друг за другом), намагниченных в противоположных направлениях,

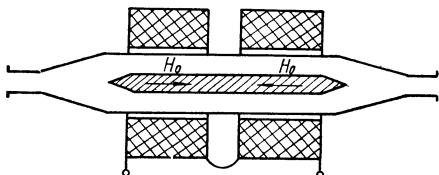


Рис. 7.13. Взаимный фазовращатель.

то результирующий угол поворота плоскости поляризации будет равен нулю. Действительно, если после прохождения первого образца плоскость поляризации волны повернется на некоторый угол по часовой стрелке, то после второго образца она повернется на тот же угол, но в обратном

направлении, т. е. полный поворот плоскости поляризации равен нулю, независимо от величины намагниченности, тогда как полный сдвиг фазы равен удвоенному значению фазового сдвига, создаваемого одним образцом. Меняя величину подмагничивающего поля, можно регулировать фазовый сдвиг, сохраняя неизменной плоскость поляризации и независимость фазового сдвига от направления движения волны.

На рис. 7.13 показан взаимный фазовращатель, содержащий катушку подмагничивания из двух секций, в которых витки намотаны в противоположных направлениях. Рассмотренный взаимный фазовращатель выполнен с одним ферритовым стержнем, как показано на рисунке.

7.4. Ферритовые вентили

Ферритовые вентили — это устройства, обеспечивающие прохождение электромагнитных волн преимущественно в одном направлении. При включении между генератором и нагрузкой, энергия, отраженная от нагрузки, не проходит через вентиль, и поглощается в нем, что обеспечивает независимость режима генератора от величины и характера нагрузки, т. е. развязывает их.

В настоящее время разработано большое число различных ферритовых устройств, перекрывающих диапазон волн примерно от 1 мм до 1 м. В зависимости от характера явлений в подмагниченных ферритах на СВЧ вентили делятся на несколько типов, из которых будут рассмотрены те, которые получили наибольшее распространение.

1. Вентили на смещении поля в конструктивном отношении представляют собой отрезок прямоугольного волновода, в котором размещена толстая ферритовая пластина, покрытая с одной стороны поглощающим слоем. На волновод надевается постоянный магнит, создающий поперечное магнитное поле (рис. 7.14, а).

Как было рассмотрено выше, при намагничивании толстых ферритовых пластин поперечным полем наблюдается эффект смещения поля

волны, распространяющейся по волноводу. Электрическое поле прямой волны в месте расположения поглощающего слоя имеет минимальное значение (рис. 7.14, б). Таким образом, поглощающий слой будет оказывать слабое влияние на прямую волну, в то время как обратная волна будет интенсивно в нем затухать. Для уменьшения отражений используют ферритовую пластину со скосами на обоих концах.

Основное достоинство вентиляй со смещением поля состоит в том, что их параметры очень стабильны, а сами вентили чрезвычайно просты

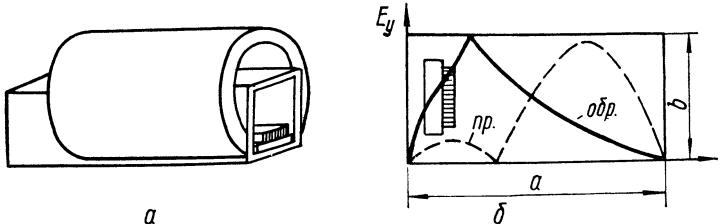


Рис. 7.14. Ферритовый вентиль на смещении поля:
а — конструкция; б — распределение электрического поля: — — — прямой волны; — — — обратной волны.

в изготовлении и настройке. Максимальный допустимый уровень мощности, применительно к сантиметровому диапазону, равен 10—15 Вт средней и 7—10 кВт импульсной мощности. Потери при прямом прохождении волны составляют доли децибела, а при обратном — 30—40 дБ.

2. Резонансные вентиляи. В ферритовых резонансных вентилях используется рассмотренное в (§ 7.1) различие затухания для волн, распространяющихся в противоположных направлениях по прямоугольному волноводу, параллельно узкой стенке которого установлена

поперечно намагниченная ферритовая пластина. Для обеспечения ферромагнитного резонанса постоянное магнитное поле в резонансных вентилях должно быть достаточно большим. Улучшение параметров резонансного вентиля может быть получено путем расположения параллельно ферритовой пластине диэлектрической пластины, увеличивающей напряженность поля у феррита.

Такая двухслойная пластина в резонансном вентиля либо поддерживается в нужном сечении диэлектрическим стержнем, проходящим через небольшое отверстие в боковой стенке волновода (рис. 7.15), либо приклеивается к широким стенкам волновода.

Особенностью резонансных вентиляй является то, что поглощению обратной волны происходит в самом феррите. Поэтому область применения таких вентиляй ограничивается случаями, когда мощность обратной волны не очень велика.

Для уменьшения веса резонансного вентиля, определяемого главным образом весом постоянного магнита, используют волноводы с

заниженной высотой. Это, естественно, приводит к понижению электрической прочности вентиля и увеличению его размеров, так как приходится добавлять переходы для согласования его с волноводами нормального сечения.

Коаксиальный вентиль, используемый на ДЦВ, представляет собой отрезок коаксиальной линии, в которой для крепления центрального проводника используется втулка из пенопласта. Во втулке вырезается сектор, на место которого вклеивается феррито-диэлектрическая пластина. Внешнее магнитное поле создается постоянным магнитом. Отношение затуханий в обратном и прямом направлении в коаксиальных вентилях дециметрового диапазона лежит в пределах 10—25 дБ в зависимости от ширины рабочей полосы частот.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН

ГЛАВА 8. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ АНТЕННЫХ УСТРОЙСТВ

8.1. Вводные замечания

Из назначения передающей и приемной антенн следует, что они относятся к классу взаимно обратимых преобразователей энергии. Поэтому одна и та же антенна может работать и в режиме передачи, и в режиме приема. Более того, можно показать, что параметры одной и той же антennы в обоих режимах одинаковы. Поэтому достаточно исследовать антенну в одном из них. Более просто это сделать для режима передачи.

Основная задача теории передающих антенн заключается в расчете напряженности поля антенны, а затем и ее параметров при заданном способе возбуждения. Строгое решение этой задачи сводится к решению уравнений Максвелла при заданных граничных условиях, однако для большинства антенн оно математически сложно и не всегда выполнимо. Поэтому на практике широко применяется приближенный метод расчета, заключающийся в том, что реальная антенна рассматривается как состоящая из бесконечно большого числа элементарных излучателей. Поле антенны определяется как сумма полей этих излучателей. Дальнейшее упрощение расчета основано на том, что обычно интересуются напряженностью поля на удалении от антенны, много большем ее наибольшего размера.

Для расчета поля антенны при этих условиях надо располагать выражениями для полей элементарных излучателей в их волновой зоне (зоне излучения), т. е. на удалениях, гораздо больших длины волны. Соответствующие формулы выводятся в курсе «Техническая электродинамика» [32] и будут приведены ниже.

8.2. Элементарный электрический диполь

При исследовании излучения проволочных (а также некоторых других) антенн обычно принимают, что антенна состоит из бесконечно-го числа малых участков, каждый из которых можно рассматривать как диполь Герца. Под диполем Герца (элементарным электрическим диполем) понимают излучатель в виде бесконечно тонкого короткого по сравнению с длиной волны отрезка прямолинейного провода ($l_1 \ll \ll \lambda$), вдоль которого амплитуда и фаза переменного тока не изменяются (рис. 8.1, а). Запишем мгновенное значение электрического тока в каждой точке провода в виде $i(z, t) = I(z) e^{i\omega t}$, тогда для диполя Герца $I(z) = I_0 = \text{const}$. Здесь ω — круговая частота тока.

Реализовать диполь Герца в чистом виде практически невозможно, так как в проводе, изображенном на рис. 8.1, а, невозможно получить равнотокое распределение токов, ибо ток на концах провода, в соответствии с законом сохранения электричества, должен быть равен нулю. Распределение, близкое к равномерному, можно получить, подсоединяя к концам провода шары или диски, между которыми образуется достаточно большая емкость.

Пусть диполь находится в свободном пространстве в центре сферической системы координат и ориентирован вдоль полярной оси z (рис. 8.1, б). В результате решения уравнений Максвелла можно получить следующие выражения для комплексных амплитуд электрического и магнитного полей диполя Герца в волновой зоне

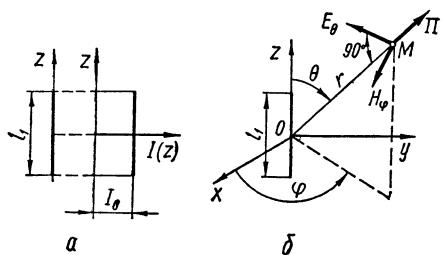


Рис. 8.1. Элементарный электрический диполь:
а — распределение тока; б — поле в дальней зоне.

а — распределение тока; **б** — поле в дальней зоне.

$$E = \dot{E}_\theta = i 30 k l_0 l_1 \frac{e^{-ikr}}{r} \sin \theta,$$

$$\dot{H} = \dot{H}_\phi = i \frac{k l_0 l_1}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \sin \theta. \quad (8.1)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$ — коэффициент фазы для свободного пространства.

Из формул (8.1) видно, что в волновой зоне поле диполя Герца имеет только две составляющие: меридиональную электрического поля E_θ и азимутальную магнитного поля H_ϕ . Они взаимно перпендикулярны.

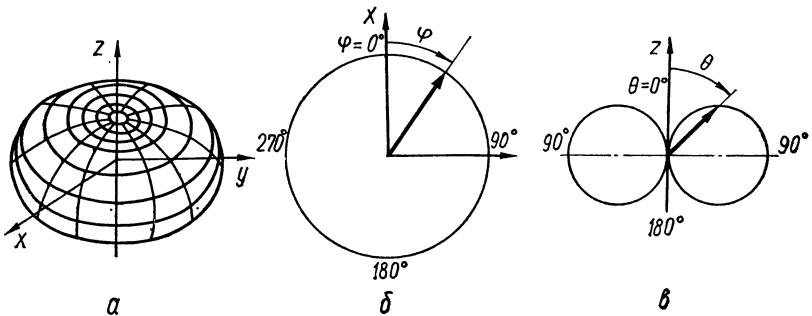


Рис. 8.2. Диаграммы направленности диполя Герца.

лярны и перпендикулярны вектору Пойнтинга Π (направлению распространения). Поля \dot{E}_θ и \dot{H}_ϕ синфазны и связаны соотношением

$$\dot{E}_\theta / \dot{H}_\phi = W_0, \quad (8.2)$$

где $W_0 = 120\pi$ — характеристическое сопротивление Т-волны в свободном пространстве.

На одинаковых расстояниях r от диполя фаза поля одинакова при любых θ и φ , а амплитуда поля убывает обратно пропорционально

расстоянию, следовательно, диполь Герца излучает сферические волны. Независимость поля от угла φ объясняется симметрией антенны относительно оси z в выбранной системе координат.

Выражения для модулей электрического и магнитного векторов получаются из формулы (8.1)

$$E_\theta = \frac{30kI_0l_1}{r} \sin \theta, \quad H_\phi = \frac{kI_0l_1}{4\pi r} \sin \theta. \quad (8.3)$$

Множитель $\sin \theta$ указывает на то, что излучение диполя является направленным. На рис. 8.2 приведены диаграммы направленности по модулю электрического вектора в пространственном виде (рис. 8.2, а) и в сечениях плоскостями $\theta = 90^\circ$ (рис. 8.2, б) и $\varphi = \text{const}$ (рис. 8.2, в). Из рис. 8.2 видно, что диполь не излучает вдоль оси и максимально излучает перпендикулярно оси.

8.3. Элементарный излучатель Гюйгенса

При исследовании излучения апертурных антенн обычно представляют раскрытие антенн в виде совокупности бесконечно большого числа элементарных участков, каждый из которых можно рассматривать как элементарный излучатель Гюйгенса. Под излучателем Гюйгенса понимают небольшую в сравнении с длиной волны площадку, на которой

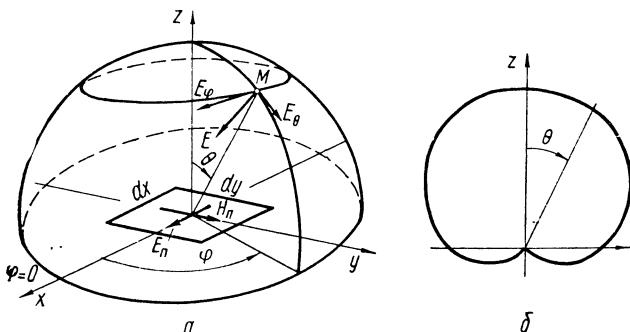


Рис. 8.3. Элементарный излучатель Гюйгенса (а) и его диаграмма направленности (б).

равномерно распределены электрическое и магнитное поля, векторы которых перпендикулярны друг другу. На рис. 8.3, а площадка dS прямоугольная, однако она может быть произвольной формы. Можно рассматривать излучатель Гюйгенса как небольшой участок локально плоской волны. Если эта волна однородная, то комплексные амплитуды векторов поля связаны соотношением $\dot{E}_n/\dot{H}_n = W$, где W — характеристическое сопротивление волны. Если же волна неоднородная, т. е. ее плоскость равных амплитуд не совпадает с плоскостью равных фаз, то $\dot{E}'_n/\dot{H}'_n = W'$, причем сопротивление W' в общем случае не равно величине W [35].

Выберем систему координат так, чтобы с осью z совпадала нормаль к площадке dS , с осью x — вектор E_n и с осью y — вектор H_n . Тогда

поле в волновой зоне излучателя Гюйгенса, являющегося участком плоской неоднородной волны в диэлектрике с параметрами свободного пространства, будет иметь следующие компоненты:

$$\begin{aligned}\dot{E}_\theta &= i \frac{k \dot{E}_n dS}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \left(\frac{W'}{W} + \cos \theta \right) \cos \varphi, \\ \dot{E}_\varphi &= -i \frac{k \dot{E}_n dS}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \left(1 + \frac{W'}{W} \cos \theta \right) \sin \varphi.\end{aligned}\quad (8.4)$$

Если волна является однородной, то формулы принимают вид:

$$\begin{aligned}\dot{E}_\theta &= i \frac{k \dot{E}_n dS}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} (1 + \cos \theta) \cos \varphi, \\ \dot{E}_\varphi &= -i \frac{k \dot{E}_n dS}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} (1 + \cos \theta) \sin \varphi.\end{aligned}\quad (8.5)$$

Направление электрического вектора \mathbf{E} в волновой зоне изменяется с углом φ : в плоскости xOz ($\varphi = 0$) вектор \mathbf{E} имеет только компоненту E_θ , а в плоскости yOz ($\varphi = \pi/2$) только компоненту E_φ . В промежуточных меридиональных плоскостях вектор имеет обе компоненты.

Амплитуда вектора \mathbf{E} , равная $\sqrt{E_\theta^2 + E_\varphi^2}$, от угла φ не зависит, а от угла θ изменяется как $(1 + \cos \theta)$. Следовательно, зависимость модуля электрического вектора от направления характеризуется поверхностью, образованной вращением кардиоиды вокруг оси Oz (рис. 8.3, б).

Излучатель Гюйгенса создает однородное излучение: оно максимально в направлении, определяемом произведением $\mathbf{E}_n \times \mathbf{H}_n$, и равно нулю в обратном направлении. Как следует из выражений (8.4), излучатель Гюйгенса создает в волновой зоне сферические волны.

8.4. Антenna как система элементарных излучателей

1. Антenna в общем случае может быть представлена в виде некоторого объема V (рис. 8.4, а), заполненного источниками. Для определенности будем считать, что в каждой точке протекает электрический ток с объемной плотностью $j(x, y, z)$. Начало O и ориентацию системы координат выберем произвольно.

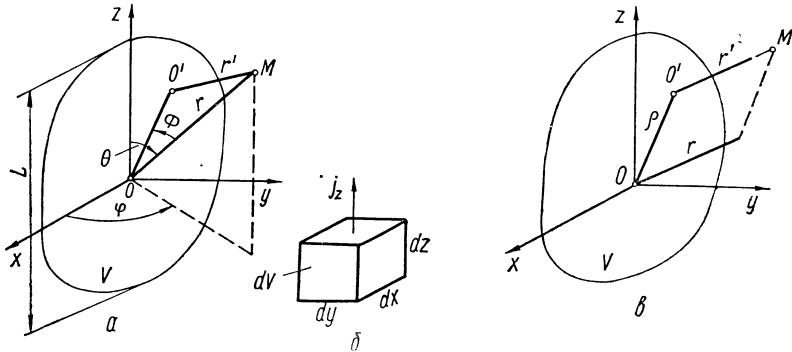


Рис. 8.4. К определению поля излучения антенны.

Рассмотрим элементарный объем $dV = dx dy dz$, расположенный в точке O' (рис. 8.4, а, б). Его можно считать диполем Герца. Определим поле этого диполя в точке M , сферические координаты которой в системах координат с началами в точках O и O' обозначим r, θ, ϕ и, соответственно, r', θ', ϕ' . Вначале будем учитывать только составляющую плотности тока, параллельную оси z . Тогда ток диполя равен $j_z dx dy dz$, а длина диполя равна dz .

Согласно (8.1) электрическое поле диполя в волновой зоне равно

$$d\vec{E} = i30k j_z \frac{e^{-ikr'}}{r'} \sin \theta' dx dy dz.$$

Поле всей антенны определим интегрированием по объему V

$$\vec{E} = i30k \int_V j_z \frac{e^{-ikr'}}{r'} \sin \theta' dV. \quad (8.6)$$

Будем интересоваться полем в дальней зоне.

Дальняя зона — это область, каждая точка которой удалена от любого элемента антенны на расстояние, много большее как длины волны, так и наибольшего размера антенны L .

Согласно рис. 8.4, а

$$r' = \sqrt{r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \Phi}, \quad (8.7)$$

где ρ — удаление элемента dV от начала координат O ; Φ — угол между радиус-векторами ρ и r .

На достаточно большом удалении от антенны $\rho < r$ и (8.7) можно представить в виде ряда по возрастающим степеням ρ/r :

$$r' = r \left[1 - \frac{\rho}{r} \cos \Phi + \frac{\rho^2}{2r^2} (1 - \cos^2 \Phi) + \dots \right]. \quad (8.8)$$

Из-за разности хода $r' - r$ возникает разность фаз $\Delta\psi$ полей, приходящих в точку M от источников, расположенных в точках O и O' , причем $\Delta\psi = (2\pi/\lambda)(r' - r)$.

Учитывая (8.8), получаем

$$\Delta\psi = -\frac{2\pi}{\lambda} \rho \cos \Phi + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\rho^2}{2r} (1 - \cos^2 \Phi) + \dots. \quad (8.9)$$

Радиусом дальней зоны r_d называется такое расстояние, при котором можно считать, что

$$\Delta\psi = -\frac{2\pi}{\lambda} \rho \cos \Phi, \quad (8.10)$$

причем отброшенные члены ряда в правой части формулы (8.9) дают максимальную ошибку разности фаз не более $\pi/8$. Пренебрегая высшими членами ряда и замечая, что максимум второго члена равен $\pi \rho^2/\lambda r$, получаем, что для дальней зоны должно выполняться неравенство $\pi \rho^2/\lambda r_d \leq \pi/8$. Наибольший размер антенны $L = 2\rho_{\max}$, поэтому

$$r_d \geq 2L^2/\lambda. \quad (8.11)$$

Заметим, что равенство (8.10) равносильно предположению о параллельности лучей, соединяющих любую точку антенны с точкой M , расположенной в дальней зоне (рис. 8.4, в). Второй и последующий члены ряда (8.9) дают поправку на сходимость лучей.

3. Поле антенны в дальней зоне определим, учитывая, что из указанной выше параллельности лучей следуют равенства

$$\theta' = \theta, \quad \varphi' = \varphi. \quad (8.12)$$

Кроме того, в знаменателе выражения (8.6) можно полагать $r' = r$, так как наибольший размер антенны много меньше расстояния до точки наблюдения и поэтому множитель $1/r'$, влияющий на амплитуду поля, можно практически считать одним и тем же для всей антенны.

Однако в показателе степени выражения (8.6) нельзя заменять r' на r , так как величина kr' определяет фазу поля излучателя. Поэтому разность между величинами r' для двух элементов антенны может оказаться сравнимой с длиной волны и приводить к такой дополнительной разности фаз поля излучения, которую необходимо учитывать.

Введем нормированное амплитудно-фазовое распределение токов

$$a_z e^{i\psi} = j_z(x, y, z)/j_{z0}, \quad (8.13)$$

где j_{z0} — плотность тока в точке O . Теперь (8.6) можно представить в виде

$$E = i30k j_{z0} \frac{e^{-ikr}}{r} \sin \theta \int_V a_z e^{i\psi} e^{ikp} \cos \Phi dV. \quad (8.14)$$

Аналогичным образом можно найти поле, создаваемое составляющими тока j_x и j_y . Если антенный ток течет по поверхности или вдоль линии, то интеграл в (8.14) будет поверхностным или, соответственно, линейным, а под j_{z0} нужно понимать поверхностную плотность тока или, соответственно, величину линейного тока.

Поле апертурной антенны можно определить по изложенному методу, выполняя интегрирование по раскрыву антенны, каждый элемент которого рассматривается как излучатель Гюйгенса.

Для некоторых антенн известно распределение тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на замкнутой поверхности, охватывающей антенну. В этом случае для расчета поля излучения можно воспользоваться принципом эквивалентных токов. Как известно из электродинамики [32], он заключается в том, что электрическое поле на поверхности эквивалентно магнитному току, а магнитное поле — электрическому току. Рассматривая токи на небольших участках поверхности как элементарный магнитный и, соответственно, электрический диполи и выполняя интегрирование по указанной поверхности, можно определить поле излучения антенны.

8.5. Влияние экрана на излучение антенны

Выше предполагалось, что элементарные излучатели или антенна расположены в свободном пространстве. В действительности излучатель располагается вблизи земли или других тел, например, у корпуса летательного аппарата. Точный учет их влияния на излучение антенны является математически сложной задачей, однако это влияние часто удается приближенно учесть методом зеркальных изображений, в котором предполагается, что антenna расположена вблизи бесконечно-го плоского идеально проводящего экрана.

Пусть, например, диполь Герца перпендикулярен экрану и удален от него на расстояние h (рис. 8.5, а). Волна, излучаемая диполем, падает на экран и отражается от него под углом α к нормали, равным углу падения. Можно считать, что источником этой волны является зеркальное изображение диполя.

Вектор \dot{E}_2 отраженной волны перпендикулярен направлению ее движения и должен быть ориентирован так, чтобы его касательная составляющая $\dot{E}_{\tau 2}$ в точке отражения M компенсировала касательную составляющую $\dot{E}_{\tau 1}$ вектора \dot{E}_1 падающей волны. При этом касательная составляющая $\dot{E}_{\tau} = \dot{E}_{\tau 1} + \dot{E}_{\tau 2}$ полного электрического поля у идеально проводящей поверхности будет равна нулю.

Пусть в некоторый момент времени ток в диполе \dot{I}_1 течет вверх и примем, что вектор \dot{E}_1 в точке M , расположенной справа от диполя (на удалении r от него), ориентирован в верхнее полупространство, т. е. против часовой стрелки. Тогда ясно, что вектор \dot{E}_2 также ориентирован в верхнее полупространство. Для того чтобы он в точке M , расположенной справа от зеркального изображения диполя (также на удалении r), согласно принятому условию был ориентирован против часовой стрелки, ток в зеркальном изображении \dot{I}_2 должен быть направлен вверх. Таким образом, токи в диполе и его изображении *синфазны*.

Аналогичным образом легко показать, что если диполь параллелен экрану, то токи в нем и в зеркальном изображении *противофазны* (рис. 8.5, б).

Удобным приемом для определения направления тока является электростатический принцип зеркального изображения, согласно которому заряд зеркального изображения равен по величине и противоположен по знаку заряду, размещенному над экраном (рис. 8.5).

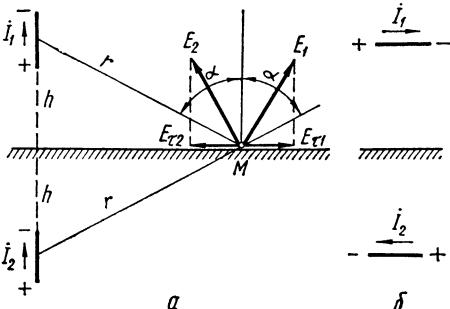


Рис. 8.5. К пояснению метода зеркальных изображений.

ГЛАВА 9. ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕДАЮЩИХ АНТЕНН

9.1. Вводные замечания

Работу антенн оценивают с помощью радиотехнических *показателей*¹ двух видов: *характеристик* и *параметров*. Под характеристиками понимают функциональные зависимости, а под параметрами — численные величины.

¹ Нерадиотехнические показатели (механические, тепловые и т. п.) здесь не рассматриваются.

Радиотехнические показатели антенны зависят от ее конструкции, способа возбуждения и длины волны, определяющих закон распределения амплитуды, фазы и поляризации тока (поля) по антенне.

Нахождение показателей для заданной антенны называется *прямой электродинамической задачей* или *задачей анализа*. Обратная задача или *задача синтеза* заключается в нахождении закона распределения тока, обеспечивающего реализацию заданных показателей антенны. На практике чаще встречается задача анализа, при этом конструкция антенны выбирается на основе имеющегося опыта или в результате исследований. В последние годы интенсивно разрабатывается синтез антенн.

9.2. Диаграммы направленности

1. Комплексная векторная диаграмма направленности (ДН) передающей антенны это зависимость комплексного вектора электрического (или магнитного) поля в равноудаленных от антенны точках от угловых сферических координат (рис. 8.1, б):

$$\dot{E}(\theta, \varphi) = E(\theta, \varphi) e^{i\psi(\theta, \varphi)} \dot{p}(\theta, \varphi), \quad (9.1)$$

где $E(\theta, \varphi)$ — амплитудная ДН по полю, $\psi(\theta, \varphi)$ — фазовая ДН, $\dot{p}(\theta, \varphi)$ — поляризационный вектор.

2. Амплитудная ДН передающей антенны — это зависимость величины (интенсивности) поля излучения или его отдельных компонентов в равноудаленных от антенны точках от угловых сферических координат. Иногда эту зависимость, выраженную в виде функции, называют *диаграммной функцией* или *характеристикой направленности*, а под ДН понимают ее графическое изображение. ДН в наиболее общем и полном виде характеризует способность антенны распределять энергию излучения в пространстве по различным направлениям.

Величину поля излучения измеряют с помощью индикатора поля. При снятии ДН индикатор передвигают так, что его центр (точка M на рис. 8.1, б) перемещается по поверхности сферы радиуса r . ДН обычно определяют в дальней зоне ($r > r_d$), в которой вид ДН не зависит от r . Таким образом, в результате измерений или аналитически получают зависимость вида $E(\theta, \varphi) = E' f_E(\theta, \varphi)$ для напряженности поля, $\Pi(\theta, \varphi) = \Pi' f_\Pi(\theta, \varphi)$ — для величины вектора Пойнтинга, $p(\theta, \varphi) = p' f_p(\theta, \varphi)$ — для угловой плотности мощности¹. Здесь штрихами обозначены амплитудные множители, не зависящие от угловых координат, а функции f определяют ДН.

Функцию $f_E(\theta, \varphi)$ называют *ДН по полю*, а функции $f_\Pi(\theta, \varphi)$ и $f_p(\theta, \varphi)$ — *ДН по мощности*, причем последние две функции одинаковы с точностью до постоянного множителя, так как $p = r^2 \Pi$. Учитывая, что $\Pi = E^2 / 240\pi$, можно заключить, что ДН некоторой антенны по мощности пропорциональна квадрату ее ДН по полю. Будем в дальнейшем обозначать эти ДН $f^2(\theta, \varphi)$ и соответственно $f(\theta, \varphi)$.

¹ Угловая плотность мощности определяется выражением $p = \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} (\Delta P / \Delta\Omega)$, где ΔP — поток мощности через телесный угол $\Delta\Omega$.

3. Нормированные ДН по полю $F(\theta, \varphi)$ и по мощности $F^2(\theta, \varphi)$ получаются путем деления ненормированных ДН на их максимальные значения

$$F(\theta, \varphi) = f(\theta, \varphi)/f_{\max}, \quad (9.2)$$

$$F^2(\theta, \varphi) = f^2(\theta, \varphi)/f_{\max}^2. \quad (9.3)$$

Нормированные ДН удобны для сравнения различных антенн, так как для любой из них $F_{\max} = 1$.

Величина (интенсивность) поля выражается через нормированные ДН с помощью соотношений

$$E(\theta, \varphi) = E_{\max} F(\theta, \varphi),$$

$$\Pi(\theta, \varphi) = \Pi_{\max} F^2(\theta, \varphi), \quad (9.4)$$

$$p(\theta, \varphi) = p_{\max} F^2(\theta, \varphi).$$

Иногда выражают ДН в логарифмическом масштабе

$$F_{\text{dB}}(\theta, \varphi) = 10 \lg F^2(\theta, \varphi) = 20 \lg |F(\theta, \varphi)|. \quad (9.5)$$

Учитывая (9.4), можно (9.1) представить в виде

$$\dot{E}(\theta, \varphi) = E_{\max} F(\theta, \varphi) e^{i\Psi(\theta, \varphi)} \dot{p}(\theta, \varphi). \quad (9.6)$$

Следовательно, нормированная векторная комплексная ДН определяется выражением

$$\dot{F}(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi) e^{i\Psi(\theta, \varphi)} \dot{p}(\theta, \varphi). \quad (9.7)$$

4. Пространственная ДН представляет собой замкнутую поверхность — геометрическое место точек концов радиус-векторов, проведенных из начала координат в направлениях θ, φ и имеющих длины,

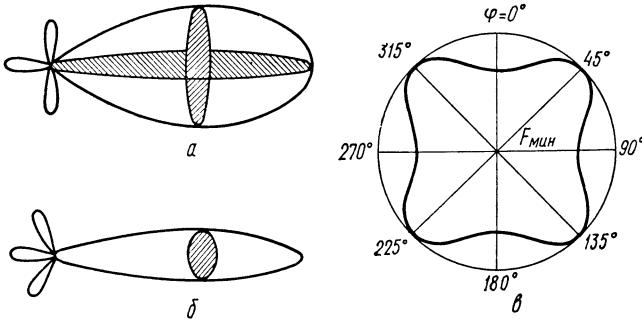


Рис. 9.1. Веерная (a), игольчатая (б) и ненаправленная (в) ДН.

пропорциональные $|F(\theta, \varphi)|$ или $F^2(\theta, \varphi)$. По виду пространственной ДН различают «ненаправленные» антенны, не имеющие явно выраженного направления, в котором концентрируется основное излучение; слабонаправленные антенны, основное излучение которых концентрируется в пределах некоторого, обычно достаточно большого телесного угла и остронаправленные антенны, концентрирующие излучение в пределах малого угла. «Ненаправленной» и слабонаправленной являются, например, тороидальная и, соответственно, кордиондная ДН, рассмотренные ранее (рис. 8.2 и 8.3).

К остронаправленным (рис. 9.1, а, б) относятся, например, *веерная* ДН (имеющая форму веера) и *игольчатая* ДН (в виде узкого вытянутого тела вращения).

5. Изображение ДН в виде замкнутой поверхности сложно и недостаточно наглядно. Поэтому обычно пользуются сечениями пространственной ДН некоторыми плоскостями. Получающиеся замкнутые кривые являются *двумерными (плоскостными)* ДН. Чем точнее нужно знать пространственную ДН, тем больше нужно сделать сечений. Часто ограничиваются сечениями с помощью двух взаимно перпендикулярных, так называемых *главных плоскостей*, проходящих через на-

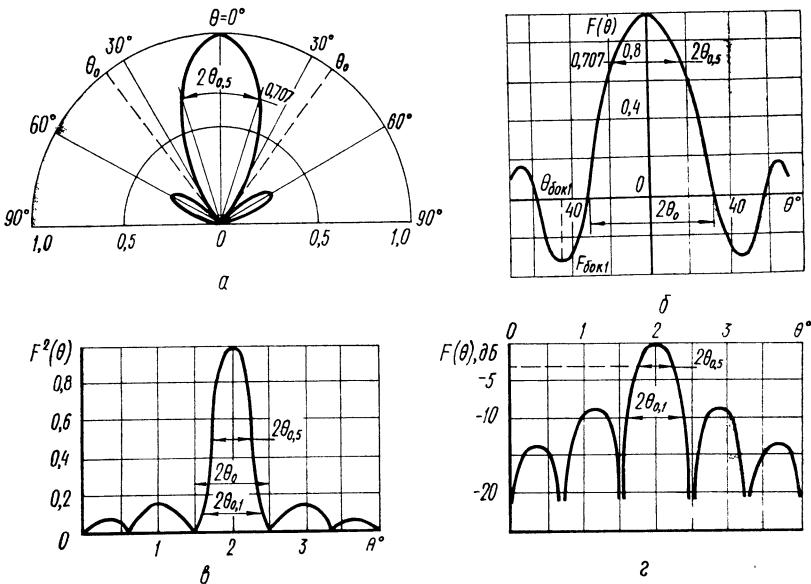


Рис. 9.2. Способы изображения направленных ДН.

правление максимального излучения. В случае линейной поляризации поля одна из плоскостей может быть параллельна вектору \mathbf{E} (E — плоскость), а другая — вектору \mathbf{H} (H — плоскость).

6. «Ненаправленная» ДН (пример такой ДН приведен на рис. 9.1, в) обычно изображается в полярных координатах и оценивается по степени ее приближения к окружности с помощью коэффициента равномерности, равного $k_p = E_{\min}/E_{\max}$, где E_{\min} и E_{\max} — напряженности поля в направлении минимального и максимального излучения на одинаковых удалениях от антенны. В случае нормированной ДН $k_p = F_{\min}$.

7. Направленная ДН может изображаться в полярных (рис. 9.2, а) или декартовых координатах по полю (рис. 9.2, б), по мощности (рис. 9.2, в) или в логарифмическом масштабе (рис. 9.2, г). Слабонаправленные ДН ради наглядности обычно изображают в полярных координатах, остронаправленные ради большой точности — в декартово-

вых. ДН, как правило, имеет несколько направлений нулевого излучения («нулей»). Часть ДН между соседними нулями называется *лепестком*. Наибольший лепесток называется *главным*, остальные — *боковыми*.

О направленных свойствах антенн можно в известной мере судить по ширине главного лепестка диаграммы направленности (сокращенно ширине диаграммы направленности), под которой понимают угол между двумя направлениями в пределах главного лепестка, в которых угловая плотность мощности составляет заданный уровень (долю) по отношению к максимальной. Обозначим уровень отсчета S , а ширину ДН $2\theta_S$. Наиболее употребительные уровни отсчета $S = 0,5$; $S = 0,1$ и $S = 0$. Они показаны на рис. 9.2. Заметим, что уровню половинной мощности ($S = 0,5$) соответствует уровень 0,707 по полу или —3дБ в логарифмическом масштабе.

Боковые лепестки характеризуются уровнем наибольшего из них (обычно первого) $F_{\text{бок}}$. При малом уровне боковых лепестков выявляется преимущество логарифмического масштаба (рис. 9.2, г), поскольку на ДН $F(\theta)$ и $F^2(\theta)$ эти лепестки трудно изобразить.

8. Фазовая ДН антенны это есть зависимость от угловых сферических координат фазы поля в равноудаленных от начала координат точках. Из этого определения ясно, что вид фазовой ДН (в отличие от амплитудной ДН) существенно зависит от выбора точки, в которой расположено начало координат. Если существует такое расположение, при котором фаза в равноудаленных точках одинакова, то это значит, что антenna формирует фронт волны в виде сферы. Центр этой сферы называют *фазовым центром* антены. Это определение сохраняется несмотря на то, что в соседних лепестках ДН фаза изменяется на π (рис. 9.2, б).

Антenna может и не иметь фазового центра. Действительно, фаза поля на расстоянии r от начала координат равна $\psi(\theta, \varphi) — kr$, где $\psi(\theta, \varphi)$ — фазовая ДН антены (9.7). Рассмотрим поверхность, на которой фаза неизменна и равна ψ_0 , тогда $\psi(\theta, \varphi) — kr = \psi_0$. Следовательно, уравнение поверхности равных фаз (фронта волны) будет

$$r(\theta, \varphi) = [\psi(\theta, \varphi) — \psi_0]/k. \quad (9.8)$$

Если нет такого начала координат, при котором $\psi(\theta, \varphi)$ — константа, то $r(\theta, \varphi)$ — не есть поверхность сферы, и антenna не имеет фазового центра.

9. Поляризационный вектор $\mathbf{p}(\theta, \varphi)$ характеризует зависимость поляризации поля излучения от угловых сферических координат. Под поляризацией поля понимают ориентацию в пространстве вектора поля (обычно электрического). Если вектор \mathbf{E} (а, следовательно, и поляризационный вектор) в точке наблюдения M (рис. 8.3) не вращается, то поляризация называется *линейной*. Она может быть *меридиональной* (вектор \mathbf{E} касателен меридиану), *азимутальной* (вектор \mathbf{E} касателен параллели) или *наклонной*.

Поляризация поля называется *вращающейся*, если вектор \mathbf{E} делает один оборот вокруг направления распространения за период высокочастотных колебаний.

В общем виде вектор $\dot{\mathbf{E}}$ можно представить как сумму двух линейно поляризованных компонентов¹

$$\dot{\mathbf{E}} = \mathbf{i}_\theta \dot{E}_\theta + \mathbf{i}_\phi \dot{E}_\phi, \quad (9.9)$$

где \mathbf{i}_θ и \mathbf{i}_ϕ — орты сферической системы координат. Компоненты \dot{E}_θ и \dot{E}_ϕ могут быть комплексными и иметь разные аргументы, т. е. между ними может существовать сдвиг по фазе. Поделим обе части равенства (9.9) на $\sqrt{\dot{E}_\theta^2 + \dot{E}_\phi^2}$

$$\dot{\mathbf{E}}/\sqrt{\dot{E}_\theta^2 + \dot{E}_\phi^2} = \mathbf{i}_\theta \dot{E}_\theta / \sqrt{\dot{E}_\theta^2 + \dot{E}_\phi^2} + \mathbf{i}_\phi \dot{E}_\phi / \sqrt{\dot{E}_\theta^2 + \dot{E}_\phi^2}, \quad (9.10)$$

тогда получим

$$\dot{\mathbf{p}} = \mathbf{i}_\theta \dot{p}_\theta(\theta, \phi) + \mathbf{i}_\phi \dot{p}_\phi(\theta, \phi), \quad (9.11)$$

где

$$\dot{\mathbf{p}} = \dot{\mathbf{E}}/\sqrt{\dot{E}_\theta^2 + \dot{E}_\phi^2}; \quad \dot{p}_\theta = \dot{E}_\theta / \sqrt{\dot{E}_\theta^2 + \dot{E}_\phi^2}; \quad \dot{p}_\phi = \dot{E}_\phi / \sqrt{\dot{E}_\theta^2 + \dot{E}_\phi^2}. \quad (9.12)$$

Из (9.12) видно, что компоненты поляризационного вектора пропорциональны компонентам электрического вектора поля.

10. Вращающаяся или эллиптическая поляризация характеризуется тем, что конец электрического вектора, вращаясь со средней угловой скоростью ω , описывает эллипс в плоскости, перпендикулярной направлению распространения и проходящей через точку наблюдения M (рис. 9.3). Поляризационные свойства поля определяются следующими параметрами эллипса: *углом наклона γ поляризационного эллипса*; *коэффициентом эллиптичности*, равным отношению малой оси эллипса к большой

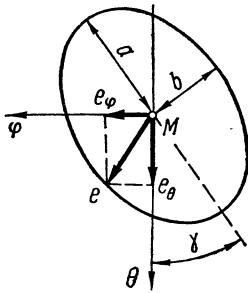


Рис. 9.3. Поляризационный эллипс.

$$K_s = b/a; \quad (9.13)$$

направлением вращения электрического вектора: правым или левым (для наблюдателя, смотрящего вслед уходящей волне).

При поляризации правого или левого вращения коэффициенту K_s приписываются знак плюс или, соответственно, минус. При $K_s = 0$ эллипс вырождается в прямую линию, и поле имеет линейную поляризацию. При $K_s = \pm 1$ эллипс становится окружностью, а поле имеет круговую поляризацию.

11. Расчет параметров поляризационного эллипса произведем, пользуясь мгновенными значениями компонент электрического поля и принимая за опорную фазу компонента E_θ :

$$e_\theta = E_\theta \cos \omega t, \quad e_\phi = E_\phi \cos(\omega t + \delta), \quad (9.14)$$

¹ Это представление не является единственным возможным. Применяют, например, представление вектора $\dot{\mathbf{E}}$ в виде суммы двух компонентов, поляризованных по кругу.

где δ — сдвиг фаз между компонентами ($\delta = \arg E_\theta - \arg \dot{E}_\theta$). Исключая параметр ωt , после некоторых преобразований можно получить уравнение эллипса

$$e_\theta^2/E_\theta^2 - 2(e_\theta e_\phi/E_\theta E_\phi) \cos \delta + e_\phi^2/E_\phi^2 = \sin^2 \delta. \quad (9.15)$$

Нетрудно видеть, что при $\delta = n\pi$ (n — целое число) (9.15) есть уравнение прямой, т. е. поляризация поля линейная; при $\delta = (2n+1)\pi/2$ и $E_\theta = E_\phi$ (9.15) есть уравнение окружности, т. е. поляризация поля круговая.

По уравнению эллипса можно определить его угол наклона и коэффициент эллиптичности. Формулы имеют следующий вид:

$$\operatorname{tg} 2\gamma = 2m \cos \delta / (m^2 - 1), \quad (9.16)$$

$$K_s = \pm \sqrt{\frac{m \sin^2 \gamma - \sin 2\gamma \cos \delta + (1/m) \cos^2 \gamma}{m \cos^2 \gamma + \sin 2\gamma \cos \delta + (1/m) \sin^2 \gamma}}. \quad (9.17)$$

Здесь $m = E_\theta/E_\phi$. Возможно решение и обратной задачи: при известных K_s и γ найти m и δ .

12. Направленные свойства антенн вращающейся поляризации можно характеризовать нормированными парциальными ДН для взаимно ортогональных компонентов поля: $F_\theta(\theta, \varphi) = E_\theta(\theta, \varphi)/E_{\theta\max}$ и $F_\phi(\theta, \varphi) = E_\phi(\theta, \varphi)/E_{\phi\max}$, где $E_{\theta\max}$ и $E_{\phi\max}$ — максимальные величины компонентов. Кроме того, можно определить ДН по полной мощности $F^2(\theta, \varphi) = \Pi(\theta, \varphi)/\Pi_{\max}$, где Π — поток мощности через единичную площадку для поля вращающейся поляризации, равный

$$\Pi(\theta, \varphi) = [E_\theta^2(\theta, \varphi) + E_\phi^2(\theta, \varphi)]/240\pi. \quad (9.18)$$

Как и для линейно поляризованной волны угловая плотность мощности

$$p = r^2 \Pi. \quad (9.19)$$

Условились величину

$$E(\theta, \varphi) = \sqrt{E_\theta^2(\theta, \varphi) + E_\phi^2(\theta, \varphi)} \quad (9.20)$$

называть амплитудой полной напряженности поля. Ясно, что как и для линейно поляризованной волны

$$\Pi(\theta, \varphi) = E^2(\theta, \varphi)/240\pi. \quad (9.21)$$

Нормированную ДН по полной мощности получим из (9.18) и (9.20)

$$F^2(\theta, \varphi) = \frac{E^2(\theta, \varphi)}{E_{\max}^2} = \frac{E_\theta^2(\theta, \varphi) + E_\phi^2(\theta, \varphi)}{[E_\theta^2(\theta, \varphi) + E_\phi^2(\theta, \varphi)]_{\max}}. \quad (9.22)$$

Отсюда находим связь между ДН по полной мощности и парциальными ДН:

$$F^2(\theta, \varphi) = \frac{F_\theta^2(\theta, \varphi)}{[F_\theta^2(\theta, \varphi) + F_\phi^2(\theta, \varphi)/m_1^2]_{\max}} + \frac{F_\phi^2(\theta, \varphi)}{[F_\phi^2(\theta, \varphi) + m_1^2 F_\theta^2(\theta, \varphi)]_{\max}}, \quad (9.23)$$

где

$$m_1 = E_{\theta\max}/E_{\phi\max}.$$

9.3. Сопротивление излучения

1. Комплексная мощность, отдаваемая генератором в антенну \dot{P}_A , затрачивается на излучение (P_Σ — мощность излучения), на потери в антenne и окружающей среде (P_n — мощность потерь) и на формирование реактивных полей, связанных с антенной (P_{im} — реактивная мощность). Следовательно,

$$\dot{P}_A = P_\Sigma + P_n + iP_{im}. \quad (9.24)$$

2. Мощность излучения антенны можно определить интегрированием вектора Пойнтинга в дальней зоне по поверхности сферы радиуса r , окружающей антенну

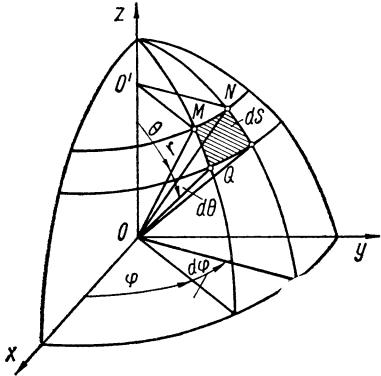


Рис. 9.4. Элемент сферической поверхности.

$$P_\Sigma = \int_S \Pi dS. \quad (9.25)$$

Площадь элемента сферической поверхности равна (рис. 9.4)

$$dS = MN \cdot MQ = r \sin \theta d\varphi \cdot r d\theta = r^2 \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (9.26)$$

Подставляя (9.21) и (9.26) в (9.25), получаем

$$P_\Sigma = \frac{r^2}{240\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} E^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (9.27)$$

Учтем (9.4), тогда

$$P_\Sigma = \frac{r^2 E_{\max}^2}{240\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (9.28)$$

Следовательно, для расчета мощности излучения достаточно знать нормированную ДН и напряженность поля в максимуме ДН на заданном расстоянии.

3. Мощность излучения диполя Герца можно, например, рассчитать, подставляя в (9.27) выражение (8.3) для напряженности электрического поля диполя:

$$P_{\Sigma d} = \frac{r^2}{240\pi} \frac{(30kI_0l_1)^2}{r^2} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \sin^2 \theta \sin \theta d\theta d\varphi.$$

После интегрирования получим

$$P_{\Sigma d} = 40\pi^2 I_0^2 (l_1/\lambda)^2. \quad (9.29)$$

4. Сопротивление излучения формально вводится как *коэффициент*, зная который можно определить мощность излучения антенны по обычной формуле электротехники:

$$P_\Sigma = 0,5I^2R_\Sigma, \quad (9.30)$$

где I — модуль тока в каком-то сечении антенны. Ясно, что при данной мощности P_Σ величина R_Σ зависит от тока, который выбран

в качестве отсчетного,

$$R_{\Sigma} = 2P_{\Sigma}/I^2. \quad (9.31)$$

Обычно в антенных распределение тока неравномерное, часто оно бывает синусоидальным. Принято относить сопротивление излучения либо к току на входе антенны I_A , либо к току в пучности I_{π} , тогда, соответственно

$$R_{\Sigma A} = 2P_{\Sigma}/I_A^2, \quad (9.32)$$

$$R_{\Sigma \pi} = 2P_{\Sigma}/I_{\pi}^2. \quad (9.33)$$

5. Сопротивление излучения диполя Герца определим по формуле (9.32), учитывая, что ток I_0 неизменен по длине диполя. Подставляя (9.29) в (9.32), получаем

$$R_{\Sigma d} = 80\pi^2 (l_1/\lambda)^2. \quad (9.34)$$

9.4. Входное сопротивление

1. Входное сопротивление передающей антенны определяется как отношение напряжения к току на ее входных клеммах и характеризует антенну как нагрузку для генератора. Этот параметр используется главным образом для линейных антенн, у которых входное напряжение и ток имеют ясный физический смысл и могут быть измерены. В диапазоне СВЧ принято относить напряжение и ток к двухпроводной линии, эквивалентной питающему волноводу.

Входное сопротивление Z_A в общем случае является комплексным $\dot{Z}_A = R_A + iX_A$. R_A и X_A называются *активным* и, соответственно, *реактивным входным сопротивлением*.

2. Эквивалентная схема антенны по входному сопротивлению строится на основе равенства мощностей, поступающих в антенну и в эквивалентный ей двухполюсник (рис. 9.5, а). Учитывая (9.24), получаем $0,5 I_A^2 \dot{Z}_A = P_A = P_{\Sigma} + P_{\pi} + iP_{im}$. Отсюда

$$\dot{Z}_A = 2P_{\Sigma}/I_A^2 + 2P_{\pi}/I_A^2 + i2P_{im}/I_A^2,$$

где каждый член справа является сопротивлением, отнесенными к току на входе антенны. Первый член определяет сопротивление излучения, второй — сопротивление потерь, а третий — реактивное сопротивление. Итак,

$$\dot{Z}_A = R_{\Sigma A} + R_{\pi A} + iX_A = R_A + iX_A, \quad (9.35)$$

где активное входное сопротивление является суммой сопротивлений излучения и потерь

$$R_A = R_{\Sigma A} + R_{\pi A}, \quad (9.36)$$

а реактивное сопротивление характеризует ту часть электромагнитного поля, которая сосредоточена вблизи антенны и не излучается.

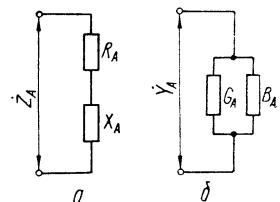


Рис. 9.5. Эквивалентные схемы антенны.

Иногда удобнее пользоваться входной проводимостью антенны $Y_A = G_A + iB_A$ (рис. 9.5, б).

3. Точный расчет полного входного сопротивления сложен и выполнен только для некоторых антенн простейшей формы. В большинстве случаев применяются приближенные методы, которые в книге будут рассмотрены.

9.5. Коэффициент полезного действия

1. Потери электромагнитной энергии в передающей антенне возникают из-за превращения части энергии в тепло в металлических и диэлектрических частях антенны, в земле, в окружающих предметах и строениях. При больших напряжениях на антенну могут наблюдаться потери на ионизацию воздуха в коронном и факельном разрядах.

2. К. п. д. определяет эффективность антенны как преобразователя энергии и равен $\eta = P_\Sigma / (P_\Sigma + P_n)$. Разделив числитель и знаменатель на $0,5I^2$, получим

$$\eta = R_\Sigma / (R_\Sigma + R_n). \quad (9.37)$$

С понижением частоты к. п. д. обычно понижается из-за уменьшения R_Σ (9.34); на длинных волнах к. п. д. иногда составляет единицы процентов.

9.6. Коэффициент направленного действия и коэффициент усиления

1. Коэффициент направленного действия (КНД) антенны в направлении θ, φ есть отношение угловой плотности мощности $p(\theta, \varphi)$, создаваемой в этом направлении данной антенной, к угловой плотности мощности p_s , создаваемой в этом же направлении эталонной антенной, при условии равенства мощностей излучения обеих антенн:

$$D(\theta, \varphi) = p(\theta, \varphi) / p_s \quad \text{при } P_\Sigma = P_{\Sigma s}. \quad (9.38)$$

Обычно полагают, что эталонная антenna совершенно ненаправлена (изотропна)¹, т. е. $p_s(\theta, \varphi) = p_s = \text{const}$. Иногда в качестве эталонной антенны рассматривают полуволновой вибратор.

Существует другое, эквивалентное первому, определение КНД, которое впервые было введено А. А. Пистолькорсом в 1929 г.: КНД антенны называется число, показывающее, во сколько раз нужно увеличить мощность излучения эталонной антенны по сравнению с мощностью излучения данной антенны для того, чтобы в заданном направлении получить одинаковые угловые плотности мощности, а следовательно, при одинаковых расстояниях — одинаковые напряженности поля

$$D(\theta, \varphi) = P_{\Sigma s} / P_\Sigma \quad (9.39)$$

при $p(\theta, \varphi) = p_s$ или $E(\theta, \varphi) = E_s$ и $r = \text{const}$.

¹ Амплитудно и поляризационно изотропная антenna является гипотетической, так как ее нельзя реализовать.

Подставим значение $p(\theta, \varphi)$ из (9.4) в (9.38), тогда

$$D(\theta, \varphi) = \frac{P_{\max}}{p_3} F^2(\theta, \varphi) = D_0 F^2(\theta, \varphi), \quad (9.40)$$

где D_0 — КНД в направлении максимального излучения антенны. Таким образом, КНД зависит от угловых координат и эта зависимость выражается ДН по мощности. Обычно, называя КНД антенны, имеют в виду D_0 . Чем больше D_0 , тем большую пространственную концентрацию энергии обеспечивает антenna и тем больше напряженность поля в направлении максимума ДН при заданной мощности излучения.

2. Коэффициент усиления (КУ) антенны определяется так же, как и КНД, но сравниваются не мощности излучения, а мощности, подводимые к антеннам. Считают, что в эталонной антенне нет потерь, так что для нее подводимая мощность и мощность излучения одинаковы. Выражение (9.39) применительно к КУ имеет вид

$$G(\theta, \varphi) = P_{\Sigma_3}/P_A \quad \text{при } p(\theta, \varphi) = p_3. \quad (9.41)$$

Так как $P_A = P_{\Sigma}/\eta$, то

$$G(\theta, \varphi) = \eta P_{\Sigma_3}/P_{\Sigma} = \eta D(\theta, \varphi). \quad (9.42)$$

Для направления максимума ДН

$$G_0 = D_0 \eta. \quad (9.43)$$

3. Расчет КНД антенны произведем, поместив ее, а затем изотропную антенну в начало сферической системы координат.

Угловую плотность мощности данной антенны выразим через полную напряженность поля

$$p(\theta, \varphi) = r^2 \Pi(\theta, \varphi) = r^2 E^2(\theta, \varphi)/240\pi. \quad (9.44)$$

Учитывая, что для сферы телесный угол равен 4π , угловую плотность мощности изотропной антенны определим из соотношения

$$p_3 = P_{\Sigma_3}/4\pi. \quad (9.45)$$

Из условия $P_{\Sigma_3} = P_{\Sigma}$, воспользовавшись (9.28), получим

$$P_{\Sigma_3} = \frac{r^2 E_{\max}^2}{4\pi \cdot 240\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (9.46)$$

Учитывая (9.44), (9.45) и (9.46), по определению (9.38) будем иметь

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi F^2(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}. \quad (9.47)$$

В направлении максимального излучения $F^2(\theta, \varphi) = 1$ и

$$D_0 = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}. \quad (9.48)$$

Следовательно, КНД однозначно определяется нормированной ДН.

Полный КНД есть сумма парциальных КНД, показывающих выигрыш, даваемый антенной на данной поляризации

$$D(\theta, \varphi) = D_\theta(\theta, \varphi) + D_\varphi(\theta, \varphi). \quad (9.49)$$

Учитывая (9.10), нетрудно показать, что

$$D_\theta(\theta, \varphi) = \frac{m^2(\theta, \varphi)}{1 + m^2(\theta, \varphi)} D(\theta, \varphi); \quad D_\varphi(\theta, \varphi) = \frac{1}{1 + m^2(\theta, \varphi)} D(\theta, \varphi), \quad (9.50)$$

где $m(\theta, \varphi) = E_\theta(\theta, \varphi)/E_\varphi(\theta, \varphi)$.

4. Расчет КУ при известной ДН сводится к расчету КНД и к. п. д. Расчет последнего обычно затруднен. Поэтому КУ определяют, как правило, экспериментально, сравнением данной антенны с эталонной, КУ которой известен.

5. КНД элементарных излучателей получим, подставив в (9.48) выражения нормированных ДН в виде $F^2(\theta, \varphi) = \sin^2 \theta$ для диполя Герца и $F^2(\theta, \varphi) = (1 + \cos \theta)^2/4$ для излучателя Гюйгенса (8.3), (8.5) и (9.22). Максимальные КНД соответственно равны 1,5 и 3.

6. Приближенная оценка КНД антенны может быть выполнена путем аппроксимации ДН $F(\theta, \varphi)$ другой функцией, позволяющей выполнить интегрирование в (9.48). Обычно это приводит к формулам вида

$$D_0 \approx \frac{35\,000 \div 45\,000}{(2\theta_{0,5}^0)_E (2\theta_{0,5}^0)_H}. \quad (9.51)$$

Здесь в числителе указан коэффициент, зависящий от формы ДН, а в знаменателе — ширйны ДН в главных плоскостях.

9.7. Действующая длина

1. Понятие действующей длины обычно применяется к проволочным антеннам.

Действующей длиной некоторой антенны называется длина такого прямолинейного излучателя с равноамплитудным распределением тока, равным току в некотором сечении данной антенны, который создает в направлении максимального излучения такую же напряженность поля, что и данная антенна.

Представим напряженность поля излучателя в таком же виде, как для диполя Герца (8.3). Тогда для направления максимального излучения

$$E_{\max} = 30kI l_d/r \quad \text{и} \quad l_d = rE_{\max}/30kI. \quad (9.52)$$

Действующая длина антенны с неравноамплитудным распределением тока зависит от того, в каком сечении отсчитывается ток в (9.52). Пусть $I = I_A$ есть ток на входе антенны, тогда

$$l_d = rE_{\max}/30kI_A. \quad (9.53)$$

2. Расчет действующей длины при известной напряженности поля производится по формуле (9.53), однако для прямолинейных антенн с синфазным распределением тока l_d можно определить с помощью понятия «площади тока». Действительно, будем рассматривать каждый элемент антенны dz как элементарный излучатель Герца (рис. 9.6).

В направлении, перпендикулярном проводу, в дальней зоне поля всех элементов сложатся в фазе, следовательно, с учетом (8.3) максимальная напряженность поля антенны может быть определена по формуле

$$E_{\max} = \frac{30k}{r} \int_{z=0}^l I(z) dz. \quad (9.54)$$

Приравнивая (9.54) и (9.52), получаем

$$l_d = \frac{1}{I_A} \int_{z=0}^l I(z) dz. \quad (9.55)$$

Интеграл в этом выражении называют «площадью тока». Она должна быть одинаковой и для данной антенны, и для антенны с равномерным распределением тока (рис. 9.6).

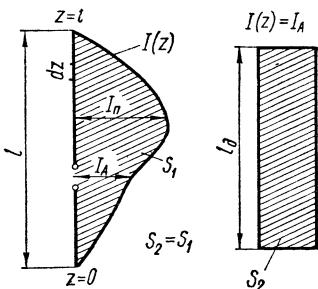


Рис. 9.6. К определению действующей длины антенны.

9.8. Электрическая прочность

1. Электрическая прочность антенны характеризуется максимальной допустимой мощностью или максимально допустимым напряжением на антenne.

2. Максимально допустимая мощность, которая может быть подведена к антenne, ограничена вследствие возникновения электрического пробоя диэлектриков конструкции антенны (изоляторы, обтекатели) или окружающего антенну воздуха. Пробой наступает, если напряженность поля в каком-либо месте превышает критическую напряженность.

Рабочая мощность должна быть в два-три раза меньше максимально допустимой.

9.9. Диапазонные свойства

1. Диапазон рабочих частот антенны есть интервал частот от f_{\min} до f_{\max} , в котором ни один параметр не выходит из заданных пределов. При $f_{\max}/f_{\min} \leq 1,7-2,0$ говорят о *полосе рабочих частот* антенны $\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$; иногда ее определяют в долях средней частоты диапазона $f_{cp} = 0,5(f_{\min} + f_{\max})$ либо в процентах от нее.

При $\Delta f/f_{cp} < 10\%$ антенну называют *узкополосной*, или *резонансной*, а при $\Delta f/f_{cp} > 10\%$ — *широкополосной*. Если $\Delta f/f_{cp} > 100\%$, антенну называют *широкодиапазонной* и ее диапазонные свойства характеризуют *коэффициентом перекрытия диапазона* $K_d = f_{\max}/f_{\min}$.

2. Перестраиваемая антenna может иметь диапазон рабочих частот, который много больше полосы пропускания, соответствующей неизменному положению органов настройки. Последняя должна быть не уже спектра частот колебаний, излучаемых антенной.

9.10. Связь между некоторыми параметрами антенны

Рассматривая совместно формулы (9.28), (9.30), (9.48) и (9.53), нетрудно убедиться, что между параметрами антенны имеется следующая связь:

$$D_0 = \frac{30(kl_d)^2}{R_\Sigma}. \quad (9.56)$$

Следовательно, зная из трех параметров D_0 , l_d и R_Σ любые два, можно по (9.56) определить третий. Понятно, что l_d и R_Σ должны относиться к одному и тому же току.

ГЛАВА 10. ПРИЕМНЫЕ АНТЕННЫ, ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ

10.1. Вводные замечания

1. Процесс приема радиоволн поясним на примере короткого идеально проводящего ($\sigma = \infty$) симметричного вибратора (рис. 10.1). Пусть на вибратор 1 падает волна, электрический вектор которой имеет касательную к вибратору составляющую \dot{E}_τ' . Так как на поверхности вибратора должно выполняться граничное условие $E_\tau = 0$, то

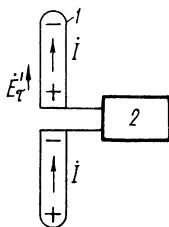


Рис. 10.1. К пояснению принципа работы приемной антенны.

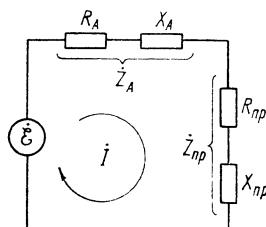


Рис. 10.2. Эквивалентная схема приемной антенны.

под действием падающей волны в вибраторе будет наводиться ток, создающий такое вторичное поле, у которого касательная составляющая $E''_\tau = -E'_\tau$, так что $E_\tau = E'_\tau + E''_\tau = 0$.

Наведенный ток протекает через вход приемника 2, в котором поглощается часть мощности набегающей волны. Другая часть принятой мощности затрачивается на создание вторичного поля, т. е. на *переизлучение радиоволн*.

2. Эквивалентная схема приемной антенны (рис. 10.2) должна соответствовать описанному выше процессу приема радиоволн. Входную цепь приемника можно рассматривать как нагрузку, вообще говоря, комплексную

$$\dot{Z}_{np} = R_{np} + iX_{np}. \quad (10.1)$$

По отношению к этой нагрузке приемная антenna является генератором, имеющим э. д. с. $\dot{\mathcal{E}}$ и *внутреннее сопротивление* (вообще говоря, комплексное)

$$\dot{Z}_A = R_A + iX_A. \quad (10.2)$$

Это сопротивление не зависит от нагрузки и характеризует собственную антенну.

Комплексная амплитуда тока в цепи антенны определяется соотношением

$$\dot{I} = \dot{\mathcal{E}} / (\dot{Z}_A + \dot{Z}_{\text{пр}}). \quad (10.3)$$

10.2. Основные параметры приемной антенны

1. Диаграмма направленности приемной антенны по напряжению есть *зависимость амплитуды э. д. с. (тока) на клеммах антенны от направления прихода плоской электромагнитной волны при прочих равных условиях*: $\dot{\mathcal{E}}(\theta, \varphi)$ или $I(\theta, \varphi)$. Нормированные ДН по напряжению и току, как это следует из (10.3), одинаковы и определяются выражениями

$$F(\theta, \varphi) = \dot{\mathcal{E}}(\theta, \varphi) / \dot{\mathcal{E}}_{\max} = I(\theta, \varphi) / I_{\max}. \quad (10.4)$$

ДН приемной антенны по мощности есть *зависимость мощности, выделяющейся на активной части входного сопротивления приемника $R_{\text{пр}}$, от направления прихода электромагнитной волны*. Так как эта мощность пропорциональна квадрату тока, то ясно, что нормированная ДН по мощности равна $F^2(\theta, \varphi)$.

Способы графического изображения ДН приемной антенны такие же, как и передающей (см. § 9.2).

2. Комплексное внутреннее сопротивление приемной антенны было определено в предыдущем параграфе. Его реактивная часть X_A характеризует мощность реактивных полей антенны, а активная часть характеризует активную мощность. Можно показать (см. § 10.3), что для приемной антенны, как и для передающей, $R_A = R_{\Sigma} + R_{\pi}$.

3. Коэффициент направленного действия приемной антенны в направлении θ, φ есть *отношение мощности в нагрузке при приеме с этого направления к средней мощности в нагрузке этой же антенны при приеме поочередно со всех направлений волн одинаковой интенсивности*. Усреднение мощности эквивалентно сравнению данной антенны с изотропной, так что КНД показывает выигрыш по мощности данной антенны в сравнении с изотропной.

4. Коэффициент полезного действия приемной антенны есть *отношение мощности, отдаваемой антенной в нагрузку, к мощности, которую она отдавала бы в нагрузку, если бы не имела потерь*. Можно показать (см. § 10.3), что к. п. д. приемной антенны, как и передающей, равен

$$\eta = R_{\Sigma} / (R_{\Sigma} + R_{\pi}). \quad (10.5)$$

Величина R_{π} зависит от потерь электромагнитной энергии в металле и диэлектриках антенны, а также в окружающих антенну предметах.

5. Коэффициент усиления приемной антенны показывает выигрыш по мощности данной антенны в сравнении с изотропной, но с учетом потерь в данной антенне. Ясно, что КУ равен

$$G = \eta D. \quad (10.6)$$

6. Действующая длина приемной антенны есть коэффициент, имеющий размерность длины и равный отношению э. д. с. на клеммах антенны к величине электрического вектора набегающей волны. Следовательно, для направления θ, φ

$$\mathcal{E}(\theta, \varphi) = El_d(\theta, \varphi). \quad (10.7)$$

Обычно, определяя действующую длину, считают, что волна приходит с направления максимального приема и вектор E касателен к антенне, тогда

$$\mathcal{E}_{\max} = El_d \quad \text{и} \quad l_d = \mathcal{E}_{\max}/E. \quad (10.8)$$

7. Эффективная площадь приемной антенны есть коэффициент, имеющий размерность площади и равный отношению мощности, отдаваемой антенной в согласованную нагрузку, к величине вектора Пойнтинга набегающей волны. Следовательно, для направления θ, φ

$$P_{\text{пр0}}(\theta, \varphi) = \Pi A_s(\theta, \varphi), \quad (10.9)$$

а для направления максимального приема

$$P_{\text{пр0}} = \Pi A_s \quad \text{и} \quad A_s = P_{\text{пр0}}/\Pi. \quad (10.10)$$

Так как $P_{\text{пр0}}(\theta, \varphi) = P_{\text{пр0}}F^2(\theta, \varphi)$, то $A_s(\theta, \varphi) = A_s F^2(\theta, \varphi)$. Говоря об эффективной площади антенны, обычно имеют в виду ее наибольшую величину A_s .

Для апертурных антенн вводят *коэффициент использования площади* (КИП), равный отношению эффективной площади к геометрической площади раскрыва,

$$q = A_s/S. \quad (10.11)$$

8. Шумовая температура антенны T_A будет рассмотрена в § 10.6.

9. Рабочий диапазон частот (волн) есть полоса частот, в которой все параметры антенны не выходят из заданных пределов.

Параметры некоторой антенны могут быть рассчитаны для режима приема, но из-за распределенного характера наведенной э. д. с. расчет сложнее, чем для режима передачи. Однако в таком расчете нет необходимости, так как принцип взаимности позволяет установить, что основные параметры антенны в режиме приема и передачи одинаковы.

10.3. Принцип взаимности и его применение для расчета параметров приемных антенн

Принцип взаимности для расчета приемных антенн впервые был применен М. С. Нейманом.

Рассмотрим две произвольные и произвольно ориентированные в пространстве антенны 1 и 2 (рис. 10.3). Будем считать известными параметры этих антенн в режиме передачи: входные сопротивления Z_A ,

ДН $F(\theta, \varphi)$, действующие длины l_d , отнесенные ко входным клеммам, к. п. д. η , КНД $D(\theta, \varphi)$.

Включим антенну 1 на передачу, для чего подключим к ее клеммам генератор с э. д. с. $\dot{\mathcal{E}}_1$ частоты ω и с внутренним сопротивлением Z_1 (рис. 10.3, а). Антенна 1 создает при этом поле излучения, напряженность которого у антенны 2, работающей в режиме приема, равна \dot{E}_{21} . В цепи антенны, нагруженной на входное сопротивление приемника Z_2 , под действием поля антенны 1 возникнет ток \dot{I}_{21} .

Включим теперь антенну 2 на передачу при э. д. с. генератора $\dot{\mathcal{E}}_2$ той же частоты ω и с внутренним сопротивлением генератора Z_2 , равным входному сопротивлению приемника, когда антенна 2 работала в режиме приема (рис. 10.3, б). Поле излучения антенны 2 у антенны 1, работающей в режиме приема, будет иметь напряженность \dot{E}_{12} .

В цепи антенны 1 возникнет ток \dot{I}_{12} . Входное сопротивление приемника Z_1 в цепи антенны 1 выберем равным внутреннему сопротивлению генератора, который подключался к антенне 1, когда она работала в режиме передачи.

Будем считать, что пространство между антеннами изотропно и линейно, тогда клеммы обеих антенн можно рассматривать как входы такого четырехполюсника, к которому применим принцип взаимности. Будем иметь

$$\dot{\mathcal{E}}_1/\dot{I}_{21} = \dot{\mathcal{E}}_2/\dot{I}_{12}. \quad (10.12)$$

Найдем токи \dot{I}_{21} и \dot{I}_{12} в антенах, работающих в режиме приема. Для этого рассмотрим вначале случай работы антенны 1 на передачу. Ток в этой антенне

$$\dot{I}_1 = \dot{\mathcal{E}}_1/(Z_1 + Z_{A1}). \quad (10.13)$$

Учитывая формулы (9.6) и (9.52), определим комплексную амплитуду напряженности электрического поля, создаваемого передающей антенной 1 у приемной антенны 2,

$$\dot{E}_{21} = i \frac{30k l_{d1} I_1}{r} F_1(\theta, \varphi) e^{-ikr}, \quad (10.14)$$

где r — расстояние между антennами; θ и φ — углы, определяющие направление от антенны 1 к антенне 2.

Подставив I_1 из (10.13) в (10.14), после преобразований получим

$$\dot{\mathcal{E}}_1 = i \frac{\dot{E}_{21} (Z_1 + Z_{A1})}{30k l_{d1} F_1(\theta, \varphi)} r e^{ikr}. \quad (10.15)$$

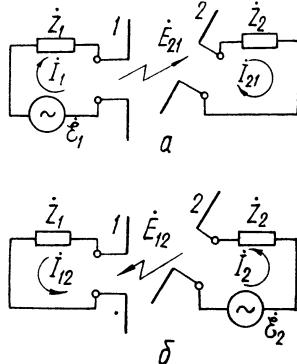


Рис. 10.3. К применению принципа взаимности для антенн.

В этой формуле все параметры антенны 1 определены для режима передачи. Полагая теперь, что на передачу работает антенна 2, можно аналогично получить

$$\dot{\mathcal{E}}_2 = i \frac{\dot{E}_{12} (\dot{Z}_2 + \dot{Z}_{A2})}{30k l_{d2} F_2(\theta, \varphi)} r e^{i\psi_r}. \quad (10.16)$$

Подставив полученные значения э. д. с. в равенство (10.12) и собрав слева все величины, относящиеся к антенне 1, а справа — к антенне 2, получим

$$\frac{\dot{I}_{12} (\dot{Z}_1 + \dot{Z}_{A1})}{\dot{E}_{12} l_{d1} F_1(\theta, \varphi)} = \frac{\dot{I}_{21} (\dot{Z}_2 + \dot{Z}_{A2})}{\dot{E}_{21} l_{d2} F_2(\theta, \varphi)}. \quad (10.17)$$

Выражение в левой части этого равенства не зависит от выражения в правой части. Действительно, параметры l_{d1} , Z_1 , Z_{A1} , $F_1(\theta, \varphi)$ антенны 1 никак не зависят от параметров антенны 2. От этих параметров, конечно, зависит величина \dot{E}_{12} , но ее отношение к вызванному ею же току в первой антенне \dot{I}_{12} зависит только от параметров антенны 1. Таким образом, в равенстве (10.17) слева и справа стоят две независимые равные величины. Следовательно, каждая из величин есть константа. Обозначим ее N .

Тогда для любой антенны

$$\dot{I}_{\text{пр}} (\dot{Z} + \dot{Z}_A) / \dot{E} l_d F(\theta, \varphi) = N, \quad (10.18)$$

где \dot{E} — напряженность электрического поля вблизи приемной антенны; $I_{\text{пр}}$ — ток в приемной антенне, вызванный полем E ; \dot{Z} — нагрузочное сопротивление, подключаемое к клеммам приемной антенны; Z_A , l_d и $F(\theta, \varphi)$ — соответственно, входное сопротивление, действующая длина и ДН антенны, определенные в режиме передачи.

Из формулы (10.18) определим ток в цепи антенны при работе ее на прием

$$\dot{I}_{\text{пр}} = N \dot{E} l_d F(\theta, \varphi) / (\dot{Z} + \dot{Z}_A). \quad (10.19)$$

Обращаясь к эквивалентной схеме (рис. 10.2) и к формуле (10.3), заключаем, что числитель выражения (10.19) представляет собой э. д. с. генератора в этой схеме

$$\dot{\mathcal{E}} = N \dot{E} l_d F(\theta, \varphi), \quad (10.20)$$

сопротивление Z_A — внутреннее сопротивление приемной антенны, а сопротивление Z является входным сопротивлением приемника $\dot{Z}_{\text{пр}}$. Так как Z_A определялось в режиме передачи как входное сопротивление антенны, то, следовательно, для одной и той же антенны входное сопротивление в режиме передачи и внутреннее сопротивление в режиме приема одинаковы. В выражении (10.20) $F(\theta, \varphi)$ — ДН в режиме передачи, а зависимость $\dot{\mathcal{E}}$ от углов есть ДН в режиме приема. Следовательно, нормированные ДН данной антенны в режимах передачи и приема одинаковы.

Пользуясь тем, что выражение (10.20) справедливо для любой антенны, постоянную N определим для простейшей антенны — диполя Герца. Пусть линейно-поляризованная электромагнитная волна с амплитудой электрического вектора E падает под углом θ на диполь Герца, лежащий в плоскости поляризации волны (рис. 10.4). Э. д. с., наведенная в диполе, пропорциональна длине диполя l_1 и проекции вектора E на ось диполя:

$$\mathcal{E} = El_1 \sin \theta. \quad (10.21)$$

Для диполя Герца в режиме передачи $l_d = l_1$ и $F(\theta, \varphi) = \sin \theta$. Подставив эти величины в формулу (10.20) и сравнив результат с формулой (10.21), определим, что $N = 1$. Тогда формула (10.20) будет иметь вид

$$\mathcal{E} = El_d F(\theta, \varphi). \quad (10.22)$$

Вспомнив определение действующей длины для приемной антенны (10.8), из формулы (10.22) делаем вывод, что *действующая длина антенны в режиме приема равна действующей длине той же антенны в режиме передачи*.

Величины к. п. д., КНД, КУ для передающей антенны однозначно определяются через $F(\theta, \varphi)$, l_d и Z_A , поэтому они одинаковы для режима приема и передачи данной антенны.

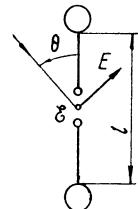


Рис. 10.4. Диполь Герца в режиме приема.

10.4. Мощность, отдаваемая антенной в нагрузку

1. Приемник, подключаемый к антенне непосредственно, без фидерной линии (рис. 10.2), отбирает от антенны мощность

$$P_{\text{пр}} = 0,5I^2R_{\text{пр}}, \quad (10.23)$$

где I — вещественная амплитуда тока в цепи приемной антенны.

Учитывая (10.3), получаем

$$P_{\text{пр}} = \frac{0,5\mathcal{E}^2 R_{\text{пр}}}{(R_A + R_{\text{пр}})^2 + (X_A + X_{\text{пр}})^2}. \quad (10.24)$$

Мощность $P_{\text{пр}}$ достигает максимума при полном согласовании, когда $R_{\text{пр}} = R_A$ и $X_{\text{пр}} = -X_A$, и равна при этом

$$P_{\text{пр}} = \mathcal{E}^2 / 8R_A. \quad (10.25)$$

Если при этом антенна не имеет потерь, т. е. $R_A = R_\Sigma$, и прием производится с направления максимума ДН, то на вход приемника будет поступать наибольшая возможная при данной напряженности поля мощность, называемая *оптимальной мощностью*¹

$$P_{\text{пр}0} = \mathcal{E}_{\text{макс}}^2 / 8R_\Sigma = E^2 l_d^2 / 8R_\Sigma. \quad (10.26)$$

При наличии потерь в антенне мощность уменьшается

$$P'_{\text{пр}0} = \frac{\mathcal{E}_{\text{макс}}^2}{8R_A} = \frac{\mathcal{E}_{\text{макс}}^2}{8R_\Sigma} \frac{R_\Sigma}{R_A} = P_{\text{пр}0}\eta. \quad (10.27)$$

¹ Здесь считается, что приемная антенна полностью поляризационно согласована с приходящей волной. О поляризационном согласовании см. § 10.5.

Из формулы (10.10) оптимальная мощность определяется как

$$P_{\text{пр}0} = \Pi A_s = E^2 A_s / 240\pi. \quad (10.28)$$

Из выражений (10.26) и (10.28) получаем связь между параметрами антенны

$$A_s = 30\pi l_d^2 / R_\Sigma; \quad l_d = \sqrt{A_s R_\Sigma / 30\pi}. \quad (10.29)$$

Формулы (10.29) так же, как и (9.56), справедливы и для режима приема, и для режима передачи. С помощью этих формул получаем важную формулу, связывающую КНД и эффективную площадь

$$D_0 = 4\pi A_s / \lambda^2. \quad (10.30)$$

Эта формула особенно часто используется в диапазоне СВЧ, где понятия действующей длины и сопротивления излучения мало наглядны.

Оптимальную мощность можно теперь определить так

$$P_{\text{пр}0} = E^2 \frac{l_d^2}{8R_\Sigma} = E^2 \frac{A_s}{240\pi} = E^2 \frac{D_0 \lambda^2}{960\pi^2} = \Pi \frac{D_0 \lambda^2}{4\pi}. \quad (10.31)$$

Таким образом, наибольшая мощность, отдаваемая приемной антенной в нагрузку при заданных E (или Π) и λ , определяется величиной КНД.

При рассогласовании приемника с антенной из (10.24) и (10.27) получаем для направления максимального приема

$$P_{\text{пр}} = P_{\text{пр}0} \frac{4R_\Sigma R_{\text{пр}}}{(R_\Sigma/\eta + R_{\text{пр}})^2 + (X_A + X_{\text{пр}})^2}. \quad (10.32)$$

Отношение мощности на входе приемника к оптимальной $\gamma_{\text{пр}} = P_{\text{пр}}/P_{\text{пр}0}$ можно назвать *коэффициентом передачи мощности от антенны к приемнику*. В данном случае он равен

$$\gamma_{\text{пр}} = \frac{4R_\Sigma R_{\text{пр}}}{(R_\Sigma/\eta + R_{\text{пр}})^2 + (X_A + X_{\text{пр}})^2}. \quad (10.33)$$

Приемник, подключаемый к антенне с помощью фидера (рис. 10.5), при прочих равных условиях отбирает от антенно-фидерного устройства меньшую мощность, чем в предыдущем случае, из-за потерь в фидере. Если фидер на обоих концах согласован ($\hat{Z}_{\text{пр}} = W$ и $W = \hat{Z}_A$), то мощность на входе приемника будет отличаться от оптимальной на величину, зависящую от к. п. д. антенны η и линии передачи η_L ,

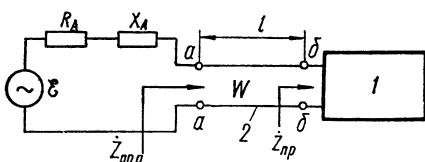


Рис. 10.5. Схема соединения приемника (1) с антенной (2) при помощи фидера (3).

Если фидер на обоих концах согласован ($\hat{Z}_{\text{пр}} = W$ и $W = \hat{Z}_A$), то мощность на входе приемника будет отличаться от оптимальной на величину, зависящую от к. п. д. антенны η и линии передачи η_L ,

$$P_{\text{пр}} = P_{\text{пр}0} \eta \eta_L = P_{\text{пр}0} \eta_{\text{АФУ}}, \quad (10.34)$$

где $\eta_{\text{АФУ}} = \eta \eta_L$ — к. п. д. антенно-фидерного устройства.

При рассогласовании на одном или обоих концах мощность на входе приемника еще уменьшится, так как мощность, отраженная от концов, будет частично переизлучаться, а частично переходить в тепло в антенне и фидере.

Пусть приемник согласован с фидером, а антenna нет. Тогда $\hat{Z}_{\text{пр}} = W$, $Z_A \neq W$ и входное сопротивление в начале фидера $\hat{Z}_{\text{пра}} = W$. Мощность на входе приемника будет равна мощности на входе фидера P_{aa} , за исключением потерь в фидере

$$P_{\text{пр}} = P_{\text{aa}} \eta_{\text{л}}. \quad (10.35)$$

Мощность P_{aa} можно определить по формуле (10.32) при $R_{\text{пр}} = W$ и $X_{\text{пр}} = 0$. После несложных преобразований получим

$$P_{\text{пр}} = P_{\text{пр}0} \frac{4W\eta_{\text{АФУ}}}{R_A [(1 + W/R_A)^2 + (X_A/R_A)^2]}. \quad (10.36)$$

Пусть антenna согласована с фидером, а приемник нет. Тогда часть энергии отразится от приемника к антenne и полностью переизлучится. Доля отраженной энергии определяется квадратом модуля коэффициента отражения на входе приемника Γ^2 . Таким образом, при отсутствии потерь в антenne и в фидере на вход приемника попадет мощность $P_{\text{пр}0}(1 - \Gamma^2)$. С учетом потерь эта мощность равна

$$P_{\text{пр}} = P_{\text{пр}0}(1 - \Gamma^2) \eta_{\text{АФУ}}. \quad (10.37)$$

Так как $\Gamma = (1 - K_{\text{бв}})/(1 + K_{\text{бв}})$, то

$$P_{\text{пр}} = P_{\text{пр}0} \frac{4K_{\text{бв}}}{(1 + K_{\text{бв}})^2} \eta_{\text{АФУ}}. \quad (10.38)$$

Следовательно, для увеличения мощности на входе приемника нужно стремиться к повышению к. п. д. антенно-фидерного устройства и улучшению согласования.

В диапазоне СВЧ в качестве линии питания часто применяют волновод. Приведенные выше соотношения остаются справедливыми, причем под $Z_{\text{пр}}/W$ и Z_A/W следует понимать величины, нормированные к волновому сопротивлению волновода.

10.5. Поляризационные характеристики приемной антенны

Поляризацию приемной антенны будем определять по поляризации волны, излученной этой антенной в режиме передачи (см. § 9.2). Следовательно, поляризационные характеристики данной антенны в режиме передачи и приема одинаковы.

В предыдущем параграфе предполагалось, что приемная антenna поляризационно согласована с набегающей волной и при этом передает в нагрузку мощность $P_{\text{пр}}$. При неполном поляризационном согласовании мощность $P'_{\text{пр}}$ будет меньше. Коэффициентом поляризационной согласованности называют величину

$$\gamma_{\text{пол}} = P'_{\text{пр}}/P_{\text{пр}}. \quad (10.39)$$

Она может меняться в пределах $0 \leq \gamma_{\text{пол}} \leq 1$.

Общий случай поляризационных соотношений передающей и приемной антенн иллюстрирует рис. 10.6, а. На рис. 10.6, б показан вид

на эллипсы поляризации со стороны антennы 1. Величина $\gamma_{\text{пол}}$ зависит от коэффициентов эллиптичности $K_{\text{э}1}$ и $K_{\text{э}2}$ антenn 1 и 2 и от угла $\Delta\gamma$ между осями их поляризационных эллипсов (рис. 10.6, б).

Можно показать [35], что

$$\gamma_{\text{пол}} = \frac{(1 + K_{\text{э}1}^2 K_{\text{э}2}^2) \cos^2 \Delta\gamma + (K_{\text{э}1}^2 + K_{\text{э}2}^2) \sin^2 \Delta\gamma + 2K_{\text{э}1} K_{\text{э}2}}{(1 + K_{\text{э}1}^2)(1 + K_{\text{э}2}^2)} . \quad (10.40)$$

$K_{\text{э}}$ берется с учетом знака плюс при правом вращении и минус при левом. Рис. 10.6 соответствует $K_{\text{э}1} > 0$ и $K_{\text{э}2} < 0$ (но в пространстве векторы вращаются в одну сторону!). Угол $\Delta\gamma$ выбирают в пределах $0 \leq \Delta\gamma \leq 90^\circ$.

Из формулы (10.40) следует, что при эллиптической поляризации полная поляризационная согласованность ($\gamma_{\text{пол}} = 1$) существует при

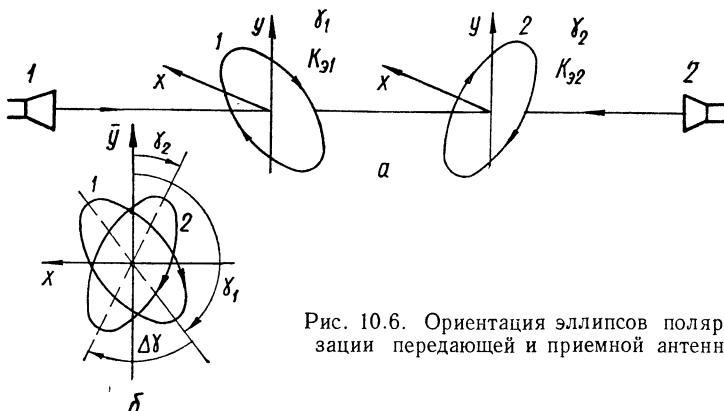


Рис. 10.6. Ориентация эллипсов поляризации передающей и приемной антенн.

одинаковых коэффициентах эллиптичности антenn ($K_{\text{э}1} = K_{\text{э}2}$) и параллельных больших осях эллипсов ($\Delta\gamma = 0$). При линейных поляризациях достаточно второго условия (так как $K_{\text{э}1} = 0$ и $K_{\text{э}2} = 0$), при круговых поляризациях достаточно, чтобы направления вращения были одинаковы (так как $|K_{\text{э}1}| = 1$ и $|K_{\text{э}2}| = 1$, а углы γ_1 и γ_2 теряют смысл).

Из формулы (10.40) также следует, что при эллиптической поляризации полная поляризационная развязка ($\gamma_{\text{пол}} = 0$) существует при одинаковых по форме эллипсах с противоположными направлениями вращения ($K_{\text{э}1} = -K_{\text{э}2}$) и перпендикулярными большими осями ($\Delta\gamma = 90^\circ$). Такие поляризации называются *взаимно ортогональными*. При линейных поляризациях достаточно условия $\Delta\gamma = 90^\circ$, т. е. здесь ортогональность эквивалентна *перпендикулярности*, при круговых поляризациях достаточно, чтобы направления вращения были разными ($K_{\text{э}1} = -K_{\text{э}2} = \pm 1$).

Заметим, что если поляризация одной из антenn круговая, а другой линейная, то $\gamma_{\text{пол}} = 0,5$.

Определяя мощность на входе приемника по формулам § 10.4, например, (10.32), нужно их правые части умножить на $\gamma_{\text{пол}}$.

10.6. Восприимчивость приемной антенны к помехам. Шумовая температура антенны

1. Отношение сигнал/шум на выходе приемной антенны является важным параметром любой радиолинии. При заданной интенсивности сигнала это отношение можно увеличить, уменьшая интенсивность шумов.

Различают: а) *внешние шумы* антенны, вызванные грозовыми разрядами или разрядами в промышленных установках, тепловым излучением земной поверхности, тропосфера и ионосфера, а также космическим излучением; б) *внутренние шумы* антенны, вызванные флюктуациями электронов в самой антенне.

Ввиду случайного характера шумов полную их мощность можно определить, складывая мощности отдельных составляющих.

2. Шумовая температура антенны $T_{\text{шA}}$ это параметр, характеризующий приемную антенну как двухполюсник с внутренним сопротивлением R_A и среднеквадратичным значением напряжения шумов на клеммах, определяемым согласно формуле Найквиста

$$\overline{e_{\text{шA}}^2} = 4kT_{\text{шA}}R_A\Delta f, \quad (10.41)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Вт/(Гц · К) — постоянная Больцмана, а Δf — полоса частот, в которой определяется напряжение шумов.

Мощность шумов, отдаваемая антенной на согласованный с ней вход приемника ($R_{\text{пр}} = R_A$, $X_{\text{пр}} = -X_A$), равна

$$P_{\text{шA}} = \frac{1}{2} \frac{\overline{e_{\text{шA}}^2}}{2R_A} = kT_{\text{шA}}\Delta f. \quad (10.42)$$

Определим вначале мощность внешних шумов. Будем характеризовать их температурой $T_{\text{ш}\Sigma}$. Ее обычно определяют через *яркостную температуру источника помех* T_y , под которой понимают температуру поверхности абсолютно черного тела, обладающего такой же интенсивностью излучения, что и данный источник.

Согласно закону Релея — Джинса плотность мощности излучения $\Pi_{\text{ш}}$ абсолютно черного тела в единичный телесный угол в полосе частот Δf на волне λ равна

$$\Pi_{\text{ш}} = 2kT_y\Delta f/\lambda. \quad (10.43)$$

Тогда мощность, принимаемая антенной из элементарного телесного угла $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ и отдаваемая в согласованную нагрузку, равна

$$dP_{\text{ш}\Sigma} = 0,5\Pi_{\text{ш}}A_yF^2(\theta, \phi)d\Omega. \quad (10.44)$$

Величина 0,5 есть коэффициент поляризационной согласованности приемной антенны со статистически случайно поляризованным полем шумов.

Интегрируя (10.44) по всем направлениям и учитывая (10.30) и (10.43), получаем формулу полной принятой мощности шумов в виде

$$P_{\text{ш}\Sigma} = k\Delta f \frac{D_0}{4\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} T_y(\theta, \phi) F^2(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi. \quad (10.45)$$

Шумовую температуру $T_{ш\sigma}$ можно теперь определить из (10.45) и (10.42), заменяя в последней формуле $P_{шA}$ на $P_{ш\sigma}$ и $T_{шA}$ на $T_{ш\sigma}$. Получим

$$T_{ш\sigma} = \frac{D_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} T_{шA}(\theta, \varphi) F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (10.46)$$

Следовательно, $T_{ш\sigma}$ зависит не только от параметров антенны, но и от интенсивности распределения внешних источников шума. Данные по ним приведены в литературе [21].

Принятую мощность шумов, а следовательно $T_{ш\sigma}$, можно уменьшить, если в тех направлениях, в которых $T_{шA}$ велико, значение $F(\theta, \varphi)$ мало. Например, можно ослабить помеху от дискретного источника, направляя на него минимум ДН. Для уменьшения $T_{ш\sigma}$ стремятся ослабить боковые лепестки ДН.

Полная эквивалентная схема антенны как генератора шумовой э. д. с. приведена на рис. 10.7, а, причем сопротивлению излучения R_Σ , определяющему внешние шумы, приписана температура $T_{ш\sigma}$, а сопротивлению потерь R_n , определяющему внутренние шумы — физическая температура антенны T_A .

Внешние и внутренние шумы статистически независимы, поэтому нужно складывать среднеквадратичные значения их э. д. с. $\overline{e_{шA}^2} = \overline{e_{ш\sigma}^2} + \overline{e_{шп}^2}$. Определяя каждую э. д. с. по формуле, аналогичной (10.41), получаем

$$4kT_{шA}(R_\Sigma + R_n)\Delta f = 4kT_{ш\sigma}R_\Sigma\Delta f + 4kT_A R_n\Delta f,$$

откуда шумовая температура антенны

$$T_{шA} = T_{ш\sigma} \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_n} + T_A \frac{R_n}{R_\Sigma + R_n} \quad (10.47)$$

или

$$T_{шA} = T_{ш\sigma}\eta + T_A(1 - \eta), \quad (10.48)$$

где $\eta = R_\Sigma/(R_\Sigma + R_n)$ есть к. п. д. антенны. Формула (10.48) имеет простой физический смысл: потери в антенне ($\eta < 1$) уменьшают мощность внешних шумов, поступающих в приемник, но являются причиной внутренних шумов антенны. По аналогичной методике можно учесть влияние потерь в фидерной линии. Легко получить

$$T_{шAФУ} = [T_{ш\sigma}\eta + T_A(1 - \eta)]\eta_l + T_l(1 - \eta_l), \quad (10.49)$$

где T_l — физическая температура фидера, η_l — к. п. д. фидера.

ГЛАВА 11. ИЗЛУЧЕНИЕ ВИБРАТОРОВ

11.1. Вводные замечания

К числу простейших антенн относятся вибраторы: симметричный электрический вибратор, представляющий собой прямолинейный отрезок тонкого провода, питаемый в середине (рис. 11.1, *в*), и щелевой вибратор (излучатель), представляющий собой прямолинейную узкую щель, прорезанную в металлическом экране и питаемую в середине (рис. 11.10, *б*). Рассмотрим вопрос об излучении симметричного вибратора.

Для того чтобы найти поле, создаваемое вибратором при известных его размерах, длине волны и напряжении возбуждения, нужно найти решение уравнений Максвелла, удовлетворяющее граничным условиям на поверхности вибратора и представляющее собой на достаточно большом удалении от него уходящую сферическую волну. В такой постановке задача является весьма сложной.

Известно несколько так называемых строгих методов ее решения. Идея одного из них — метода интегральных уравнений — заключается в следующем [3, 25]. Сначала записывается выражение для электрического поля в окружающем вибратор пространстве через неизвестный пока ток $I(z)$, где z — координата вдоль оси вибратора. При этом функция $I(z)$ оказывается под знаком интеграла. Полагая проводимость вибратора бесконечной и приравнивая к нулю касательную составляющую электрического поля у его поверхности, получают интегральное уравнение, которое и разрешают относительно $I(z)$.

Другие методы заключаются в замене цилиндрического вибратора вибратором другой формы, например, коническим или сфериодальным. В этом случае уравнения Максвелла удается решить в такой системе координат, в которой поверхность вибратора является одной из координатных поверхностей.

Строгие методы расчета математически сложны и иногда требуют громоздких расчетов, которые, однако, становятся практически выполнимыми благодаря использованию ЭВМ. В инженерной практике широко применяется приближенный метод, опирающийся на аналогию симметричного вибратора и длинной линии.

11.2. Распределение тока, напряжения и заряда на симметричном вибраторе

1. Симметричный вибратор длиной $2l$ (рис. 11.1, *в*) можно получить, разворачивая на 90° каждое плечо разомкнутого отрезка двухпроводной линии (рис. 11.1, *а*, *б*). Если радиус вибратора a мал в

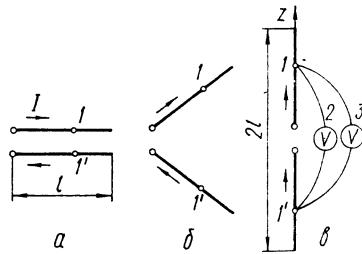


Рис. 11.1. Симметричный вибратор, образуемый путем разворачивания двухпроводной линии.

сравнении с длиной его плеча l , а именно, если $\ln(l/a) \gg 1$, то, как показывают теоретические исследования, подтверждаемые измерениями, распределение тока по вибратору и по отрезку двухпроводной линии почти одинаково.

2. Распределение тока на тонком вибраторе без учета потерь является, следовательно, синусоидальным с узлами на концах

$$I(z) \approx I_n \sin k(l - z), \quad (11.1)$$

где I_n — ток в пучности. Мгновенное значение тока $i(z, t) = I(z) e^{i\omega t}$, а координата z отсчитывается от середины вибратора. Примеры распределения тока на вибраторах различной длины показаны на рис. 11.2. При переходе через узел стоячей волны фаза тока изменяется на 180° . Если $2l \ll \lambda$, то распределение тока синфаз-

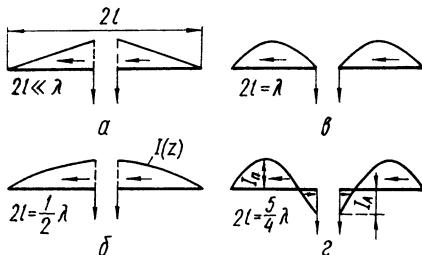


Рис. 11.2. Распределение тока на симметричном вибраторе.

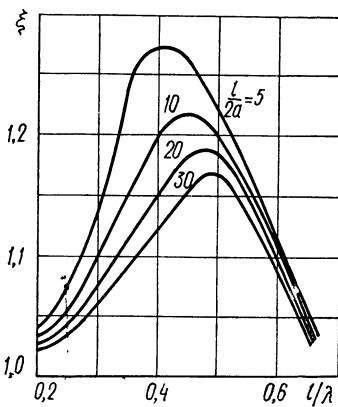


Рис. 11.3. Значение поправочного множителя ξ .

ное. При $2l > \lambda$ на вибраторе появляются участки с противофазными токами.

Следует заметить, что между симметричным вибратором и отрезком двухпроводной линии имеются различия, из которых наиболее важное состоит в том, что вибратор является излучающим устройством, а линия неизлучающим. Наличие излучения влияет на распределение тока. Во-первых, ток в узлах хотя и мал, но не равен нулю (за исключением концов вибратора). Во-вторых, расстояние между минимумами тока у вибратора несколько меньше, что можно трактовать как уменьшение фазовой скорости волны тока. Таким образом, более точным аналогом вибратора является отрезок длинной линии с потерями. Тогда распределение тока описывается не круговым синусом, а гиперболическим, и постоянная распространения является комплексной

$$\gamma = \alpha + i\beta. \quad (11.2)$$

Коэффициент фазы $\beta = \xi k = \xi 2\pi/\lambda$. Поправочный множитель ξ определен экспериментально. Его значения приведены на рис. 11.3. Расчет коэффициента затухания α изложен в § 11.3.

3. Распределение напряжения по симметричному вибратору. В длинной линии напряжение (разность потенциалов проводов) в некотором ее сечении имеет определенный смысл, так как поле в этом сече-

ний является потенциальным. Применение понятий *потенциал* и *напряжение* к симметричному вибратору встречается с принципиальными трудностями. Действительно, будем под напряжением понимать разность потенциалов в симметричных относительно середины вибратора участках (1 и 1' на рис. 11.1). Ясно, что напряжение, измеренное вольтметрами 2 и 3 (рис. 11.1, *в*), будет различным, так как из-за разности расстояний от излучателя до проводов 1—2—1' и 1—3—1' фазы наводимых э. д. с. в проводах будут различаться, а полная э. д. с. в контуре 1—2—1'—3—1 будет отлична от нуля. Иначе говоря, интеграл от напряженности поля по этому замкнутому контуру не равен нулю, т. е. поле симметричного вибратора не является потенциальным.

Для коротких вибраторов ($l < 0,1 \lambda$) можно приближенно считать поле потенциальным, а распределение напряжения таким же, как и в двухпроводной линии. Тогда пучности напряжения будут расположены на концах вибратора, а распределение напряжения от концов к середине будет происходить по косинусоидальному закону. График распределения напряжения для короткого вибратора ($2l \ll \lambda$) показан на рис. 11.4, *а*. При его построении учтен скачок напряжения на клеммах, равный напряжению генератора U_A .

4. Распределение заряда по симметричному вибратору можно определить из уравнения непрерывности, имеющего вид

$$\partial t(z, t)/\partial z = -\partial q(z, t)/\partial t,$$

где q — заряд на единицу длины провода. Полагая $q(z, t) = Q(z) e^{i\omega t}$ и подставляя значение $i(z, t)$, можно получить

$$Q(z) = \mp iQ_n \cos k(l - |z|), \quad (11.3)$$

причем $Q_n = I_n k/\omega$, а знаки минус и плюс соответствуют $z > 0$ и $z < 0$. Следовательно, в симметричных точках вибратора заряды противоположны по знаку. График распределения $Q(z)$ для вибратора длиной $2l = 3\lambda/4$ показан на рис. 11.4, *б*. Так как величина нормальной к проводу составляющей электрического поля пропорциональна $Q(z)$, то наиболее опасными с точки зрения электрического пробоя являются участки вибратора вблизи пучностей заряда.

11.3. Поле излучения симметричного вибратора

1. Напряженность электрического поля, создаваемого симметричным вибратором в точке M , расположенной в дальней зоне и имеющей координаты r, θ, φ , определим как сумму полей, создаваемых в этой точке элементами dz вибратора (рис. 11.5). Можно считать, что в пределах малого отрезка dz распределение тока равномерное, следовательно,

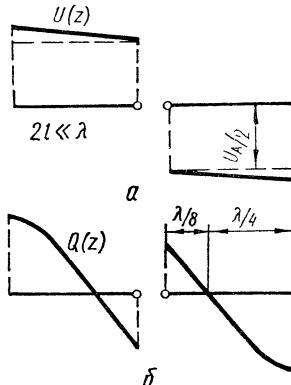


Рис. 11.4. Примеры распределения напряжения (а) и заряда (б).

вибратор можно рассматривать как совокупность диполей Герца. Напряженность dE от каждого элемента dz рассчитывается по формуле (8.1), в которой нужно I_0 заменить на $I(z)$, а l_1 — на dz .

Найдем поле, создаваемое двумя симметрично расположенными в точках 1 и 2 элементами dz с координатами z и $-z$. Векторы $d\vec{E}_1$ и $d\vec{E}_2$ лежат в плоскости, содержащей вибратор (меридиональной плоскости), и в дальней зоне их можно считать параллельными и складывать алгебраически. Тогда

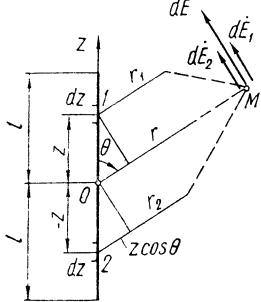


Рис. 11.5. К расчету поля излучения симметричного вибратора.

$$d\vec{E} = d\vec{E}_1 + d\vec{E}_2 = i30kI(z)dz \sin \theta \times \left[\frac{e^{-ikr_1}}{r_1} + \frac{e^{-ikr_2}}{r_2} \right]. \quad (11.4)$$

Величины r_1 и r_2 в знаменателях, влияющие на амплитуду поля, можно заменить на r . В показателях экспонент сделаем замену: $r_1 = r - z \cos \theta$ и $r_2 = r + z \cos \theta$. Тогда получим

$$dE = \frac{i60ke^{-ikr}}{r} \sin \theta I(z) \cos(kz \cos \theta) dz. \quad (11.5)$$

Полное поле излучения вибратора найдем, выполняя интегрирование в интервале $0 \leq z \leq l$. Считая распределение тока $I(z)$ синусоидальным [формула (11.1)], легко получить

$$\vec{E} = \int_0^l d\vec{E} = \frac{i60kI_0 e^{-ikr}}{r} \sin \theta \int_0^l \sin k(l-z) \cos(kz \cos \theta) dz. \quad (11.6)$$

Так как в выражении (11.6) фаза поля не зависит от угловых координат, а множитель e^{-ikr}/r описывает сферическую волну, то ясно, что симметричный вибратор имеет фазовый центр, находящийся в середине вибратора.

Переходя в (11.6) от произведения тригонометрических функций к их сумме и выполняя интегрирование, получаем для амплитуды поля

$$E = \frac{60I_0}{r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}. \quad (11.7)$$

Ток в пучности выражается через ток в точках питания с помощью соотношения

$$I_{\text{п}} = I_A / \sin kl, \quad (11.8)$$

которое можно получить, полагая в (11.1) $z = 0$. Подставим (11.8) в (11.7), тогда

$$E = \frac{60I_A}{r \sin kl} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}. \quad (11.9)$$

2. Диаграмма направленности симметричного вибратора определяется множителем в формуле (11.7), зависящим от угла

$$f(\theta) = \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}. \quad (11.10)$$

На практике обычно применяются вибраторы длиной $2l < 5\lambda/4$, ДН которых имеет в интервале $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ только один максимум. Можно показать, что он перпендикулярен оси вибратора. Полагая в (11.10) $\theta = \pi/2$, получаем $f_{\max} = (1 - \cos kl)$. Поделив $f(\theta)$ на f_{\max} , найдем выражение для нормированной ДН

$$F(\theta) = \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{(1 - \cos kl) \sin \theta}$$

при $2l < \frac{5\lambda}{4}$. (11.11)

Для полуволнового вибратора ($2l = \lambda/2$) имеем

$$F(\theta) = \frac{\cos(0,5\pi \cos \theta)}{\sin \theta}. (11.12)$$

Рассчитанные ДН для нескольких значений l/λ представлены на рис. 11.6. Пространственные ДН получаются вращением этих кривых вокруг оси z . При увеличении l/λ число лепестков растет, а ширина каждого лепестка уменьшается.

Пусть $kl \ll 1$. Представив в (11.11) косинусы в виде степенного ряда, найдем $F(\theta) \approx \sin \theta$. Следовательно, короткий вибратор имеет такую же ДН, как и диполь Герца.

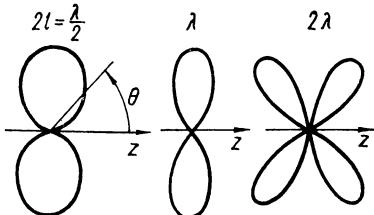


Рис. 11.6. ДН симметричного вибратора.

11.4. Действующая длина и КНД симметричного вибратора

1. Действующая длина симметричного вибратора, отнесенная к его входу, рассчитывается по формуле (9.53). Подставив в нее значение E_{\max} , вычисленное по (11.9) при $\theta = \pi/2$, получим

$$l_d = \frac{2}{k} \frac{1 - \cos kl}{\sin kl} = \frac{\lambda}{\pi} \operatorname{tg} \frac{kl}{2}. (11.13)$$

Для полуволнового вибратора ($l = \lambda/4$) имеем $l_d = \lambda/\pi \approx 0,64(2l)$. Для короткого вибратора ($kl \ll 1$) можно считать $\operatorname{tg}(kl/2) \approx kl/2$, тогда $l_d \approx l$, т. е. действующая длина короткого вибратора равна половине его геометрической длины.

2. КНД симметричного вибратора можно вычислить по формуле (9.48). Если $2l < 5\lambda/4$, то необходимое для вычисления КНД значение $F(\theta)$ находим из (11.11). Интеграл выражается через интегральные синус и косинус. Для полуволнового вибратора максимальный КНД равен $D_0 = 1,64$.

11.5. Сопротивление излучения и входное сопротивление симметричного вибратора

1. Сопротивление излучения симметричного вибратора, отнесенное к пучности тока, можно рассчитать с помощью соотношений (9.33), (9.27) и (11.7). Учитывая в (11.7) осевую симметрию поля вибратора,

получаем

$$R_{\Sigma n} = 60 \int_0^{\pi} \frac{[\cos(kl \cos \theta) - \cos kl]^2}{\sin \theta} d\theta. \quad (11.14)$$

Вычисление интеграла приводит к следующей формуле:

$$R_{\Sigma n} = 30 [(\text{Si } 4kl - 2 \text{ Si } 2kl) \sin 2kl + (C + \ln kl + \text{Ci } 4kl - 2 \text{ Ci } 2kl) \cos 2kl + 2(C + \ln 2kl - \text{Ci } 2kl)], \quad (11.15)$$

где $\text{Si } x$ и $\text{Ci } x$ — интегральные синус и косинус, а $C = 0,577$ — постоянная Эйлера. График зависимости $R_{\Sigma n}$ от отношения l/λ показан на рис. 11.7.

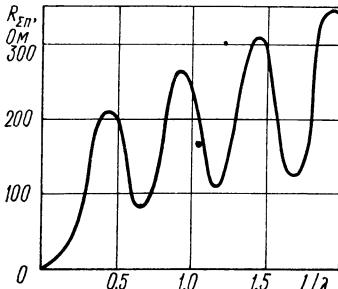


Рис. 11.7. Сопротивление излучения симметричного вибратора.

Сопротивление излучения, отнесенное ко входу антенны $R_{\Sigma A}$, можно определить из (9.32) и (9.33)

$$R_{\Sigma A} = R_{\Sigma n} I_A^2 / I_A^2. \quad (11.16)$$

Учитывая (11.8), получаем

$$R_{\Sigma A} = R_{\Sigma n} / \sin^2 kl. \quad (11.17)$$

2. Входной импеданс симметричного вибратора $Z_A = R_A + iX_A$ зависит от размеров вибратора и длины волны. Будем определять Z_A , рассматривая вибратор как отрезок разомкнутой двухпроводной линии с потерями. Согласно теории длинных линий

$$\dot{Z}_A = \dot{W} \operatorname{cth} \gamma l = \dot{W} \frac{\operatorname{sh} 2\alpha l - i \sin 2\beta l}{\operatorname{ch} 2\alpha l - \cos 2\beta l}, \quad (11.18)$$

где комплексное волновое сопротивление $\dot{W} = \sqrt{(R_1 + i\omega L_1)(G_1 + i\omega C_1)}$, а R_1 , G_1 , L_1 , C_1 — погонные значения активного сопротивления, активной проводимости, индуктивности и емкости эквивалентной вибратору линии. Можно считать, что $G_1 \approx 0$ и $R_1 \ll \omega L_1$. Тогда, представляя \dot{W} в виде степенного ряда и ограничиваясь первыми его двумя членами, получаем

$$\dot{W} \approx W_B \left(1 - \frac{R_i}{2\omega L_1} \right) = W_B \left(1 - i \frac{\alpha}{k} \right). \quad (11.19)$$

Здесь коэффициент затухания $\alpha = R_1/2W_B$, а W_B — вещественное волновое сопротивление вибратора.

Подставляя (11.19) в (11.18), получаем

$$\dot{Z}_A = W_B \left[\frac{\left(\operatorname{sh} 2\alpha l - \frac{\alpha}{k} \sin 2\xi kl \right) - i \left(\sin 2\xi kl + \frac{\alpha}{k} \operatorname{sh} 2\alpha l \right)}{\operatorname{ch} 2\alpha l - \cos 2\xi kl} \right]. \quad (11.20)$$

Так как в данном случае расстояние между симметричными элементами вибратора (рис. 11.1, в) изменяется вдоль его длины, то, следо-

вательно, изменяется и волновое сопротивление. Усредняя его, можно получить приближенное значение W_b . Для расчета величины W_b имеется несколько практически равнозначных приближенных формул. Воспользуемся формулой, полученной для не очень толстых цилиндрических вибраторов

$$W_b = 120 \left(\ln \frac{2l}{a} - 1 \right). \quad (11.21)$$

Для определения величины R_1 приравняем мощность излучения вибратора мощности, рассеиваемой в отрезке длиной линии

$$\frac{I_{\pi}^2 R_{\Sigma \pi}}{2} = \int_0^l \frac{I^2(z) R_1}{2} dz. \quad (11.22)$$

Считая распределение тока синусоидальным, с учетом поправочного множителя ξ имеем $I(z) = I_{\pi} \sin [\xi k(l - |z|)]$. Тогда из (11.22) получаем

$$R_1 = \frac{2R_{\Sigma \pi}}{l \left(1 - \frac{\sin 2\xi kl}{2\xi kl} \right)}, \quad (11.23)$$

$$\alpha = \frac{R_{\Sigma \pi}}{W_b l \left(1 - \frac{\sin 2\xi kl}{2\xi kl} \right)}. \quad (11.24)$$

На рис. 11.8 приведены зависимости активной и реактивной составляющих входного импеданса вибратора от его электрической длины при нескольких значениях W_b .

По характеру кривых видно, что первый резонанс ($X_A = 0$) является последовательным и наблюдается вблизи точки $l = \lambda/4$. При меньших длинах вибратора реактивное сопротивление является емкостным. Второй резонанс является параллельным и наблюдается вблизи точки $l = \lambda/2$. При этом R_A достигает максимума. Для его вычисления учтем, что приближенно можно считать $2\xi kl \approx 2\pi$; $\sin 2\xi kl \approx 0$; $\cos 2\xi kl \approx 1$. Подставляя эти значения в (11.20), получаем

$$R_{A \text{ макс}} \approx \frac{W_b^2}{R_{\Sigma \pi}}, \quad (11.25)$$

где $R_{\Sigma \pi}$ — сопротивление излучения волнового вибратора; $R_{\Sigma \pi} \approx 200 \Omega$.

В интервале между первым и вторым резонансами реактивное сопротивление является индуктивным. При дальнейшем увеличении l/λ последовательные и параллельные резонансы чередуются.

Из рис. 11.8 видно, что чем толще вибратор (чем меньше W_b), тем в меньших пределах изменяется R_A и тем меньше величина $|X_A|$, следовательно, тем больше полоса пропускания вибратора.

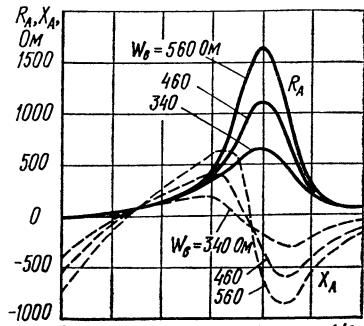


Рис. 11.8. Входной импеданс симметричного вибратора.

Заметим, что вдали от резонансных точек ($0 < 2l < 0,4\lambda$ и $0,6\lambda < 2l < 0,9\lambda$) можно приближенно считать, что $R_A \approx R_{\Sigma A}$, а X_A равно реактивному входному сопротивлению отрезка длинной линии без потерь:

$$\hat{Z}_A = R_{\Sigma A} - iW_b \operatorname{ctg} \xi kl. \quad (11.26)$$

Формулу (11.26) можно получить из выражения (11.20).

11.6. Щелевой излучатель

Простейший щелевой излучатель в виде узкой прямолинейной щели в металлическом экране изображен на рис. 11.9. Если по металлической поверхности течет ток, а щель расположена так, что пересекает линии тока (рис. 11.9, *a*), то на кромках щели появляются переменные заряды разного знака, а внутри щели — электрическое поле, силовые линии которого перпендикулярны краям щели. Как показал Я. Н. Фельд [36], напряженность электрического поля, а следовательно, и напряжение между краями полуволновой щели распределены вдоль ее длины по синусоидальному закону. На концах щели напряжение равно нулю.

Если щель расположена вдоль линий поверхностного тока, то на краях щели заряды не появляются, так как щель практически не искажает распределения поверхностных токов (рис. 11.9, *б*). Чем больше

острый угол между осью щели и направлением поверхностных токов, тем интенсивнее возбуждается щель.

Электрическое поле в щели, наряду с поверхностными токами, является источником излучения электромагнитных волн. Щель, излучающую в обе стороны от металлической поверхности, называют *двусторонней*. На практике чаще применяют *односторонние* щелевые антенны. Чтобы устранить излучение в одно полупространство, щель с соответствующей стороны закрывают резонатором. Обычно в нем расположено возбуждающее устройство.

Предположим, что щель прорезана в плоском тонком, идеально проводящем экране и что первоначально (до прорезания щели) ток возбуждался внешним источником лишь на одной стороне металлической поверхности. Так как щель излучает в оба полупространства, разделенные металлической поверхностью, то токи появляются и на другой ее стороне.

Чтобы найти электромагнитное поле щелевой антенны, необходимо решить уравнения Максвелла и удовлетворить граничным условиям на металлической поверхности и на самой щели. В такой постановке

задача впервые была решена А. А. Пистолькорсом. Это решение, однако, относительно сложно. Другой, более простой путь, состоит в применении сформулированного А. А. Пистолькорсом принципа двойственности, который рассматривается ниже.

11.7. Принцип двойственности и его применимость в теории щелевых антенн

1. Принцип двойственности можно сформулировать следующим образом: *решение уравнений Максвелла для магнитного вектора поля, найденное при заданных в отношении этого вектора граничных условиях, имеет такой же вид и для электрического вектора, при тех же граничных условиях, но заданных в отношении электрического вектора.*

Принцип двойственности или взаимозаменяемости электрического и магнитного полей вытекает из симметрии уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} \dot{\mathbf{H}} = i\omega \dot{\mathbf{E}}, \quad \operatorname{rot} \dot{\mathbf{E}} = -i\omega \dot{\mathbf{H}}. \quad (11.27)$$

Чтобы придать уравнениям полную симметрию, введем новые переменные¹

$$\dot{\mathbf{E}}' = \sqrt{i\omega\epsilon} \dot{\mathbf{E}}, \quad \dot{\mathbf{H}}' = \sqrt{-i\omega\mu} \dot{\mathbf{H}}. \quad (11.28)$$

Тогда

$$\operatorname{rot} \dot{\mathbf{H}}' = k \dot{\mathbf{E}}', \quad \operatorname{rot} \dot{\mathbf{E}}' = k \dot{\mathbf{H}}', \quad (11.29)$$

где $k = 2\pi/\lambda$.

Пусть задано граничное условие для касательной составляющей \dot{H}_τ' вектора $\dot{\mathbf{H}}'$ на некоторой поверхности и пусть при этом решением уравнений Максвелла является магнитный вектор $\dot{\mathbf{H}}'$. Если теперь задано граничное условие для касательной составляющей электрического вектора в виде

$$\dot{E}_\tau' = H_\tau', \quad (11.30)$$

то из уравнений (11.29) вытекает, что

$$\dot{\mathbf{E}}' = \dot{\mathbf{H}}'. \quad (11.31)$$

Таким образом, справедливость принципа двойственности в отношении векторов $\dot{\mathbf{E}}'$ и $\dot{\mathbf{H}}'$ очевидна. Докажем, что он справедлив и для векторов $\dot{\mathbf{E}}$ и $\dot{\mathbf{H}}$.

Произведя в равенствах (11.30) и (11.31) обратную замену переменных, получаем, что если $\sqrt{i\omega\epsilon} \dot{E}_\tau = \sqrt{-i\omega\mu} \dot{H}_\tau$, то $\sqrt{i\omega\epsilon} \dot{\mathbf{E}} = \sqrt{-i\omega\mu} \dot{\mathbf{H}}$. Выражения $\sqrt{i\omega\epsilon}$ и $\sqrt{-i\omega\mu}$ представляют собой масштабные множители. Так как они одинаковы и у касательных составляющих векторов \dot{E}_τ , \dot{H}_τ и, соответственно, у искомых векторов $\dot{\mathbf{E}}$, $\dot{\mathbf{H}}$, то, следовательно, вектор $\dot{\mathbf{E}}$ выражается через касательную составляющую \dot{E}_τ точно так же, как вектор $\dot{\mathbf{H}}$ через касательную составляющую \dot{H}_τ . В этом и состоит принцип двойственности.

2. Применение принципа двойственности проиллюстрируем на примере полуволнового симметричного металлического вибратора, имею-

¹ Величины $\dot{\mathbf{E}}'$ и $\dot{\mathbf{H}}'$ имеют одинаковую размерность.

щего форму бесконечно тонкой пластинки шириной d , и прямоугольной щели таких же размеров, прорезанной в бесконечном металлическом листе (рис. 11.10).

Пусть по вибратору протекает ток I . Принимая, что $d \ll \lambda/2$, можно считать, что ток вдоль вибратора распределен по синусоидальному закону. Структура магнитного поля вблизи вибратора изображена на

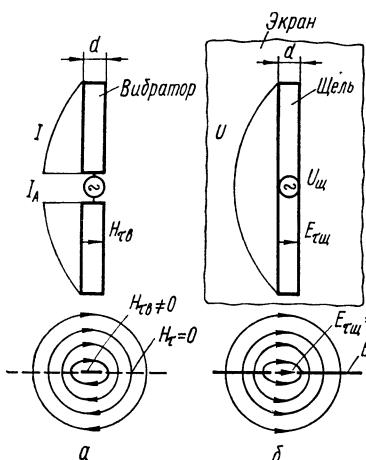


Рис. 11.10. Магнитное поле вблизи вибратора (a); электрическое поле вблизи щели (b).

лучателю (рис. 11.10, б). Пусть напряжение между краями щели равно U . Касательная составляющая электрического поля в щели $E_{\tau\psi}$, как и напряжение, изменяется вдоль щели по синусоидальному закону и определяется из формулы

$$E_{\tau\psi} = U/d. \quad (11.33)$$

Предполагая, что проводимость металлического экрана, в котором прорезана щель, равна бесконечности, найдем, что всюду вблизи экрана касательная составляющая электрического поля равна нулю. Структура электрического поля вблизи щели изображена на рис. 11.10, б и, как видно из рисунка, не отличается от структуры магнитного поля вблизи вибратора.

Следовательно, можно выбрать амплитуды I и U так, чтобы граничные условия для магнитного вектора в случае вибратора и для электрического вектора в случае щели были одинаковы. Отсюда вытекает, что к этим излучателям применим принцип двойственности. Металлический вибратор принято называть *вибраторным аналогом щелевого излучателя*, имеющего те же размеры и форму, а щель — *щелевым аналогом вибратора*.

Принцип двойственности позволяет, зная электрические параметры металлического вибратора, определить электрические параметры его щелевого аналога и наоборот.

Так как по закону полного тока $\oint H dl = I$, то для касательной составляющей магнитного поля в непосредственной близости к поверхности вибратора нетрудно получить выражение

$$H_{\tau b} = I/2d. \quad (11.32)$$

Следовательно, величина $H_{\tau b}$, как и ток I , будет вдоль вибратора изменяться по синусоидальному закону. На остальной воображаемой бесконечной плоскости (на рис. 11.10, а она изображена пунктиром), являющейся продолжением плоскости вибратора, касательная составляющая магнитного поля вибратора равна нулю, так как по соображениям симметрии магнитные силовые линии перпендикулярны указанной плоскости.

Обратимся теперь к щелевому из-

лучателю (рис. 11.10, б). Пусть напряжение между краями щели равно U . Касательная составляющая электрического поля в щели $E_{\tau\psi}$, как и напряжение, изменяется вдоль щели по синусоидальному за-

11.8. Поле излучения прямолинейной щели

Применим принцип двойственности для определения поля излучения прямолинейной щели длиной $2l$. Электрическое поле симметричного вибратора в дальней зоне в соответствии с (11.9) можно представить в виде

$$\dot{E}_{\theta_B} = i \frac{60I_A}{r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin kl \sin \theta} e^{-ikr}, \quad (11.34)$$

где I_A — ток в точках питания.

Магнитное и электрическое поля в свободном пространстве связаны соотношением $\dot{H}_{\phi_B} = \dot{E}_{\theta_B}/120\pi$. Следовательно,

$$\dot{H}_{\phi_B} = i \frac{I_A}{2\pi r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin kl \sin \theta} e^{-ikr} \quad (11.35)$$

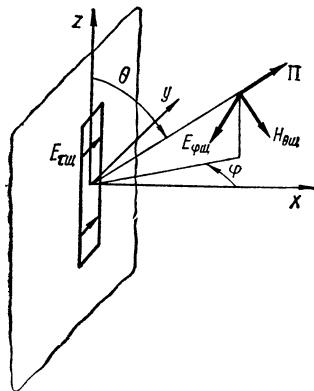


Рис. 11.11. Ориентация векторов поля щели.

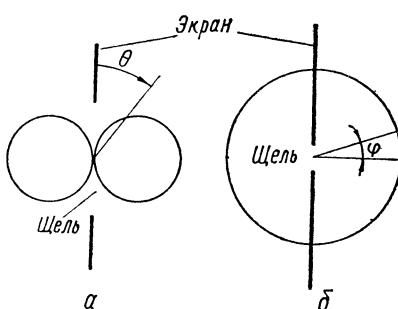


Рис. 11.12. ДН двусторонней щели.

Подставляя в эту формулу значение I_A из формулы (11.32), рассматриваемой для точек питания, получаем

$$H_{\phi_B} = i \frac{H_{TB}d}{\pi r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin kl \sin \theta} e^{-ikr}. \quad (11.36)$$

Для того чтобы найти поле излучения щелевого аналога, заменим в соответствии с принципом двойственности \dot{H}_{ϕ_B} и H_{TB} , соответственно, на $E_{\phi_{щ}}$ и $E_{\theta_{щ}}$

$$\dot{E}_{\phi_{щ}} = i \frac{E_{\theta_{щ}}d}{\pi r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin kl \sin \theta} e^{-ikr}. \quad (11.37)$$

Учитывая (11.33), получаем

$$\dot{E}_{\phi_{щ}} = i \frac{U_{щ}}{\pi r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin kl \sin \theta} e^{-ikr}. \quad (11.38)$$

Здесь $U_{щ}$ — напряжение в точках питания щели (рис. 11.10, б). Для магнитного поля щели в дальней зоне легко получить выражение

$$\dot{H}_{\theta_{щ}} = -i \frac{U_{щ}}{120\pi^3 r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin kl \sin \theta} e^{-ikr}. \quad (11.39)$$

Ориентация векторов поля излучения относительно щели показана на рис. 11.11.

Из формул (11.34) — (11.39) следует, что ДН щелевого излучателя и его вибраторного аналога *одинаковы*, однако ориентация векторов поля различна: при совпадающих осиях щели и вибратора поляризация полей этих излучателей отличается на 90° .

В плоскостях, проходящих через продольную ось щели (например, в плоскостях xOz и yOz), ДН полуволновой щели имеет вид восьмерки (рис. 11.12, *a*), а в плоскости, перпендикулярной этой оси (плоскости xOy), — вид окружности (рис. 11.12, *б*). Если щель является односторонней, то имеет смысл рассматривать ее ДН только для «освещенного» полупространства. В этом случае ДН представляет собой половину диаграммы (в соответствующей плоскости), изображенной на рис. 11.12.

11.9. Проводимость прямолинейной щели

Предположим, что симметричный вибратор и его щелевой аналог — двусторонняя прямолинейная щель — создают в дальней зоне поля одинаковой интенсивности. Приравнивая друг к другу правые части формул (11.34) и (11.38), найдем условие равенства амплитуд полей излучения

$$U_{\text{щ}} = 60\pi I_A. \quad (11.40)$$

Здесь $U_{\text{щ}}$ и I_A относятся к одинаково расположенным точкам на щели и соответственно на вибраторе, например к точкам питания.

Условие (11.40) можно сформулировать так: один ампер тока в вибраторе вызывает такое же по величине поле излучения, как и 60π вольт на щели.

Поскольку ДН обоих излучателей одинаковы и, кроме того, равны интенсивности полей, то можно утверждать, что при выполнении условия (11.40) будут одинаковыми и излученные мощности $P_{\Sigma A} = P_{\Sigma \text{щ}}$. Эти мощности можно представить в виде (см. § 9.3) $P_{\Sigma A} = I_A^2 R_{\Sigma A}/2$ и $P_{\Sigma \text{щ}} = U_{\text{щ}}^2 G_{\Sigma \text{щ}}/2$, где $R_{\Sigma A}$ — сопротивление излучения вибратора, а $G_{\Sigma \text{щ}}$ — проводимость излучения щели. Приравнивая правые части приведенных выше выражений и используя соотношение (11.40), получаем формулу, устанавливающую связь между проводимостью излучения, отнесенными к определенным точкам щелевого излучателя, и сопротивлением излучателя, отнесенными к аналогичным точкам вибраторного аналога,

$$G_{\Sigma \text{щ}} = \frac{R_{\Sigma A}}{(60\pi)^2}. \quad (11.41)$$

Принципом двойственности можно пользоваться для определения не только мощности излучения, а следовательно, и проводимости (сопротивления) излучения, но также реактивной мощности, связанной с излучателем, и его реактивной проводимости (сопротивления). Поэтому, распространяя формулу (11.41) на комплексную проводимость

щелевой антенны $\dot{Y}_{\text{щ}}$ и комплексное сопротивление вибраторной антенны Z_A , получаем

$$\dot{Y}_{\text{щ}} = \frac{\dot{Z}_A}{(60\pi)^2}. \quad (11.42)$$

Подставим в (11.42) значение \dot{Z}_A из (11.26). Тогда

$$\dot{Y}_{\text{щ}} = \frac{R_{\Sigma A} - iW_B \operatorname{ctg} \xi k l}{(60\pi)^2}. \quad (11.43)$$

Формула (11.43), как и (11.26), является приближенной.

Из формулы (11.43) вытекает, что реактивные составляющие входного сопротивления вибратора и входной проводимости его щелевого аналога имеют одинаковый знак. Следовательно, одинаковые по длине щель и вибратор будут иметь входные сопротивления разного знака. Например, щель длиной менее $0,5\lambda$ имеет входное реактивное сопротивление индуктивного характера, в то время как вибратор такой же длины имеет входное реактивное сопротивление емкостного характера.

В случае односторонней щели поле излучения по-прежнему определяется по формуле (11.38), однако, так как излучение происходит только в одно полупространство, то мощность излучения, а следовательно, и проводимость излучения будут вдвое меньше, чем в случае двусторонней щели, и для определения проводимости излучения щели нужно пользоваться формулой

$$G_{\Sigma \text{щ}} = \frac{R_{\Sigma A}}{2(60\pi)^2}. \quad (11.44)$$

ГЛАВА 12. СИСТЕМЫ СВЯЗАННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

12.1. Решетки излучателей

Элементарные излучатели обладают слабо выраженным направлением свойствами. Это относится и к неэлементарным излучателям, размеры которых невелики по сравнению с длиной волны, например, к полуволновому симметричному излучателю. Для формирования остронаправленного излучения необходимо применять антенну, размеры которой намного больше длины волны. Такая антenna представляет собой *систему источников* (излучателей), между которыми распределяют подводимую от генератора мощность. Поля излучения этих источников интерферируют в пространстве: в одних направлениях суммарное поле усиливается, в других — ослабляется. Результирующая ДН системы зависит от расположения источников в пространстве, а также от амплитуд и фаз токов в этих источниках.

Различают *непрерывные* и *дискретные* системы излучателей. Непрерывной называют такую систему, в которой излучатели размещены непрерывно по некоторой линии, поверхности или в некотором объеме. Группа излучателей, расположенных на некотором расстоянии друг от друга, образует дискретную систему, часто называемую *антенной решеткой* (AP). Элементами AP могут являться как одиночные излучатели (например, симметричные вибраторы, щели, рупоры),

так и сложные антенны, которые в свою очередь являются антенными решетками, состоящими из более простых элементов.

АР в зависимости от способа расположения излучателей подразделяются на *линейные, поверхностные и объемные*. Наибольшее практическое применение нашли следующие типы АР: из линейных — *прямолинейные* (рис. 12.1, а), *дуговые* (рис. 12.1, б) и *кольцевые* (рис. 12.1, в),

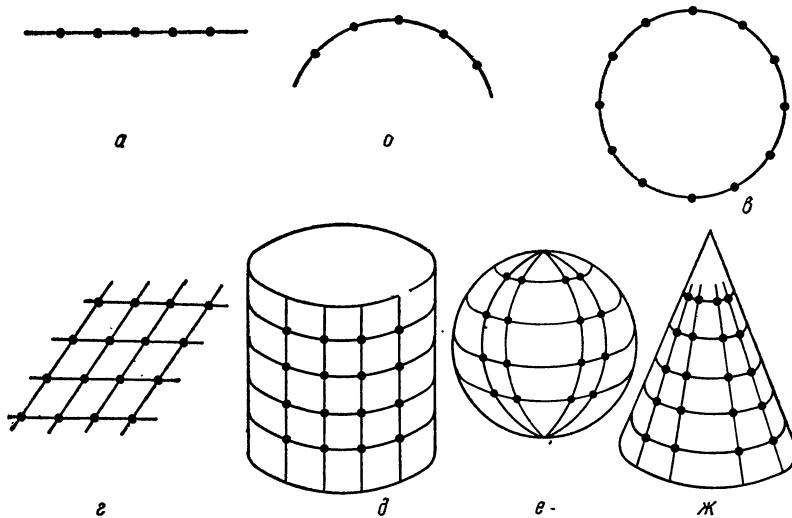


Рис. 12.1. Типы антенных решеток.

из поверхностных — *плоскостные* (рис. 12.1, г), *цилиндрические* (рис. 12.1, д), *сферические* (рис. 12.1, е) и *конические* (рис. 12.1, ж). Наиболее часто применяются прямолинейные и плоскостные АР. Объемные АР находят ограниченное применение.

12.2. Теорема умножения диаграмм направленности

1. **Антеннную решетку** из N одиночных излучателей расположим в некоторой части пространства V (рис. 12.2). Определим поле излучения АР в точке M , расположенной в дальней зоне, как векторную сумму полей излучения ее элементов

$$\dot{\mathbf{E}} = \sum_{n=1}^N \dot{\mathbf{E}}_n. \quad (12.1)$$

Комплексная амплитуда электрического поля n -го элемента АР может быть в векторной форме представлена в виде

$$\dot{\mathbf{E}}_n = iCA_n e^{i\psi_n} \frac{e^{-ikr_n}}{r_n} F_n(\theta_n, \varphi_n) \dot{\mathbf{p}}_n. \quad (12.2)$$

Здесь A_n и ψ_n — амплитуда и фаза тока (поля) в n -м элементе; $F_n(\theta_n, \varphi_n)$ — ДН n -го элемента; $\dot{\mathbf{p}}_n$ — поляризационный вектор поля n -го элемента; r_n , θ_n , φ_n — сферические координаты точки M в системе

ме координат, центр которой совпадает с n -м элементом; C — константа, зависящая от вида излучателя. Если, например, элементом АР является вибратор с действующей длиной l_d и током питания I , то, сравнивая формулы (9.52) и (12.2), находим, что

$$C = 30kl_d. \quad (12.3)$$

2. Поле в дальней зоне определим, учитывая, что линии, соединяющие точку M со всеми элементами АР, можно считать параллельными (см. § 8.4). Тогда $\theta_1 = \theta_2 = \dots = \theta_n = \dots = \theta_N = \theta$, $\varphi_1 = \varphi_2 = \dots = \varphi_n = \dots = \varphi_N = \varphi$ и $r_n = r - p_n \cos \Phi_n$. В знаменателе выражения (12.2) можно полагать $r_1 = r_2 = \dots = r_n = \dots = r_N = r$. Вводя безразмерное амплитудное распределение токов (полей) по системе излучателей

$$a_n = A_n/A_1$$

и подставляя (12.2) в (12.1), получаем

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{E}} = & \frac{iCA_1}{r} e^{-ikr} \sum_{n=1}^N a_n \times \\ & \times e^{i\psi_n} e^{ikp_n \cos \Phi_n} F_n(\theta, \varphi) \dot{\mathbf{p}}_n. \end{aligned} \quad (12.4)$$

Если элементы АР имеют различную поляризацию, то поле излучения каждого элемента можно представить в виде суммы меридиональной E_θ и азимутальной E_φ составляющих и произвести суммирование по этим составляющим. Модуль суммы в формуле (12.4) есть амплитудная ДН антенной решетки.

При большом числе излучателей определение ДН в общем случае требует громоздких вычислений. Однако на практике часто применяются АР, состоящие из *идентичных* и *одинаково ориентированных* в пространстве излучателей. Для них, следовательно,

$$F_1(\theta, \varphi) = F_2(\theta, \varphi) = \dots = F_n(\theta, \varphi) = \dots = F_N(\theta, \varphi) = F_0(\theta, \varphi),$$

$$\dot{\mathbf{p}}_1 = \dot{\mathbf{p}}_2 = \dots = \dot{\mathbf{p}}_n = \dots = \dot{\mathbf{p}}_N = \dot{\mathbf{p}}.$$

Тогда формула (12.4) принимает вид

$$\dot{\mathbf{E}} = \frac{CA_1}{r} i e^{-ikr} \dot{\mathbf{p}} F_0(\theta, \varphi) \sum_{n=1}^N a_n e^{i\psi_n} e^{ikp_n \cos \Phi_n}. \quad (12.5)$$

Введем обозначение

$$\sum_{n=1}^N a_n e^{i\psi_n} e^{ikp_n \cos \Phi_n} = f_c(\theta, \varphi). \quad (12.6)$$

Функцию $f_c(\theta, \varphi)$ называют *множителем системы* или *множителем решетки*. Интересуясь только величиной поля излучения, можно из (12.5) получить

$$E = \frac{CA_1}{r} F_0(\theta, \varphi) f_c(\theta, \varphi). \quad (12.7)$$

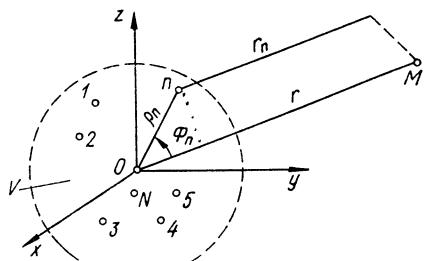


Рис. 12.2. К доказательству теоремы умножения ДН.

Из этой формулы видно, что амплитудная ДН системы излучателей определяется в виде

$$f(\theta, \varphi) = F_0(\theta, \varphi) \cdot f_c(\theta, \varphi). \quad (12.8)$$

Для выяснения смысла множителя $f_c(\theta, \varphi)$ предположим, что каждый излучатель является ненаправленным (изотропным), тогда

$$F_0(\theta, \varphi) = 1 \quad \text{et} \quad f_c(\theta, \varphi) = f(\theta, \varphi).$$

Формула (12.8) является математическим выражением теоремы умножения ДН, формулируемой следующим образом: *диаграмма направленности системы идентичных и одинаково ориентированных в пространстве направленных излучателей есть произведение диаграммы направленности одиночного излучателя, входящего в систему, на множитель системы, представляющий собой диаграмму направленности такой же системы, но состоящей из ненаправленных излучателей.* Слова «такой же» означают, что у системы ненаправленных излучателей число излучателей, их расположение в пространстве, а также амплитуды и фазы токов (полей) в излучателях такие же, как и у исходной системы направленных излучателей.

Теорема умножения значительно упрощает расчеты, так как позволяет заменить суммирование большого числа членов вычислением произведения двух сомножителей.

12.3. Комплексные сопротивления системы излучателей

Излучатели АР, рассматриваемые как нагрузки для генераторов, характеризуются входными комплексными сопротивлениями. Знание этих сопротивлений необходимо для расчета и осуществления такого питания излучателей, при котором обеспечивается амплитудно-фазовое распределение токов, необходимое для получения заданной ДН.

AP обычно представляет собой систему, между элементами которой существует электромагнитная связь.

Пусть имеется решетка, состоящая из N излучателей. Обозначим напряжения, подводимые к излучателям от источников, $\dot{U}_1, \dot{U}_2, \dots, \dot{U}_N$, а токи на входах излучателей $\dot{I}_1, \dot{I}_2, \dots, \dot{I}_N$.

AP можно рассматривать как систему из N связанных контуров, поэтому для такой решетки можно записать следующую систему N алгебраических уравнений:

Здесь коэффициент вида \dot{Z}_{nk} при $n \neq k$ характеризует связь между n -м и k -м излучателями и называется *взаимным сопротивлением*, а коэффициент вида \dot{Z}_{nn} представляет собой *собственное сопротивление*.

n -го излучателя, т. е. его сопротивление при отсутствии остальных ($N - 1$) излучателей. Из принципа взаимности вытекает, что $\dot{Z}_{nk} = \dot{Z}_{kn}$.

Для того чтобы при заданных токах найти требуемые напряжения на излучателях (и наоборот), необходимо знать собственные и взаимные сопротивления излучателей. Для определения этих сопротивлений применяют *метод наводимых э. д. с.*, рассматриваемый в следующем параграфе.

Заметим, что если первое уравнение системы (12.9) поделить на \dot{I}_1 , то результат деления представляет собой комплексное сопротивление первого излучателя *при наличии* остальных излучателей $\dot{U}_1/\dot{I} = \dot{Z}_1$. Имеем

$$\dot{Z}_1 = \dot{Z}_{11} + \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} \dot{Z}_{12} + \dots + \frac{\dot{I}_n}{\dot{I}_1} \dot{Z}_{1n} + \dots + \frac{\dot{I}_N}{\dot{I}_1} \dot{Z}_{1N}. \quad (12.10)$$

Величина

$$\dot{Z}_{1\text{вн}} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} Z_{12} + \dots + \frac{\dot{I}_n}{\dot{I}_1} Z_{1n} + \dots + \frac{\dot{I}_N}{\dot{I}_1} Z_{1N} \quad (12.11)$$

представляет собой комплексное сопротивление, вносимое в первый излучатель всеми остальными излучателями.

Следовательно, полное комплексное сопротивление излучателя есть сумма собственного и вносимого сопротивлений:

$$\dot{Z}_1 = \dot{Z}_{11} + \dot{Z}_{1\text{вн}}. \quad (12.12)$$

Пусть антенная решетка состоит только из двух излучателей. Тогда

$$\dot{Z}_{1\text{вн}} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} \dot{Z}_{12}. \quad (12.13)$$

Если положить $\dot{I}_2 = \dot{I}_1$, то

$$\dot{Z}_{1\text{вн}} = \dot{Z}_{12}. \quad (12.14)$$

Следовательно, если амплитуды и фазы токов в двух связанных вибраторах одинаковы, то их взаимное сопротивление равно сопротивлению, вносимому одним из вибраторов в другой. Формулу (12.14) можно рассматривать как определение взаимного сопротивления. Из него вытекает, что взаимное сопротивление не зависит от величин и фаз токов в излучателях. Оно зависит от типа и размеров излучателей, их взаимного расположения и длины волны. Из формулы (12.11) видно, что вносимое сопротивление зависит от этих же величин и, кроме того, от отношения комплексных амплитуд токов, протекающих по излучателям.

12.4. Метод наводимых э. д. с.

Метод наводимых э. д. с. был предложен Д. А. Рожанским и Л. Бриллюэном и применен к антеннам И. Г. Кляцкиным и А. А. Пистолькорсом. Для пояснения этого метода рассмотрим симметричный вибра-

тор I длиной $2l$ (рис. 12.3, a). Предположим, что он изготовлен из идеального проводящего металла.

Под действием напряжения \dot{U}_1 по вибратору протекает ток \dot{I}_1 . Если вблизи вибратора I нет других излучателей, то распределение тока $\dot{I}_1(z)$ таково, что касательная к вибратору составляющая электрического поля, создаваемого этим током, равна нулю. Известно, что распределение тока вдоль тонкого вибратора можно приближенно считать синусоидальным.

Пусть теперь вблизи вибратора I расположен вибратор 2 , ориентированный произвольным образом (рис. 12.3, a). Предположим, что

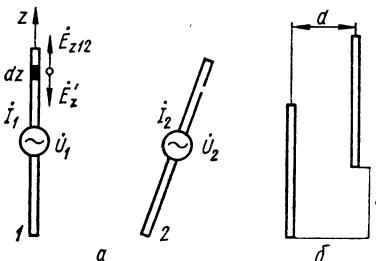


Рис. 12.3. К изложению метода на-водимых э. д. с.

под действием напряжения \dot{U}_2 в вибраторе 2 протекает ток, который в точках питания равен \dot{I}_2 . Этот ток создает электромагнитное поле вблизи вибратора I . Пусть касательная составляющая этого поля у элемента dz равна \dot{E}_{z12} .

Для того чтобы не нарушилось граничное условие вблизи поверхности вибратора I , ток в нем должен так перераспределиться, чтобы у элемента dz появилось дополнительное

поле с касательной составляющей, равной \dot{E}'_z , причем $\dot{E}'_z = -\dot{E}_{z12}$.

Полю \dot{E}'_z соответствует э. д. с. в элементе dz , равная $d\dot{\mathcal{E}} = -\dot{E}_{z12} dz$.

Комплексная мощность, которую затрачивает генератор, питающий вибратор I , на создание у элемента dz поля \dot{E}'_z , определим из соотношения

$$d\dot{P}_{12} = \frac{1}{2} d\dot{\mathcal{E}} \dot{I}_1^*(z) = -\frac{1}{2} \dot{E}_{z12} \dot{I}_1^*(z) dz,$$

где \dot{I}_1^* — комплексно-сопряженная величина тока. Полная мощность, дополнительно затрачиваемая генератором, равна

$$\dot{P}_{12} = - \int_{-l}^l \frac{1}{2} \dot{E}_{z12} \dot{I}_1^*(z) dz. \quad (12.15)$$

Как показывают исследования, влияние второго вибратора не приводит к сколько-нибудь заметному изменению распределения тока в первом вибраторе. Появление дополнительной мощности \dot{P}_{12} , отдаваемой генератором, питающим первый вибратор, под действием второго вибратора, можно интерпретировать (при неизменном напряжении на зажимах генератора) как внесение в вибратор I дополнительного сопротивления. Оно равно $Z_{\text{ивн}} = 2\dot{P}_{12}/\dot{I}_1 \dot{I}_1^*$. Подставляя значение \dot{P}_{12} , получаем

$$Z_{\text{ивн}} = -\frac{1}{\dot{I}_1 \dot{I}_1^*} \int_{-l}^l \dot{E}_{z12} \dot{I}_1^*(z) dz. \quad (12.16)$$

Обозначим через $f_1(z)$ безразмерную функцию, выражающую закон распределения тока по вибратору 1

$$f_1(z) = \frac{\dot{I}_1(z)}{\dot{I}_1} = \frac{\dot{I}_1^*(z)}{\dot{I}_1^*}. \quad (12.17)$$

Например, для симметричного вибратора $f_1(z) = \sin[k(l-z)]$.

Напряженность поля \dot{E}_{z12} пропорциональна комплексной амплитуде тока \dot{I}_2

$$\dot{E}_{z12} = \dot{e}_{12}(z) \dot{I}_2. \quad (12.18)$$

Здесь $\dot{e}_{12}(z)$ — напряженность поля у элемента dz при условии, что $\dot{I}_2 = 1$.

Подставляя (12.17) и (12.18) в (12.16), получаем

$$\dot{Z}_{1\text{вн}} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} \left\{ - \int_{-l}^l \dot{e}_{12}(z) f_1(z) dz \right\}. \quad (12.19)$$

Сравнив (12.19) и (12.13), видим, что

$$\dot{Z}_{12} = - \int_{-l}^l \dot{e}_{12}(z) f_1(z) dz. \quad (12.20)$$

Таким образом, задача определения взаимных сопротивлений сводится к вычислению интеграла (12.20). Впервые величины \dot{Z}_{12} были определены А. А. Пистолькорсом для случая параллельных полуволновых вибраторов, удаленных на расстояние d и смещенных вдоль их осей на величину h' , кратную целому числу полуволн (рис. 12.3, б). Подробные графики взаимных сопротивлений приводятся в литературе [2].

Если $h' = 0$, формулы для вычисления активной (R_{12}) и реактивной (X_{12}) составляющих взаимного сопротивления полуволновых вибраторов имеют вид

$$R_{12} = 30 [2 \operatorname{Ci} kd - \operatorname{Ci} k(\sqrt{d^2 + \lambda^2/4} + \lambda/2) - \\ - \operatorname{Ci} k(\sqrt{d^2 + \lambda^2/4} - \lambda/2)]; \quad (12.21)$$

$$X_{12} = 30 [-2 \operatorname{Si} kd - \operatorname{Si} k(\sqrt{d^2 + \lambda^2/4} + \lambda/2) - \\ - \operatorname{Si} k(\sqrt{d^2 + \lambda^2/4} - \lambda/2)]. \quad (12.22)$$

Здесь $\operatorname{Ci} x$ и $\operatorname{Si} x$ — соответственно интегральный косинус и интегральный синус.

Графики R_{12} и X_{12} , рассчитанные по формулам (12.21) и (12.22), приведены на рис. 12.4 и 12.5. Из графиков видно, что функции $R_{12}(d/\lambda)$ и $X_{12}(d/\lambda)$ с ростом величины d/λ осциллируют и затухают. Осцилляция объясняется тем, что с изменением расстояния между вибраторами изменяется фаза касательной составляющей поля \dot{E}_{z12} , а следовательно, и разность фаз между индуцированной э. д. с. и током $\dot{I}_1(z)$.

Затухание кривых является следствием ослабления поля \dot{E}_{z12} при взаимном удалении вибраторов.

Если $d \rightarrow 0$, то взаимные сопротивления в пределе равны собственным сопротивлениям. Для случая полуволновых вибраторов из (12.21) и (12.22) получаем $R_{11} = 73,1$ Ом; $X_{11} = 42,5$ Ом. Первая

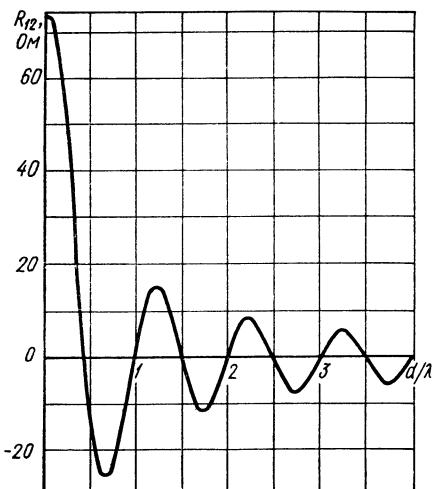


Рис. 12.4. График $R_{12} = f(d/\lambda)$.

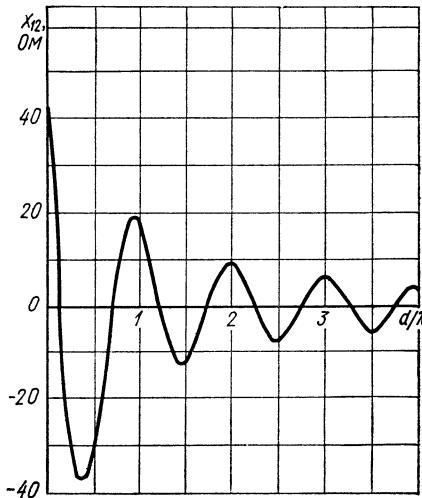


Рис. 12.5. График $X_{12} = f(d/\lambda)$.

величина совпадает с сопротивлением излучения, полученным методом интегрирования вектора Пойнтинга (§ 11.5). Вторая величина показывает, что полуволновый вибратор имеет индуктивное входное сопротивление.

12.5. Система из двух параллельных вибраторов

На практике иногда применяется простейшая АР, состоящая из двух вибраторов. Рассмотрим вначале случай, когда к каждому из вибраторов подается напряжение от системы питания. Такие вибраторы будем в дальнейшем называть *активными*.

Предположим, что решетка состоит из двух полуволновых параллельных симметричных вибраторов. Углы θ и φ будем отсчитывать так, как показано на рис. 12.6, а. Пусть амплитуды токов, питающих вибраторы, одинаковы ($I_1 = I_2$). В зависимости от фазовых соотношений токов различают следующие три случая.

1. Синфазные вибраторы. Пусть сдвиг фаз между токами вибраторов равен нулю. Найдем ДН системы в плоскости, перпендикулярной осям вибраторов, т. е. в плоскости xOy , соответствующей $\theta = \pi/2$. Воспользуемся теоремой умножения ДН (12.8). Так как одиночный вибратор в плоскости xOy не обладает направленностью, то $F_0(\varphi) = 1$. Для определения множителя решетки обратимся к выражению (12.6). В него надо подставить $N = 2$; $a_1 = a_2 = 1$; $\psi_1 = \psi_2 = 0$; $\rho_1 = d/2$; $\rho_2 = d/2$;

$\Phi_1 = \pi - \varphi$; $\Phi_2 = \varphi$. Тогда получим $f(\varphi) = e^{-i0,5kd \cos \varphi} + e^{i0,5kd \cos \varphi} = 2 \cos(0,5kd \cos \varphi)$. Следовательно, нормированная ДН решетки описывается выражением

$$F(\varphi) = \cos\left(\frac{kd}{2} \cos \varphi\right) = \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi\right). \quad (12.23)$$

На рис. 12.7, а приведены ДН, рассчитанные по формуле (12.23) для двух значений d/λ . С ростом расстояния между излучателями увеличивается число лепестков. Максимумы всех лепестков одинаковы и равны единице, за исключением, может быть, лепестков, ориентированных вдоль линии расположения излучателей и равных $|\cos(\pi d/\lambda)|$.

Максимумы лепестков ориентированы в тех направлениях, в которых разность хода волн от двух вибраторов равна целому числу длин волн:

$$\begin{aligned} d \cos \varphi_{gl} &= m\lambda; \\ m &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \quad (12.24)$$

Нули ДН ориентированы в тех направлениях, в которых разность хода волн равна нечетному числу полуволн, т. е.

$$\begin{aligned} d \cos \varphi_0 &= (2m+1)\lambda/2; \\ m &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \quad (12.25)$$

Найдем теперь ДН в плоскости, содержащей вибраторы, т. е. в плоскости xOz , соответствующей $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$.

ДН одиночного вибратора описывается формулой (11.12), в которой угол θ отсчитывается от оси вибратора. Так как направление оси Oz , от которой отсчитывается угол θ (рис. 12.6, а), совпадает с направлением осей вибраторов, то

$$F_0(\theta) = \frac{\cos(0,5\pi \cos \theta)}{\sin \theta}. \quad (12.26)$$

Множитель решетки в плоскости xOz рассчитывается так же, как и в плоскости xOy , с той лишь разницей, что в данном случае $\Phi = \pi/2 - \theta$ (рис. 12.6, б). Тогда получим

$$f(\theta) = \frac{\cos(0,5\pi \cos \theta)}{\sin \theta} \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta\right). \quad (12.27)$$

На рис. 12.7, б приведены ДН, рассчитанные по формуле (12.27) для двух значений d/λ .

2. Противофазные вибраторы. Пусть сдвиг фаз между токами вибраторов равен π . Подставляя в формулу (12.6) $N = 2$; $a_1 = a_2 = 1$; $\psi_1 = 0$; $\psi_2 = \pi$; $\rho_1 = d/2$; $\rho_2 = d/2$; $\Phi_1 = \pi - \varphi$; $\Phi_2 = \varphi$, получаем выражение ДН решетки в плоскости, перпендикулярной осям вибраторов (плоскости xOy):

$$f(\varphi) = \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi\right). \quad (12.28)$$

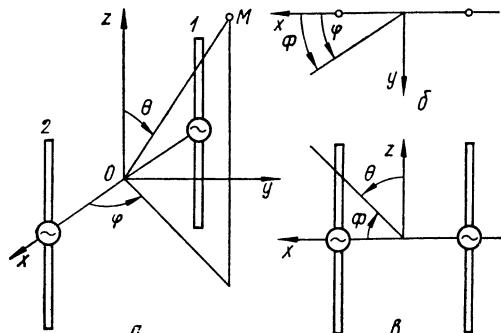


Рис. 12.6. Два параллельных вибратора.

На рис. 12.8 приведены ДН, рассчитанные по формуле (12.28). Максимумы лепестков ориентированы в тех направлениях, в которых разность хода волн от двух вибраторов равна нечетному числу полуволн, т. е.

$$d \cos \varphi_{\text{гл}} = (2m + 1) \lambda/2; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (12.29)$$

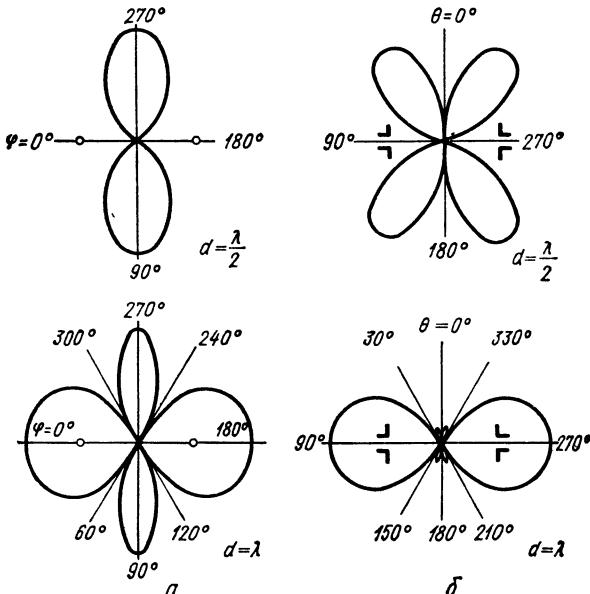
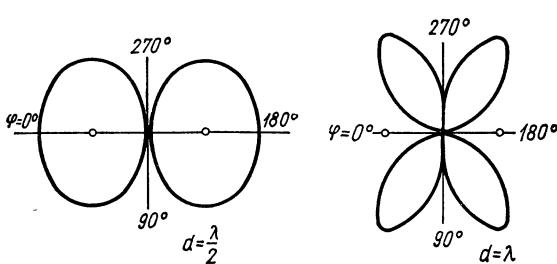


Рис. 12.7. ДН двух параллельных синфазных вибраторов в плоскостях:
 а — перпендикулярной вибраторам; б — содержащей вибраторы.



Нули ДН ориентированы в тех направлениях, в которых разность хода равна целому числу волн, т. е.

$$d \cos \varphi_0 = m\lambda; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (12.30)$$

Легко показать, что выражение для ДН в плоскости xOz имеет вид

$$f(\theta) = \frac{\cos(0,5\pi \cos \theta)}{\sin \theta} \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta\right). \quad (12.31)$$

3. Вибраторы с взаимным сдвигом фаз токов, равным $\pi/2$.
Пусть расстояние между вибраторами 1 и 2 (см. рис. 12.6, а) равно $\lambda/4$, а ток \dot{I}_2 отстает от тока \dot{I}_1 на $\pi/2$. Подставляя в (12.6) $N = 2$; $a_1 = a_2 = 1$; $\psi_1 = 0$; $\psi_2 = -\pi/2$; $\rho_1 = \lambda/8$; $\rho_2 = \lambda/8$; $\Phi_1 = \pi - \phi$; $\Phi_2 = \phi$, получаем $f_c(\phi) = 2 \cos [0,25\pi (1 - \cos \phi)]$ и

$$F(\phi) = \cos [0,25\pi (1 - \cos \phi)]. \quad (12.32)$$

На рис. 12.9, а приведена ДН, рассчитанная по формуле (12.32). ДН имеет единственный максимум, ориентированный в сторону излучателя 2 с отстающей фазой тока, и единственный нуль, ориентированный в сторону излучателя 1. По отношению к излучателю 2 (вибратору)

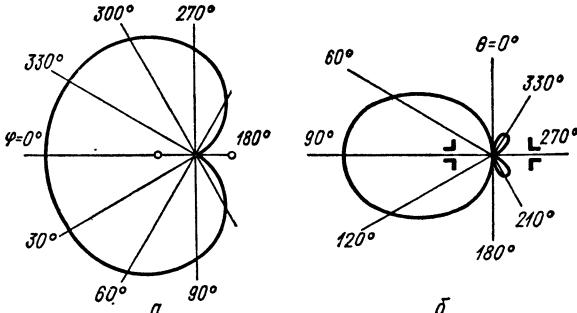


Рис. 12.9. ДН двух параллельных вибраторов со сдвигом фаз токов, равным $\pi/2$ в плоскостях:
 а — перпендикулярной вибраторам; б — содержащей вибраторы.

ратору) излучатель 1 является *рефлектором*, так как он как бы *отражает* электромагнитную волну излучателя 2, а по отношению к излучателю 1 (вибратору) излучатель 2 является *директором*, так как он как бы *направляет* электромагнитную волну излучателя 1 в сторону ее распространения.

Таким образом, в двухвибраторной системе один из излучателей играет роль рефлектора, если ток в нем опережает ток в другом излучателе, и играет роль директора, если ток в нем отстает по фазе от тока другого излучателя.

Поступая так же, как и в случае синфазных вибраторов, легко получить выражение ДН рассматриваемой системы в плоскости, содержащей вибраторы,

$$F(\theta) = \frac{\cos(0,5\pi \cos \theta)}{\sin \theta} \cos [0,25\pi (1 - \sin \theta)]. \quad (12.33)$$

На рис. 12.9, б приведена ДН, рассчитанная по формуле (12.33). Нули при $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 180^\circ$ обусловлены первым сомножителем, а при $\theta = 270^\circ$ — вторым сомножителем выражения (12.33).

4. Система активный вибратор — пассивный вибратор. Рассмотрим двухэлементную antennную решетку, в которой напряжение питания подается лишь на излучатель 1 — *активный вибратор* (рис. 12.10). Излучатель 2 возбуждается полем, создаваемым активным вибратором

ром. Будем называть его *пассивным вибратором*. Для данной решетки система уравнений (12.9) принимает вид

$$\dot{U} = \dot{I}_1 \dot{Z}_{11} + \dot{I}_2 \dot{Z}_{12}; \quad 0 = \dot{I}_1 \dot{Z}_{21} + \dot{I}_2 \dot{Z}_{22}. \quad (12.34)$$

Из второго уравнения получаем

$$\dot{I}_2 = -\dot{I}_1 \frac{\dot{Z}_{21}}{\dot{Z}_{22}}. \quad (12.35)$$

Пусть $\dot{Z}_{21} = R_{21} + iX_{21}$ и $\dot{Z}_{22} = R_{22} + iX_{22}$.

Обозначим $\dot{I}_2/\dot{I}_1 = pe^{i\psi}$. Тогда, учитывая, что $\dot{Z}_{21} = \dot{Z}_{12}$, легко получить модуль отношения токов

$$p = \sqrt{(R_{12}^2 + X_{12}^2)/(R_{22}^2 + X_{22}^2)} \quad (12.36)$$

и разность фаз

$$\psi = \pi + \operatorname{arctg}(X_{12}/R_{12}) - \operatorname{arctg}(X_{22}/R_{22}). \quad (12.37)$$

Изменяя длину пассивного вибратора, можно менять величину и знак сопротивления X_{22} и тем самым управлять величинами p и ψ , о характере зависимости которых от X_{22} можно судить по рис. 12.11.

Чем больше расстояние d между вибраторами, тем меньше амплитуда тока в пассивном вибраторе. Если реактивное сопротивление пассивного вибратора носит индуктивный характер, то величину X_{22}

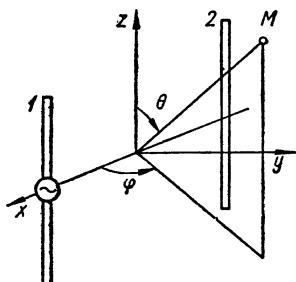


Рис. 12.10. Система активный вибратор — пассивный вибратор.

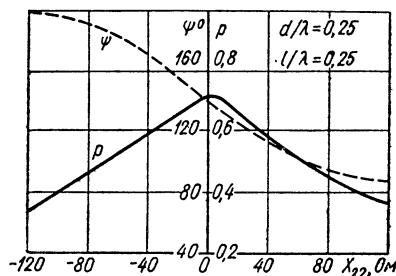


Рис. 12.11. Зависимость величин p и ψ от реактивного сопротивления X_{22} .

можно подобрать так, чтобы ток \dot{I}_2 опережал по фазе \dot{I}_1 . Нетрудно видеть, что при емкостном характере сопротивления пассивного вибратора ток в нем может отставать по фазе от тока \dot{I}_1 .

ДН решетки в плоскости, перпендикулярной осям вибраторов, определяем путем сложения полей излучения обоих вибраторов. Опуская постоянные множители, получаем

$$f(\varphi) = |1 + pe^{i\psi} e^{-ikd \cos \varphi}| = \sqrt{1 + p^2 + 2p \cos(\psi - kd \cos \varphi)}. \quad (12.38)$$

На рис. 12.12 приведены ДН, рассчитанные по формуле (12.38) при $d = 0,1 \lambda$. Из рисунка видно, что при $\operatorname{arctg} X_{22}/R_{22} > 0$ пассивный вибратор играет роль рефлектора, а при $\operatorname{arctg} X_{22}/R_{22} < 0$ — роль директора. Изменение реактивного сопротивления X_{22} на практике ча-

сто осуществляют регулировкой длины пассивного вибратора: при длине, большей резонансной, $X_{22} > 0$, а при длине, меньшей резонансной, $X_{22} < 0$.

Входное сопротивление активного вибратора определяется по формуле (12.10). Подставляя в нее значение \dot{I}_2 из формулы (12.35), получаем

$$\dot{Z}_1 = R_1 + iX_1 = \dot{Z}_{11} - \dot{Z}_{12}^2/\dot{Z}_{22}. \quad (12.39)$$

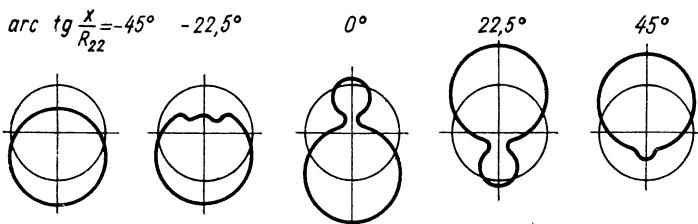


Рис. 12.12. ДН системы активный вибратор — пассивный вибратор в плоскости, перпендикулярной вибраторам при $d = 0,1 \lambda$ и разных значениях $\text{arctg}(X_{22}/R_{22})$.

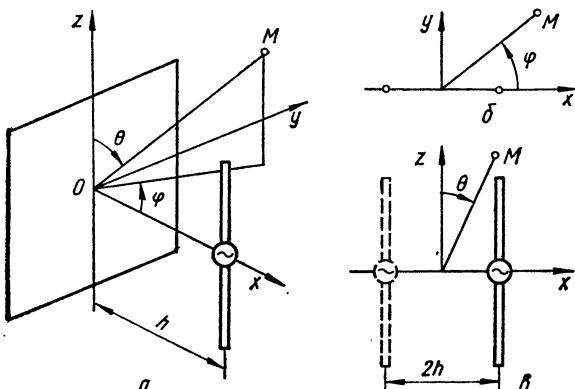


Рис. 12.13. Система вибратор — плоский экран.

Расчеты показывают, что влияние пассивного рефлектора или директора обычно приводит к уменьшению активной составляющей входного сопротивления вибратора и это влияние тем более заметно, чем меньше расстояние d между вибраторами. Если же это расстояние увеличивать, то падает величина тока I_2 , вследствие чего система теряет свою одностороннюю направленность. Обычно выбирают $d \approx (0,1 — 0,35) \lambda$.

Настройку пассивного вибратора можно также производить, включая в его середину переменное реактивное сопротивление.

5. Система вибратор — плоский экран. Для получения односторонней направленной диаграммы часто применяют антенну, состоящую из полуволнового симметричного вибратора, расположенного параллельно плоскому экрану на некотором удалении h (рис. 12.13, a). При достаточно больших размерах экрана он препятствует распространению

энергии в затененное полупространство, и она излучается преимущественно в освещенное полупространство.

Для приближенного расчета ДН системы полагают, что экран бесконечный. Тогда в соответствии с методом зеркальных изображений (§ 8.5) систему вибратор — плоский экран можно заменить системой параллельных вибраторов, удаленных друг от друга на расстояние $2h$. Так как вибратор параллелен экрану, то ток в зеркальном изображении противофазен току в вибраторе. Следовательно, для расчета

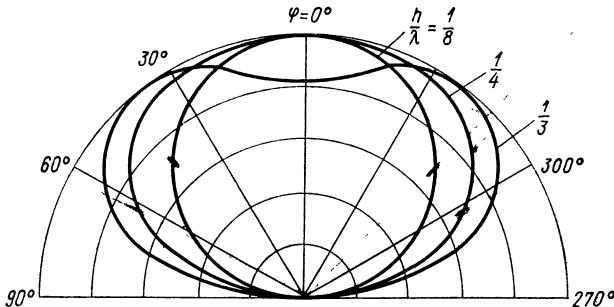


Рис. 12.14. ДН системы вибратор — плоский экран в плоскости, перпендикулярной вибратору.

ДН можно применить формулы (12.28) и (12.31), полагая в них $d = 2h$. Тогда получим:
в плоскости xOy (рис. 12.13, б)

$$F(\phi) = \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} h \cos \phi\right), \quad (12.40)$$

в плоскости xOz (рис. 12.13, в)

$$F(\theta) = \frac{\cos(0,5\pi \cos \theta)}{\sin \theta} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} h \sin \theta\right). \quad (12.41)$$

Следует учитывать, что приведенные формулы справедливы лишь для освещенного полупространства, а поле в зоне тени считается равным нулю. В действительности поле дифрагирует от краев экрана и частично проникает в зону тени. Расчет этого поля требует применения более сложных методов [1].

На рис. 12.14 приведены ДН, рассчитанные по формуле (12.40) для некоторых значений h/λ .

Входное сопротивление антенны можно найти по формуле (12.10), где индекс 1 относится к вибратору, а индекс 2 — к зеркальному изображению. Так как $I_2 = -I_1$, то

$$\dot{Z}_1 = \dot{Z}_{11} - \dot{Z}_{12}. \quad (12.42)$$

ГЛАВА 13. ПРЯМОЛИНЕЙНЫЕ ИЗЛУЧАЮЩИЕ СИСТЕМЫ

13.1. Вводные замечания

В данной главе будут рассмотрены дискретные и непрерывные системы прямолинейного¹ типа. Линию, вдоль которой расположены излучатели, называют *осью* системы.

Если расстояние между соседними излучателями вдоль оси есть величина постоянная для данной антенной решетки (АР), то она называется *эквидистантной*. Находят применение также *неэквидистантные* АР, у которых это расстояние изменяется по определенному закону или случайным образом.

Если амплитуды токов, обтекающих все элементы системы, одинаковы, то ее называют *равноамплитудной*. *Линейнофазной* называют такую систему, у которой вдоль линии расположения излучателей фазы токов изменяются по линейному закону. Вариантом линейнофазной системы является *синфазная* система, у которой фазы токов всех элементов одинаковы.

Дискретные и непрерывные прямолинейные системы, у которых главный лепесток ДН ориентирован перпендикулярно линии расположения источников, называют системами *поперечного излучения*. Если главный лепесток ориентирован вдоль линии расположения источников, то эта система *продольного* или *осевого* излучения. Если же главный лепесток образует с линией расположения источников угол, не равный 0, $\pi/2$ или π , то это система *наклонного* излучения.

13.2. Прямолинейные антенные решетки

1. Вывод формулы множителя решетки. Совместим ось АР с осью z и будем отсчитывать координату z от излучателя 1 (рис. 13.1).

Предположим, что прямолинейная АР является эквидистантной

$$z_n = (n - 1) d,$$

равноамплитудной

$$a_1 = a_2 = \dots = a_n = \dots = a_N = 1$$

и линейно-фазной

$$\psi_1 = 0; \psi_2 = -\psi; \psi_3 = -2\psi; \dots; \psi_n = -(n - 1)\psi; \dots;$$

$$\psi_N = -(N - 1)\psi,$$

где ψ — сдвиг фаз между токами (полями) в соседних излучателях. Пусть $\psi > 0$, т. е. фаза тока каждого последующего излучателя отстает от фазы тока предыдущего излучателя. Подставляя значения a_n и ψ_n в формулу (12.5), учитывая, что n -й излучатель удален от первого излучателя на расстояние $\rho_n = (n - 1) d$, и опуская знак вектора, получаем

$$\dot{E} = i \frac{CA_1}{r_1} e^{-ikr_1} F_0(\theta, \varphi) \sum_{n=1}^N e^{-i(n-1)\psi} e^{i(n-1)kd \cos \Phi}. \quad (13.1)$$

¹ В литературе применяют также термин «линейные системы».

Заметим, что Φ есть угол между осью z и направлением на точку наблюдения M , находящуюся в дальней зоне. Этот угол для каждого конкретного расположения АР в пространстве может быть выражен через углы θ и φ сферической системы координат. В формуле (13.1) под знаком суммы находятся N членов геометрической прогрессии, первый член которой равен единице, а знаменатель $q = e^{i(kd \cos \Phi - \psi)}$. Эта сумма равна

$$S_N = \frac{1 - q^N}{1 - q} = \frac{1 - e^{i(kd \cos \Phi - \psi)N}}{1 - e^{i(kd \cos \Phi - \psi)}}.$$

Умножая числитель и знаменатель на $e^{-0,5iN(kd \cos \Phi - \psi)}$ и $e^{-0,5i(kd \cos \Phi - \psi)}$, подставляя значение S_N в (13.1) и выполняя несложные преобразования, получаем

$$\begin{aligned} E = i \frac{CA_1}{r_1} e^{-0,5i(N-1)\psi} e^{-ik[r_1 - 0,5(N-1)d \cos \Phi]} \times \\ \times F_0(\theta, \varphi) \frac{\sin [0,5N(kd \cos \Phi - \psi)]}{\sin [0,5(kd \cos \Phi - \psi)]}. \end{aligned} \quad (13.2)$$

Заметим, что $-0,5(N-1)\psi = \psi_0$ есть фаза тока (поля) в среднем излучателе АР, $r_1 = 0,5(N-1)d \cos \Phi = r_0$ — расстояние от среднего излучателя до точки наблюдения M , а $A_1 = A_0$ — амплитуда тока (поля) в каждом, в том числе и в среднем, излучателе. Заменяя, кроме того, в знаменателе r_1 на r_0 , можно (13.2) представить в виде

$$E = iCA_0 e^{i\psi_0} \frac{e^{-ikr_0}}{r_0} f(\theta, \varphi), \quad (13.3)$$

где

$$\begin{aligned} f(\theta, \varphi) = F_0(\theta, \varphi) \times \\ \times \frac{\sin [0,5N(kd \cos \Phi - \psi)]}{\sin [0,5(kd \cos \Phi - \psi)]}. \end{aligned} \quad (13.4)$$

Так как фаза поля излучения не зависит от угловых координат θ и φ или меняется скачкообразно на π при изменении знака функции $f(\theta, \varphi)$, то АР имеет фазовый центр. Из сравнения формул (12.2) и (13.3) видно, что фазовый центр находится в середине АР.

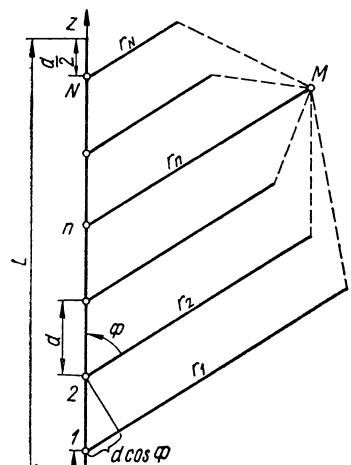


Рис. 13.1. Прямолинейная эквидистантная антенна решетка.

формулы (13.4) представляет собой множитель решетки $f_c(\Phi)$. Удобно пользоваться нормированным (к единице) выражением этого множителя, которое имеет вид

$$F_c(\Phi) = \frac{\sin [0,5N(kd \cos \Phi - \psi)]}{N \sin [0,5(kd \cos \Phi - \psi)]}. \quad (13.5)$$

2. Анализ множителя решетки. Излучатели АР обычно являются слабонаправленными, поэтому ДН одиночного излучателя $F_0(\theta, \varphi)$

мало влияет на ДН всей антенной решетки $f(\theta, \varphi)$. Основное влияние оказывает множитель решетки. Рассмотрим его особенности.

Выражение (13.5) есть уравнение некоторой поверхности. Так как функция $F_c(\Phi)$ зависит от угла, отсчитываемого от оси решетки, и не зависит от угла, отсчитываемого в плоскости, перпендикулярной этой оси, то множитель определяет *поверхность вращения* относительно оси решетки. Анализ множителя упрощается, если ввести *обобщенную угловую координату*

$$u = 0,5N(kd \cos \Phi - \psi) = 0,5Nkd \left(\cos \Phi - \frac{\psi}{kd} \right). \quad (13.6)$$

В точке наблюдения M (рис. 13.1) поле излучения каждого последующего излучателя опережает поле излучения предыдущего излучателя на величину $kd \cos \Phi$ за счет геометрической разности хода волн и отстает по фазе на величину ψ за счет сдвига фаз между токами (полями) в соседних излучателях. Следовательно, величина $kd \cos \Phi - \psi$ равна наблюдаемой в точке M разности фаз полей соседних излучателей. Обобщенная угловая координата в $N/2$ раз больше этой величины.

С учетом (13.6) множитель решетки равен

$$F_c(u) = \frac{\sin u}{N \sin(u/N)}. \quad (13.7)$$

Величина ψ/d равна сдвигу фазы возбуждающих решетку токов (полей), приходящемуся на единицу длины решетки. Будем считать, что эта величина представляет собой коэффициент фазы k' для некоторого совпадающего с осью решетки воображаемого фидера, питающего все излучатели. Пусть длина волны в этом фидере равна Λ . Так как длина отрезка фидера между соседними излучателями равна d , то

$$\psi = k'd = 2\pi d/\Lambda. \quad (13.8)$$

Отношение k'/k можно рассматривать как коэффициент замедления волны в фидере

$$\xi = k'/k = \lambda/\Lambda = \psi/kd. \quad (13.9)$$

Учитывая (13.8) и (13.9), можно (13.6) представить в виде

$$u = 0,5Nkd (\cos \Phi - \xi) = 0,5kL (\cos \Phi - \xi), \quad (13.10)$$

где $L = nd$ — эквивалентная длина АР, при определении которой принимаем, что каждому излучателю соответствует отрезок длиной d вдоль оси z (рис. 13.1).

Рассмотрим функцию $|F_c(u)|$. Эта функция периодическая с периодом, равным $N\pi$. На рис. 13.2 приведен график функции $|F_c(u)|$ для $N = 7$. На графике можно отметить следующие характерные направления:

а). Направления главных лепестков (главных максимумов), в которых функция $|F_c(u_{gl})|$ достигает максимума и, следовательно, АР наиболее интенсивно излучает. Обобщенную угловую коорди-

нату для этих направлений можно определить, приравнивая к нулю знаменатель функции $F_c(u)$, что приводит к условию

$$u_{\text{гл}} = mN\pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (13.11)$$

Подставляя это условие в формулу (13.7) и раскрывая неопределенность вида $0/0$, получаем $|F_c(u_{\text{гл}})| = 1$. Число m определяет *порядок лепестка*. Так, например, числу $m = 0$ соответствует лепесток нулевого порядка, числу $m = -1$ — лепесток минус первого порядка и т. д.

Соотношение (13.11) означает, что в направлении любого главного лепестка поля излучения двух соседних излучателей отличаются по

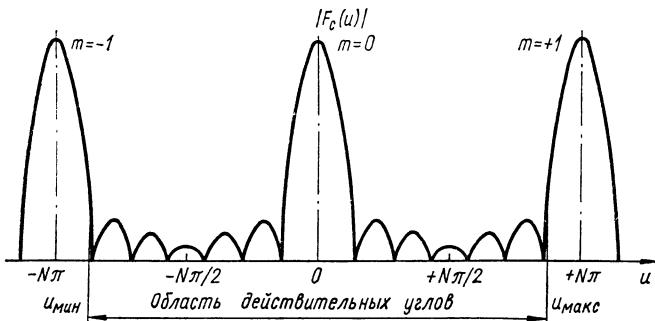


Рис. 13.2. График функции $|F_c(u)|$.

фазе на целое число раз по 2π , следовательно, поля всех излучателей в этом направлении синфазны и складываются арифметически.

б). Направления боковых лепестков. Так как при больших N функция $\sin u$ изменяется значительно быстрее, чем $\sin(u/N)$, то приближенно можно считать, что боковые лепестки соответствуют экстремальным значениям числителя выражения (13.7), т. е. условию $\sin u = \pm 1$, или

$$u = (2m + 1)\pi/2, \quad m = +1, \pm 2, \dots \quad (13.12)$$

в). Направления, в которых излучение отсутствует (направления «нулей» ДН). Выражение (13.7) равно нулю, если числитель равен нулю, а знаменатель не равен нулю. Этому соответствует условие

$$u = m\pi. \quad (13.13)$$

Здесь $m = \pm 1; \pm 2, \dots$, но $m \neq pN$, где p — целое число. Очевидно, что условию $m = pN$ соответствуют не нули, а главные лепестки. Можно показать, что между соседними главными лепестками имеется $(N - 1)$ нулей и $(N - 2)$ боковых лепестков.

Приведенные выше условия, определяющие направления главных лепестков, боковых лепестков и нулей, могут быть с учетом соотношения (13.6) представлены в виде:

$$\cos \Phi_{\text{гл}} = m\lambda/d + \xi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (13.14)$$

$$\cos \Phi_{\text{бок}} = (2m + 1)\lambda/2L, \quad m = +1, \pm 2, \dots \quad (13.15)$$

$$\cos \Phi_0 = m\lambda/L + \xi, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (13.16)$$

Угол Φ может изменяться в пределах $0 \leq \Phi \leq 180^\circ$. Эту область углов, в которой $|\cos \Phi| \leq 1$, принято называть *областью действительных углов* или *областью видимости*. Условию $|\cos \Phi| > 1$ соответствует *область мнимых углов* или *область невидимости*. Хотя функция $F_c(u)$ формально задана для любых значений u , при вычислении ДН практический интерес представляет лишь тот интервал значений u , который соответствует области действительных углов Φ . Из (13.10) следует, что границам области действительных углов соответствуют следующие значения обобщенной угловой координаты: $u_{\max} = 0,5 kL(1 - \xi)$ и $u_{\min} = -0,5 kL(1 + \xi)$. Длина интервала видимости $u_{\max} - u_{\min} = knd = kL$.

АР формирует столько главных лепестков, сколько имеется чисел m , при которых $|\cos \Phi_{gl}| \leq 1$ (13.14). Обычно требуется, чтобы формировался один, так называемый *основной главный лепесток*, т. е. отсутствовали другие, так называемые *побочные главные лепестки*.

Пусть в области действительных углов существует главный лепесток порядка m . Чтобы он был единственным, должны удовлетворяться неравенства $\cos \Phi_{gl} > 1$ для лепестка порядка $(m+1)$ и $\cos \Phi_{gl} < -1$ для лепестка порядка $(m-1)$. Подставляя эти соотношения в формулу (13.14), легко показать, что условие единственности главного лепестка имеет вид

$$d/\lambda < 1/(1 + |\cos \Phi_{gl}|). \quad (13.17)$$

Обычно главный лепесток нулевого порядка является основным. Из (13.14) для него имеем

$$\cos \Phi_{gl} = \xi, \quad (13.18)$$

и условие (13.17) принимает вид

$$d/\lambda < 1/(1 + |\xi|). \quad (13.19)$$

Границные значения обобщенной координаты u_{\max} и u_{\min} , при которых в области действительных углов нет побочных главных лепестков, показаны на рис. 13.2.

Учитывая (13.8) и (13.9), можно (13.5) представить в виде

$$F_c(\Phi) = \frac{\sin [0,5Nkd (\cos \Phi - \xi)]}{N \sin [0,5kd (\cos \Phi - \xi)]}, \quad (13.20)$$

или

$$F_c(\Phi) = \frac{\sin [0,5Nkd (\cos \Phi - \cos \Phi_{gl})]}{N \sin [0,5kd (\cos \Phi - \cos \Phi_{gl})]}. \quad (13.21)$$

Возбуждение излучателей прямолинейной АР может производиться с помощью непрямолинейного фидера. При этом длина l отрезка фидера между соседними излучателями больше расстояния d между этими излучателями (рис. 13.3).

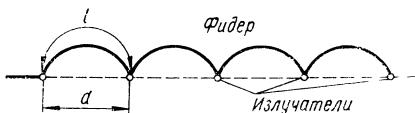


Рис. 13.3. Прямолинейная решетка излучателей, возбуждаемая непрямолинейным фидером

Сдвиг фаз между соседними излучателями равен

$$\psi = \frac{2\pi}{\Lambda_1} l, \quad (13.22)$$

где Λ_1 — длина волны в фидере питания.

Приравнивая (13.8) к (13.22), получаем формулу для коэффициента фазы волны, распространяющейся вдоль воображаемого прямолинейного фидера

$$k' = \frac{2\pi}{\Lambda_1} \frac{l}{d}. \quad (13.23)$$

Тогда согласно равенству (13.9) коэффициент замедления будет равен

$$\xi = \frac{\lambda}{\Lambda_1} \frac{l}{d}. \quad (13.24)$$

Множитель λ/Λ_1 характеризует замедление, вызванное различием длин волн в воздухе и в фидере (*электрическое замедление*), а множитель l/d — замедление, вызванное различием длин фидера и решетки (*геометрическое замедление*).

Из формулы (13.14) видно, что положением лепестка в пространстве можно управлять, изменяя частоту сигнала (частотное управление) или набег фазы ψ (фазовое управление). При достаточно больших пределах изменения этих величин можно изменять угол $\Phi_{\text{пл}}$ в границах $0 \leq \Phi \leq 180^\circ$.

13.3. Некоторые варианты прямолинейных равноамплитудных систем излучателей

1. Непрерывные системы излучателей. От прямолинейной дискретной АР можно перейти к непрерывной системе путем предельного перехода.

Действительно, будем беспрепятственно увеличивать число излучателей ($N \rightarrow \infty$), уменьшая одновременно расстояние между ними ($d \rightarrow 0$), но так, чтобы эквивалентная длина решетки L (рис. 13.1) оставалась неизменной $Nd = L = \text{const}$. Тогда в пределе придет к непрерывной системе (рис. 13.4), а формула (13.20) примет вид

$$F_c(\Phi) = \frac{\sin [0,5kL(\cos \Phi - \xi)]}{0,5kL(\cos \Phi - \xi)}. \quad (13.25)$$

Воспользовавшись (13.10), будем иметь

$$F_c(u) = \frac{\sin u}{u}. \quad (13.26)$$

Функция $F_c(u)$ четная [$F_c(-u) = F_c(u)$], непериодическая и имеет одно наибольшее значение при $u = 0$ (рис. 13.5). Таким образом, главный лепесток ориентирован в направлении, определяемом соотношением (13.18), справедливым также для главного лепестка нулевого порядка дискретной системы. Боковые лепестки ДН убывают по мере удаления от главного лепестка (рис. 13.5).

Расчет направленных свойств непрерывных систем во многих случаях проще, чем расчет дискретных систем равных размеров. Поэтому

представляет интерес возможность замены расчета дискретной системы расчетом эквивалентной ей непрерывной системы. Обе системы считаются эквивалентными, если их ДН мало отличаются друг от друга как в области главного, так и в области боковых лепестков.

Так как у непрерывной системы, как отмечалось выше, боковые лепестки убывают при удалении от главного лепестка, то для обеспечения эквивалентности необходимо, чтобы такой особенностью отличалась и дискретная система. Это требование будет удов-

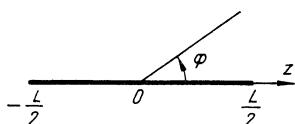


Рис. 13.4. Непрерывная прямолинейная система излучателей.

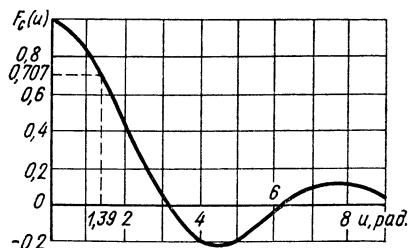


Рис. 13.5. График функции $F_c(u) = \sin u/u$.

летворено, если модуль обобщенной угловой координаты u будет не больше половины периода функции $F_c(u)$, или $|u| \leq N\pi/2$ (см. рис. 13.2). Подставляя в это неравенство значение u из (13.10) и полагая $\Phi = \pi$ (при этом абсолютная величина u максимальна), получаем

$$d/\lambda \leq 1/2(1 + \xi). \quad (13.27)$$

Расчеты показывают, что с увеличением числа излучателей различие между ДН дискретной системы и эквивалентной ей непрерывной системы быстро уменьшается. Так, например, уже при шести синфазных излучателях и $d \approx \lambda/2$ ширина главных лепестков отличается лишь на 1,2%, а уровень первого бокового лепестка — на 9,1%. Имея это в виду, ниже будут рассмотрены некоторые непрерывные системы, но полученные результаты могут быть распространены на эквивалентные дискретные системы.

2. Системы поперечного излучения (синфазные системы). Пусть все элементы системы возбуждаются в фазе ($\phi = 0$). Тогда согласно (13.8) и (13.9) коэффициент замедления $\xi = 0$, а обобщенная координата $u = 0,5 kL \cos \Phi$. Сделаем подстановку $\Phi = \pi/2 - \vartheta$. При этом $u = 0,5 kL \sin \vartheta$, где ϑ — угол, отсчитываемый от перпендикуляра к оси системы (рис. 13.6). Согласно формуле (13.18) главный лепесток ориентирован под углом $\vartheta = 0$, т. е. в поперечном относительно оси направлении. Поля всех элементов системы складываются в направлении $\vartheta = 0$ арифметически, так как эти поля синфазны.

Ближайшие к главному лепестку нули ДН согласно соотношению (13.16) соответствуют индексам $m = \pm 1$. Подставляя в (13.16) эти

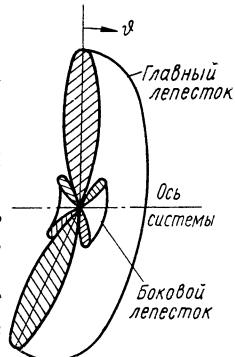


Рис. 13.6. Типичный вид множителя синфазной системы.

значения m , получаем формулу для расчета ближайших к главному лепестку направлений нулей ДН

$$\sin \vartheta_0 = \pm \lambda/L. \quad (13.28)$$

При большой длине системы ($L \gg \lambda$) можно приближенно считать $\sin \vartheta_0 \approx \vartheta_0$, тогда ширина главного лепестка на уровне нулевой мощности равна

$$2\vartheta_0 \approx 2\lambda/L \text{рад} = 115\lambda/L \text{град}. \quad (13.29)$$

Из этой формулы видно, что ширина главного лепестка обратно пропорциональна длине системы, выраженной в длинах волн. Такая зависимость справедлива для весьма широкого класса дискретных и непрерывных систем поперечного и наклонного (см. п. 3) излучения.

Для определения ширины ДН на уровне половинной мощности нужно положить $F_c(u_{0.5}) = 0,707$. Решая трансцендентное уравнение $\sin u_{0.5}/u_{0.5} = 0,707$, получаем $u_{0.5} = 1,39$ рад (рис. 13.5). Так как $u_{0.5} = 0,5 kL \sin \vartheta_{0.5}$, то $\sin \vartheta_{0.5} = 0,444 \lambda/L$. При большой длине системы ($L \gg \lambda$) можно положить $\sin \vartheta_{0.5} = \vartheta_{0.5}$. При этом ширина ДН на уровне половинной мощности определяется по формуле

$$2\vartheta_{0.5} \approx 0,89\lambda/L \text{рад} = 51\lambda/L \text{град}. \quad (13.30)$$

Ориентация боковых лепестков определяется формулой (13.12). Подставляя значение u в формулу (13.26), находим уровень боковых лепестков

$$F_c(u_m) = \frac{2}{(2m+1)\pi}, \quad m = 1, 2, \dots. \quad (13.31)$$

Уровень первого ($m = 1$) бокового лепестка наибольший и составляет 0,212.

Коэффициент направленного действия можно определить по формуле (9.48), в которой функцию $F(\theta, \varphi)$ нужно заменить функцией $F_c(\Phi)$ (13.25). Переходя к обобщенной угловой координате $u = 0,5 kL \cos \Phi$, получаем

$$D = \frac{2\pi L}{\lambda \int_{-\pi L/\lambda}^{\pi L/\lambda} \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 du}. \quad (13.32)$$

Интеграл в знаменателе выражается через круговые и интегральные синусы. Оценку величины интеграла можно дать, считая длину излучающей системы L бесконечной. Так как дальние боковые лепестки согласно (13.31) малы, то ошибка будет небольшой. Учитывая, что

$$\int_{\infty}^{\infty} [(\sin u)/u]^2 du = \pi, \text{ будем иметь}$$

$$D_0 \approx 2L/\lambda. \quad (13.33)$$

Следовательно, КНД синфазной прямолинейной системы прямо пропорционален ее длине.

Заметим, что условие единственности главного лепестка ДН синфазной АР можно получить из (13.19), подставляя $\xi = 0$, тогда это условие принимает вид $d < \lambda$. Аналогичным образом условие (13.27) принимает вид $d < \lambda/2$.

3. Система наклонного излучения. Пусть $0 < \xi < 1$, что для дискретной системы эквивалентно неравенствам $0 < \psi < kd$. Так как $|\xi| < 1$, то в области действительных углов существует главный лепесток, ориентированный согласно (13.18) под углом $\Phi_{\text{гл}} = \arccos \xi$ к оси системы, причем $0 < \Phi_{\text{гл}} < \pi/2$. Так как функция $F_c(\Phi)$, как это видно из (13.25), определяет поверхность вращения относительно оси системы, то главный лепесток образует конус (точнее, коническую воронку) (рис. 13.7), угол при вершине которого равен $2\Phi_{\text{гл}}$.

Главный лепесток ориентирован в том направлении, в котором поля излучения всех элементов складываются в фазе. Следовательно,

вдоль отрезка AB (рис. 13.8), перпендикулярного направлению главного лепестка, поля излучения синфазны. Можно рассматривать этот отрезок как синфазную систему.

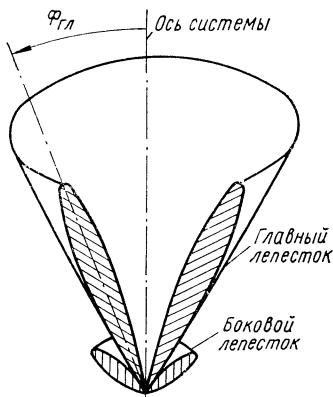


Рис. 13.7. Типичный вид множителя системы наклонного излучения.

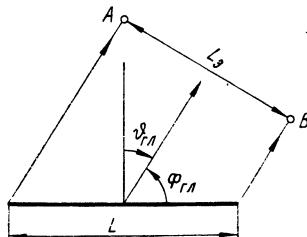


Рис. 13.8. К определению эквивалентной длины системы.

Это дает основание считать, что по форме ДН синфазная система длиной L_g и система наклонного излучения длиной L равнозначны. Из рис. 13.7 ясно, что

$$L_g = L \sin \Phi_{\text{гл}} = L \cos \vartheta_{\text{гл}}. \quad (13.34)$$

Таким образом, *эквивалентная длина системы* L_g имеет простое геометрическое толкование: это проекция длины системы наклонного излучения на направление линии равных фаз излученной волны. Формула (13.34) может быть доказана строго [10]. Она несправедлива в том случае, когда в пределы главного лепестка попадает ось системы.

Ширина ДН может быть рассчитана по формулам (13.29) и (13.30), в которые вместо L нужно подставить L_g . Следовательно, при приближении луча к оси системы его ширина увеличивается по закону $1/\sin \vartheta_{\text{гл}}$. Так как при этом телесный угол, приходящийся на единицу меридионального угла, меняется по закону $\sin \vartheta_{\text{гл}}$, то полный телесный угол, занимаемый главным лепестком (рис. 13.7), не зависит от его ориентации, и величина КНД может быть определена по формуле (13.33).

Уровень боковых лепестков при наклонном и поперечном излучении одинаков.

Если $-1 < \xi < 0$, то все выводы остаются справедливыми, но главный лепесток находится в пределах $\pi/2 < \Phi < \pi$.

4. Системы осевого излучения. Пусть $\xi = 1$, что для дискретной системы эквивалентно равенству $\psi = kd$. Согласно условию (13.18) главный лепесток ориентирован в направлении $\Phi = 0$ (рис. 13.9). Подобная ориентация главного лепестка сохранится и в том случае, когда коэффициент замедления несколько больше единицы. Такие системы получили название систем *осевого* или *продольного* излучения.

При $\xi > 1$ соответствующая углу $\Phi = 0$ правая граница области действительных углов $u_{\max} = 0,5 kL (1 - \xi)$ расположена так, что $u_{\max} < 0$. Из рис. 13.10 видно, что при этом максимальное значение множителя системы, в отличие от случаев $\xi \leq 1$, меньше единицы (ДН в области действительных углов заштри-

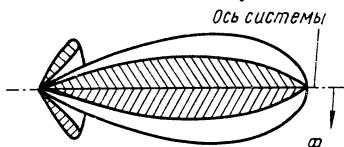


Рис. 13.9. Типичный вид множителя системы осевого излучения.

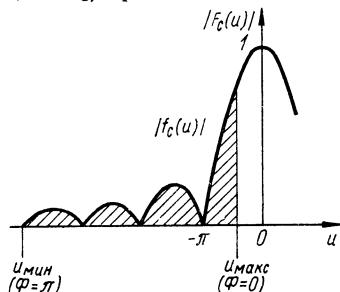


Рис. 13.10. К определению формы ДН системы при $\xi > 1$.

хованы). В то же время уровень боковых лепестков не изменяется. Это приводит к росту относительной величины боковых лепестков.

Формулу нормированного множителя системы при $\xi > 1$ можно получить, поделив функцию (13.25) на значение этой функции при $\Phi = 0$. Имеем

$$F_c(u) = \frac{\xi - 1}{\sin [0,5kL(\xi - 1)]} \frac{\sin [0,5kL(\xi - \cos \Phi)]}{\xi - \cos \Phi}. \quad (13.35)$$

Направления ближайших к главному лепестку нулей ДН определяются из условия (13.16), в которое нужно подставить $m = -1$:

$$\cos \Phi_0 = \xi - \lambda/L. \quad (13.36)$$

Из этой формулы видно, что при $\xi > 1$ ширина главного лепестка меньше, чем при $\xi = 1$.

Таким образом, увеличение ξ влияет на КНД системы осевого излучения двояким образом: из-за сужения главного лепестка КНД должен возрастать, а из-за роста боковых лепестков убывать. Следовательно, для каждого значения длины антенны должно существовать оптимальное замедление $\xi_{\text{опт}}$, при котором КНД максимален. Для того чтобы определить это замедление, необходимо проанализировать формулу КНД системы осевого излучения.

Подставив (13.35) в (9.48), после интегрирования получим

$$\frac{1}{D'_0} = \frac{(u'/2)}{kL \sin^2(u'/2)} \left[\frac{1 - \cos u'}{u'} - \frac{1 - \cos v'}{v'} + \operatorname{Si} v' - \operatorname{Si} u' \right], \quad (13.37)$$

где

$$u' = kL(\xi - 1); \quad v' = kL(\xi + 1).$$

При $\xi = 1$

$$D'_0 = D_0 = \frac{kL}{\sin 2kL - (1 - \cos 2kL)/2kL}.$$

При больших значениях $2kL$ получаем простую формулу

$$D_0 \approx 4 \frac{L}{\lambda}, \quad (13.38)$$

пригодную при $L > 0,5\lambda$. Параметр v' можно выразить через u' и kL :

$$v' = kL(u'/kL + 2).$$

С учетом этого соотношения из формулы (13.37) видно, что КНД системы осевого излучения для каждого значения kL зависит только от аргумента u' .

Обозначим $D'_0/D_0 = q$. Тогда

$$D'_0 = q4 \frac{L}{\lambda}. \quad (13.39)$$

На рис. 13.11 приведены графики зависимости величины D'_0/D_0 от аргумента u' . Из графиков видно, что максимум КНД соответствует $q \approx 1,8-2$ и имеет место при $u' \approx 180^\circ = \pi$ рад. Следовательно, максимальный КНД системы осевого излучения равен

$$D_{0\max} \approx 7,2L/\lambda, \quad (13.40)$$

а оптимальное замедление определяется из условия

$$kL(\xi_{\text{опт}} - 1) \approx \pi \quad (13.41)$$

или

$$\xi_{\text{опт}} \approx 1 + \lambda/2L. \quad (13.42)$$

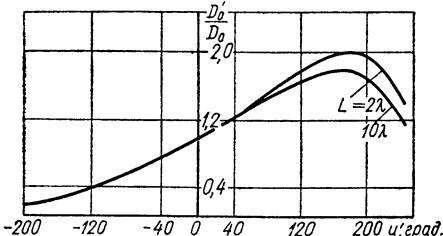


Рис. 13.11. Зависимость отношения D'_0/D_0 от аргумента u' .

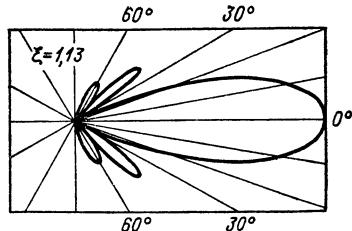
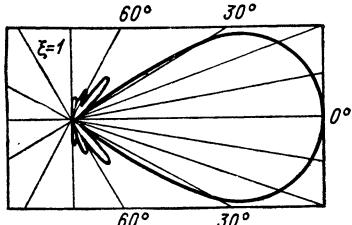


Рис. 13.12. ДН системы осевого излучения при $\xi \geq 1$.

Если замедление задано, то оптимальная длина системы определяется из соотношения

$$L_{\text{опт}} = \lambda/2(\xi - 1). \quad (13.43)$$

Соотношение (13.41) с учетом (13.9) можно представить в виде

$$k'L - kL \approx \pi. \quad (13.44)$$

Величина $(k'L - kL)$ есть наблюдаемая в направлении главного лепестка разность фаз полей излучения первого и последнего элементов

системы излучателей. Следовательно, у оптимальной системы эта разность фаз должна составлять около 180° .

Примеры ДН системы осевого излучения при $\xi \gg 1$ приведены на рис. 13.12.

При большой длине антенны осевого излучения ширину ДН на уровне нулевой мощности можно приближенно определить, разложив $\cos \Phi_0$ [см. формулу (13.36)] в степенной ряд и ограничившись двумя первыми членами ряда. Если $\xi = 1$, то

$$2\Phi_0 \approx 2V\sqrt{2\lambda/L} \text{ рад} = 161,6 \sqrt{\lambda/L} \text{ град.} \quad (13.45)$$

Из сравнения формул (13.29) и (13.45) видно, что в случае ссового излучения ширина ДН при одинаковых λ/L больше, и увеличение длины антенны приводит к более медленному сужению главного лепестка, чем в случае антенны поперечного излучения.

Заметим, что условие единственности главного лепестка ДН АР осевого излучения можно получить из (13.19), подставив $\xi = 1$, тогда это условие примет вид $d < \lambda/2$. Аналогичным образом условие (13.27) примет вид $d < \lambda/4$.

13.4. Системы излучателей с оптимальным амплитудным распределением

Равноамплитудные системы находят широкое применение на практике. Однако эти системы, как было показано выше, имеют сравнительно большой уровень боковых лепестков. Между тем желательно уменьшить этот уровень, особенно в случае приема, когда с направлений боковых лепестков могут поступать интенсивные мешающие сигналы

(помехи). С этой целью применяют системы с неравноамплитудным распределением токов (полей).

Если по системе излучателей изменять амплитудное распределение, то это будет приводить к изменению ширины главного лепестка.

Рис. 13.13. К определению оптимального амплитудного распределения по антенной решетке.

лестка и уровня боковых лепестков. Так, например, расчеты показывают, что чем сильнее спадает к краям системы амплитудное распределение, тем главный лепесток шире, а уровень боковых лепестков меньше. Можно подобрать такое амплитудное распределение, которое в каком-то смысле будет оптимальным.

Под оптимальным амплитудным распределением вдоль антенны с заданной величиной L/λ обычно понимают такое распределение, при котором уровень боковых лепестков является минимальным для заданной ширины главного лепестка или ширина главного лепестка является минимальной для заданного уровня боковых лепестков.

Рассмотрим, как определить оптимальное амплитудное распределение для эквидистантной синфазной АР. Пусть АР состоит из нечетного числа $(2N + 1)$ ненаправленных излучателей. Нумерацию излу-

чатель будем вести от середины АР (рис. 13.13). Предположим, что АР является синфазной и будем полярный угол ϑ отсчитывать от нормали к оси АР. Тогда, подставляя в (12.6) $\psi_n = 0$ и $\Phi_n = \pi/2 - \vartheta$, получаем множитель системы в виде

$$f_c(\vartheta) = \sum_{n=-N}^N a_n e^{ik\rho_n \sin \vartheta}.$$

Пусть амплитудное распределение симметрично $a_{-n} = a_n$. Кроме того, учтем, что n -й излучатель удален от середины АР на расстояние $\rho_n = nd$. Тогда будем иметь

$$f_c(\vartheta) = a_0 + 2 \sum_{n=1}^N a_n \cos nu, \quad (13.46)$$

где $u = kd \sin \vartheta$.

Обозначим $\cos u = x$. Из тригонометрии известно, что косинус кратного угла ($\cos nu$) может быть представлен в виде полинома степени n от $\cos u$. Следовательно, множитель системы можно записать в виде

$$f_c(\vartheta) = \sum_{n=0}^N B_n x^n. \quad (13.47)$$

Коэффициенты B_0, B_1, \dots, B_N определяются через коэффициенты a_0, a_1, \dots, a_N путем решения системы $(N+1)$ алгебраических уравнений.

Можно показать, что оптимальное амплитудное распределение соответствует такому выбору коэффициентов a_0, a_1, \dots, a_N , а следовательно, и коэффициентов B_0, B_1, \dots, B_N , при котором множитель системы выражается полиномом Чебышева $T_n(\alpha x)$, где α — постоянная величина, определяемая ниже. Таким образом,

$$f_c(\vartheta) = \sum_{n=0}^N B_n x^n = T_n(\alpha x). \quad (13.48)$$

Напомним, что полиномы Чебышева записываются в виде

$$T_N(\zeta) = \cos(N \arccos \zeta) \quad \text{при } -1 < \zeta < 1; \quad (13.49)$$

$$T_N(\zeta) = \operatorname{ch}(N \operatorname{Ar} \operatorname{ch} \zeta) \quad \text{при } \zeta < -1 \text{ и } \zeta > 1. \quad (13.50)$$

Подставляя значения N , можно получить

$$T_0(\zeta) = 1; \quad T_1(\zeta) = \zeta; \quad T_2(\zeta) = 2\zeta^2 - 1; \quad T_3(\zeta) = 4\zeta^3 - 3\zeta;$$

$$T_4(\zeta) = 8\zeta^4 - 8\zeta^2 + 1; \quad T_5(\zeta) = 16\zeta^5 - 20\zeta^3 + 5\zeta.$$

Для иллюстрации свойств полиномов Чебышева на рис. 13.14 приведен график полинома $T_5(\zeta)$. В интервале $-1 \leq \zeta \leq 1$ наибольшие (по абсолютной величине) значения функции $T_N(\zeta)$ равны единице, за пределами этого интервала с ростом $|\zeta|$ функция $|T_N(\zeta)|$ монотонно возрастает.

Если выбрать $\alpha > 1$, то монотонно возрастающая часть графика $T_N(\alpha x)$ будет соответствовать главному лепестку ДН. Направление главного лепестка определяется значениями $\vartheta = 0; u = 0; x = 1$;

$\zeta = \alpha$ (рис. 13.14). Следовательно, величина главного максимума равна

$$f_c(0) = T_n(\alpha) = \operatorname{ch}(N \operatorname{Ar} \operatorname{ch} \alpha). \quad (13.51)$$

Так как максимумы боковых лепестков равны единице, то их относительный уровень составляет

$$F_{\text{бок}} = \frac{1}{\operatorname{ch}(N \operatorname{Ar} \operatorname{ch} \alpha)}. \quad (13.52)$$

Первые нули ДН (ближайшие к главному лепестку) определяются наибольшим корнем уравнения $T_N(\alpha x) = 0$. Учитывая (13.49), получаем $N \arccos \alpha x_0 = \pi/2$, откуда

$$x_0 = \frac{1}{\alpha} \cos \frac{\pi}{2N}.$$

Так как $x = \cos(kd \sin \vartheta)$, то

$$\sin \vartheta_0 = \frac{1}{kd} \arccos \left(\frac{1}{\alpha} \cos \frac{\pi}{2N} \right). \quad (13.53)$$

Если задан уровень боковых лепестков, то из (13.52) определяется параметр α , а по (13.53) — ширина главного лепестка по нулям. Возможен и обратный порядок расчета. ДН при $\alpha x > 1$ рассчитывается по формуле (13.50), а при $\alpha x < -1$ — по формуле (13.49).

Оптимальность рассчитанной таким образом ДН является следствием того, что из всех полиномов степени N с одинаковым старшим коэффициентом полином Чебышева $T_N(\zeta)$ наименее уклоняется от нуля на отрезке $-1 \leq \zeta \leq 1$.

Рис. 13.14. График полинома Чебышева $T_5(\zeta)$.

Следовательно, ДН, описываемая полиномом, имеет наименьший уровень боковых лепестков.

Для нахождения оптимального амплитудного распределения необходимо в (13.48) приравнять коэффициенты при одинаковых степенях и таким образом определить коэффициенты B_n . Затем, используя указанную ранее связь между коэффициентами a_0, a_1, \dots и B_0, B_1, \dots , рассчитать амплитудное распределение.

Если зафиксировать длину АР L и бесконечно увеличивать число излучателей, то можно сделать предельный переход к непрерывной системе с оптимальным распределением.

ДН при этом описывается функцией

$$f(u) = \cos \sqrt{u^2 - \gamma^2}, \quad (13.54)$$

где

$$u = 0,5kL \sin \vartheta; \quad \gamma = \operatorname{Ar} \operatorname{ch}(1/F_{\text{бок}}).$$

Расчеты показывают, что этой ДН соответствует амплитудное распределение, которое на краях системы стремится к бесконечности. Для реализации этого распределения необходима бесконечная энергия.

Так как такое распределение нельзя практически осуществить, то ограничиваются *квазиоптимальным* распределением, которое имеет конечный подъем на краях системы (рис. 13.15). При этом ширина главного лепестка несколько увеличивается.

Квазиоптимальным является, например, распределение вида

$$a(z) = \frac{1}{2\pi} J_0(i\gamma \sqrt{1 - 4z^2/L^2}), \quad (13.55)$$

где $J_0(t)$ — функция Бесселя от минимого аргумента; z — координата точки, изменяющаяся по системе в пределах $-L/2 \leq z \leq L/2$; γ — число, определяемое по уровню наибольшего бокового лепестка

$$\frac{\operatorname{ch} \gamma}{\gamma} = \frac{3\pi}{2} \frac{1}{F_{\text{бок}}}. \quad (13.56)$$

ДН при указанном распределении описывается функцией

$$F(\theta) = \frac{\sin \sqrt{u^2 - \gamma^2}}{\sqrt{u^2 - \gamma^2}}. \quad (13.57)$$

Предложены и другие квазиоптимальные распределения.

13.5. Неэквидистантные антенные решетки

Ослабление боковых лепестков при заданной ширине главного лепестка может быть осуществлено не только оптимальным амплитудным распределением в эквидистантной АР, но и оптимальным расположением излучателей в неэквидистантной равноточечной АР.

Эти две системы в некотором смысле эквивалентны друг другу. Рассмотрим этот вопрос побольше.

Пусть имеется эквидистантная АР с неравноточечным, например квазиоптимальным, распределением $a(z_n)$, где z_n — координата n -го излучателя $n = 1, 2, \dots, N$ (рис. 13.16, а). Для простоты рассуждений положим, что N — велико, а расстояния d между соседними излучателями малы. Тогда дискретную АР можно заменить непрерывной системой с линейной плотностью тока по системе (амплитудным

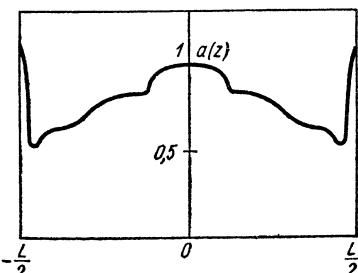


Рис. 13.15. Вариант квазиоптимального распределения.

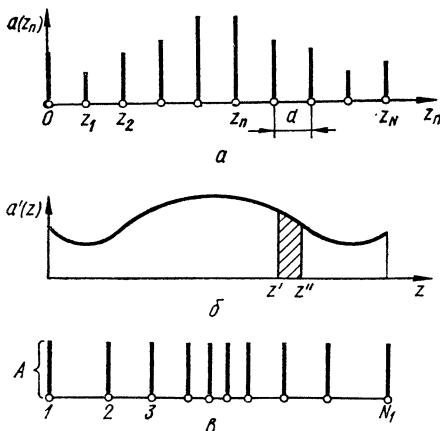


Рис. 13.16. К пояснению эквивалентности между эквидистантной решеткой (а), непрерывной системой (б) и неэквидистантной решеткой (в).

распределением), равной

$$a'(z) = a(z_n)/d. \quad (13.58)$$

Функция $a'(z)$ является ступенчатой, однако, полагая, что токи в соседних излучателях отличаются нерезко и учитывая малость расстояния d , эта функция на рис. 13.16, б изображена плавной кривой. Площадь, ограниченная кривой $a'(z)$ и осью абсцисс, определяет полный ток системы. Разобъем эту площадь на N_1 площадок одинаковой величины A , тогда

$$A = \frac{1}{N_1} \int_{z=0}^L a'(z) dz,$$

где L — длина системы излучателей.

Рассмотрим одну из площадок, соответствующую отрезку $\Delta z = z'' - z'$ (рис. 13.16, б). Для нее

$$A = \int_{z=z'}^{z=z''} a'(z) dz. \quad (13.59)$$

Заменим теперь непрерывную систему решеткой N_1 дискретных излучателей, абсциссы которых равны абсциссам центров тяжести указанных выше площадок, а амплитуды равны величине A (рис. 13.16, в). Так как линейные плотности токов этих двух систем равны, то

$$A/\Delta z = a'(z)$$

или

$$\Delta z = A/a'(z).$$

Подставляя значение $a'(z)$ из (13.58), получаем

$$\Delta z = Ad/a(z_n). \quad (13.60)$$

Расстояния между соседними излучателями неэквидистантной АР при больших N_1 практически равны Δz , следовательно, они обратно пропорциональны величинам токов в соответствующих излучателях эквидистантной АР.

При реализации неэквидистантной АР отсутствуют трудности обеспечения сложного неравноамплитудного распределения.

Ранее было показано (§ 13.2, п. 2), что у эквидистантной АР в направлении любого главного лепестка поля всех излучателей синфазны. При неэквидистантном расположении разности хода лучей от соседних излучателей различны для любого направления, кроме нормального к оси АР. Поэтому у неэквидистантной АР подавлены побочные главные лепестки, что является другим ее достоинством.

При заданной ширине ДН число излучателей неэквидистантной АР может быть меньше, чем у эквидистантной АР. Это объясняется тем, что ширина ДН АР зависит в основном от ее длины, выраженной в длинах волн, и в меньшей мере от закона расположения излучателей.

Расчет ДН неэквидистантных АР при большом числе излучателей производится ввиду его громоздкости с применением ЭВМ.

К неэквидистантным АР относятся также АР, у которых излучатели расположены по случайному закону. Расчет ДН таких АР производится статистическими методами [4].

13.6. Понятие о синтезе антенны по заданной диаграмме направленности

1. Задача синтеза антенны. В предыдущих параграфах данной главы показано, как решается задача определения (анализа) ДН заданной системы излучателей при заданном амплитудно-фазовом распределении токов (полей) по системе. Это так называемая *прямая* задача теории антенн. Большое внимание уделяется решению *обратной* задачи теории антенн — задаче синтеза антенны по заданной ДН. В более узком смысле задача синтеза состоит в определении амплитудно-фазового распределения токов по выбранной системе излучателей при заданной амплитудной ДН. Фазовой ДН при этом не интересуются.

Задача синтеза более сложна, чем задача анализа, и требует применения более сложного математического аппарата. Кроме того, эта задача не имеет однозначного решения, т. е. одну и ту же амплитудную ДН можно получить с помощью различных амплитудно-фазовых распределений. Для того чтобы сделать задачу однозначной, необходимо задать еще и фазовую ДН.

Поясним особенности решения задачи синтеза на примере непрерывной прямолинейной системы длиной L (рис. 13.4). Элементарный участок dz этой системы можно рассматривать как излучатель антенной решетки, изображенной на рис. 13.1, причем следует считать, что излучатели расположены непрерывно. Поэтому, заменяя в (12.6) ρ_n на z и переходя от суммы к интегралу, можно множитель непрерывной системы представить в виде

$$f_c(\Phi) = \int_{-L/2}^{L/2} a(z) e^{i\psi(z)} e^{ikz\cos\Phi} dz. \quad (13.61)$$

Сделаем в этой формуле замену

$$u = 0,5kL \cos\Phi; \quad v = 2z/L; \quad a(v) = ae^{i\psi(v)}.$$

Тогда

$$f_c(u) = \int_{-1}^1 a(v) e^{iuv} dv. \quad (13.62)$$

Задача синтеза состоит в решении интегрального уравнения (13.62) относительно функции $a(v)$. Это решение можно получить следующим образом. Учтем, что при $v < -1$ и $v > 1$ (т. е. за пределами системы излучателей) $a(v) = 0$. Тогда (13.62) можно представить в виде

$$f_c(u) = \int_{-\infty}^{\infty} a(v) e^{iuv} dv. \quad (13.63)$$

Применяя к (13.63) преобразование Фурье, получаем

$$a(v) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f_c(u) e^{-iuv} du. \quad (13.64)$$

Отметим, что не для всякой функции $f_c(u)$ функция $a(v)$ является решением интегрального уравнения (13.63). Решение существует

только для определенного класса функций $f_c(u)$, так называемых целых функций конечной степени [26]. Следовательно, если ДН описываеться такой функцией, то может быть найдено точное решение для амплитудно-фазового распределения вдоль системы. Для того чтобы это решение было равно нулю при $|v| > 1$, необходимо, чтобы функция удовлетворяла условию $\int_{-\infty}^{\infty} |f_c(u)|^2 du < \infty$, которое означает, что полная (активная и реактивная) энергия системы должна быть конечной величиной.

2. Приближенный синтез антенны. В инженерной практике требуемая ДН может быть задана в виде графика или в виде функции, не относящейся к классу целых функций конечной степени. Такая ДН может быть реализована лишь приближенно. Для этого требуемая ДН $f_c(u)$ аппроксимируется другой ДН $f'_c(u)$, и задача состоит в том, чтобы найти такое распределение $a(v)$, при котором функция $f'_c(u)$ наименее уклоняется от функции $f_c(u)$ в каком-либо смысле (например, по абсолютной величине их разности).

При практическом выполнении расчетов можно $f_c(u)$ разложить в сходящийся ряд (например, в ряд Фурье) по некоторым функциям $f_n(u)$, называемым *парциальными* ДН. Для каждой функции $f_n(u)$ находят парциальное распределение $a_n(v)$. Полное амплитудно-фазовое распределение имеет вид

$$a(v) = \sum_{n=1}^{N} a_n(v). \quad (13.65)$$

Чем больше членов ряда учитывается при расчете, тем точнее аппроксимируется заданная ДН. Разработаны и другие методы нахождения функции $a(v)$ [7, 18, 26].

3. Сверхнаправленность. Из изложенного выше вытекает, что с помощью прямолинейной системы конечных размеров можно сформировать ДН любой формы с любой наперед заданной точностью. Например, можно получить КНД сколь угодно большой величины у антенны малых размеров. Такая антenna называется сверхнаправленной. Анализ показывает [18], что у сверхнаправленной системы амплитуда тока должна быть очень большой и, кроме того, амплитуда и фаза тока должны резко меняться вдоль системы.

Практическая реализация такого распределения наталкивается на большие трудности. Кроме того, быстрое изменение фазы тока вдоль системы при больших его амплитудах означает, что с антенной связана большая реактивная мощность. Следовательно, добротность системы велика, а ее полоса пропускания мала. Из-за больших токов потери в системе будут значительны, а к. п. д. мал.

По указанным причинам следует избегать сверхнаправленности. О ее величине судят по *коэффициенту сверхнаправленности*

$$v = \int_{-\infty}^{\infty} |f_c(u)|^2 du / \int_{-\pi L/\lambda}^{\pi L/\lambda} |f_c(u)|^2 du. \quad (13.66)$$

Интеграл в знаменателе пропорционален излученной мощности, так как он берется в области действительных углов ($0 < \Phi < \pi$, то есть $-\pi L/\lambda < u < \pi L/\lambda$), а интеграл в числителе пропорционален всей мощности, излученной P_Σ и реактивной P_{im} , которая связана с ближним полем антенны.

Следовательно,

$$v = (P_\Sigma + P_{im})/P_\Sigma. \quad (13.67)$$

Отношение $P_{im}/P_\Sigma = Q$ есть добротность антенны, поэтому

$$v = 1 + Q. \quad (13.68)$$

Так как при наличии сверхнаправленности реактивная мощность намного больше излученной мощности, то такие антенны называются *реактивными*.

Антенна может быть реактивной из-за чрезмерно высоких требований не только к ее КНД, но и к крутизне ДН, а также из-за ее чрезмерно малых размеров по сравнению с длиной волны (даже при умеренных значениях КНД и крутизны ДН).

ГЛАВА 14. ПЛОСКИЕ АПЕРТУРЫ И РЕШЕТКИ

14.1. Вводные замечания

В данной главе будут рассмотрены непрерывные и дискретные плоские системы излучателей. Первые встречаются у апертурных антенн.

В обобщенном виде апертурная антenna изображена на рис. 14.1. Она представляет собой металлическое тело с внешней поверхностью

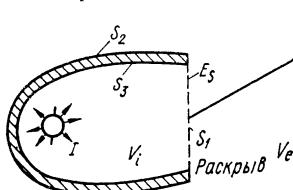


Рис. 14.1. Общий вид апертурной антennы.

S_2 и внутренней поверхностью S_3 . Первичным источником электромагнитной энергии является возбудитель I , например симметричный вибратор. Под действием поля первичного источника на поверхностях S_2 и S_3 наводятся поверхностные токи. Полное поле излучения антennы есть сумма полей излучения возбудителя и всех поверхностных токов.

Для того чтобы определить поле излучения поверхностных токов, можно, рассматривая каждый элемент поверхности как излучатель Герца, выполнить интегрирование по поверхностям S_2 и S_3 . Такой метод расчета, называемый *методом поверхностных токов*, является достаточно точным, но отличается математической сложностью и применяется сравнительно редко. Более широкое распространение в инженерной практике получил менее точный, но зато гораздо более простой *апертурный метод*, или *метод полей в раскрыве*. Он состоит в следующем.

Представим себе *поверхность раскрыва* (аперттуру) S_1 , отделяющую внутренний объем V_i от внешнего пространства V_e (рис. 14.1). Под действием первичного источника во внутреннем объеме, в том числе и на поверхности раскрыва, установится некоторое распределение

электрического и магнитного полей. В соответствии с принципом эквивалентности касательная составляющая электрического вектора в раскрыве эквивалентна магнитному току, текущему по поверхности раскрыва, а касательная составляющая магнитного вектора — электрическому току.

Поверхности S_1 и S_2 образуют вместе замкнутую поверхность $S = S_1 + S_2$. Можно поэтому считать, что поле во внешнем пространстве создается за счет токов (электрических и магнитных), обтекающих эту замкнутую поверхность.

Обычно задачу упрощают и предполагают, что токи на поверхности S_2 ничтожно малы. Как показал Л. А. Вайнштейн [8], это предположение тем более обосновано, чем больше размер раскрыва по сравнению с длиной волны. Таким образом, можно в первом приближении считать, что единственным источником излучения во внешнее пространство являются электрические и магнитные токи в раскрыве антенны. Выбор поверхности раскрыва произвольный, но для упрощения расчетов его обычно считают плоским.

Фактический расчет поля излучения апертуры основывают на принципе Гюйгенса. Из этого принципа следует, что каждый элемент поверхности раскрыва можно рассматривать как элементарный источник электромагнитных волн — излучатель Гюйгенса. Составляющие поля излучения этого источника определяются по формулам (8.5).

Пользуясь этими формулами и произведя интегрирование по раскрыву, можно определить поле излучения, т. е. решить апертурным методом, общим для расчета большого класса разнообразных антенн, так называемую *внешнюю задачу* электродинамики.

Однако, чтобы решить эту задачу, нужно знать распределение амплитуд, фаз и поляризации поля в раскрыве. Нахождение этого распределения при заданном первичном источнике возбуждения составляет так называемую *внутреннюю задачу*, которая часто является более сложной, чем внешняя задача, и решается различными методами в зависимости от типа антенны. В некоторых случаях для этой цели оказывается возможным применить методы геометрической оптики, которые кратко будут рассмотрены в следующем параграфе.

14.2. Некоторые сведения из геометрической оптики

1. Геометрическая оптика описывает процессы распространения электромагнитных волн в предположении, что длина волны бесконечно мала. Применение геометрической оптики к апертурным антеннам оправдывается тем, что длина волны хотя в действительности и не бесконечно мала, обычно намного меньше размеров раскрыва.

В геометрической оптике пользуются представлением об узкой трубке, внутри которой происходит распространение электромагнитной энергии вдоль линий, именуемых *лучами*. В каждой точке пространства луч направлен по нормали к поверхности равных фаз (эквифазной поверхности, фронту волны).

Пусть распространение происходит в среде с коэффициентом преломления $n = c/v$, где v — фазовая скорость распространения волн

в этой среде. Если среда является однородной, то волны распространяются прямолинейно, т. е. лучи не искривляются. Если же среда неоднородна (коэффициент преломления есть функция координат точки пространства), то, вообще говоря, волны распространяются непрямолинейно, т. е. лучи искривляются.

Рассмотрим небольшой отрезок dl вдоль луча AB (рис. 14.2). Произведение ndl называют *оптической длиной пути* отрезка dl . Обозначим ее dL

$$dL = ndl. \quad (14.1)$$

Подставляя значение n в (14.1), получаем $dL = cdl/v$. Отношение dl/v есть время dt , в течение которого фронт волны проходит отрезок dl со скоростью v . Тогда $dL = cdt$.

Величину cdt можно рассматривать как путь, проходимый волной в свободном пространстве со скоростью света за время dt . Следовательно, оптическая длина пути в некоторой среде есть путь, который волна проходит в свободном пространстве за тот же промежуток времени, что и в данной среде.

Для определения оптического пути между двумя точками A и B , расположеными на одном луче в данной среде, необходимо вычислить интеграл

$$L = \int_A^B ndl. \quad (14.2)$$

Важное значение в геометрической оптике имеет *принцип Ферма*, согласно которому луч так ориентирован в пространстве, что на прохождение пути между двумя точками вдоль луча волна затрачивает наименьшее время. Иначе говоря, оптическая длина пути между двумя точками вдоль луча меньше, чем по любому другому пути, соединяющему эти точки.

Следствием принципа Ферма являются законы отражения и преломления лучей на границе раздела двух сред. Очевидным следствием принципа Ферма является прямолинейность лучей в однородной среде.

Запаздывание волны по фазе $d\phi$ на отрезке dl вдоль луча определяется как произведение волнового числа (для данной среды) на пройденный волной путь. Так как длина волны Λ в данной среде связана с длиной волны λ в свободном пространстве соотношением $\Lambda = \lambda/n$, то $d\phi = (2\pi/\lambda) ndl = (2\pi/\lambda) dL$. Разность фаз между точками A и B (рис. 14.2) равна

$$\Psi_{AB} = \frac{2\pi}{\lambda} \int_A^B ndl = \frac{2\pi}{\lambda} L. \quad (14.3)$$

Так как между любыми двумя точками, лежащими на двух эквифазных поверхностях, разность фаз одинакова, то можно сделать вывод, что между двумя эквифазными поверхностями оптическая длина пути одинакова для любого луча (закон равенства оптических путей).

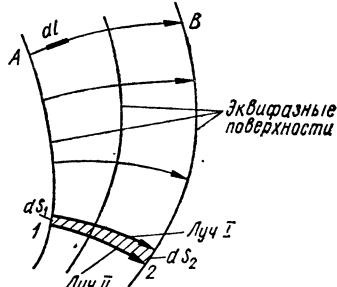


Рис. 14.2. К пояснению методов геометрической оптики.

2. Расчет амплитудного распределения в раскрыве часто выполняют, используя закон сохранения энергии, понимаемый в том смысле, что энергия некоторого пучка лучей (например, пучка, ограниченного лучами I и II на рис. 14.2) остается неизменной при любых его преобразованиях вследствие распространения в некоторой среде, а также отражения или преломления на границе раздела двух сред. Иначе говоря, через боковую поверхность трубы (пучка) энергия не выходит и не выходит. При этом полагают, что тепловыми потерями энергии в той среде, в которой распространяется волна, можно пренебречь.

Поясним метод расчета, получивший название **энергетического**, на следующем примере. Пусть в точках 1 и 2 (рис. 14.2) узкого пучка лучей его сечения равны dS_1 и dS_2 , а плотности потока мощности Π_1 и Π_2 . Очевидно, что $\Pi_1 dS_1 = \Pi_2 dS_2$ или $\Pi_2 = \Pi_1 dS_1 / dS_2$. Если мощность пучка лучей равна dP , то $\Pi_2 = dP/dS_2$.

Выражая плотность потока мощности через напряженность поля с помощью соотношения $\Pi = E^2/240\pi$, можно получить формулы для расчета напряженности поля в точке 2:

$$E_2 = E_1 \sqrt{dS_1/dS_2}; \quad E_2 = \sqrt{240\pi dP/dS_2}. \quad (14.4)$$

Таким образом, зная форму пучка и его мощность или напряженность в произвольной точке пучка, можно определить напряженность поля в любой другой его точке, в том числе и в раскрыве апертурной антенны.

14.3. Электрические параметры плоского раскрыва

Для получения наибольшего коэффициента направленного действия плоского раскрыва стремятся сделать распределение поля в нем синфазным. Иногда это не удается сделать либо в силу конструктивных

особенностей антенны, либо из-за неточностей ее изготовления. В ряде случаев несинфазность создается умышленно с целью формирования ДН специальной формы. Поэтому в общем случае поле в каждой точке раскрыва антенны будем считать комплексной функцией координат этой точки. Амплитудное распределение поля в раскрыве, вообще говоря, является неравномерным.

Поляризация поля в разных точках раскрыва может быть различной, однако электрический вектор в каждой точке можно разложить на две компоненты, например, параллельные координатным осям, а затем

найти поле излучения, обусловленное каждой из этих компонент. Поэтому, не уменьшая общности рассуждений, будем считать, что в плоском раскрыве S произвольной формы, лежащем в плоскости xy , электрический вектор E_s всюду параллелен оси x (рис. 14.3).

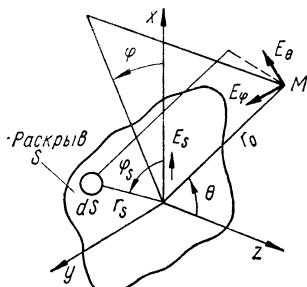


Рис. 14.3. К определению поля излучения плоского раскрыва.

Выберем на раскрыве элементарную площадку dS . Рассматривая ее как излучатель Гюйгенса и полагая, что характеристическое сопротивление волны, набегающей на раскрыв от первичного источника, равно 120π , можно выразить меридиональную и азимутальную составляющие поля излучения этой площади формулами (8.5). Тогда

$$d\dot{E}_\theta = \frac{i}{2\lambda} \frac{e^{-ikr}}{r} (1 + \cos \theta) \cos \varphi \dot{E}_S dS, \quad (14.5)$$

$$d\dot{E}_\varphi = -\frac{i}{2\lambda} \frac{e^{-ikr}}{r} (1 + \cos \theta) \sin \varphi \dot{E}_S dS. \quad (14.6)$$

Здесь r — расстояние от площадки dS до точки M , расположенной в дальней зоне; θ и φ — угловые координаты точки M в сферической системе координат, начало которой совпадает с площадкой dS .

Составляющие полного поля излучения определяются интегрированием по раскрыву S :

$$\dot{E}_\theta = \frac{i}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) \cos \varphi \int_S \dot{E}_S e^{-ikr} dS, \quad (14.7)$$

$$\dot{E}_\varphi = -\frac{i}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) \sin \varphi \int_S \dot{E}_S e^{-ikr} dS. \quad (14.8)$$

В дальней зоне значения θ , φ и $1/r$ можно считать одинаковыми для всех точек раскрыва, поэтому в (14.7) и (14.8) неизменные на S функции вынесены за знак интеграла.

Для фактического определения поля излучения нужно знать форму раскрыва и амплитудно-фазовое распределение на нем. Некоторые частные случаи будут рассмотрены в последующих параграфах.

Обратимся к определению КНД раскрыва в направлении оси z , перпендикулярной раскрыву.

Так как в этом направлении $\theta = 0$, а расстояние r в дальней зоне одинаково для всех точек раскрыва, то для амплитуд составляющих поля получим выражения

$$E_\theta = \frac{\cos \varphi}{\lambda r} \left| \int_S \dot{E}_S dS \right|, \quad E_\varphi = \frac{\sin \varphi}{\lambda r} \left| \int_S \dot{E}_S dS \right|.$$

Подставляя эти значения в формулу (9.18) и учитывая (9.19), получаем выражение для угловой плотности мощности при $\theta = 0$

$$p = \frac{\left| \int_S \dot{E}_S dS \right|^2}{240\pi\lambda^2}. \quad (14.9)$$

Определим теперь мощность излучения раскрыва. Величина вектора Пойнтинга в раскрыве равна $\Pi = E_S^2/240\pi$. Мощность излучения можно вычислить интегрированием по раскрыву

$$P_\Sigma = \int_S \Pi dS = \frac{1}{240\pi} \int_S E_S^2 dS. \quad (14.10)$$

Подставляя теперь значения ρ и P_Σ в формулу (9.38), в которой надо положить $p_9 = P_\Sigma/4\pi$, получаем выражение для КНД

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_S \dot{E}_S dS \right|^2}{\int_S E_S^2 dS}. \quad (14.11)$$

Ранее [формула (10.30)] была установлена связь между КНД антенны и ее эффективной площадью. Из сравнения формул (10.30) и (14.11) видно, что эффективная площадь раскрыва равна

$$A_9 = \frac{\left| \int_S \dot{E}_S dS \right|^2}{\int_S E_S^2 dS}. \quad (14.12)$$

Коэффициент использования антенны (КИП) был определен (10.11) как отношение эффективной площади к геометрической площади раскрыва. Следовательно, он равен

$$q = \frac{\left| \int_S \dot{E}_S dS \right|^2}{S \int_S E_S^2 dS}. \quad (14.13)$$

Подставляя (14.13) в (14.11), можем получить следующую формулу для расчета КНД антенны:

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} q S. \quad (14.14)$$

Если распределение поля в раскрыве равномерно и синфазно ($E = E = \text{const}$), то, как видно из (14.13), $q = 1$. Это есть наибольший возможный коэффициент использования площади раскрыва¹. Наличие несинфазности или неравномерного распределения амплитуд приводит к уменьшению q , а следовательно, и D .

14.4. Излучение из синфазного раскрыва прямоугольной формы

Пусть имеется прямоугольный раскрыв с синфазным распределением поля (рис. 14.4). Найдем поле излучения в точке M , декартовы координаты которой x, y, z , а сферические r_0, θ, ϕ .

Рассмотрим на раскрыве элементарную площадку dS с координатами $x_S, y_S, z_S = 0$. Точка M удалена от этой площадки на расстояние r , равное

$$r = \sqrt{(x - x_S)^2 + (y - y_S)^2 + z^2}.$$

Представим r в виде

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 - (2x x_S + 2y y_S) + x_S^2 + y_S^2},$$

¹ Здесь сверхнаправленные антенны не рассматриваются.

или

$$r = \sqrt{r_0^2 - (2x_{Ss} + 2y_{Ss}) + x_s^2 + y_s^2}.$$

Так как $x_s \ll r_0$ и $y_s \ll r_0$, то, разлагая r в степенном ряде и ограничиваясь членами первого порядка малости, получаем $r \approx r_0 - (x_{Ss} + y_{Ss})/r_0$.

Из рис. 14.4 видно, что $x = r_0 \sin \theta \cos \varphi$, $y = r_0 \sin \theta \sin \varphi$. Тогда

$$r \approx r_0 - (x_s \sin \theta \cos \varphi + y_s \sin \theta \sin \varphi). \quad (14.15)$$

Подставляя значение r в формулы (14.7) и (14.8), учитывая, что $dS = dx_S dy_S$, получим согласно (9.9) для полного поля излучения выражение:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & \frac{i}{2\lambda r} e^{-ikr_0} (\mathbf{i}_\theta \cos \varphi - \mathbf{i}_\varphi \sin \theta) \times \\ & \times (1 + \cos \theta) \int_{-b/2}^{b/2} \int_{-a/2}^{a/2} \times \\ & \times E_S e^{ik(x_s \sin \theta \cos \varphi + y_s \sin \theta \sin \varphi)} dx_S dy_S. \end{aligned} \quad (14.16)$$

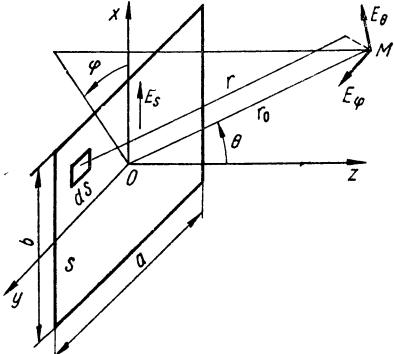


Рис. 14.4. К определению поля излучения прямоугольного раскрыва.

Если в формуле (14.16) положить $\theta = 0$, то экспоненциальный множитель (под интегралами) равен единице и величина двойного интеграла максимальна. Множитель $(1 + \cos \theta)$ при этом также максимальный. Следовательно, главный лепесток ориентирован перпендикулярно синфазному раскрыву *независимо от вида амплитудного распределения*. Однако амплитудное распределение влияет на форму ДН.

Рассмотрим частные случаи.

1. Равномерное амплитудное распределение. Пусть $E_S = E_0 = \text{const}$. Вынесем в (14.16) E_S за знак интеграла.

Двойной интеграл в (14.16) можно представить в виде произведения двух интегралов (одного по x_S , другого по y_S), каждый из которых имеет вид $\int e^{\alpha t} dt$. Выполнив интегрирование, получим

$$\dot{\mathbf{E}} = \frac{iabE_0}{2\lambda} \frac{e^{-ikr_0}}{r_0} (\mathbf{i}_\theta \cos \varphi - \mathbf{i}_\varphi \sin \theta) (1 + \cos \theta) \frac{\sin u_x}{u_x} \frac{\sin u_y}{u_y}, \quad (14.17)$$

где обобщенные угловые координаты

$$u_x = 0,5kb \sin \theta \cos \varphi; \quad u_y = 0,5ka \sin \theta \sin \varphi. \quad (14.18)$$

Выражение

$$F_c(u_x, u_y) = \frac{\sin u_x}{u_x} \frac{\sin u_y}{u_y} \quad (14.19)$$

можно рассматривать как множитель непрерывной прямоугольной системы излучателей, в то время как выражение $(1 + \cos \theta)$ есть ДН

«одиночного» излучателя системы — излучателя Гюйгенса. Так как он является слабонаправленным (см. рис. 8.3, б), то именно множитель системы в основном определяет форму ДН, особенно в области главного лепестка и ближних боковых лепестков.

Задаваясь определенным значением азимутального угла φ , можно найти ДН в меридиональных плоскостях, содержащих ось z . Наибольший интерес представляют ДН в главных плоскостях, в которых, как показывает детальное исследование, уровень боковых лепестков наиболее высокий.

Полагая в (14.17) $\varphi = 0$ и опуская не зависящие от θ множители, получаем выражение нормированной ДН в E -плоскости (плоскости xOz на рис. 14.4)

$$F_\theta(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin u_x}{u_x}, \quad (14.20)$$

где $u_x = 0,5 kb \sin \theta$. Заметим, что в E -плоскости $E_\varphi = 0$. Полагая $\varphi = \pi/2$, аналогично получаем выражение ДН в H -плоскости (плоскости yOz)

$$F_\varphi(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin u_y}{u_y}, \quad (14.21)$$

где $u_y = 0,5 ka \sin \theta$. Заметим, что в H -плоскости $E_\theta = 0$.

Множители системы в главных плоскостях имеют вид функции $F_c(u) = \sin u/u$, такой же, как для прямолинейной равноамплитудной непрерывной системы, длина которой равна размеру прямоугольного раскрытия в соответствующей плоскости. Следовательно, в данном случае применимы выводы относительно ориентации и ширины главного лепестка и уровня боковых лепестков, приведенные в § 13.3.

Так как поле в раскрытии синфазно, а амплитудное распределение равномерно, то в соответствии с формулой (14.13) $q = 1$ и КНД равен

$$D_0 = \frac{4\pi}{\lambda} ab. \quad (14.22)$$

2. Неравномерное разделяющееся амплитудное распределение. Из множества возможных амплитудных распределений большой интерес представляют *разделяющиеся амплитудные распределения*. Хотя обыкновенно на практике такие распределения не реализуются точно, однако встречающиеся в ряде апертурных антенн распределения приближенно можно считать разделяющимися. Амплитудное распределение называется разделяющимся в том случае, если оно может быть представлено в виде произведения двух функций, из которых каждая зависит только от одной координаты

$$E_S(x_S, y_S) = E_0 e_1(x_S) e_2(y_S). \quad (14.23)$$

Здесь $e_1(x_S)$ и $e_2(y_S)$ — нормированные к единице амплитудные распределения соответственно по координатам x_S и y_S .

Подставляя (14.23) в (14.16), отбрасывая постоянные множители, не зависящие от угловых координат, и полагая в (14.16) $\varphi = 0$, а затем $\varphi = \pi/2$, получаем следующие выражения для ненормированных ДН:

в плоскости xOz (рис. 14.4)

$$f_\theta(\theta) = (1 + \cos \theta) \int_{-b/2}^{a/2} e_1(x_s) e^{ikx_s \sin \theta} dx_s; \quad (14.24)$$

в плоскости yOz

$$f_\varphi(\theta) = (1 + \cos \theta) \int_{-b/2}^{a/2} e_2(y_s) e^{iky_s \sin \theta} dy_s. \quad (14.25)$$

Из этих формул видно, что ДН в плоскости xOz зависит от амплитудного распределения и размера раскрыва только в этой плоскости и не зависит от амплитудного распределения и размера раскрыва в плоскости yOz . Аналогичный вывод можно сделать относительно ДН в плоскости yOz . Это облегчает проектирование антенн с неодинаковыми ДН в ортогональных плоскостях.

3. Симметричное амплитудное распределение. Из неравномерных амплитудных распределений большой интерес представляют *симметричные распределения*. Рассмотрим распределение, которое от координаты x_s не зависит и является четной функцией координаты y_s , т. е. симметрично относительно оси x_s . Например, положим, что

$$E_s = E_0 [\Delta + (1 - \Delta) \cos(\pi y_s/a)]. \quad (14.26)$$

Распределение (14.26) в нормированном виде изображено на рис. 14.5. Это косинусоидальное распределение, приподнятое на «пьедестал», величина которого равна Δ . Заметим, что оно является разделяющимся, причем

$$e_1(x_s) = 1; \quad e_2(y_s) = \Delta + (1 - \Delta) \cos(\pi y_s/a).$$

Подставим эти функции в формулы (14.24) и (14.25). Легко видеть, что в E -плоскости ДН будет описываться формулой (14.20). Этого и следовало ожидать, так как в этой плоскости распределение в раскрыве равноамплитудное.

ДН в H -плоскости (при $\varphi = \pi/2$) имеет вид

$$f_\varphi(\theta) = (1 + \cos \theta) \left[\Delta \frac{\sin u_y}{u_y} + \frac{\pi}{2} (1 - \Delta) \frac{\cos u_y}{(\pi/2)^2 - u_y^2} \right], \quad (14.27)$$

где $u_y = 0,5 ka \sin \theta$.

КИП раскрыва можно найти, подставив (14.26) в (14.13). Расчетная формула при этом приобретет вид

$$q = \left[\Delta + \frac{2}{\pi} (1 - \Delta) \right]^2 / \left[\Delta^2 + \frac{4}{\pi} \Delta (1 - \Delta) + \frac{1}{2} (1 - \Delta)^2 \right]. \quad (14.28)$$

По формуле (14.27) можно рассчитать ДН, определить ширину главного лепестка, направление и уровень боковых лепестков. При $a \gg \lambda$ ширина главного лепестка на уровне половинной мощности может быть приближенно определена по формуле

$$2\theta_{0,5} = m \frac{\lambda}{a} \text{ град}, \quad (14.29)$$

где m — коэффициент, зависящий от величины Δ . Эта зависимость изображена на рис. 14.6, из которого видно, что чем сильнее спадает поле к краям раскрыва, тем шире главный лепесток. Это объясняется тем, что при слабом поле на краях раскрыва его периферийные участки играют малую роль в формировании поля излучения, что эквивалентно уменьшению размера раскрыва, которое сопровождается расширением главного лепестка. Из-за расширения главного лепестка уменьшается КНД антенны, а также КИП ее раскрыва (кривая q на рис. 14.6).

Следует заметить, что уменьшение величины Δ сопровождается падением уровня боковых лепестков и, в частности, уровня первого

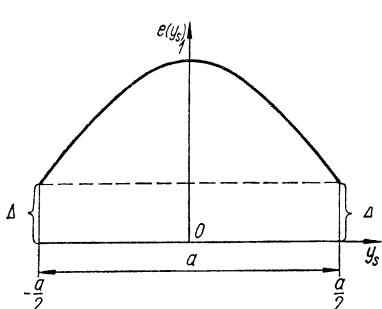


Рис. 14.5. Амплитудное распределение, описываемое формулой (14.26).

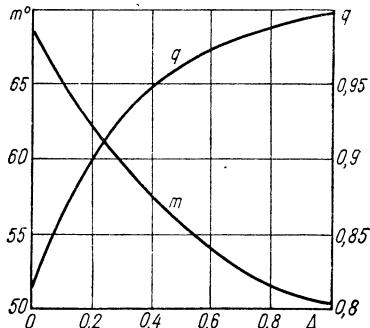


Рис. 14.6. Зависимость коэффициентов m и q от относительной величины поля на краю прямоугольного раскрыва.

бокового лепестка. Так, например, при $\Delta = 1$ максимум первого бокового лепестка по полю составляет 22% от уровня главного лепестка, или $-13,2$ дБ, а при $\Delta = 0$ — лишь 7,9%, или $-20,6$ дБ.

Описанные выше особенности влияния спадания поля к краям раскрыва на ширину главного лепестка, КНД, КИП и уровень боковых лепестков качественно сохраняются почти при всех применяемых на практике законах распределения поля в раскрыве и формах раскрыва.¹ Если амплитудное распределение является разделяющимся и неравномерным по x_s и y_s , то КИП может быть представлен в виде

$$q = q_x q_y, \quad (14.30)$$

где q_x и q_y — «частичные» КИП, обусловленные неравноамплитудным распределением по осям x_s и, соответственно, y_s .

4. Другие амплитуды распределения. На практике встречаются такие амплитудные распределения, для которых интеграл (14.16) не берется. В таких случаях можно прибегнуть к методам приближенного вычисления или аппроксимировать истинное амплитудное распределение другой, приближенной функцией, интеграл от которой выражается в замкнутом виде. Последний метод используют также

¹ Исключение составляют квазиоптимальные и близкие к ним распределения.

тогда, когда амплитудное распределение известно не в аналитической форме, а в виде графика. Таблицы аппроксимирующих функций, а также результатов расчета ширины ДН, уровня боковых лепестков и КИП приведены в литературе [16].

14.5. Метод эквивалентной прямолинейной антенны

Пусть имеется плоский раскрыв произвольной формы (рис. 14.3). Электрический вектор \vec{E}_S полагаем всюду в раскрыве параллельным оси x . В полярной системе координат элемент поверхности раскрыва равен

$$dS = r_S d\varphi_S dr_S. \quad (14.31)$$

Для перехода от прямоугольных координат к полярным воспользуемся соотношениями

$$x_S = r_S \cos \varphi_S; \quad y_S = r_S \sin \varphi_S. \quad (14.32)$$

Подставим (14.32) в (14.15), тогда

$$r \approx r_0 - r_S \sin \theta \cos (\varphi - \varphi_S). \quad (14.33)$$

Учитывая (14.31) и (14.33), можно, объединив (14.7) и (14.8), представить их в виде

$$\begin{aligned} \vec{E} = & \frac{i}{2\lambda r_0} e^{-ikr_0} (i_0 \cos \varphi - i_\varphi \sin \varphi) \times \\ & \times (1 + \cos \theta) \int_S \vec{E}_S e^{ikr_S \sin \theta \cos (\varphi - \varphi_S)} dS. \end{aligned} \quad (14.34)$$

При больших размерах раскрыва ($r_{S\max} \gg \lambda$) форма ДН в основном определяется поверхностным интегралом, представляющим собой множитель системы. Определим ДН в некоторой плоскости $\varphi = \varphi_0$. Так как значение интеграла не зависит от ориентации осей x, y, z , то, для сокращения выкладок, совместим ось x с направлением φ_0 , т. е. положим $\varphi = 0$ (рис. 14.7).

Рассмотрим теперь на раскрыве полоску шириной dx , расположенную параллельно оси y от точки $y_1(x_S)$ до точки $y_2(x_S)$, и с учетом (14.32) представим множитель системы в виде

$$\hat{f}_c(\theta) = \int_{x_1}^{x_2} e^{ikx_S \sin \theta} dx_S \int_{y_1(x_S)}^{y_2(x_S)} \vec{E}_S(x_S, y_S) dy_S. \quad (14.35)$$

Обозначим внутренний интеграл

$$A(x_S) = \int_{y_1(x_S)}^{y_2(x_S)} \vec{E}_S(x_S, y_S) dy_S. \quad (14.36)$$

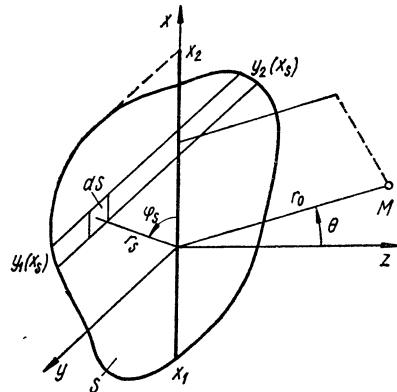


Рис. 14.7. К пояснению метода эквивалентной прямолинейной антенны.

Тогда множитель плоского раскрыва примет вид

$$f_c(\theta) = \int_{x_1}^{x_2} A(x_s) e^{ikx_s \sin \theta} dx_s. \quad (14.37)$$

Сравнивая (14.37) с формулой (13.61), замечаем, что (14.37) есть множитель непрерывной прямолинейной системы, в которой $A(x_s)$ — амплитудно-фазовое распределение тока (поля), а x_1 и x_2 — координаты концов системы.

Таким образом, рассмотренный метод расчета ДН состоит в том, что распределение тока (поля) плоского раскрыва проецируют на отрезок прямой, лежащей в той плоскости, в которой производится расчет ДН.

Проиллюстрируем применение изложенного метода на примере круглого синфазного равноамплитудного ($E_s = E_0$) раскрыва радиуса a .

Легко видеть, что $y_1(x_s) = -\sqrt{a^2 - x_s^2}$, $y_2(x_s) = \sqrt{a^2 - x_s^2}$.

Следовательно, из (14.36) имеем $\dot{A}(x_s) = 2E_0 \sqrt{a^2 - x_s^2}$. Подставив в (14.37), с точностью до постоянного множителя, получим

$$f_c(\theta) = \int_{-a}^a \sqrt{a^2 - x_s^2} e^{ikx_s \sin \theta} dx_s.$$

Вычисление интеграла приводит к формуле для нормированной ДН:

$$F_c(\theta) = 2J_1(ka \sin \theta)/(ka \sin \theta). \quad (14.38)$$

Заметим, что хотя амплитудное распределение на круглом раскрыве равномерное (а следовательно, КИП = 1), распределение $A(x_s)$ на эквивалентной прямолинейной антенне спадает к краям до нуля. Поэтому по сравнению с прямоугольным равноамплитудным раскрывом ширина ДН больше, а уровень боковых лепестков меньше. Уровень первого бокового лепестка составляет 13,2%, или $-17,6$ дБ.

Если амплитудное распределение на круглом раскрыве спадает к его краям до некоторой величины Δ , то КИП и боковые лепестки уменьшаются, а ширина ДН растет, причем она может быть определена по формуле $2\theta_{0,5} \approx m\lambda/2a$. Значения величин КИП и m для различных распределений приведены в литературе [16].

14.6. Влияние несинфазности на диаграмму направленности плоского раскрыва

1. Выше рассматривались раскрывы со строго синфазным распределением поля. В действительных условиях фаза по раскрыву изменяется либо преднамеренно, например, для сканирования луча, либо из-за неточностей изготовления антенны и деформаций в процессе эксплуатации под влиянием внешних факторов.

В общем случае фазовое распределение можно представить в виде функции $\psi(x_s, y_s)$. Ограничивааясь рассмотрением прямоугольного

раскрыва (рис. 14.4), предположим, что амплитудно-фазовое распределение является разделяющимся, т. е.

$$\dot{E}_S = E_0 e_1(x_S) e_2(y_S) e^{-i\Psi_1(x_S)} e^{-i\Psi_2(y_S)}. \quad (14.39)$$

Повторяя рассуждения, изложенные в § 14.4 (п. 2), приедем к выводу, что ДН в E - или H -плоскости зависит от амплитудно-фазового распределения только в E - или, соответственно, H -плоскости. Поэтому ограничимся рассмотрением фазовых искажений только в плоскости E . Для простоты рассуждений предположим, что амплитудное распределение в плоскости E является равномерным.

Подставляя (14.39) в формулу (14.7), выполняя ряд преобразований (как и в § 14.4) и отбрасывая постоянные сомножители, получаем следующее выражение ДН в E -плоскости ($\varphi = 0$)

$$f(\theta) = (1 + \cos \theta) \int_{-\delta/2}^{\delta/2} e^{ikx_S \sin \theta} e^{-i\Psi(x_S)} dx_S. \quad (14.40)$$

2. Фазовое распределение $\psi(x_S)$ удобно представить в виде степенного ряда

$$\psi(x_S) = \alpha_1 x_S + \alpha_2 x_S^2 + \alpha_3 x_S^3 + \dots, \quad (14.41)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — постоянные коэффициенты.

Результаты интегрирования в (14.40) зависят от значений этих коэффициентов. Если все коэффициенты равны нулю, то распределение поля синфазное, и ДН описывается формулой (14.20).

3. Линейный закон изменения фазы описывается формулой

$$\psi(x_S) = \alpha_1 x_S. \quad (14.42)$$

После подстановки (14.42) в (14.40) и интегрирования получим следующее выражение нормированной ДН:

$$F(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin \left[0,5kb \left(\sin \theta - \frac{\alpha_1}{k} \right) \right]}{0,5kb \left(\sin \theta - \frac{\alpha_1}{k} \right)}. \quad (14.43)$$

При больших размерах раскрыва ($kb \gg 1$) направление главного лепестка в основном определяется вторым сомножителем. Из (14.43) вытекает, что главный лепесток отклонен от перпендикуляра к раскрыву в сторону отставания фазы. Угол отклонения равен

$$\theta_{\text{gl}} = \arcsin (\alpha_1/k). \quad (14.44)$$

Задаваясь допустимым отклонением лепестка, можно с помощью (14.44) определить наибольшую допустимую фазовую ошибку в пределах раскрыва.

При изменении линейного набега фазы ($\alpha_1 = \text{var}$) будет изменяться направление главного лепестка. Это свойство используется для качания ДН.

Если заменить данный плоский раскрыв эквивалентной прямолинейной антенной (§ 14.5), то ее можно рассматривать как систему наклонного излучения. Из сравнения (14.43) и (13.25) видно, что роль

коэффициента замедления играет величина $\xi = \alpha_1/k$. В соответствии с (13.34) эквивалентный размер антенны в плоскости качания меньше геометрического и равен $b_s = b \cos \theta_{\text{гл}}$. Следовательно, данный раскрыв по направленным свойствам равнозначен синфазному раскрыву с эквивалентной площадью, равной $S_{\text{экв}} = a \cdot b_s = ab \cos \theta_{\text{гл}} = S \cos \theta_{\text{гл}}$. Нетрудно видеть, что *эквивалентный раскрыв есть проекция данного раскрыва на плоскость, перпендикулярную направлению главного лепестка ДН*.

4. Квадратичный закон изменения фазы описывается формулой

$$\psi(x_S) = \alpha_2 x_S^2. \quad (14.45)$$

Подставляя (14.45) в (14.40), после некоторых преобразований можно получить следующее выражение ДН:

$$f(\theta) = (1 + \cos \theta) \times \sqrt{[C(u) + C(v)]^2 + [S(u) + S(v)]^2}, \quad (14.46)$$

где

$$u = \sqrt{2/\pi} [\sqrt{\alpha_2 b^2} + (kb \sin \theta)/4 \sqrt{\alpha_2 b^2}];$$

$$v = \sqrt{2/\pi} [\sqrt{\alpha_2 b^2} - (kb \sin \theta)/4 \sqrt{\alpha_2 b^2}];$$

$$C(u) = \int_0^u \cos(0,5\pi t^2) dt; \quad S(u) =$$

$$= \int_0^u \sin(0,5\pi t^2) dt — \text{интегралы Френеля.}$$

Рис. 14.8. Зависимость КНД прямоугольного раскрыва D'_0 от величины квадратичной фазовой ошибки на краях раскрыва; D_0 — КНД раскрыва при $\phi = 0$.

Так как распределение (14.45) симметрично относительно середины раскрыва, то ДН также сохраняет симметрию. Расчеты показывают, что квадратичная фазовая ошибка приводит к расширению главного лепестка и росту боковых лепестков. При больших несинфазностях может наблюдаться даже раздвоение главного лепестка.

С ростом несинфазности заметно падает КНД раскрыва (рис. 14.8). Влияние фазовой ошибки невелико, если она не превышает 45° .

Следует иметь в виду, что при спадающем амплитудном распределении влияние квадратичной фазовой ошибки оказывается меньше, чем при равномерном амплитудном распределении, так как наибольшие фазовые ошибки имеют место на краях раскрыва, где амплитуда поля мала.

5. Кубический закон изменения фазы описывается формулой

$$\psi(x_S) = \alpha_3 x_S^3. \quad (14.47)$$

Так как эта функция несимметрична, то при изменении фазы по кубическому закону главный лепесток отклоняется в сторону отставания фазы, а также искажается — становится несимметричным. Боковые лепестки с той стороны, куда отклонился главный лепесток, растут, а с другой — уменьшаются.

6. Случайные фазовые ошибки в раскрыве антенны могут наблюдаться из-за неточностей изготовления антенны, случайного изменения ее формы и геометрических размеров, например, под влиянием вибраций или изменения температуры окружающей среды и т. п. Случайные фазовые ошибки приводят к случайным изменениям ДН, которая, следовательно, может рассматриваться как случайная функция. Поэтому анализ направленных свойств раскрыва требует применения статистических методов. Подробное изложение этих вопросов дано в работе [39].

Рассмотрим, например, круглый раскрыв диаметра $2a$ с равномерным амплитудным распределением. Если при отсутствии случайных фазовых ошибок поле в раскрыве является синфазным, то можно считать, что при наличии фазовых ошибок среднее значение (математическое ожидание) фазы в любой точке раскрыва равно нулю $\bar{\psi}(r_s) = 0$. Величина фазовой ошибки характеризуется средним значением квадрата случайного отклонения фазы или дисперсией фазы

$$\sigma^2 = \bar{\psi}^2(r_s). \quad (14.48)$$

Здесь σ — среднеквадратичное значение фазовой ошибки.

Хотя фаза является случайной величиной, однако ее значения в разных точках раскрыва не являются совершенно независимыми друг от друга, т. е. в какой-то мере взаимно коррелированы. Коэффициент корреляции тем больше, чем меньше расстояние между точками и чем больше радиус корреляции r_k . Величина радиуса корреляции у реальных апертурных антенн зависит от технологии их изготовления. Так, например, у современных зеркальных антенн радиус корреляции фазовой ошибки имеет величину порядка нескольких длин волн.

Обычно считают, что фазовая ошибка подчиняется нормальному закону распределения, причем величина наибольшей (с вероятностью 0,99) фазовой ошибки пропорциональна размеру раскрыва и выражается формулой

$$\psi = 2ka10^{-n}. \quad (14.49)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$, а n — коэффициент, характеризующий относительный допуск на точность изготовления антенны. Например, для зеркальных антенн $n = 3 \div 5$.

При наличии случайных фазовых ошибок направленные свойства антенны характеризуются средней ДН по мощности $|f(\theta, \phi)|^2$, средним значением КНД D , средней шириной главного лепестка.

Так, например, ДН круглого равнамплирудного раскрыва при малых случайных фазовых ошибках имеет вид

$$|\bar{f}(\theta)|^2 = F^2(\theta) + (1 + \cos \theta)^2 \frac{r_k^2 \pi^2 \sigma^2}{\lambda^2 D_0} e^{-\frac{\alpha^2 r_k^2 \sin^2 \theta}{\lambda^2}}. \quad (14.50)$$

Здесь $F(\theta)$ — нормированная ДН при отсутствии фазовых ошибок, определяемая по формуле (14.38).

Из формулы (14.50) видно, что к основной ДН $F^2(\theta)$ добавляется диаграмма, имеющая слабо выраженные направленные свойства.

Это приводит к следующим результатам: главный лепесток ДН расширяется; место нулей ДН занимают минимумы (нули «заплывают»), уровень боковых лепестков возрастает; КНД в главном направлении падает. Все эти явления тем сильнее выражены, чем больше среднеквадратичное значение фазовой ошибки σ .

Средний КНД круглого раскрыва при наличии случайных фазовых ошибок и равномерном амплитудном распределении можно определить по формуле

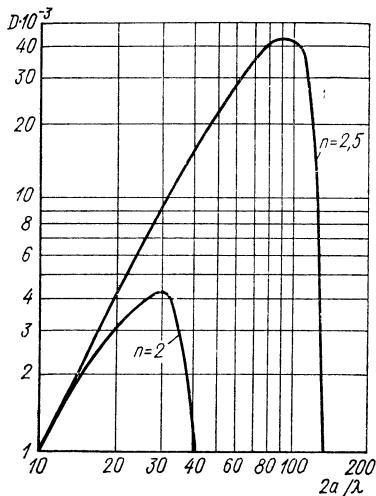


Рис. 14.9 Зависимость среднего КНД круглого раскрыва от его относительного размера при различных значениях коэффициента n .

Предельный размер круглого раскрыва и его предельный КНД можно рассчитать по следующим формулам:

$$(2a/\lambda)_{\max} \approx 3 \cdot 10^{n-1}, \quad (14.52)$$

$$D_{\max} \approx 4,3 \cdot 10^{2n-1}. \quad (14.53)$$

Таким образом, величина предельного КНД зависит только от допуска на величину случайной фазовой ошибки, т. е. от точности изготовления антенны.

Изложенные выше выводы о влиянии случайных фазовых ошибок на направленные свойства круглого раскрыва могут быть распространены на раскрыв другой формы.

Кроме случайных ошибок фазового распределения, могут наблюдаться случайные ошибки амплитудного распределения. Приведенные выше выводы остаются справедливыми, если под полной дисперсией понимать величину $\sigma^2 = \bar{\psi}^2 + \bar{A}^2$, где \bar{A}^2 — дисперсия случайной части амплитудного распределения, имеющей нулевое среднее значение.

В заключение отметим, что в § 14.4, п. 2—5 и § 14.6, п. 1—5 предполагалось, что амплитуда или фаза изменяются только вдоль одной оси прямоугольного раскрыва. Путем применения метода эквивалент-

ной прямолинейной антенны нетрудно показать, что полученные выводы о форме ДН справедливы также по отношению к прямолинейной антенне, лежащей по указанной оси.

14.7. Плоскостные антенные решетки

Рассмотрим эквидистантную дискретную систему излучателей, образующих плоскостную антенну решетку (рис. 14.10, а). Решетка состоит из рядов, параллельных оси y , и столбцов, параллельных оси x . Предположим, что все излучатели возбуждаются токами (полями) одинаковой интенсивности A_0 , а фазы токов изменяются по рядам и

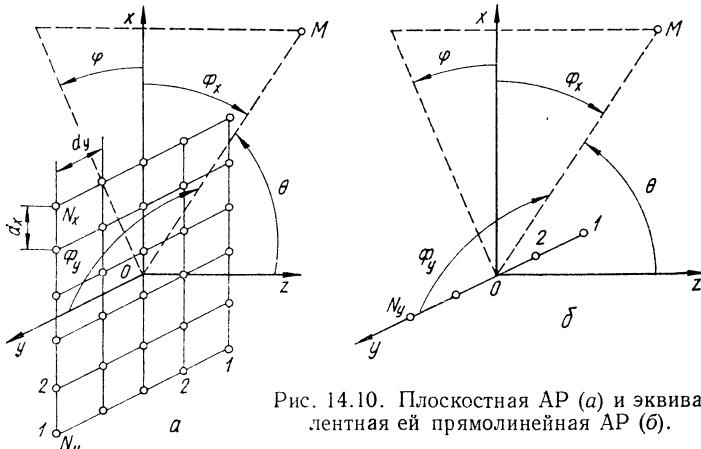


Рис. 14.10. Плоскостная АР (а) и эквивалентная ей прямолинейная АР (б).

столбцам по линейному закону. Пусть N_x и N_y — числа излучателей в столбцах и рядах; d_x и d_y — расстояния между соседними излучателями по осям x и y ; Φ_x и Φ_y — углы, отсчитываемые от осей x и y ; ψ_x и ψ_y — сдвиги фаз между соседними излучателями вдоль осей x и y .

Каждый столбец излучателей представляет собой прямолинейную эквидистантную равноамплитудную линейно-фазную АР. Следовательно, поле излучения n -го столбца может быть представлено формулой (13.2), в которой нужно выполнить замену $E \rightarrow \dot{E}_n$, $N \rightarrow N_x$, $d \rightarrow d_x$, $\Phi \rightarrow \Phi_x$, $\psi \rightarrow \psi_x$, $r_1 \rightarrow r_{1n}$, где r_{1n} — расстояние от первого (нижнего) излучателя n -го столбца до точки наблюдения.

Можно считать, что поле излучения n -го столбца создается одним эквивалентным излучателем, расположенным в середине столбца в его фазовом центре, который находится на оси y . В соответствии с формулой (13.3) поле излучения n -го столбца определяется в виде

$$\dot{E}_n = iCA_0 e^{-i\Phi_{0n}} \frac{e^{-ikr_{0n}}}{r_{0n}} f_n(\theta, \varphi),$$

где Φ_{0n} — фаза тока в среднем излучателе n -го столбца; r_{0n} — расстояние от середины n -го столбца до точки наблюдения, а

$$f_n(\theta, \varphi) = F_0(\theta, \varphi) \frac{\sin[0.5N_x(kd_x \cos \Phi_x - \psi_x)]}{\sin[0.5(kd_x \cos \Phi_x - \psi_x)]}. \quad (14.54)$$

Заменяя каждый столбец одним излучателем, можно перейти от плоскостной АР к эквивалентной ей прямолинейной АР идентичных излучателей, расположенных вдоль оси y (рис. 14.10, б). Ясно, что к этой АР применима теорема умножения ДН, выраженная формулой (12.8), в которой теперь под ДН одиночного излучателя следует понимать выражение $f_n(\theta, \varphi)$

$$f(\theta, \varphi) = f_n(\theta, \varphi) f_c(\Phi_y). \quad (14.55)$$

Для определения множителя прямолинейной решетки $f_c(\Phi_y)$ учтем, что она является эквидистантной, равноамплитудной и линеинофазной. Тогда, в соответствии с формулой (13.4), множитель этой решетки имеет вид

$$f_c(\Phi_y) = \frac{\sin [0,5N_y(kd_y \cos \Phi_y - \psi_y)]}{\sin [0,5(kd_y \cos \Phi_y - \psi_y)]}. \quad (14.56)$$

Подставляя (14.54) и (14.56) в (14.55), получаем выражение ДН плоскостной АР в виде

$$f(\theta, \varphi) = F_0(\theta, \varphi) \frac{\sin u_x}{\sin(u_x/N_x)} \frac{\sin u_y}{\sin(u_y/N_y)}, \quad (14.57)$$

где обобщенные угловые координаты

$$\left. \begin{aligned} u_x &= 0,5N_xkd_x(\cos \Phi_x - \psi_x/kd_x) = 0,5kL_x(\cos \Phi_x - \xi_x), \\ u_y &= 0,5N_ykd_y(\cos \Phi_y - \psi_y/kd_y) = 0,5kL_y(\cos \Phi_y - \xi_y), \end{aligned} \right\} \quad (14.58)$$

L_x и L_y — размеры АР вдоль осей x и y , ξ_x и ξ_y — соответствующие коэффициенты замедления $\xi_x = \psi_x/kd_x$; $\xi_y = \psi_y/kd_y$.

Два последних сомножителя в (14.57) образуют множитель плоскостной АР, который в нормированном виде выражается формулой

$$F_c(u_x, u_y) = \frac{\sin u_x}{N_x \sin(u_x/N_x)} \frac{\sin u_y}{N_y \sin(u_y/N_y)}. \quad (14.59)$$

Каждый из входящих в эту формулу сомножителей можно проанализировать так же, как это было сделано в § 13.2 с формулой (13.7). Следовательно, этим сомножителям соответствуют многолепестковые пространственные ДН, представляющие собой поверхности вращения относительно осей x и y соответственно. Направления главных лепестков этих ДН в соответствии с выражением (13.14) определяются по формуле

$$\begin{aligned} \cos \Phi_{x\text{гл}} &= m_x \lambda/d_x + \xi_x, & m_x &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \\ \cos \Phi_{y\text{гл}} &= m_y \lambda/d_y + \xi_y, & m_y &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \quad (14.60)$$

Условия единственности главных лепестков согласно (13.17) записутся в виде

$$d_x/\lambda < 1/(1 + |\cos \Phi_{x\text{гл}}|); \quad d_y/\lambda < 1/(1 + |\cos \Phi_{y\text{гл}}|). \quad (14.61)$$

Нетрудно видеть, что главные лепестки образуют конусы (конические воронки), оси которых совпадают с осями x и y (на рис. 14.11 конусы показаны только частично). Пусть, например, существуют

только лучи порядка $m_x = m_y = 0$. Тогда, в соответствии с (13.18) углы при вершинах конусов будут равны

$$2\Phi_{x\text{гл}} = 2\arg \cos \xi_x; \quad 2\Phi_{y\text{гл}} = 2\arg \cos \xi_y. \quad (14.62)$$

Главные лепестки результирующей ДН формируются в тех направлениях, в которых пересекаются оба конуса.

Из геометрических соображений ясно, что если

$$\cos^2 \Phi_{x\text{гл}} + \cos^2 \Phi_{y\text{гл}} = 1, \quad (14.63)$$

то конусы касаются друг друга, углы $\Phi_{x\text{гл}}$ и $\Phi_{y\text{гл}}$ дополняют друг друга до $\pi/2$, а главный лепесток лежит в плоскости АР.

Если теперь увеличить хотя бы один из углов $\Phi_{x\text{гл}}$ или $\Phi_{y\text{гл}}$, то

$$\cos^2 \Phi_{x\text{гл}} + \cos^2 \Phi_{y\text{гл}} < 1 \quad (14.64)$$

и при этом имеются два направления пересечения конусов (на рис. 14.11 показано только одно из этих направлений). Обычно излучатели решетки обладают односторонней направленностью, поэтому фактически формируется лишь один главный лепесток.

Если же

$$\cos^2 \Phi_{x\text{гл}} + \cos^2 \Phi_{y\text{гл}} > 1, \quad (14.65)$$

то конусы не пересекаются и главного лепестка нет. При этом энергия излучения АР локализована вблизи направления пересечения боковых лепестков сомножителей (14.59) или главного лепестка одного сомножителя и бокового лепестка другого сомножителя. Однако таких направлений может быть не одно, а несколько, в результате чего отсутствует направление преимущественного излучения энергии.

К достоинству плоскостных решеток относится возможность взаимно независимой регулировки ширины главного лепестка в плоскостях, проходящих через ось лепестка и оси x и y , путем соответствующего выбора размеров решетки L_x и L_y вдоль этих осей. Плоскостные решетки позволяют сформировать лучи игольчатой и веерной форм, а также лучи специальной, например косекансной, формы. Кроме того, выбором величин набега фазы ψ_x и ψ_y вдоль осей x и y можно регулировать углы наклона главного лепестка по отношению к этим осям. Изменяя величины ψ_x и ψ_y или частоту сигнала, можно осуществлять движение луча по двум координатам (двумерное качание).

Заметим, что если выполняются условия единственности главного лепестка ДН, то, как и в случае прямолинейных систем, непрерывные плоские апертуры и плоскостные решетки почти равноценны по направленным свойствам.

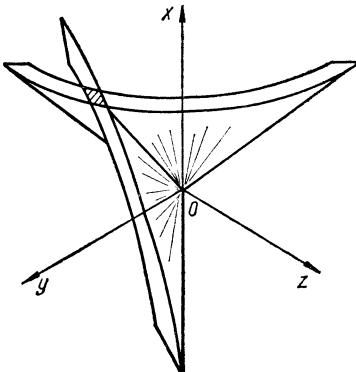


Рис. 14.11. К пояснению условий формирования главного лепестка ДН плоскостной АР.

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

АНТЕННЫЕ УСТРОЙСТВА

ГЛАВА 15. СИММЕТРИЧНЫЕ ВИБРАТОРЫ И АНТЕННЫ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ

15.1. Вводные замечания

В данной главе будут описаны антенны, являющиеся разновидностями рассмотренного ранее (гл. 11) симметричного электрического вибратора, симметричные антенны магнитного типа — рамочные антенны, а также многоэлементные антенны, состоящие из симметричных вибраторов. Общим для этих антенн является то, что распределение тока на них можно с достаточным для практики приближением интерпретировать как стоячую волну. В разных диапазонах волн размеры и конструкции этих антенн могут заметно отличаться, однако в принципиальном отношении они весьма сходны.

15.2. Резонансный и диапазонный симметричные вибраторы

1. **Тонкий симметричный вибратор** является резонансным (узкополосным), так как его входной импеданс резко изменяется с частотой (рис. 11.8). В § 12.4 было показано, что реактивное сопротивление полуволнового вибратора ($2l = \lambda/2$) равно $X_A = +42,5$ Ом. Для настройки вибратора в резонанс каждое его плечо нужно укоротить на некоторую величину Δl . Так как согласно (11.26) $X_A = -W_b \operatorname{ctg} \xi k l$, то, полагая, что поправочный множитель $\xi = 1 + \delta$ и $l = \lambda/4 - \Delta l$, найдем, что условие резонанса ($\xi k l = \pi/2$) будет выполнено, если $\Delta l \approx \approx \delta\lambda/4$. Относительное укорочение вибратора равно $\Delta l/l \approx \delta$. Величину δ можно определить из рис. 11.3. Относительное укорочение можно также вычислить, подставляя $l = \lambda/4$ и $X_A = 42,5$ в формулу $X_A = -W_b \operatorname{ctg} \xi k l$. Тогда получим $42,5 = -W_b \operatorname{ctg} (1 + \delta) \pi/2$. Разлагая котангенс в ряд Тейлора и ограничиваясь при малых δ первыми двумя членами, получаем $\operatorname{ctg} (\pi/2 + \delta\pi/2) \approx -\delta\pi/2$. Тогда относительное укорочение вибратора радиуса a с учетом (11.21) равно

$$\Delta l/l \approx 22,5 / [\ln (\lambda/2a) - 1] \% . \quad (15.1)$$

Тонкий проволочный горизонтальный симметричный вибратор широко применяется на коротких волнах ($\lambda = 10 \div 100$ м) в качестве излучателя слабонаправленной антенны (рис. 15.1). Вибратор через изоляторы крепится к двум мачтам и питается с помощью двухпроводного фидера. ДН в горизонтальной плоскости может быть рассчитана по формуле (11.10), где θ — угол, отсчитываемый от оси провода. На волнах, длиннее минимальной рабочей волны антенны ($\lambda_{\min} \approx 1,4l$),

максимум ДН остается перпендикулярным оси вибратора (рис. 11.6). Считая землю идеально проводящей, можно по формулам (12.40) и (12.41) рассчитать ДН в двух вертикальных плоскостях: перпендикулярной вибратору и, соответственно, содержащей вибратор. Форма ДН зависит от высоты расположения вибратора h (рис. 12.14).

При работе на фиксированной волне согласование антенны с фидером можно осуществить с помощью согласующего устройства, напри-

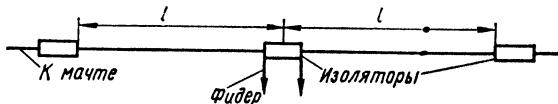


Рис. 15.1. Симметричный проволочный горизонтальный вибратор.

мер, параллельного шлейфа. Хорошее согласование можно получить на любой волне, короче максимальной рабочей волны антенны ($\lambda_{\max} \approx 4l$).

2. Толстый симметричный вибратор является диапазонным, так как за счет пониженного волнового сопротивления абсолютные значения реактивных сопротивлений уменьшаются [см., например, формулу (11.26)], а вблизи второго резонанса резко понижается активное входное сопротивление (рис. 11.8), что улучшает согласование с фидером.

На УКВ диапазонные вибраторы изготавливают из стержней или труб. Для уменьшения шунтирующего действия емкости торцов внутреннюю часть вибраторов иногда срезают на конус (рис. 15.2, а). Полоса пропускания толстых цилиндрических вибраторов может достигать

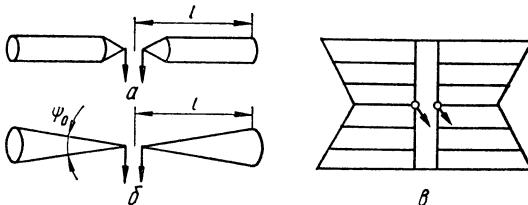


Рис. 15.2. УКВ диапазонные вибраторы:
а — цилиндрический; б — конический; в — плоскостной
Ж-образный.

50%. Большую полосу пропускания можно получить у биконических вибраторов (рис. 15.2, б). Чем больше угол при вершине конуса, тем меньше волновое сопротивление вибратора ($W_b = 120 \ln \operatorname{ctg} \psi_0/4$) и тем шире полоса пропускания. Обычно $\psi_0 < 90^\circ$.

В диапазоне УКВ иногда применяют широкополосные вибраторы некруглого сечения. Для анализа их удобно заменить вибратором круглого сечения с эквивалентным радиусом a_s , который рассчитывается по имеющимся в литературе [16, 30] формулам. Например, находит применение плоскостной Ж-образный вибратор (рис. 15.2, в).

На КВ для уменьшения веса и парусности диапазонные вибраторы изготавливают не сплошными, а из нескольких проводов. Большое

распространение получил диполь Надененко (рис. 15.3, а). У этого вибратора n проводов радиуса r расположены по образующим цилиндра радиуса a .

Волновое сопротивление вибратора рассчитывается по формуле (11.21), в которую вместо радиуса цилиндра a нужно подставить эквивалентный радиус вибратора $a_s = a \sqrt[n]{nr/a}$. Обычно выбирают

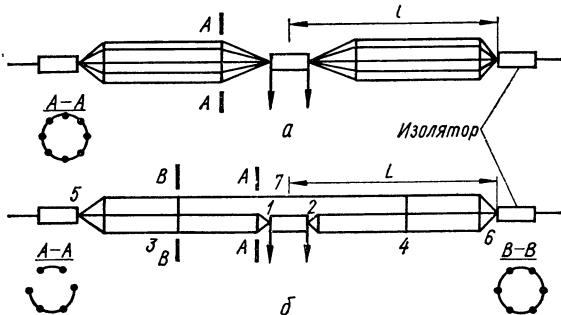


Рис. 15.3. КВ диапазонные вибраторы:

а — диполь Надененко; б — шунтовый вибратор.

$n = 6 \div 8$, $a = (0,5 \div 0,75)$ м, $r = 1 \div 2$ мм, тогда получают $W_b = (200 \div 400)$ Ом. Благодаря пониженному волновому сопротивлению диполь Надененко остается согласованным с фидером ($K_{fb} > 0,25$) при более чем двукратном изменении рабочей волны, причем такой результат достигается благодаря согласованию входного сопротивления

антенны с волновым сопротивлением двухпроводного фидера ($W_\Phi \approx 400 \div 600$ Ом) с помощью экспоненциального трансформатора.

Почти пятикратный диапазон волн ($\lambda_{\min} \approx 1,6 l$, $\lambda_{\max} \approx 6,5 l$) при $K_{fb} > 0,3$ можно перекрыть с помощью шунтового КВ вибратора (рис. 15.3, б). Питание подводится к части проводов (на рис. 15.3, б — к четырем), остальные образуют шунт. В сечениях 3 и 4 все провода электрически соединены.

Как видно из эквивалентной схемы (рис. 15.4), отрезок разомкнутой линии 3—5—4—6 и замкнутой линии 3—7—4 (шлейфа), имеющие реактивные входные сопротивления разного знака, включены параллельно. Это благоприятствует согласованию антенны в диапазоне частот.

Шунтовой способ питания симметричного вибратора применяется также на УКВ.

ДН диапазонных симметричных вибраторов умеренной толщины ($a < 0,1 l$) мало отличается от ДН тонкого симметричного вибратора. При дальнейшем увеличении толщины вибратора распределение тока на нем существенно отличается от синусоидального, появляется заметная составляющая бегущей волны, форма ДН изменяется, особенно

при большой длине вибратора. Расчет таких ДН сложен, однако возможен строгими методами, с применением ЭВМ.

Электрические параметры толстых вибраторов обычно определяют экспериментально.

15.3. Петлевой вибратор Пистолькорса

1. Устройство петлевого вибратора ясно из рис. 15.5, а. Он состоит из двух близко расположенных ($d \ll \lambda$) вибраторов, соединенных на концах. Питание подводится к одному из вибраторов. Если длина вибраторов $2l \approx \lambda/2$, то на них устанавливаются синфазные токи (рис. 15.5, б), величины которых в общем случае неодинаковы: на более толстом вибраторе ток больше. Пусть эти токи равны $I_1 = I_A$ и $I_2 = nI_A$, где I_A — ток питания, n — число. Можно показать, что

$$n = \ln(d/a_1)/\ln(d/a_2), \quad (15.2)$$

где a_1 и a_2 — радиусы вибраторов.

В середине вибратора 2 (в точке O) плотность заряда равна нулю, следовательно, в этой точке нулевого потенциала вибратор можно заземлять, например, прикреплять вибратор к металлической стойке.

2. ДН петлевого вибратора практически не отличается от ДН полуволнового симметричного вибратора, так как токи I_1 и I_2 синфазны, а расстояние $d \ll \lambda$.

3. Входное сопротивление петлевого вибратора при резонансе ($2l \approx \lambda/2$) можно определить из соотношения $R_A = 2P_\Sigma/I_A^2$, где P_Σ — мощность излучения. Можно считать, что P_Σ равно мощности излучения полуволнового симметричного вибратора, обтекаемого током, равным сумме токов вибраторов 1 и 2. Тогда $P_\Sigma = 0,5(I_1 + I_2)^2 R_{11}$, где $R_{11} = 73,1$ Ом. Учитывая приведенные выше значения токов, будем иметь $P_\Sigma = 0,5(1+n)^2 I_A^2 R_{11}$. Подставив теперь значение P_Σ в формулу для R_A , получим

$$R_A = (1+n)^2 R_{11} = (1+n)^2 73,1. \quad (15.3)$$

Выбирая соответствующим образом толщины вибраторов $2a_1$ и $2a_2$, можно в больших пределах изменять R_A , что весьма важно на практике. Например, при $a_1 = a_2$ получаем $n = 1$ и $R_A \approx 290$ Ом.

15.4. Уголковая антенна Пистолькорса

Устройство уголковой антенны ясно из рис. 15.6, а. Это симметричный вибратор, плечи которого развернуты на угол $\alpha = 70 \div 90^\circ$. Чаще всего $\alpha = 90^\circ$. Антенна располагается горизонтально. Каждое

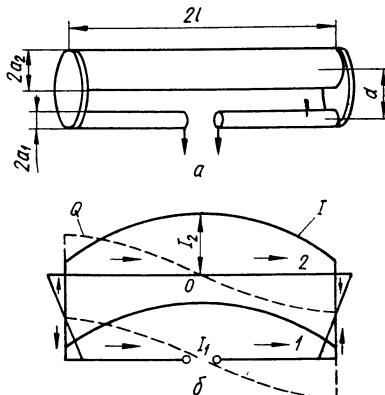


Рис. 15.5. Петлевой вибратор Пистолькорса (а); распределение тока и заряда на вибраторе (б).

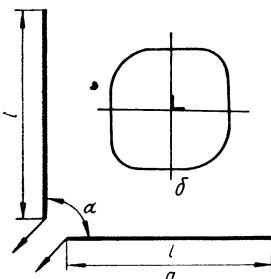


Рис. 15.6. Угловая антenna Пистолькорса (а); ДН антенны (б).

антенны горизонтальной поляризации. Известны также варианты антенн, у которых вибраторам придается другая (например, П-образная или U-образная) форма [30].

15.5. Рамочные антнны

1. Электрически малые рамки (по сравнению с длиной волны) применяются преимущественно в качестве приемных антенн. Рассмотрим работу такой рамки.

Пусть на рамку произвольной формы (на рис. 15.7, а для простоты изображена круглая рамка) падает плоская электромагнитная волна, вектор Пойнтинга которой образует угол θ с нормалью к плоскости рамки (рис. 15.7, б). Мгновенное значение индуцированной в рамке э. д. с. e можно в квазистационарном приближении определить по закону индукции: $e = -d\Phi/dt$. Здесь Φ — магнитный поток, пересекающий рамку, равен $\Phi = \mu \vec{H} S \sin \theta e^{i\omega t}$, где S — площадь рамки, μ — магнитная проницаемость среды, \vec{H} — комплексная амплитуда напряженности магнитного поля.

Выполнив дифференцирование, получаем, что комплексная амплитуда индуцированной в рамке э. д. с. равна $\mathcal{E} = -i\mu\omega S \vec{H} \sin \theta$. Учитывая, что для свободного пространства $\mu = \mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ Г/м}$, $\omega = kc$, где $k = 2\pi/\lambda$ и $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$, будем иметь

$$\mathcal{E} = -ikS\vec{E} \sin \theta. \quad (15.4)$$

Если рамка состоит из n витков, то э. д. с. будет в n раз больше и ее амплитудное значение равно

$$\mathcal{E} = knSE \sin \theta. \quad (15.5)$$

Наибольшая величина э. д. с. соответствует условию $\theta = 90^\circ$

$$\mathcal{E}_{\max} = knSE. \quad (15.6)$$

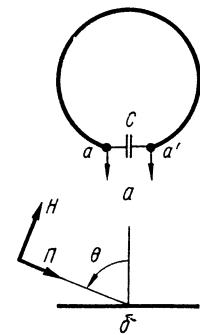


Рис. 15.7. К определению электрических параметров рамки.

Из формул (15.4) — (15.6) можно сделать следующие выводы:

ДН рамки имеет вид «восьмерки» $F(\theta) = \sin \theta$ в плоскости, перпендикулярной рамке и содержащей ее ось, и вид окружности в плоскости, содержащей рамку;

э. д. с., индуцированная в рамке волной, приходящей с левого ($0 < \theta < 180^\circ$) полупространства, отличается по фазе на π от э. д. с., индуцированной в рамке волной, приходящей с правого ($180^\circ < \theta < 360^\circ$) полупространства (рис. 15.8). Э. д. с. сдвинута по фазе на угол $\pm \pi/2$ по отношению к фазе электрического (и магнитного) поля падающей волны в центре рамки.

Направленные свойства рамки позволяют использовать ее для определения направления на радиостанцию. Например, если перпен-

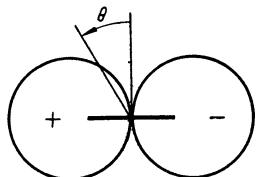


Рис. 15.8. ДН электрически малой рамки.

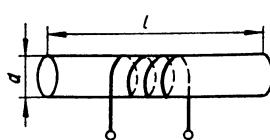


Рис. 15.9. Рамка с магнитным сердечником.

дикуляр к плоскости рамки совпадает с направлением распространения радиоволны, то э. д. с. в рамке равна нулю (пеленгация по минимуму сигнала).

Действующая длина рамки по определению равна $l_d = \mathcal{E}_{\max}/E$. Подставляя значение \mathcal{E}_{\max} из (15.6), получаем

$$l_d = knS. \quad (15.7)$$

Обычно рамка вместе с конденсатором настройки C (рис. 15.7, а) образует входной контур приемника. Максимальное напряжение, снимаемое с контура (в точках aa'), U_{\max} в Q раз больше, чем \mathcal{E}_{\max} , где Q — добротность контура.

Сопротивление излучения рамки можно определить по формуле (9.34), подставляя вместо l_1 значение l_d из (15.7),

$$R_\Sigma = 320\pi^4 (nS/\lambda^2)^2. \quad (15.8)$$

Так как у электрически малой рамки отношение $S/\lambda^2 \ll 1$, то ее сопротивление излучения ничтожно мало. Мал поэтому и к. п. д. рамки, ввиду чего на длинных и средних волнах рамки применяются преимущественно в качестве приемных антенн. Как известно, на указанных волнах качество приема зависит не от к. п. д. антенны, а от отношения сигнал/помеха. Направив ось рамки ($\theta = 0^\circ$ или $\theta = 180^\circ$) на мешающую станцию, можно существенно улучшить качество приема.

2. Рамки с магнитным сердечником имеют по сравнению с рамками без сердечника важное преимущество: благодаря способности сердечника концентрировать магнитный поток действующая длина рамки возрастает в μ_c раз ($l_d = knS\mu_c$), где μ_c — магнитная проницаемость сердечника. Она зависит от формы сердечника и относительной магнитной проницаемости материала μ' . Для приближенного определения

величины μ_c цилиндрического сердечника (рис. 15.9) можно воспользоваться расчетными кривыми, полученными для эллипсоидального сердечника (рис. 15.10). Легко видеть, что $\mu_c < \mu'$, что объясняется размагничивающим действием концов сердечника.

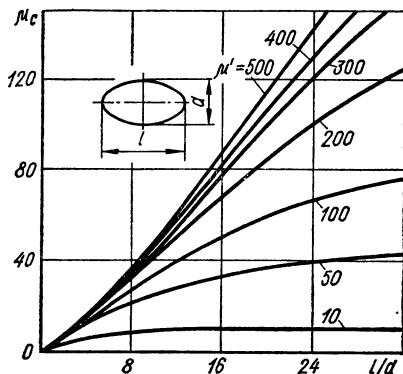


Рис. 15.10. Зависимость магнитной проницаемости сердечника от отношения l/d .

чине и фазе токи I_1 и I_2 . Это можно интерпретировать как наличие в рамке синфазных I_c и противофазных I_n токов (рис. 15.11), причем $I_1 = I_n + I_c$ и $I_2 = I_n - I_c$, следовательно $I_n = (I_1 + I_2)/2$ и $I_c = (I_1 - I_2)/2$.

Токам I_n соответствует ДН рамки типа «восьмерки» (рис. 15.8). Синфазным токам I_c соответствует ДН двух синфазных вибраторов,

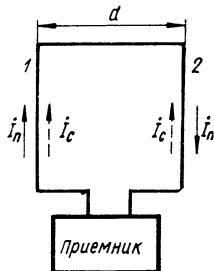


Рис. 15.11. К пояснению антеннного эффекта рамки.

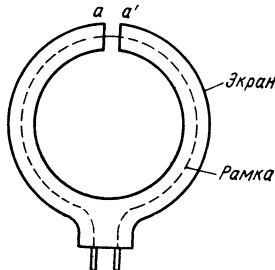


Рис. 15.12. Экранированная рамка.

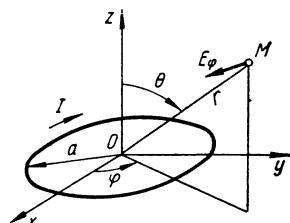


Рис. 15.13. К определению поля излучения круглой рамки.

разнесенных на расстояние d . Так как $d \ll \lambda$, то согласно формуле (12.23) ДН будет иметь вид окружности. Результирующая ДН зависит от амплитудных и фазовых соотношений токов I_n и I_c . Наличие токов I_c приводит к искажению ДН рамки, которое может выразиться в изменении направления нулевого приема или «заплыvании» нуля, что ухудшает угловую точность измерений при использовании рамки для пеленгации радиостанций.

Чтобы устраниТЬ антеннЫЙ эффект, нужно устраниТЬ влияНИЕ син-
фазных токов. Для этой цели рамку помещают в экран (рис. 15.12). В зазоре экрана (точках aa') разность потенциалов возникает только за счет противофазных токов, наведенных волной на внешней поверхности экрана. Поэтому на его внутренней поверхности, а значит и в самой рамке, возникнут только противофазные токи.

4. Рамочные антенны, размеры которых сравнимы с длиной волны, применяются на УКВ для формирования ненаправленной ДН в горизонтальной плоскости при горизонтальной поляризации поля.

Б. В. Татариновым была предложена круглая антenna, вдоль которой амплитуда и фаза тока не изменяются (рис. 15.13).

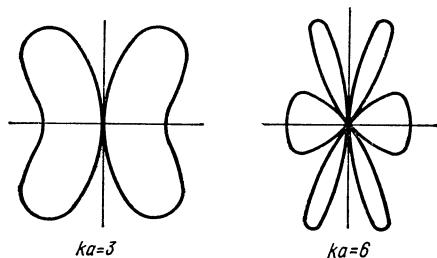
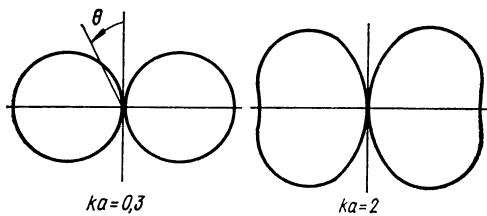


Рис. 15.14 ДН круглой рамки при различ-
ных ka .

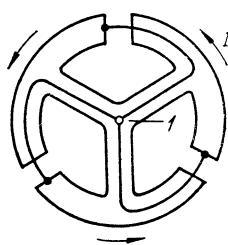


Рис. 15.15. Способ
питания рамочной
антенны.

Анализ показывает, что поле излучения антенны можно определить по формуле

$$E_\phi = (60\pi kaI/r) J_1(ka \sin \theta), \quad (15.9)$$

где a — радиус рамки, $J_1(x)$ — функция Бесселя, I — ток в рамке.

На рис. 15.14 приведены рассчитанные ДН. При $ka < 1,84$ максимум ДН лежит в плоскости рамки. При увеличении ka ДН приобретает лепестковую форму. Обычно применяют антенны, у которых $ka \leqslant 2$.

Рис. 15.15 иллюстрирует один из способов питания рамочной антенны, состоящий в том, что несколько симметричных изогнутых трубчатых вибраторов (рис. 15.15) образуют кольцо. Питание от общего коаксиального фидера 1 подается так, как показано на рисунке. Длина каждого вибратора равна или меньше $\lambda/2$. При этом направление тока по кольцу не меняется. Некоторое изменение величины тока на ДН влияет незначительно.

15.6. Многовибраторная синфазная антенна

1. Устройство и принцип действия. Многовибраторная синфазная антенна состоит из полуволновых вибраторов, размещенных этажами по несколько вибраторов в этаже (рис. 15.16). Расстояния между соседними вибраторами по вертикали и горизонтали равны $0,5\lambda$. Для синфазного возбуждения всех вибраторов применяется перекрещивание проводов фидера (питание «елочкой»). Распределение тока I и заряда Q (напряжения) по антенне показано на рис. 15.16. Для создания одностороннего излучения рядом с антенной на удалении около

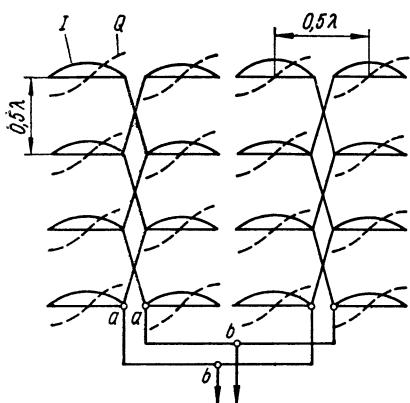


Рис. 15.16. Многовибраторная синфазная антенна.

держит n этажей, в каждом из которых размещено m полуволновых горизонтальных вибраторов. ДН в вертикальной плоскости зависит от числа этажей и не зависит от числа вибраторов в этаже. Формула ДН в вертикальной плоскости xOz (рис. 15.17, а) имеет вид

$$f(\vartheta) = \frac{\sin(0,5n\pi \sin \vartheta)}{\sin(0,5\pi \sin \vartheta)} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} h \cos \vartheta\right) \times \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} H \sin \vartheta\right). \quad (15.10)$$

Здесь ϑ — угол в вертикальной плоскости, отсчитываемый от нормали к полотну излучателей; H — высота средней точки антенны над землей (рис. 15.17, б).

Первый сомножитель есть множитель решетки, который можно получить из формул (14.59) и (14.58), подставив в них

$$\psi_x = \Psi_y = 0; \quad \Phi_y = 0,5\pi; \quad N_x = n; \quad d_x = 0,5\lambda; \quad \Phi_x = 0,5\pi - \vartheta.$$

Второй сомножитель учитывает влияние экрана, а третий — влияние земли, которая считается плоской и идеально проводящей.

На рис. 15.18, а приведена расчетная нормированная ДН в вертикальной плоскости четырехэтажной антенны при $H = 1,75 \lambda$. Из-за влияния земли главный лепесток отклонен от горизонта вверх на некоторый угол, который тем меньше, чем больше отношение H/λ . Если считать землю идеально проводящей, то излучение вдоль земли от-

$0,25\lambda$ размещается рефлектор. Часто он представляет собой плоский экран сплошной или сетчатой (для уменьшения парусности) конструкции. Применяется также пассивный многовибраторный рефлектор, имеющий такую же конструкцию, как и антenna. Настройка пассивного рефлектора производится с помощью реактивности в виде короткозамкнутого отрезка линии переменной длины.

2. ДН равноамплитудной многовибраторной синфазной антенны рассчитываются по формулам, применяемым к антенным решеткам. Пусть синфазная антenna с рефлектором в виде плоского экрана со-

существует. В реальных условиях наблюдается некоторое излучение вдоль земли.

ДН антенны в горизонтальной плоскости при малых значениях ϑ (включая и значения $\vartheta = 0$ в случае неидеально проводящей земли) имеет вид

$$f(\varphi) = \frac{\cos(0,5\pi \sin \varphi)}{\cos \varphi} \frac{\sin(0,5m\pi \sin \varphi)}{\sin(0,5\pi \sin \varphi)} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} h \cos \varphi\right). \quad (15.11)$$

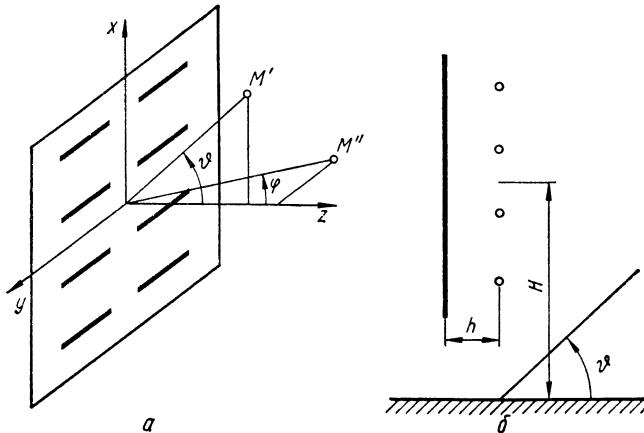


Рис. 15.17. К определению ДН синфазной антенны.

Здесь угол φ отсчитывается по азимуту от нормали к полотну излучателей (рис. 15.17, a). Первый сомножитель есть ДН одиночного полуволнового вибратора; второй сомножитель — множитель решет-

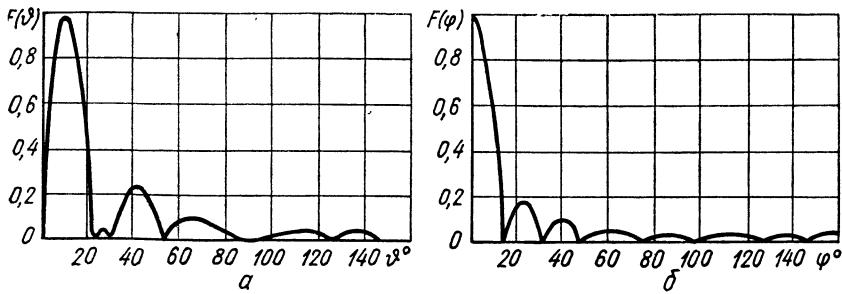


Рис. 15.18. ДН многовибраторной синфазной антенны.

ки, который можно получить из формул (14.59) и (14.58), подставляя в них

$$\psi_x = \psi_y = 0; \quad \Phi_x = 0,5\pi; \quad N_y = m; \quad d_y = 0,5\lambda; \quad \Phi_y = 0,5\pi - \varphi.$$

Третий сомножитель учитывает влияние экрана и соответствует формуле (12.28).

Ширину ДН в горизонтальной плоскости можно определить по формуле (13.30), подставляя в нее $L = m\lambda/2$. Тогда $2\Phi_{0,5} = 102/m$ град.

На рис. 15.18, б приведена расчетная нормированная ДН в горизонтальной плоскости антенны с восемью вибраторами в этаже.

3. Сопротивление излучения $R_{\Sigma\pi}$ **каждого полуволнового вибратора антенны**, отнесенное к пучности тока, находят как сумму собственного сопротивления и сопротивлений, наведенных всеми остальными вибраторами антенны и рефлектора и всеми зеркальными изображениями вибраторов, учитывающими влияние земли. Если применяется рефлектор в виде плоского экрана, то нужно учесть сопротивления, наведенные на вибраторы антенны всеми зеркальными изображениями, эквивалентными влиянию экрана. Расчеты показывают, что при большом числе вибраторов сопротивление излучения полуволнового вибратора приближенно равно 77 Ом при отсутствии рефлектора и 155 Ом при наличии рефлектора. Сопротивление излучения всей антенны в $m\pi$ раз больше.

4. Входное активное сопротивление¹ пары соседних полуволновых вибраторов, образующих один симметричный волновой вибратор (рис. (15.16) согласно (11.25) равно $R_{\text{вхв}} = W_{\text{в}}^2/2R_{\Sigma\pi}$, где $W_{\text{в}}$ — волновое сопротивление симметричного вибратора, определяемое по формуле (11.21).

Учитывая, что полуволновой отрезок фидера, соединяющий вибраторы соседних этажей, трансформирует проводимость в пропорции 1 : 1 и полагая, что длина фидера от точек *aa* до точек питания антенны *bb* равна целому числу полуволн, придем к выводу, что в точках питания входная проводимость антенны равна сумме проводимостей всех волновых вибраторов. Следовательно, входное сопротивление антенны приближенно равно

$$R_{\text{вхв}} \approx R_{\text{вхв}}/0,5m\pi. \quad (15.12)$$

Для того чтобы при большом числе вибраторов (большом $m\pi$) входное сопротивление не было малым по сравнению с волновым сопротивлением фидера, нужно, чтобы величина $R_{\text{вхв}}$ была большой. Это достигается тем, что питание вибраторов производится в узле тока (рис. 15.16).

Для улучшения согласования часто между входом антенны и фидером включают согласующее устройство.

5. Применение. Преимущества и недостатки. Многовибраторная синфазная антenna широко применяется на КВ для связи ионосферным лучом на большие расстояния. Некоторое применение антenna находит и в УКВ диапазоне. Достоинствами антены являются высокий к. п. д., а также возможность формирования узких ДН при небольшом уровне боковых лепестков (около 0,2 по напряженности поля), которые могут быть дополнительно ослаблены выбором оптимального амплитудного распределения.

Антenna, изготовленная из тонких вибраторов и питаемая согласно рис. 15.16, является узкополосной и по ДН, и по согласованию с фидером. Разработаны синфазные антены, в которых применяются

¹ Реактивное сопротивление считаем равным нулю благодаря настройке вибраторов.

«толстые» (диапазонные) вибраторы и ряд согласующих трансформаторов, а питание производится так, что расстояния от входа антенны до любого вибратора одинаковы. Такие антенны являются диапазонными [2].

15.7. Турникетная антenna

1. Устройство. Турникетная антenna представляет собой два симметричных вибратора, расположенных взаимно перпендикулярно (рис. 15.19, a) и питаемых токами, амплитуды которых одинаковы, а фазы отличаются на $\pi/2$. Разность фаз может достигаться тем, что длины фидеров питания отличаются на четверть длины волны в фидере.

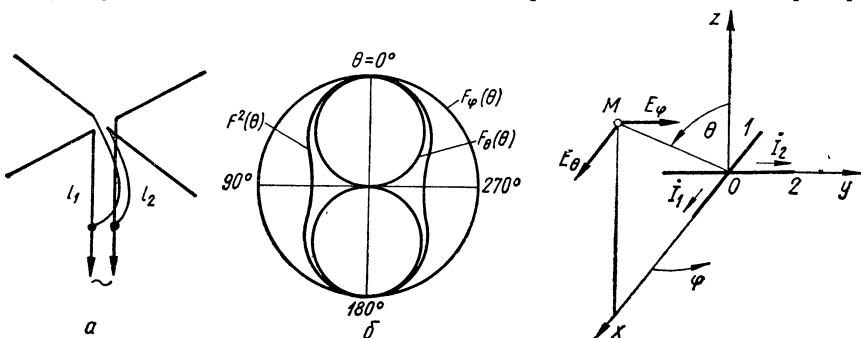


Рис. 15.19. Турникетная антenna (a) и ее ДН (б).

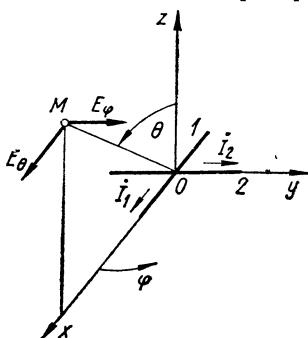


Рис. 15.20. К определению поля турникетной антенны.

2. ДН и поляризация поля. Предположим, что антenna состоит из двух диполей Герца длиной l , расположенных вдоль осей x и y (рис. 15.20).

Поле в точке M , лежащей в плоскости xOz ($\varphi = 0$), состоит из меридиональной составляющей E_θ , создаваемой диполем 1, и азимутальной составляющей E_ϕ , создаваемой диполем 2. В соответствии с формулой (8.1) и учитывая, что θ отсчитывается от нормали к диполю 1, составляющие поля равны

$$\dot{E}_\theta = (i30\dot{I}_1 l/r) \cos \theta e^{-ikr}; \quad \dot{E}_\phi = (i30\dot{I}_2 l/r) e^{-ikr}. \quad (15.13)$$

Пусть $\dot{I}_1 = i\dot{I}_2$, тогда легко видеть, что $\dot{E}_\theta = i\dot{E}_\phi \cos \theta$. В направлении оси z имеем $\theta = 0$ и $\dot{E}_\theta = i\dot{E}_\phi$, т. е. поле поляризовано по кругу и коэффициент эллиптичности $K_s = 1$. В направлении оси x имеем $\theta = \pi/2$ и $E_\theta = 0$, т. е. поле линейно поляризовано и $K_s = 0$. В промежуточных направлениях $0 < \theta < \pi/2$ поле эллиптически поляризовано и $K_s = \cos \theta$.

ДН в плоскости xOz для двух составляющих поля имеют вид

$$F_\theta(\theta) = \cos \theta, \quad F_\phi(\theta) = 1. \quad (15.14)$$

Так как $E_{\theta\max} = E_{\phi\max}$, то, подставляя (15.14) в (9.23), можно получить ДН антенны по мощности

$$F^2(\theta) = (1 + \cos^2 \theta)/2. \quad (15.15)$$

Рассчитанные ДН приведены на рис. 15.19, б. Можно показать, что они справедливы для любого угла φ , т. е. пространственная ДН есть поверхность вращения относительно оси z . Она не имеет энергетических нулей, является квазизотропной.

Покажем, например, что ДН в плоскости xOy ненаправлена. Пусть точка наблюдения M (рис. 15.20) лежит в этой плоскости. Суммируя поля диполей $\dot{E}_{\varphi 1}$ и $\dot{E}_{\varphi 2}$, нетрудно получить, что полное поле антенны равно

$$\dot{E}_{\varphi} = (i30kI_2l/r)e^{-ikr}e^{-i\varphi}, \quad (15.16)$$

т. е. амплитудная ДН не зависит от φ и представляет собой в азимутальной плоскости окружность.

Полученные выводы без существенных изменений можно отнести также к турникетной антенне из полуволновых вибраторов.

3. Применение. Турникетная антенна применяется на УКВ в качестве наземной, например, передающей телевизионной [20] и самолетной [30] ненаправленной в горизонтальной плоскости антенны. Антенна широко применяется на космических летательных аппаратах в качестве квазизотропной антенны [29].

15.8. Питание симметричных антенн при помощи симметрирующих устройств

1. Задача симметрирования возникает при необходимости подключения несимметричного устройства к симметричному, например, при питании коаксиальным фидером симметричного вибратора. Если фидер соединить с вибратором непосредственно (рис. 15.21), то за счет разности потенциалов между оболочкой фидера и тем плечом вибратора, которое подсоединенено к внутренней жиле, на наружной поверхности оболочки будет наводиться ток I_{Φ} . Электромагнитное поле, создаваемое этим током,искажает ДН вибратора, снижает его усиление на основной поляризации, а в режиме приема увеличивает восприимчивость к помехам. Эти нежелательные последствия, вызванные током I_{Φ} , называются *антенным эффектом фидера*. Задача симметрирования заключается в устранении антенного эффекта.

Ее можно решить применением следующих устройств: 1) запирающего типа, которое подавляет токи на наружной оболочке фидера; 2) компенсационного типа, по отношению к которому плечи вибратора симметричны и находятся под равным по величине и противоположным по знаку потенциалом; 3) комбинированного типа.

Заметим, что в ряде случаев симметрирующее устройство одновременно используется и для согласования импедансов.

2. Четвертьволновой стакан — симметрирующее устройство запирающего типа. Стакан и наружная оболочка фидера образует замкну-

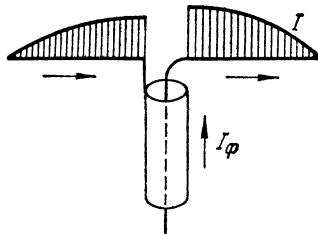


Рис. 15.21. Несимметричное питание симметричного вибратора.

тую на нижнем конце коаксиальную линию (рис. 15.22, *a*). Если ее длина $l_{\text{ст}} = \lambda/4$, то входное сопротивление \dot{Z}_{2-3} весьма велико и токи не могут затекать на внешнюю поверхность стакана и фидера питания. Величина \dot{Z}_{2-3} быстро изменяется с частотой ($\dot{Z}_{2-3} \approx \approx i W_{\text{ст}} \operatorname{tg} k l_{\text{ст}}$, поэтому четвертьвольновый стакан является узкополосным.

3. У-колено — симметрирующее устройство компенсационного типа. Обычно оно изготавливается из отрезка питающего фидера, у которого на концах оболочки соединены перемычкой (рис. 15.22, *b*). Пусть

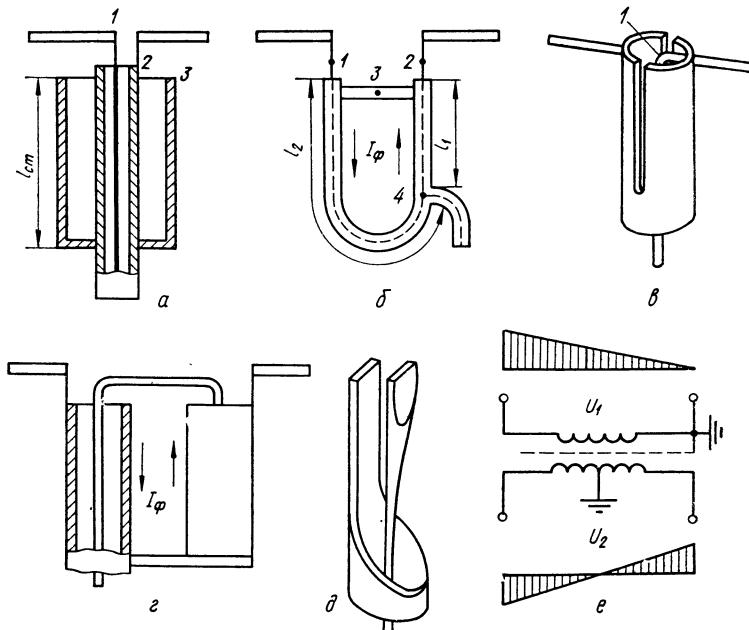


Рис. 15.22. Симметрирующие устройства.

$l_2 - l_1 = \Lambda/2$, где Λ — длина волны в фидере. Тогда плечи вибратора питаются, как это и требуется, в противофазе. Ввиду симметрии плеч относительно U-колена на его наружной поверхности могут находиться вибратором только противофазные токи I_{ϕ} . Так как размер $d \ll \lambda$, то поля излучения этих токов компенсируют друг друга, что устраивает антенный эффект фидера.

Пусть $l_1 = \Lambda/4$, а волновое сопротивление фидера $W_{\phi} = 75 \Omega$. Входное сопротивление полуволнового вибратора равно $\sim 73 \Omega$, а каждый вход U-колена нагружен на половину этого сопротивления $R_{1-3} = R_{2-3} \approx 36,5 \Omega$. Нетрудно видеть, что в точке 4 входное сопротивление равно $R_{\text{вх}} = W_{\phi}^2 / 2R_{1-3} \approx W_{\phi}$, что обеспечивает хорошее согласование антенны с питающим фидером.

4. Щелевое симметрирующее устройство — также компенсационного типа. В наружной трубе жесткого коаксиального фидера прорезаны две продольные щели (рис. 15.22, *в*).

Известно, что в фидере текут продольные токи и поэтому они не пересекают щели и не возбуждают их. Для их возбуждения наружная труба и внутренний провод соединяются вблизи щели перемычкой 1. При этом в фидере возбуждается волна H_{11} . Эта волна имеет продольную составляющую магнитного поля, которая создает на внутренней поверхности трубы поперечные токи, синфазно возбуждающие обе щели. Поэтому на наружной поверхности трубы также потекут поперечные токи, и они возбудят плечи симметричного вибратора, укрепленные на двух половинах разрезанной части трубы. Последние образуют четвертьволновую замкнутую линию, имеющую большое входное сопротивление и потому не шунтирующую симметричный вибратор.

Заметим, что для волны H_{11} поперечный размер фидера меньше критического, поэтому она быстро затухает при удалении от перемычки.

5. Устройство в виде симметрирующей приставки — комбинированного типа. Рядом с коаксиальным фидером располагают приставку — стержень или трубку такого же диаметра, что и оболочка фидера (рис. 15.22, г). В нижней части приставка и оболочка закорочены.

Приставка и наружная поверхность оболочки образуют короткозамкнутый двухпроводный шлейф. Длина шлейфа равна четверти средней длины волны рабочего диапазона. На этой волне входное сопротивление шлейфа велико, и ток на наружной поверхности оболочки подавляется. На других волнах могут появиться токи, но, ввиду симметрии устройства, токи на оболочке и приставке противофазны, и антенный эффект отсутствует в некоторой полосе частот.

6. Плавный переход от коаксиальной линии к двухпроводной, образуемый путем косого среза оболочки фидера (рис. 15.22, д), является широкополосным симметрирующим и одновременно согласующим устройством.

Длина среза l_{cp} и его форма могут быть рассчитаны методами теории неоднородных линий. Если $l_{cp} > \lambda$, то затекания токов на наружную поверхность коаксиального фидера почти не наблюдается.

7. Симметрирующий трансформатор (рис. 15.22, е) применяется на метровых и более длинных волнах в отличие от всех рассмотренных выше устройств, применяемых только на УКВ. Эпюры напряжений показывают, что выходные клеммы относительно земли находятся под равным по величине ($0,5 U_2$) и противоположным по знаку напряжением. Электростатический экран (незамкнутый виток фольги или заzemленная на одном конце однослойная обмотка) устраниет возможность появления асимметрии за счет емкостной связи между обмотками трансформатора.

ГЛАВА 16. НЕСИММЕТРИЧНЫЕ ВИБРАТОРЫ И АНТЕННЫ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ

16.1. Вводные замечания

Несимметричными называют антенны, расположенные непосредственно у земли (или металлического экрана, корпуса подвижного объекта и т. п.) перпендикулярно (реже наклонно) к ее поверхности;

напряжение питания обычно подается между землей и излучателем.

Такие антенны применяются на волнах от сверхдлинных (СДВ) до ультракоротких (УКВ). На УКВ антenna обычно имеет форму штыря длиною $l \approx \lambda/4$. На более длинных волнах по габаритным соображениям обычно применяют излучатели короче $\lambda/4$. В данной главе рассматриваются только такие несимметричные антенны, распределение тока на которых близко к стоячей волне.

16.2. Несимметричные вибраторы

1. Варианты несимметричных вибраторов изображены на рис. 16.1. Если считать землю идеально проводящей и учитывать зеркальное изображение (рис. 16.1, *a*), то несимметричный вибратор можно

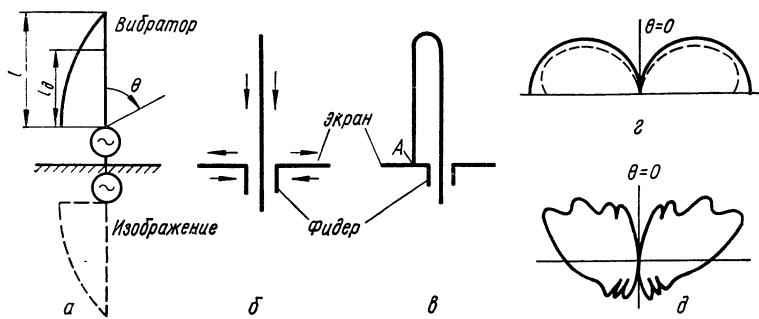


Рис. 16.1. Варианты несимметричных вибраторов (*а*, *б*, *в*) и их ДН (*г*, *д*).

считать половиной эквивалентного ему симметричного вибратора. Это позволяет найти распределение тока на тонком несимметричном вибраторе по формуле (11.1) и рис. 11.2.

Основные параметры несимметричного вибратора можно выразить через параметры эквивалентного симметричного вибратора, пользуясь методом зеркальных изображений (§ 8.5).

2. Поле излучения и ДН несимметричного вибратора рассчитываются по формулам (11.9) и (11.10) для эквивалентного симметричного вибратора, находящегося в свободном пространстве, причем для углов $\theta > 90^\circ$ (нижнее полупространство) поле излучения отсутствует.

На рис. 16.1, *г* сплошной линией изображена ДН четвертьвольнового несимметричного вибратора, расположенного над идеально проводящей землей. Потери в реальной земле приводят к ослаблению излучения, особенно под малыми углами к горизонту (пунктирная линия на рис. 16.1, *г*).

3. Действующая длина несимметричного вибратора может быть определена по формуле (9.55) и, следовательно, равна половине действующей длины эквивалентного симметричного вибратора (рис. 16.1, *а*). Так как при заданном токе питания I_A поля излучения обоих вибраторов в верхнем полупространстве одинаковы, то при

расчете напряженности поля несимметричного вибратора по формуле (9.52) нужно правую ее часть удвоить. Тогда получим

$$E_{\max} = 60kI_{Al_d}/r. \quad (16.1)$$

4. Сопротивление излучения несимметричного вибратора в два раза меньше, чем у эквивалентного симметричного вибратора, поскольку при одинаковых токах первый излучает в два раза меньшую мощность (нет излучения в нижнее полупространство). Следовательно, расчет $R_{\Sigma p}$ можно вести по формуле (11.15), заменив коэффициент 30 на 15. Например, при $l = \lambda/4$ имеем $R_{\Sigma p} = 36,6$ Ом.

5. Входное сопротивление несимметричного вибратора в два раза меньше, чем у эквивалентного симметричного вибратора, так как при

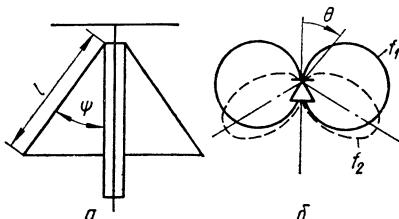


Рис. 16.2. Диско-конусная антенна (а) и ее ДН (б).

нности излучения первый обеспечивает в два раза большую угловую плотность мощности, поскольку вся мощность излучается только в одно полупространство. КНД можно рассчитать по формуле (9.47), причем интегрирование по θ нужно производить в пределах от $\theta = 0$ до $\theta = \pi/2$.

7. Несимметричный вибратор над экраном конечных размеров (рис. 16.1, б) широко применяется на УКВ и отчасти на КВ. Особенность этой антенны состоит в том, что она излучает некоторую часть мощности также в нижнее (затененное) полупространство и в тем большей степени, чем меньше размеры экрана по сравнению с длиной волны. Пример ДН такой антенны приведен на рис. 16.1, б. Точный расчет ДН сложен. Расчетные формулы приведены в [29].

Если минимальное расстояние края экрана от вибратора больше λ , то Z_A приближенно можно определять согласно п. 5 данного параграфа.

8. Несимметричный петлевой вибратор (рис. 16.1, в) также широко применяется на УКВ. Он обладает двумя преимуществами: а) его можно крепить непосредственно к экрану (в точке А); б) как и у симметричного петлевого вибратора (§ 15.3) подбором толщин $2a_1$ и $2a_2$ можно изменять его входное сопротивление. Расчет R_A можно производить по формуле (15.3), в которой под R_{11} следует понимать сопротивление несимметричного вибратора (рис. 16.1, а). Например, при $a_1 = a_2$ и $l = \lambda/4$ имеем $R_A = 4 \cdot 36,6 \approx 146$ Ом.

9. Диапазонные несимметричные вибраторы как и симметричные, изготавливают из толстых стержней, труб или широких пластин. Они могут иметь цилиндрическую или коническую форму, быть сплошными

одинаковых токах питания у первого напряжение питания в два раза меньше (рис. 16.1, а). Следовательно, расчет Z_A можно вести по формулам (11.20) и (11.21), заменяя в последней коэффициент 120 на 60.

6. КНД несимметричного вибратора в два раза больше, чем у эквивалентного симметричного вибратора, так как при одинаковой мощ-

или решетчатыми. В качестве примера на рис. 16.2, *a* изображена применяемая на УКВ **диско-конусная антенна**. Питание ее осуществляется коаксиальным фидером. Внутренняя жила фидера подсоединяется к диску, а оболочка — к конусу. Поле излучения в основном создается токами, обтекающими конус, а диск играет роль экрана и почти не излучает, так как радиальные токи, обтекающие диск, создают поля, которые в основном компенсируют друг друга.

Установлено, что при угле раскрытия конуса $2\Phi_0 = 60^\circ$ достигается наибольший коэффициент перекрытия диапазона, равный примерно пяти при $K_{бв} \geq 0,5$ в фидере с волновым сопротивлением 50Ω . При этом $\lambda_{\max} \approx 3,6 l$.

ДН антенны в горизонтальной плоскости — окружность, а в вертикальной — восьмерка, максимумы которой с ростом частоты f несколько отклоняются в сторону конуса. Примеры ДН приведены на рис. 16.2, *b*, причем $f_2 > f_1$.

16.3. Несимметричные антенны

1. Варианты некоторых несимметричных антенн, применяемых в основном на ДВ и отчасти на СВ и СДВ, изображены на рис. 16.3, *a*, *б*, *в*. Они называются, соответственно, Г-, Т- и П-образной антеннами. Поясним их устройство на примере Г-образной антенны.

2. Г-образная антenna (рис. 16.4) состоит из горизонтальной части длиной l_G и вертикальной части (*снижения*) длиной l_B . Горизонтальная часть почти не излучает, так как поле токов, обтекающих ее, компенсируется полем противофазных

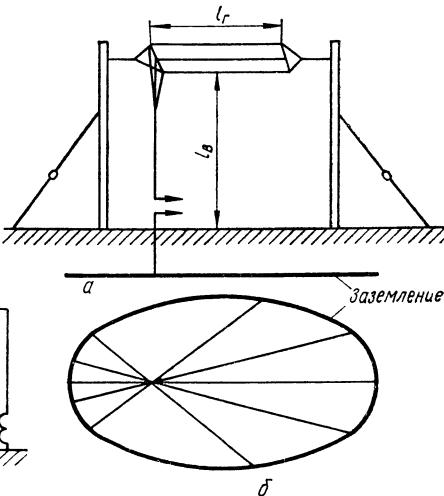


Рис. 16.3. Варианты несимметричных антенн.

Рис. 16.4. Г-образная антenna (*a*) и ее заземление (*б*).

(см. рис. 8.5, *б*) токов зеркального изображения, находящегося на удалении $2l_B$, которое на ДВ намного меньше λ .

Излучателем является снижение, поле которого складывается с полем его зеркального изображения (см. рис. 8.5, *а*).

Для уменьшения потерь в земле применяют **заземление** (рис. 16.4), представляющее собой систему проводов или металлических лент, уложенных в земле. Сопротивление у заземления намного меньше, чем

у поверхностного слоя земли. Для того чтобы заземление перехватывало большую часть силовых линий поля антенны, провода должны быть уложены достаточно густо, а периметр заземления должен отстоять от проекции антенны на землю на расстояние, примерно равное высоте антенны.

На передвижных радиостанциях (например, автомобильных) вместо заземления применяют *противовес*, представляющий собой систему проводов, подвешенных над землей на небольшой высоте. Обычно некоторая часть силовых линий не перехватывается противовесом и потери в земле значительны.

Анtenна крепится на двух мачтах, поддерживаемых металлическими оттяжками. Чтобы уменьшить наводимые в последних паразитные токи, оттяжки с помощью изоляторов разбивают на отрезки, меньшие $\lambda/4$.

Аналогичное устройство имеют Т- и П-образные антенны. Применяется также *зонтичная* антenna, имеющая одно снижение и горизонтальную часть в виде зонтика из нескольких радиальных проводов.

На ДВ и СДВ реактивное входное сопротивление антенны X_A обычно имеет емкостный характер, поэтому для настройки антенны в резонанс на ее входе включают *удлинительную катушку*, индуктивность которой определяют из соотношения $\omega L_k = |X_A|$, где ω — круговая рабочая частота. На СВ из-за больших (в долях λ) размеров антенны реактивное сопротивление может быть индуктивным. В этом случае для настройки антенны применяют *укорачивающий конденсатор*, емкость которого определяют из соотношения $1/\omega C_k = X_A$.

3. Расчет электрических параметров несимметричных антенн производят в предположении, что распределение токов и напряжений на них такое же, как на эквивалентной длинной линии (§ 11.2). Проиллюстрируем это на примере Г-образной антенны.

4. Емкости горизонтальной C_r и вертикальной C_b частей антенны можно определить по описанным в литературе методам, например, по методу Хоу. Он заключается в том, что, считая распределение заряда по проводам равномерным, определяют распределение потенциала по ним. Затем рассчитывают емкость, как отношение полного заряда к среднему значению потенциала. Метод Хоу изложен в [28]. Погонные емкости равны $C_{1r} = C_r/l_r$, $C_{1b} = C_b/l_b$.

5. Волновые сопротивления обеих частей антенны определяются по формуле, известной из теории длинных линий:

$$W_r = 10^{-8}/3C_{1r}, \text{ Ом}; \quad W_b = 10^{-8}/3C_{1b}, \text{ Ом}. \quad (16.2)$$

6. Реактивное входное сопротивление антенны удобно вычислить, вводя понятие о дополнительной вертикальной части длиной l_{r3} (с волновым сопротивлением W_b), эквивалентной по входному реактивному сопротивлению в точке B (рис. 16.5, a) горизонтальной части длиной l_r (с волновым сопротивлением W_r). Следовательно, $-W_b \operatorname{ctg} kl_{r3} = -W_r \operatorname{ctg} kl_r$, откуда

$$l_{r3} = \{\operatorname{arcctg} [(W_r/W_b) \operatorname{ctg} kl_r]\}/k. \quad (16.3)$$

Входное реактивное сопротивление антенны равно

$$X_A = -W_B \operatorname{ctg} kl_3, \quad l_3 = l_B + l_{r3}. \quad (16.4)$$

Собственная длина волны антенны λ_0 (наибольшая длина волны, на которой $X_A = 0$) определяется из условия $kl_3 = \pi/2$ или $l_3 = \lambda/4$.

7. Действующая длина антенны может быть определена путем вычисления площади тока на вертикальной части (рис. 16.5, а). Выполняя интегрирование, нетрудно показать, что

$$l_d = \frac{2 \sin k(l_3 - l_B/2) \sin(kl_B/2)}{k \sin kl_3}. \quad (16.5)$$

Наличие горизонтальной части «выравнивает» распределение тока на вертикальной части и тем самым приводит к росту l_d .

8. Сопротивление излучения антенны равно половине сопротивления излучения диполя Герца длиной $2l_d$. Учитывая это и заменив в (9.34) l_1 на $2l_d$, получим

$$R_\Sigma \approx 1600 (l_d/\lambda)^2. \quad (16.6)$$

На ДВ и, тем более, СДВ $l_d/\lambda \ll 1$, поэтому R_Σ мало. Применяя длинную и многопроводную горизонтальную часть (рис. 16.4), можно заметно увеличить l_d и, следовательно, R_Σ , что, в свою очередь, позволяет увеличить к. п. д. антенны (9.37).

9. Сопротивление потерь антенны R_p в основном определяется потерями энергии в земле. Из опыта известно, что R_p растет с увеличением λ . Оно может быть приближенно определено по эмпирической формуле М. В. Шулейкина $R_p = A\lambda/\lambda_0$, где λ_0 — собственная длина волны, а A — коэффициент, зависящий от качества заземления и изменяющийся в пределах (0,5 \div 7) Ом.

10. К. п. д. антенной цепи с учетом (9.37) может быть определен по формуле

$$\eta_{Ap} = R_\Sigma / (R_\Sigma + R_p + R_k), \quad (16.7)$$

где R_k — сопротивление удлинительной катушки. Следовательно, для увеличения к. п. д. нужно применять катушку с возможно малой величиной R_k .

11. Распределение напряжения на Г-образной антенне показано на рис. 16.5, б. Оно максимально на конце горизонтальной части (U_k). Вводя U_0 — напряжение на конце эквивалентного отрезка l_{r3} , легко видеть, что напряжение в точке B равно $U_B = U_k \cos kl_r = = U_0 \cos kl_{r3}$; откуда $U_k = U_0 \cos kl_{r3}/\cos kl_r$. Так как ток I_0 в пучности на вертикальной части связан с U_0 соотношением $U_0 = = W_B I_0$, а с током питания I_A соотношением $I_0 = I_A / \sin kl_3$, то легко получить

$$U_k = I_A W_B \cos kl_{r3} / \sin kl_3 \cos kl_r. \quad (16.8)$$

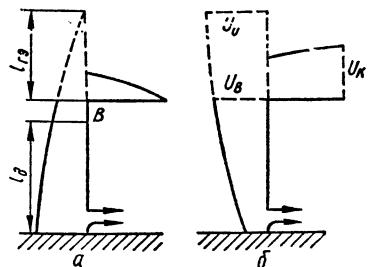


Рис. 16.5. Распределение тока (а) и напряжения (б) на Г-образной антенне.

Напряжение U_k должно быть меньше критического, при котором происходит пробой изоляторов или наблюдается корона у провода антенны. Из (16.8) видно, что U_k становится меньше, если уменьшать W_b (увеличивать C_{1b}), а также если увеличивать l_{rs} , т. е. согласно (16.3) уменьшать отношение W_r/W_b (увеличивать отношение C_1/C_{1b}).

Напряжение U_k становится меньше также при уменьшении тока I_A . Для того чтобы при этом не падала мощность излучения (9.30), необходимо увеличить R_Σ , т. е. увеличить l_d . Таким образом, наличие горизонтальной части антенны позволяет уменьшить напряжение U_k , а следовательно, увеличить допустимую мощность в антенне.

12. ДН несимметричной антенны приближенно имеет вид верхней половины ДН диполя Герца (см. рис. 8.2), т. е. не направлена в горизонтальной плоскости и имеет вид половины восьмерки в вертикальной плоскости.

13. Полоса пропускания $2\Delta f$ антенны, настроенной с помощью катушки на рабочую частоту f_p , определяется как для последовательного контура из формулы $2\Delta f/f_p = (R_A + R_k)/X_A$.

16.4. Антенные-мачты

1. Вариант наземной антенны мачты изображен на рис. 16.6. Излучателем является металлическая мачта, установленная на опорном изоляторе и поддерживаемая оттяжками. Выход передатчика включается последовательно между нижним концом мачты и землей. Антенны с таким способом возбуждения называются антennами с *нижним питанием*.

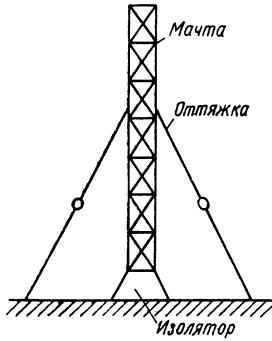


Рис. 16.6 Антenna-мачта нижнего питания.

Недостатки таких антенн состоят в необходимости применения дорогостоящего высококачественного изолятора, грозовых предохранителей и высокочастотных фильтров, включаемых в проводку сигнального освещения. Этих недостатков нет у *заземленных* антенн-мачт, варианты которых изображены на рис. 16.7, *a*, *b*, *c*.

2. Антenna верхнего питания (рис. 16.7, *a*), предложенная Г. З. Айзенбергом, возбуждается с помощью фидера, проложенного внутри мачты. Напряжение подается последовательно в точках 1 и 2 между верхним концом мачты и зонтиком, образованным изолированными секциями верхнего яруса оттяжек. Благодаря емкости C между зонтиком и землей на наружной поверхности мачты появляется ток проводимости, который и создает поле излучения.

Распределение тока — косинусоидальное с пучностью у основания (рис. 16.7, *г*).

3. Антenna среднего питания (рис. 16.7, *б*) представляет собой мачту из двух частей, возбуждаемую последовательно (в точках 1 и 2) напряжением, которое подается с помощью фидера, проложенного

внутри нижней части. Эта антenna несколько напоминает антенну верхнего питания, однако, если зонтик почти не излучает, то верхняя часть мачты излучает.

Распределение тока на нижней части антенны косинусоидальное с пучностью у основания (следовательно, $I_A = I_n \cos kl_1$), а на верхней части синусоидальное с узлом наверху (рис. 16.7, δ). Учитывая (9.32) и (9.33), нетрудно получить, что сопротивление излучения в точках питания $R_{\Sigma A} = R_{\Sigma n} / \cos^2 kl_1$.

Пусть $l \leq \lambda/4$. Будем при неизменной величине l увеличивать l_1 , тогда $\cos kl_1$ уменьшается, в то время как $R_{\Sigma n}$ при $l = \lambda/4$ остается

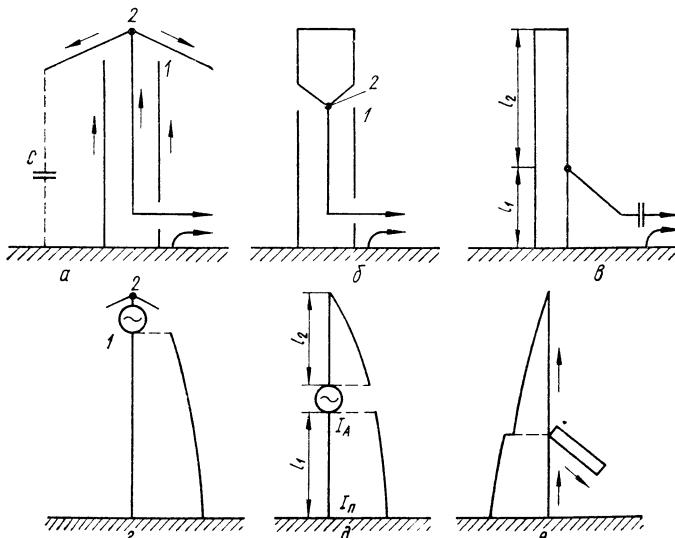


Рис. 16.7. Варианты заземленных антенн-мачт (а, б, в) и распределение тока на них (д, е, ж).

неизменным, а при $l < \lambda/4$ возрастает (из-за более равномерного распределения тока и роста I_n). Следовательно, $R_{\Sigma A}$ растет. Подбирая соотношение между l_1 и l_2 , можно согласовать антенну с фидером питания.

4. Антenna шунтового питания (рис. 16.7, ε) возбуждается параллельно при помощи шунта, подсоединяемого к мачте на некоторой высоте l_1 . Так как обычно $l_1 < \lambda/4$ и $l_2 < \lambda/4$, то входные реактивные сопротивления нижней и верхней частей антенны имеют индуктивный и, соответственно, емкостный характер, и по входному сопротивлению в точке 1 антenna эквивалентна параллельному контуру. Подбором величины l_1 обеспечивают наилучшее согласование с фидером питания. Распределение токов таково (рис. 16.7, ε), что излучение шунта частично ослабляет излучение антенны.

Все описанные выше варианты антенн-мачт применяются в качестве наземных антенн на СВ.

16.5. Несимметричные антенны подвижных объектов

Последовательные и параллельные схемы питания используются в КВ и УКВ антенных подвижных объектов. В качестве примера на

рис. 16.8 изображены самолетные антенны: антенна последовательного верхнего питания, в которой роль емкостного возбудителя играет изолированная законцовка ки-

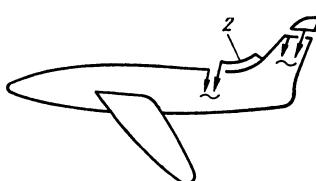


Рис. 16.8. Варианты самолетных антенн.

ля 1, и антенна параллельного питания, в которой роль шунта играет шлейф 2. В обоих случаях излучателем является корпус самолета, в основном киль.

ГЛАВА 17. АНТЕННЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

17.1. Вводные замечания

Под антennами бегущей волны (АБВ) понимают такие непрерывные или дискретные системы, возбуждение которых происходит по закону бегущей волны с фазовой скоростью, равной или меньшей скорости света. Такое возбуждение достигается двумя способами. Первый способ применяется в непрерывных системах и состоит в том, что создается режим бегущей волны вдоль самой излучающей системы (например, вдоль проводов ромбической или спиральной антенн, вдоль стержня диэлектрической антенны и т. п.). При этом каждый последующий элемент системы питается с некоторым линейным запаздыванием по фазе.

При втором способе, применяемом в дискретных системах, требуемое фазовое распределение обеспечивается либо соответствующей схемой питания (например, благодаря режиму бегущей волны в питающем фидере многовибраторной АБВ), либо путем настройки излучателей (как у директорной антенны), либо комбинированным способом (как у логопериодической антенны).

Наибольшее распространение получили прямолинейные АБВ, работающие в режиме осевого излучения. Для их расчета могут быть использованы выводы теории прямолинейных излучающих систем (см. гл. 13). Применяются, однако, и криволинейные, например, круговые колышевые АБВ.

17.2. Излучение прямолинейного провода с бегущей волной тока

Рассмотрим прямолинейный отрезок провода длиной L (рис. 17.1, a), обтекаемый волной тока, бегущей со скоростью света: $I(z) = I e^{-ikz}$. Его можно рассматривать как непрерывную прямолинейную систему элементарных излучателей dz , у каждого из которых ДН описывается формулой $F_0(\theta) = \sin \theta$.

Множитель системы определяется формулой (13.25), в которой надо положить $\xi = 1$ и заменить Φ на θ . Следовательно, ненормированная ДН провода имеет вид

$$f(\theta) = \frac{\sin \theta}{1 - \cos \theta} \sin [0,5kL(1 - \cos \theta)]. \quad (17.1)$$

На рис. 17.1, б приведена ДН, рассчитанная для провода при $L = 1,5\lambda$.

Главные лепестки ДН отклонены в сторону движения волны тока и образуют с осью провода угол θ_{gl} , который тем меньше, чем больше L/λ . При большой величине L/λ угол θ_{gl} приближению определяется из условия максимума второго сомножителя формулы (17.1): $\sin [0,5kL(1 - \cos \theta)] \approx 1$, откуда $\cos \theta_{gl} \approx (2L - \lambda)/2L$. Из этой формулы видно, что если L/λ велик, то угол θ_{gl} мало изменяется с изменением длины волн.

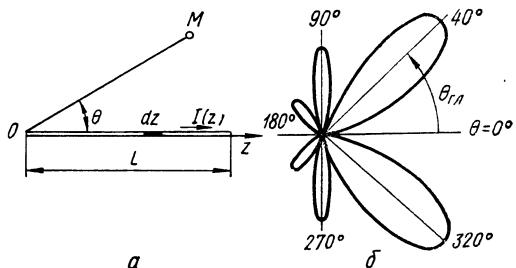


Рис. 17.1. Провод, обтекаемый бегущей волной тока (а) и его ДН (б).

17.3. Ромбическая антенна

1. Устройство антенны показано на рис. 17.2. У одного острого угла ромба подается питание от фидера 1, у другого к антенне подсоединенено нагрузочное сопротивление 2, равное ее волновому сопротивлению. Благодаря этому вдоль сторон ромба распространяется бегущая волна тока.

Ромбическая антенна применяется на КВ для связи ионосферной волной как передающая или приемная антенна. В режиме передачи

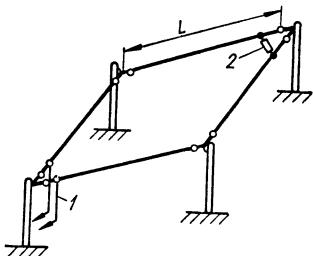


Рис. 17.2. Ромбическая антенна.

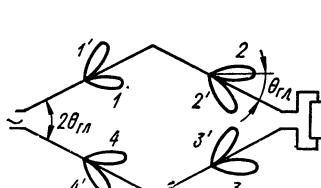


Рис. 17.3. К пояснению принципа действия ромбической антенны.

нагрузкой обычно служит двухпроводная стальная линия, способная рассеять большую мощность, а в режиме приема — резистор.

2. Принцип действия антенны поясняет рис. 17.3. На нем показаны главные лепестки ДН всех сторон ромба. Острый угол ромба выбран равным $2\theta_{gl}$. Из рис. 17.3 ясно, что при этом лепестки 1, 2, 3 и 4 направлены вдоль большой диагонали ромба. Можно показать [2], что поля

излучения сторон антенны в направлении диагонали синфазны. Поэтому главный лепесток ДН антенны ориентирован в том же направлении.

Так как для прямолинейного провода при большом L/λ угол $\theta_{\text{гл}}$ мало зависит от λ , то сохраняются и условия формирования главного лепестка ДН ромбической антенны. Поэтому она по направленным свойствам диапазонная, а благодаря режиму бегущей волны, она является диапазонной и по согласованию с фидером питания.

3. **ДН антенны** определяются путем сложения полей излучения ее сторон. Типичные ДН приведены на рис. 17.4. Ширина ДН уменьшается при увеличении L/λ , а угол отклонения главного лепестка от

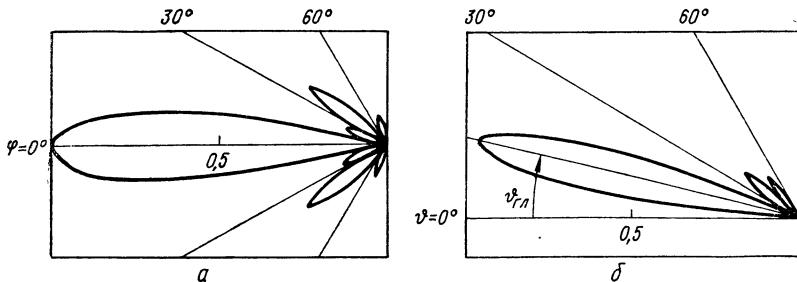


Рис. 17.4. ДН ромбической антенны:
а — в горизонтальной плоскости; б — в вертикальной плоскости.

горизонта вверх (рис. 17.4, б) уменьшается с ростом высоты антенны ($\theta_{\text{гл}} = \arcsin 4H/\lambda$). Обычно $L = (2-5)\lambda$, а $H = (0,5-1)\lambda$.

Сравнительно большие боковые лепестки могут быть заметно ослаблены применением двойной ромбической антенны, предложенной Г. З. Айзенбергом. Антенна состоит из двух питаемых синфазно ромбических антенн, расположенных рядом и сдвинутых вдоль малой диагонали на такое расстояние d , чтобы направление первого нуля множителя двухэлементной системы [см. формулу (12.23)] совпадало с направлением наибольшего бокового лепестка ДН одиночной ромбической антенны.

4. **К. п. д. антенны** сравнительно мал и с ростом λ меняется примерно в пределах от 80% до 59%. Антенна перекрывает более чем двукратный диапазон волн, т. е. может работать как на дневных, так и наочных волнах.

17.4. Однопроводная антенна бегущей волны

1. **Устройство антенны** показано на рис. 17.5, а. Это длинный провод, подвешенный на высоте, равной нескольким метрам. На конце, обращенном к корреспонденту, провод соединен с заземлением через резистор, равный волновому сопротивлению антенны. На другом конце антенна подсоединенена к согласованному с ней входу приемника.

2. **Принцип действия антенны** объясним сначала для режима приема вертикально поляризованной волны. Из-за потерь в земле вблизи нее происходит наклон фронта волны и появляется горизонтальная

составляющая поля \dot{E}_r (рис. 17.5, а). Именно она наводит в проводе э. д. с. На КВ составляющая \dot{E}_r возникает из-за наклонного падения ионосферной волны. Если волна приходит под азимутальным углом φ к проводу, то э. д. с. наводится параллельной ему составляющей \dot{E}_n (рис. 17.5, б). Так как $\dot{E}_n = \dot{E}_r \cos \varphi$, то э. д. с. в элементе dz равна $d\mathcal{E} = E_r \cos \varphi dz$. По закону $\cos \varphi$ будет меняться и ток dI , наведенный в элементе dz . Тогда, согласно принципу взаимности, функцию $F_0(\varphi) = \cos \varphi$ можно рассматривать как ДН элементарного излучателя непрерывной системы, образуемой проводом.

Пусть теперь антenna работает в режиме передачи. Если вместо приемника включить генератор, то на проводе установится бегущая волна тока. Так как из-за влияния земли фазовая скорость этой волны v_Φ немножко меньше c , то ан-

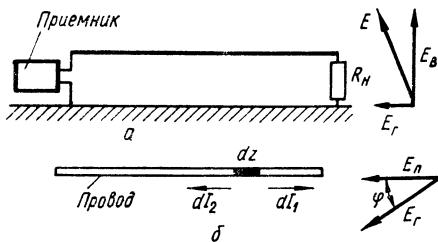


Рис. 17.5. К пояснению устройства и принципа действия однопроводной АБВ.

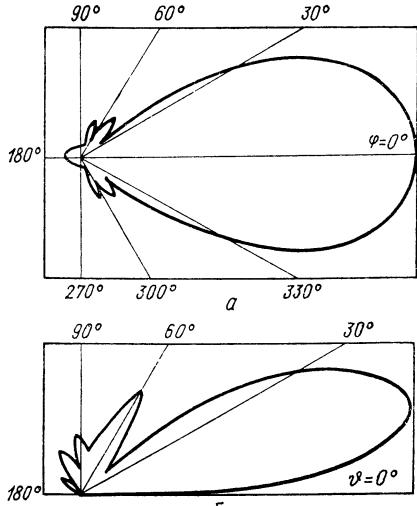


Рис. 17.6. ДН однопроводной АБВ.

тенную можно рассматривать как систему осевого излучения (см. § 13.3, п. 4), у которой $\xi = c/v_\Phi > 1$.

3. ДН антенны можно определить по теореме умножения [см. (12.8)], учитывая, что $F_0(\varphi) = \cos \varphi$, а множитель решетки описывается формулой (13.35), в которой для горизонтальной плоскости нужно Φ заменить на φ . Коэффициент замедления ξ зависит от параметров почвы, высоты подвеса провода и λ и меняется в пределах 1,05—1,2. ДН в вертикальной плоскости рассчитываются с учетом отражения волны от полупроводящей земли [2]. Типичные ДН приведены на рис. 17.6.

4. К. п. д. антенны весьма мал из-за потерь в земле и резисторе R_H , поэтому она применяется как приемная (на КВ, СВ и ДВ).

17.5. Многовибраторная антenna бегущей волны

1. Устройство антенны показано на рис. 17.7. Это ряд (20—40) симметричных вибраторов ($l \approx 8$ м, $l_1 \approx 3$ —4 м), подсоединенных через элементы связи Z_{cb} к собирающей линии, одним концом подключенной ко входу приемника, а другим к согласованному с линией

резистору R_h . Антенна подвешивается горизонтально над землей на высоте 16—40 м. Длина антенны порядка 100 м.

2. Принцип действия антенны состоит в том, что набегающая волна горизонтальной поляризации \vec{E} , наводит в вибраторах э. д. с., которые через элементы связи приложены к линии и вызывают в ней волны тока. Волны тока, распространяющиеся в сторону резистора

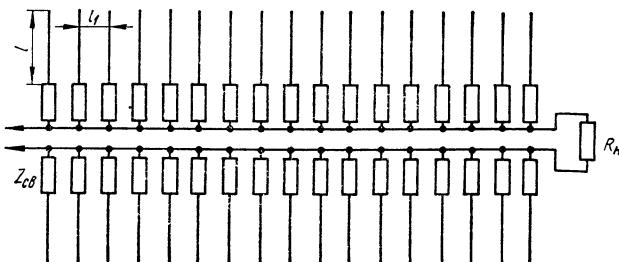


Рис. 17.7. Многовибраторная АБВ.

R_h , поглощаются в нем, а распространяющиеся к приемнику складываются, причем фазовые соотношения токов зависят от направления прихода волн.

Будем считать входную проводимость вибратора и элемента связи, равную $1/(Z_v + 2Z_{cb})$, равномерно распределенной по отрезку линии между соседними вибраторами. В качестве элементов связи выбирают резисторы или конденсаторы и притом такой величины, чтобы

ослабить шунтирующее влияние вибраторов и чтобы фазовая скорость в линии v_f была немного меньше.

Рассматривая теперь antennу в режиме передачи, заключаем, что она является системой осевого излучения, рассмотренной в § 13.3, п. 4.

3. ДН антенны можно определить по теореме умножения [формула (12.8)], причем в горизонтальной плоскости $F_0(\phi)$ вычисляют по формуле (11.10), в которой нужно заменить θ на $(\pi/2 - \phi)$, а $f_c(\phi)$ — по формуле (13.20), в которой Φ нужно заменить на ϕ . В вертикальной плоскости $F_0(\theta) = 1$, а $f_c(\theta)$ определяют по (13.20), заменяя Φ на θ . Множитель, учитывающий влияние земли, вычисляют по (12.40), заменяя ϕ на $(\pi/2 - \theta)$. Угол θ отсчитывается от горизонта. Типичные ДН приведены на рис. 17.8.

Рис. 17.8. ДН многовибраторной АБВ.

Уровень боковых лепестков данной антенны намного ниже, чем у ромбической антенны.

Уровень боковых лепестков данной антенны намного ниже, чем у ромбической антенны.

4. Оптимальное замедление в линии вычисляют по формуле (13.42).

5. К. п. д. антены низок из-за потерь в нагрузочном резисторе и слабой связи вибраторов с линией. Поэтому антенна применяется как приемная (на КВ).

17.6. Директорная антенна

1. Устройство антенны показано на рис. 17.9. Она состоит из активного вибратора, одного рефлектора и нескольких директоров. Обычно рефлектор и директоры крепятся непосредственно к металлической трубе. Если активным является петлевой вибратор, то его также можно крепить к трубе (рис. 17.9), что упрощает конструкцию. Так как вибраторы перпендикулярны к трубе и симметричны относительно нее, то токи в ней не наводятся, и она не излучает.

2. Принцип действия антенны состоит в том, что в пассивных элементах наводятся токи, поля которых интерферируют и в направлении оси антенны в сторону директоров усиливают друг друга. От системы активный вибратор — пассивный вибратор (§ 12.5, п. 4) антенна отличается тем, что в ней для увеличения направленности применено несколько пассивных вибраторов.

Для того чтобы ток рефлектора опережал ток активного вибратора, длину рефлектора выбирают несколько больше резонансной (около $0,5\lambda$). Ток каждого директора должен отставать по фазе от тока предыдущего вибратора. Поэтому длины директоров несколько меньше резонансной [обычно в пределах $(0,4—0,48)\lambda$]. Расстояние между рефлектором и активным вибратором выбирают в пределах $(0,1—0,25)\lambda$, а между остальными вибраторами — в пределах $(0,1—0,35)\lambda$.

Антенну можно трактовать как разновидность системы осевого излучения, возбуждаемой бегущей вдоль ее оси волной, замедление которой зависит от настройки вибраторов.

3. Поле излучения и ДН антенны можно рассчитать по формуле (12.4), но до этого нужно определить амплитуды и фазы токов в вибраторах, т. е. решить систему уравнений (12.9), в которой все напряжения, кроме напряжения на активном вибраторе, равны нулю. С увеличением числа директоров объем вычислений резко возрастает и требуется применение ЭВМ. На практике длины вибраторов и расстояния между ними подбирают опытным путем.

Увеличение длины антенны приводит вначале к быстрому, а затем к более медленному, чем это следует из формулы (13.45) для равноамплитудной АВВ, сужению ее ДН (рис. 17.10). Это объясняется более слабым возбуждением каждого последующего директора. Их число поэтому редко бывает больше $10—12$. Для получения $20_{0,5} < 15^\circ$ применяют синфазную систему из директорных антенн.

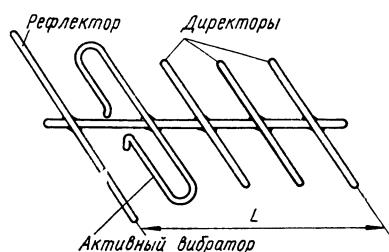


Рис. 17.9. Директорная антенна.

На рис. 17.11 приведены экспериментальные ДН восьмизлементной антенны в плоскости, перпендикулярной вибраторам (сплошная линия), и в плоскости, содержащей вибраторы (пунктир).

4. КНД антенны можно рассчитать по формуле (13.39). Так как антенна является неравноамплитудной системой и ее элементы направленные, то коэффициент q зависит от L/λ (рис. 17.10).

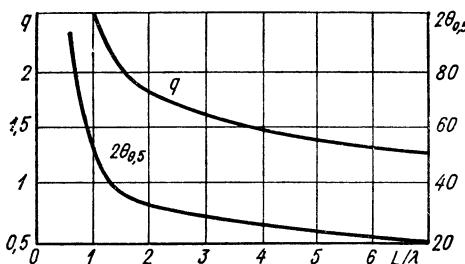


Рис. 17.10. Зависимость коэффициента q и ширины ДН директорной антенны от отношения L/λ .

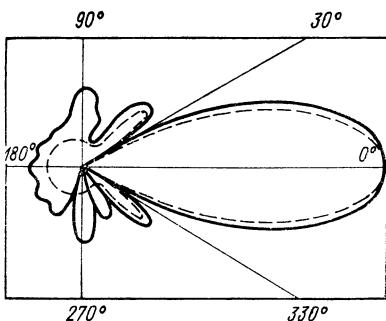


Рис. 17.11. ДН директорной антенны.

5. Достоинства антенны — простота и жесткость конструкции, недостатки — узкополосность и сложность настройки. Антенна применяется на УКВ.

17.7. Логопериодическая антенна

1. Принцип действия антенны объясним по рис. 17.12, *a*, на котором изображена антенна, состоящая из двух одинаковых, вырезанных из листа металла, плеч и питаемая в середине. Сплошные секторы с

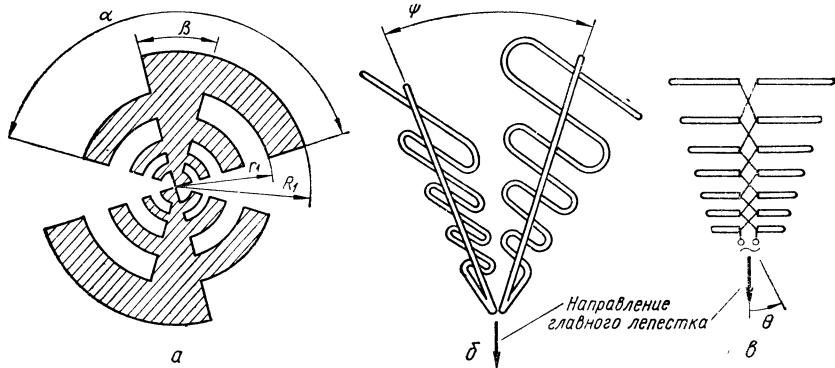


Рис. 17.12. Логопериодические антенны.

углом раскрытия β играют роль линии питания, а зубцы — роль вибраторов. Концы зубцов ограничены углом α .

Обозначим R_n и r_n , соответственно, наружный и внутренний радиус n -го зубца, причем $n = 1$ обозначает внешний зубец.

Для данной логопериодической антенны отношение $R_{n+1}/R_n = \tau$, определяющее расстояния между соседними вибраторами, и

отношение $r_n/R_n = \sigma$, определяющее их ширины — константы. Значит размеры вибраторов и их удаления от точек питания образуют геометрическую прогрессию со знаменателем τ .

Предположим, что антенна бесконечно длинная и возбуждается на частоте f_1 , имея при этом определенные электрические параметры. Тогда ясно, что такие же параметры антенна имеет и на частоте $f_2 = \tau f_1$, т. е. в τ раз большей (или меньшей), чем f_1 . Отсюда получим $\ln f_1 - \ln f_2 = \ln \tau^{-1}$. Следовательно, параметры бесконечной логопериодической антенны являются периодической функцией логарифма частот.

Если выбрать величины τ , σ , β , α так, чтобы в пределах одного периода, равного $\ln \tau^{-1}$, параметры антенны менялись мало, то они не будут заметно меняться в любом диапазоне частот.

Реальная антенна имеет конечные размеры. Нужно, однако, учесть, что вибратор (зубец) длиной $l \ll 0,25 \lambda$ возбуждается слабо. Наиболее сильно возбуждается резонансный вибратор длиной $l \approx 0,25 \lambda$ и соседние вибраторы. Они образуют *активную область*, излучающую основную часть мощности, поэтому к более длинным вибраторам доходит лишь малая доля мощности (принцип отсечки тока).

При изменении λ активная область перемещается, причем $\lambda_{\max} \approx 4l_{\max}$, а $\lambda_{\min} \approx 4l_{\min}$, следовательно, коэффициент перекрытия диапазона примерно равен l_{\max}/l_{\min} . Он может достигать величин 10—20. Антенна является сверхширокополосной по направленности и по согласованию с линией питания.

2. Конструктивные варианты антенны разнообразны. Можно зубцы выпрямить или даже изготовить антенну из провода, изогнутого по контуру сплошной антенны, как на рис. 17.12, б (здесь $\beta = 0$). Если угол между плечами $\psi < 180^\circ$, то максимум ДН ориентирован по биссектрисе угла ψ . Если $\psi = 180^\circ$, то два максимума ДН перпендикулярны плоскости антенны.

Применяются антенны с излучателями в виде тонких прямолинейных вибраторов. При $\psi = 0$ такая антенна становится плоской (рис. 17.12, в) и напоминает директорную антенну, однако все вибраторы активные и перекрестно питаются от фидера. Анализ показывает [31], что распределение фаз токов по вибраторам активной области почти такое же, как у директорной антенны.

3. ДН антенны зависят от величин τ , σ , α , β и ψ . Типичные ДН приведены на рис. 17.13. Так как в активную зону попадает только несколько вибраторов (3—5), то ДН — широкие. Их можно сузить, применяя решетку из нескольких логопериодических антенн.

Расчет ДН громоздкий и требует применения ЭВМ.

4. Антенна применяется для КВ связи, а также на УКВ, часто в качестве облучателя зеркальной антенны.

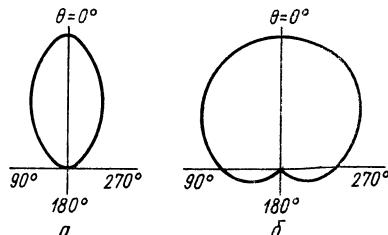


Рис. 17.13. ДН вибраторной логопериодической антенны:
а — в плоскости, содержащей вибраторы; б — в плоскости, перпендикулярной вибраторам: $\tau = 0,888$; $\alpha = 35^\circ$.

17.8. Цилиндрическая спиральная антенна

1. Устройство антенны показано на рис. 17.14, а. Это проволочная спираль 1 с одним свободным концом и другим концом, соединенным с внутренней жилой коаксиального фидера 2, оболочка которого присоединена к диску (экрану) 3. Экран ослабляет заднее излучение и токи на поверхности фидера.

2. Принцип действия антенны можно пояснить, учитывая, что по возбужденной спирали может распространяться ряд волн, относительные амплитуды и фазовые скорости которых зависят от угла подъема

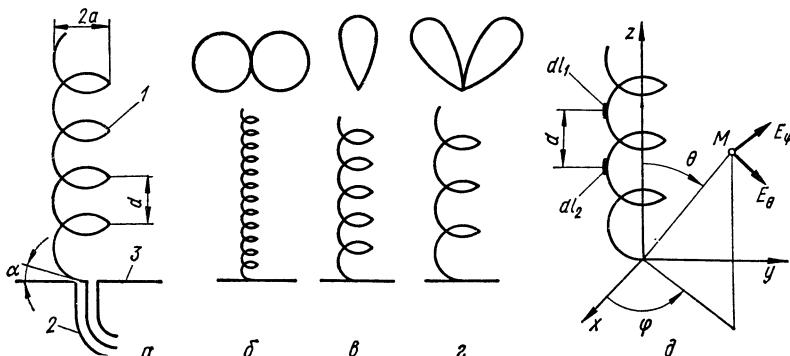


Рис. 17.14. Цилиндрическая спиральная антенна (а), режимы ее работы (б, в, г) и ориентация составляющих поля (д).

спирали α и величины ka , где a — радиус витка. Эти волны обозначают T_n , где n равно числу волн тока, укладывающихся на одном витке.

Волна T_0 имеет фазовую скорость, близкую к скорости света, существует при малых длинах витка и исчезает, если $ka > (ka)_{\min}$, где $(ka)_{\min} = \cos \alpha / (1 - \sin \alpha)$. Распределение тока по витку спирали, а следовательно, и ДН примерно такие же, как у электрически малой рамки (рис. 15.8). Следовательно, антенна вдоль своей оси не излучает. По виду ДН (рис. 17.14, б) этот режим работы называют режимом *бокового излучения*. Он применяется редко.

При $ka \geq (ka)_{\min}$ в некотором интервале частот существует волна T_1 , фазовая скорость которой растет с увеличением ka (рис. 17.15). Согласно измерениям можно приближенно считать, что по большей части спирали распространяется с фазовой скоростью $v_\phi < c$ бегущая волна. Только у начала и у конца спирали имеются затухающие волны высших порядков.

Рассмотрим излучение одного витка спирали, считая его плоским, а длину равной длине волны вдоль провода $\lambda_{\text{сп}}$. На рис. 17.16, в показано распределение тока вдоль витка (в развернутом виде) в некоторый момент времени t_1 и в момент времени $t_2 = t_1 + T/4$, где T — период колебаний. В обоих случаях виток приближенно можно заменить двумя изогнутыми вибраторами, формирующими поле, вектор \mathbf{E} которого при $t = t_1$ вертикален (рис. 17.16, а), а при $t = t_2$ горизон-

тален (рис. 17.16, б). Ясно, что за один период вектор \mathbf{E} повернется на 360° , т. е. в режиме волны T_1 виток в направлении, перпендикулярном его плоскости, излучает поле вращающейся поляризации. Виток можно считать *кольцевой АБВ*.

Размеры спирали выбирают так, чтобы поля всех витков складывались в осевом направлении. По виду ДН (рис. 17.14, в) этот режим работы называют *режимом осевого излучения*. Он широко применяется.

Увеличивая ka , можно создать условия существования волны T_2 , которой соответствует режим *конического излучения* (рис. 17.14, г), применяемый редко.

3. Направленные свойства антенны осевого излучения можно

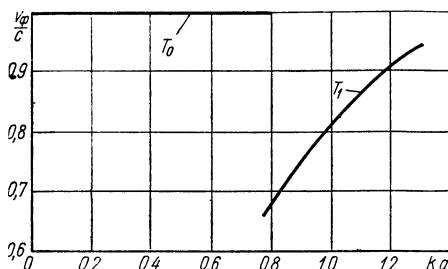


Рис. 17.15. Характер зависимости v_{ϕ}/c от величины ka для цилиндрической спирали.

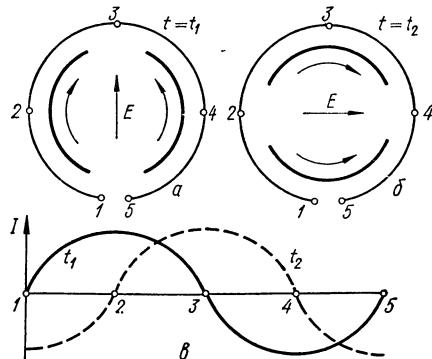


Рис. 17.16. К пояснению излучения витка спирали, обтекаемой волной T_1 .

определить, считая каждый ее виток элементом прямолинейной АР. Тогда согласно теореме умножения

$$f_{\phi}(\theta) = f_{0\phi}(\theta) f_c(\theta); \quad f_{\theta}(\theta) = f_{0\theta}(\theta) f_c(\theta). \quad (17.2)$$

Множители $f_{0\phi}(\theta)$ и $f_{0\theta}(\theta)$ — это ДН одного витка для составляющих E_{ϕ} и, соответственно, E_{θ} . Эти ДН имеют вид

$$f_{0\phi}(\theta) = J_0(ka \sin \theta); \quad f_{0\theta}(\theta) = J_0(ka \sin \theta) \cos \theta. \quad (17.3)$$

Множитель системы $f_c(\theta)$ можно определить по (13.5), в которой $\Phi = \theta$, N — число витков, $\psi = (2\pi/\lambda_{\text{сп}}) L = (2\pi/\lambda) \xi L$, L — длина витка, d — шаг спирали ($d = L \sin \alpha$).

Учтем теперь, что виток не плоский. Поляризация останется круговой, если по-прежнему поле излучения элемента dl_1 будет в направлении оси z (рис. 17.14, д) отставать от поля элемента dl_2 на 2π . С учетом разности фаз токов $(2\pi/\lambda_{\text{сп}}) L$ и электрической разности хода полей $(2\pi/\lambda) d$ условие круговой поляризации имеет вид $(2\pi/\lambda_{\text{сп}}) L = -(2\pi/\lambda) d = 2\pi$, откуда $L = (\lambda + d)/\xi$. Можно считать, что $(\lambda + d)/\xi \approx \lambda$, т. е. условие круговой поляризации есть $L \approx \lambda$. А так как с уменьшением λ (ростом ka) величина $1/\xi$ растет (рис. 17.15), то это условие выполняется в широком диапазоне частот.

Обычно применяют антенны с углом $\alpha \approx 12 \div 16^\circ$. Для них коэффициент перекрытия диапазона близок к 1,7. Ширину ДН можно приближенно определить по формуле

$$2\theta_{0,5} = \frac{52}{(L/\lambda) \sqrt{Nd/\lambda}} \text{ град.} \quad (17.4)$$

Обычно число витков не превышает 7—8. Достигимая при этом минимальная ширина ДН равна 30—40°. Для сужения ДН применяют решетку спиральных антенн.

4. Активное входное сопротивление антенны осевого излучения имеет величину 60—90 Ом и несколько растет с увеличением ka , но благодаря режиму бегущих волн мало зависит от числа витков.

5. Поляризация поля близка к круговой при $\theta = 0^\circ$ (рис. 17.14, δ), а при росте θ плавно переходит в линейную (при $\theta = 90^\circ$).

6. Коническая спиральная антенна отличается тем, что радиусы витков уменьшаются к концу антенны, благодаря чему условие $L \approx \lambda$ выполняется в более широком диапазоне частот для активной области, перемещающейся к концу антенны при уменьшении λ .

7. Спиральные антенны применяются в основном на УКВ; иногда они служат в качестве облучателей зеркальных антенн.

17.9. Плоские спиральные антенны

1. Устройство. Антенна имеет вид спиральной металлической ленты. Различают *архимедову* (рис. 17.17, a) и *логарифмическую* (логоспиральную) (рис. 17.17, δ) антенны. Они бывают одно-, двух- и многозаходные.

Уравнение архимедовой спирали $\rho = a\phi + b$, где ρ — радиус-вектор; ϕ — полярный угол; a и b — константы. Лента ограничена

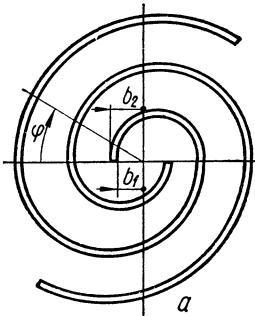


Рис. 17.17. Плоские двухзаходные спиральные антенны.

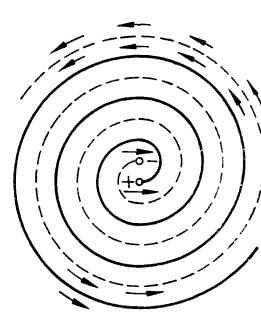
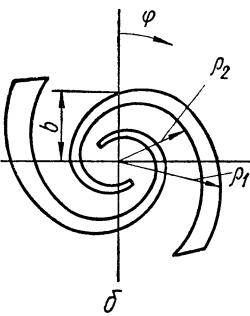


Рис. 17.18. К пояснению принципа действия двухзаходной спиральной антенны.

двумя такими кривыми, отличающимися константой b (рис. 17.17, a). Уравнение логарифмической спирали $\rho = be^{\alpha\phi}$, причем лента ограничена двумя кривыми, одна из которых ρ_2 повернута относительно другой ρ_1 на угол δ так, что $\rho_2 = \rho_1 e^{-\alpha\delta}$. У двухзаходных спиральных антенн вторая ветвь антенны повернута относительно первой на 180° .

Антenna излучает в обе стороны; для получения однонаправленного излучения спираль размещают в раскрытии резонатора.

2. Принцип действия двухзаходной архимедовой спиральной антенны объясним следующим образом. Ее можно считать двухпроводной

линией с режимом бегущей волны, причем ток в одном проводнике отстает по фазе от тока в другом, что и приводит к излучению.

Для смежных элементов двух проводников разность хода по спирали от центра равна $\Delta = \pi\rho_0$, где ρ_0 — средний радиус витка. Так как провода пытаются в центре антенны в противофазе (рис. 17.18), то разность фаз токов в смежных элементах равна $\psi = k\Delta + \pi = = (2\pi/\lambda)\Delta + \pi$. Условие синфазности $\psi = 2\pi m$ (m — целое число) имеет поэтому вид $(2\pi/\lambda)\rho_0 = 2m - 1$. При этом провода образуют **резонансные кольца** с бегущей волной тока, которые интенсивно излучают, тогда как излучения внутренних витков в большой мере взаимно компенсируются, а до внешних витков энергия не доходит (*отсечка тока*).

Практически наиболее важен первый резонанс ($m = 1$), так как он обеспечивает осевое излучение поля вращающейся поляризации.

При изменении λ пропорционально изменяется радиус резонансного кольца, а электрические параметры антенны не изменяются в весьма широкой полосе частот.

Для пояснения принципа действия логосpirальной антенны введем безразмерный радиус-вектор $\rho' = \rho/\lambda = (b/\lambda)e^{a\varphi}$ и представим его в виде $\rho' = e^{a(\varphi-\varphi_0)}$, где $\varphi_0 = a^{-1} \ln (\lambda/b)$. Из этих формул видно, что изменение λ эквивалентно изменению φ_0 , т. е. простому повороту всей спирали на угол φ_0 относительно ее оси. Характеристики антенны при этом не меняются.

Диаметр спирали приближенно должен быть равен λ_{\max} , тогда как λ_{\min} определяется размером начального витка. Так как λ_{\max} и λ_{\min} не связаны между собой, коэффициент перекрытия диапазона может быть весьма большим (более 10—20) [31].

3. ДН антенны, с одной стороны закрытой резонатором, состоит из широкого лепестка с максимумом в нормальном к спирали направлении (рис. 17.19).

4. Поляризация меняется от круговой в осевом направлении до линейной в плоскости спирали.

5. Согласование антенны с фидером, как и форма ДН, сохраняется в широком диапазоне частот.

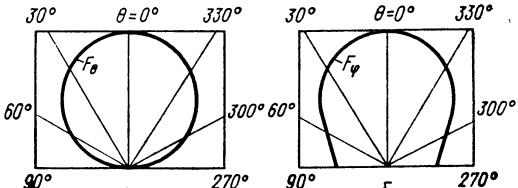


Рис. 17.19. ДН двухзаходной архimedовой спиральной антенны (3,5 витка).

1. Типы антенн показаны на рис. 17.20. Антенна состоит из *возбудителя* и *направителя*. Возбудитель передает энергию в направитель, вдоль которого движется *поверхностная* (*замедленная*) волна. Излучателем является направитель. Для согласования направителя с пространством его толщину к концу уменьшают, благодаря чему

фазовая скорость на конце приближается к скорости света и устраивается отраженная волна. Это позволяет рассматривать antennу поверхности волн как систему осевого излучения. С другой стороны ее можно отнести к апертурным antennам, рассматривая в качестве апертуры поверхность направителя и пользуясь для расчета antennы методами гл. 14.

Направитель бывает либо *диэлектрическим* (рис. 17.20, *a, в, д*), либо *металлическим ребристым* (рис. 17.20, *б, г*). Применяют диэлектрик с малыми потерями ($\operatorname{tg} \delta = 10^{-3} \div 10^{-4}$, $\epsilon' = 2,5 \div 10$)

По форме направителя antennы подразделяются на *плоские линейные* (рис. 17.20, *а, б*), *стержневые* (рис. 17.20, *в, г*) и *дисковые* (рис. 17.20, *д*).

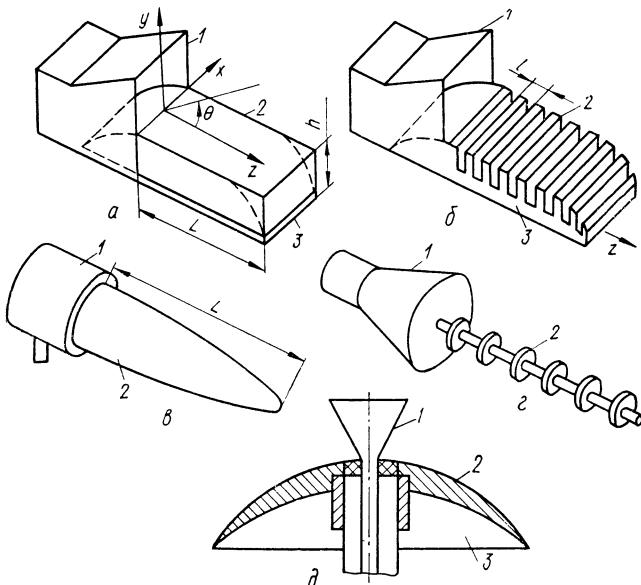


Рис. 17.20. Типы antenn поверхности волн:
1 — возбудитель; 2 — направитель; 3 — подложка.

У линейных и дисковых antenn направитель обычно располагают на *металлической подложке*.

2. Плоская линейная антenna с диэлектрическим направителем изображена на рис. 17.20, *а*. Если вектор E в раскрытии рупорного возбудителя параллелен оси y , то, как известно из теории электромагнитного поля [9], при толщине направителя $h < \lambda/2\sqrt{\epsilon' - 1}$ вдоль него будет распространяться только волна E_0 (рис. 17.21, *а*), не имеющая критической длины волны. Амплитуда поля будет экспоненциально убывать по оси y (рис. 17.21, *б*). Волна E_0 — замедленная, имеет компоненты E_y и E_z и фазовую скорость v_ϕ по оси z , определяемую из уравнения

$$\operatorname{tg}(kh\sqrt{\epsilon' - \xi^2}) = \epsilon'\sqrt{\xi^2 - 1}/\sqrt{\epsilon' - \xi^2}, \quad (17.5)$$

где $\xi = c/v_\phi$. Если $kh \rightarrow 0$, то $\xi \rightarrow 1$ и $v_\phi \rightarrow c$. Если kh растет, то $\xi \rightarrow \sqrt{\varepsilon'}$ и $v_\phi \rightarrow c/\sqrt{\varepsilon'}$. Таким образом, v_ϕ находится в пределах $c/\sqrt{\varepsilon'} \leq v_\phi \leq c$.

Пренебрегая излучением с боковых стенок и торца направителя, можно принять, что он имеет раскрыв с размерами L и a и разделяющимся распределением поля. Вдоль оси z фаза меняется по закону бегущей волны, а амплитуда неизменна (если потери в диэлектрике и подложке малы).

Тогда ДН в плоскости yz (E -плоскости) зависит только от продольного размера L и согласно теореме умножения определяется по формуле (12.8). Множитель системы $F_c(\theta)$ вычисляют по формуле (13.35) с заменой Φ на θ , а под одиночным излучателем системы пони-

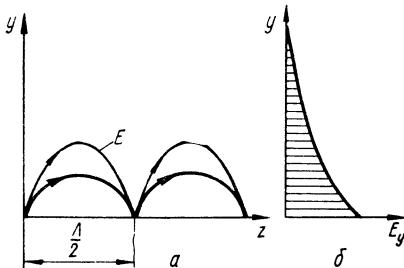


Рис. 17.21. Структура волны E_0 (а); убывание составляющей E_y по оси y (б).

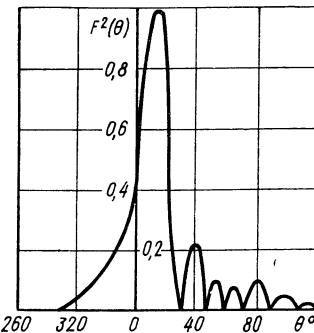


Рис. 17.22. ДН антенны поверхностных волн в E -плоскости.

мают излучатель Гюйгенса, расположенный в раскрыве антенны. Можно показать [35], что его ДН есть $F_0(\theta) = \sqrt{\xi^2 - \cos^2\theta}/\xi$. Так как максимумы функций $F_0(\theta)$ и $F_c(\theta)$ имеют место соответственно при углах $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 0^\circ$, главный лепесток ДН отклонен от подложки на некоторый угол, который тем меньше, чем больше L/λ и ξ . Типичная ДН приведена на рис. 17.22.

Если подложка длиннее направителя, то при расчете ДН нужно учитывать дифракцию волн от ее края, что заметно усложняет расчет [35].

Оптимальную длину антенны определяют по формуле (13.43).

3. Плоская линейная антенна с ребристым направителем (рис. 17.20, б) похожа на антенну, описанную в п. 2, но в ней основная поверхностная волна E_0 (рис. 17.21, а) поддерживается замедляющей ребристой структурой. Условие существования этой волны имеет вид $l < \lambda/2\xi$, где l — период структуры. Волна E_0 распространяется по оси z перпендикулярно ребрам, с фазовой скоростью, приближенно определяемой по формуле

$$\frac{c}{v_\phi} = \xi = \sqrt{1 + \left(\frac{d}{l} \operatorname{tg} kh\right)^2}, \quad (17.6)$$

где h и d — соответственно глубина и ширина канавок.

При увеличении глубины канавки v_ϕ убывает и при $h = \lambda/4$ имеем $v_\phi = 0$, что означает срыв поверхностной волны. Детальный анализ показывает [9], что отношение h/λ , при котором происходит срыв, зависит от густоты структуры, т. е. от h/l . Расчетные зависимости $1/\xi$ от h/λ приведены на рис. 17.23. Обрывы кривых соответствуют срыву волны E_0 .

При известном замедлении расчет ДН ребристой антенны такой же, как и антенны с диэлектрическим направителем.

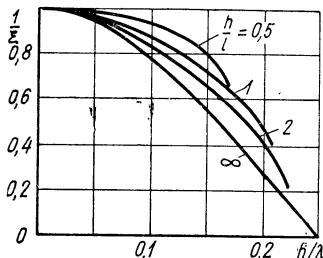


Рис. 17.23. Зависимость $1/\xi$ от параметров ребристой структуры.

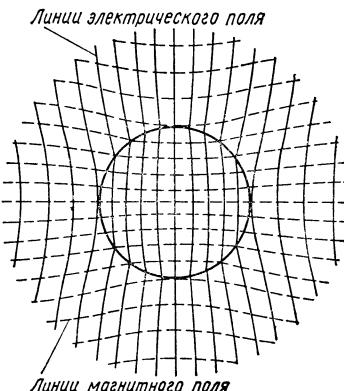


Рис. 17.24. Структура волны HE_{11} .

4. Стержневая диэлектрическая антенна (рис. 17.20, в) состоит из сплошного диэлектрического стержня, возбуждаемого отрезком волновода. При $\lambda > 10$ см питание антенны обычно осуществляют коаксиальным фидером. При этом первичным возбудителем служит несимметричный вибратор, размещаемый внутри короткозамкнутого с одной стороны отрезка волновода. Длину вибратора и его расположение выбирают по соображениям согласования с фидером. При $\lambda < 10$ см для питания антенны часто используют волновод.

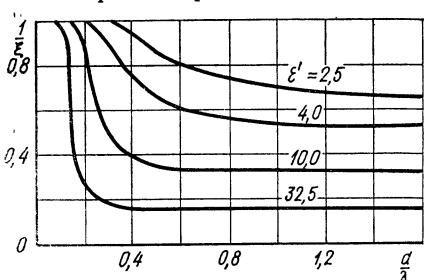


Рис. 17.25. Зависимость $1/\xi$ от отношения d/λ и ϵ' для волны HE_{11} .

При расчёте параметров антенны полагают, что вдоль стержня распространяются такие же волны, как и вдоль бесконечно длинного диэлектрического волновода. При указанном выше способе возбуждения может существовать основная несимметричная волна HE_{11} , структура которой показана на рис. 17.24 [11]. Часть энергии этой поверхностной волны переносится стержнем, а часть — пространством, окружающим стержень.

Фазовая скорость волны зависит от ϵ' , а также от отношения диаметра стержня d к длине волны. Из рис. 17.25 видно, что с уменьшением d/λ фазовая скорость приближается к скорости света. Для каждого значения ϵ' существует такая величина $d_{\min}/\lambda = 0,4 \sqrt{\epsilon' - 1}$, при которой эти скорости уже практически равны.

Диаметр стержня на его конце выбирают равным d_{\min} , что обеспечивает в стержне режим бегущих волн, а следовательно, осевое излучение антенны.

Для неискаженного формирования ДН важно, чтобы по стержню не распространялись высшие типы волн. Для этой цели диаметр стержня не должен быть больше, чем $d_{\max} = 0,6 \lambda \sqrt{\epsilon' - 1}$. Обычно диаметр стержня у его начала выбирают равным d_{\max} .

При расчете поля излучения конический стержень заменяют цилиндрическим с диаметром, равным $d = (d_{\max} + d_{\min})/2$.

Под излучающим раскрытом антенны понимают поверхность стержня. Так как касательные к ней составляющие поля известны из решений уравнений Максвелла для бесконечного диэлектрического волновода, то можно определить поле излучения стержня конечной длины [35]. Считая, что антenna есть система осевого излучения, можно ДН определить по формуле (12.8), множитель системы $f_c(\theta)$ — по формуле (13.35) с заменой Φ на θ , а множители одиночных излучателей, под которыми понимают короткие кольцевые участки поверхности стержня, — по формулам

$$\begin{aligned} F_{0E}(\theta) &= 2J_1(ka \sin \theta)/ka \sin \theta \\ F_{0H}(\theta) &= 2 \cos \theta J_1(ka \sin \theta)/ka \sin \theta \end{aligned} \quad (17.7)$$

соответственно для E -и H -плоскости. Угол θ отсчитывается от оси стержня. Обычно $L \gg a$, и форма ДН в основном определяется множителем системы. Оптимальная длина стержня определяется по формуле (13.43), а КНД — по формуле (13.40).

С помощью одностержневой антенны можно получить ширину ДН, обычно не уже 15 — 20° . Для получения более узких ДН применяют решетки стержневых излучателей.

5. Ребристо-стержневая антenna (рис. 17.20, *г*) металлическая и состоит из дисков, укрепленных на стержне. Волна HE_{11} возбуждается рупором или симметричным вибратором с дисковым рефлектором.

Расчет ДН антенны производится так же, как и для диэлектрической стержневой антенны. Необходимые для расчета значения замедления волны HE_{11} приведены в литературе [9].

Ребристо-стержневую антенну можно рассматривать как дискретную антенну с дисковыми вибраторами. Так как диски являются «толстыми», то антenna — диапазонная по направленным свойствам. Ее диапазонность по согласованию с линией питания зависит от типа возбудителя.

6. Дисковая антenna (рис. 17.20, *д*) является ненаправленной в плоскости диска и направленной в плоскостях, содержащих ось диска.

Цилиндрическая поверхностная волна распространяется от возбудителя к периферии диска. Толщина диэлектрического или ребристого направителя убывает к периферии диска для согласования с пространством, и отражения от края направителя нет. Поэтому антenna интенсивно излучает в направлении движения волны, и ДН имеет вид сплюснутого тора.

Для расчета ДН предварительно определяют замедление волны, а затем вычисляют поле излучения круглого раскрыва с бегущей волной [35].

6. Применение антенн поверхностных волн. Антенны в основном применяются на сантиметровых и отчасти дециметровых волнах. Ребристо-стержневые антенны применяются и на метровых волнах.

Особенностью антенн поверхностных волн является малая толщина направителя, что позволяет применять их в качестве маловыступающих или невыступающих антенн, например, на летательных аппаратах.

Стержневые антенны используются также как облучатели зеркальных антенн.

Недостаток антенн поверхностных волн — большие боковые лепестки, а также потери в диэлектрическом направителе.

ГЛАВА 18. ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ

18.1. Вводные замечания

Расчет параметров прямолинейной щели в тонком бесконечном экране дан в §§ 11.8, 11.9. Находят применение также *уголковые*, *П-образные*, *крестообразные*, *гантельные* щели, обычно длиной около

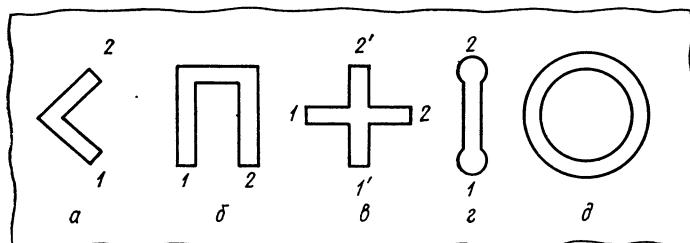


Рис. 18.1. Варианты щелевых антенн.

$\lambda/2$ (между точками 1 и 2, рис. 18.1, *а—г*) и *кольцевые щели*. Широко применяются *волноводно-щелевые* антенны.

18.2. Способы возбуждения щели

На рис. 18.2 показаны способы возбуждения щели. На метровых волнах щель можно питать двухпроводным фидером (рис. 18.2, *а*), а на ДЦВ обычно применяют коаксиальный фидер (рис. 18.2, *б*).

Считая, что распределение напряжения по полуволновой щели синусоидальное, из (11.17) и (11.44) находим, что сопротивление излучения односторонней щели равно $R_{\Sigma\text{щ}} = [2(60\pi)^2/73, 1] \sin^2 kx$, где x — удаление точек питания от конца щели (рис. 18.2, *б*). Если питать щель в середине ($x = \lambda/4$), то $R_{\Sigma\text{щ}} \approx 1000 \Omega$, что намного больше волнового сопротивления коаксиальных фидеров. Для согласования фидера с антенной точки питания смешают от ее середины.

Другой способ согласования состоит в применении щелевого аналого петлевой антенны (рис. 18.2, *в*). Известно (§ 15.3), что входное сопротивление петлевой антенны зависит от отношения диаметров ее вибраторов. По аналогии, меняя отношение ширин щелей (Δ_2/Δ_1), можно изменять входное сопротивление щелевой антенны.

На рис. 18.2, *г* показан резонаторно-зондовый метод возбуждения щели. Длина зонда $l_1 \approx \lambda/4$. Можно уменьшить длину зонда до $l_1 \approx$

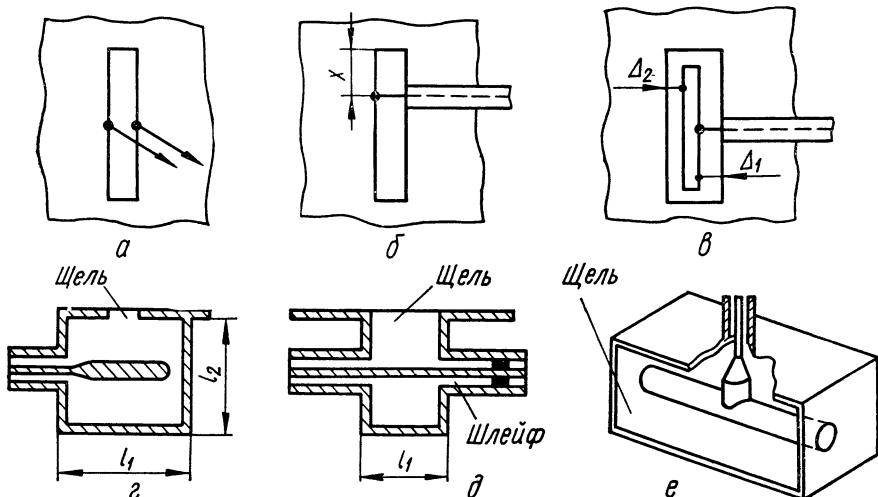


Рис. 18.2. Способы возбуждения щели.

$\approx (0,1 \div 0,15) \lambda$, настраивая его в резонанс внешним шлейфом (рис. 18.2, *д*).

Для увеличения полосы пропускания антенны увеличивают ширину щели до $(0,1 \div 0,15) \lambda$, выбирают размеры резонатора l_1 и l_2 не менее $\lambda/4$, применяют толстый зонд или Т-образный возбудитель (рис. 18.2, *е*). Каждая половина возбудителя вместе с резонатором образует отрезок длинной линии, входная реактивная проводимость которой в некоторой полосе частот компенсирует реактивную проводимость щели. Антenna перекрывает двухкратный диапазон волн при $K_{6B} \geq 0,5$.

18.3. Излучение щелей, прорезанных в металлических телах конечных размеров

1. Реальные излучатели располагаются на телах конечных размеров. При этом принцип двойственности, строго говоря, не применим, и для определения поля излучения разработаны другие, приближенные методы.

2. Метод поверхностных токов заключается в том, что поле излучения антенны находят как сумму поля собственно щели (магнитного вибратора) и поля токов, обтекающих конечный экран, в котором прорезана щель. При этом считают, что распределение токов на конечном

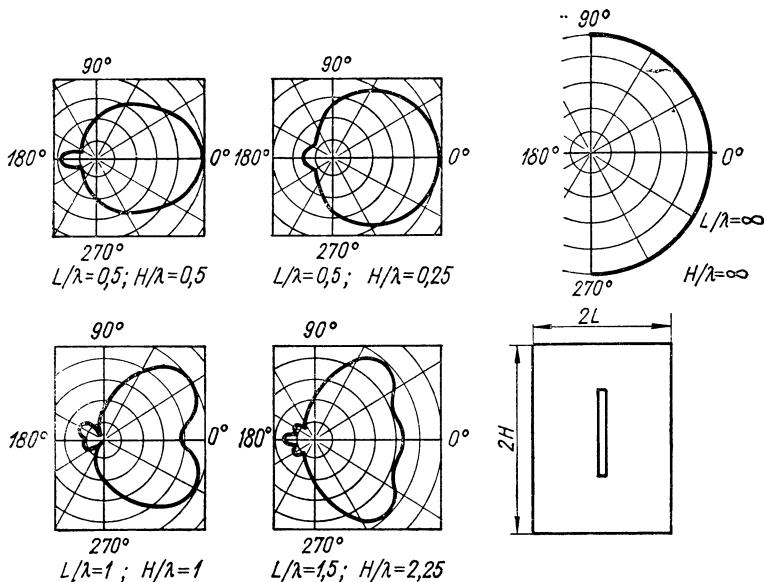


Рис. 18.3. ДН полуволновой щели в прямоугольном экране.

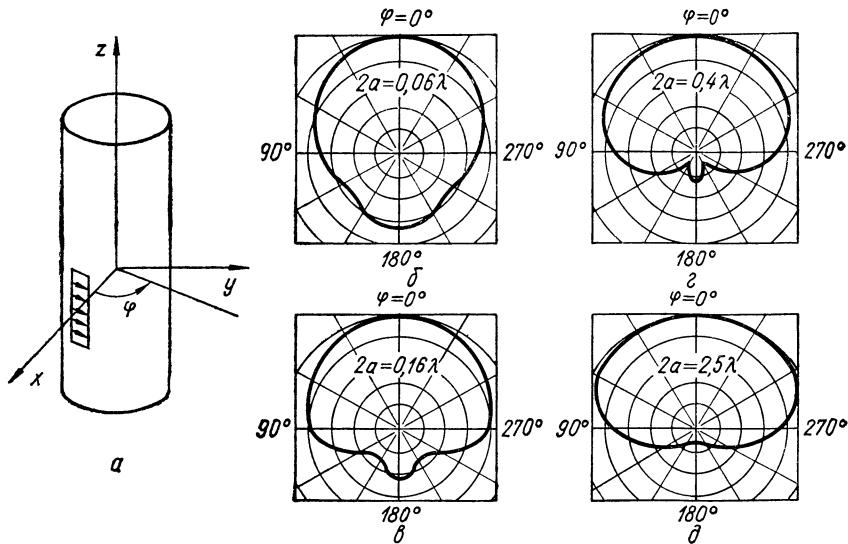


Рис. 18.4. ДН продольной щели в круглом цилиндре.

экране такое же, как и на соответствующей части бесконечного экрана, т. е. пренебрегают отражением от кромок экрана.

Опуская ввиду громоздкости расчетные формулы, приведем ДН односторонней полуволновой щели в плоскости, перпендикулярной ее оси. Из рис. 18.3 видно, что большая часть энергии излучается в то полупространство, куда обращена щель; затеняющее действие

экрана тем сильнее, чем больше $2L/\lambda$. При $L \rightarrow \infty$ ДН — полуокружность (ср. с рис. 11.12).

3. Дифракционный метод объясним на примере элементарной ($2l \ll \lambda$) продольной щели, прорезанной в бесконечном полом цилиндре (рис. 18.4, а). Пусть с направления (θ, φ) на цилиндр падает плоская волна и путем решения задачи дифракции волны от цилиндра найдено поле у щели, а значит и напряжение, наведенное в ней $U(\theta, \varphi) = U_0 F(\theta, \varphi)$. Тогда согласно принципу взаимности щель в режиме передачи излучает поле, нормированная зависимость которого от направления есть $F(\theta, \varphi)$, т. е. $F(\theta, \varphi)$ — это ДН щели.

Задача дифракции решена для ряда тел правильной геометрической формы (цилиндр, сфериод, шар, клин, лента и др.), причем ДН обычно выражается в виде ряда функций, вид которых зависит от формы тела. Например, для продольной щели в круглом цилиндре ДН в экваториальной плоскости имеет вид $f(\varphi) = \left| \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n \cos n\varphi / H_n^{(2)}(ka) \right|$,

где $H_n^{(2)}$ — производная функции Ганкеля второго рода, a — радиус цилиндра, $\varepsilon_n = 1$ при $n = 0$ и $\varepsilon_n = 2$ при $n \neq 0$.

Расчеты показывают (рис. 18.4), что экранирующее действие тем сильнее, чем больше a/λ .

18.4. Волноводно-щелевые антенны

1. Возбуждение щелей в волноводе. Щели можно прорезать в любых волноводах, но обычно применяются прямоугольные волноводы с волной H_{10} . Картина поверхностных токов на внутренней стороне

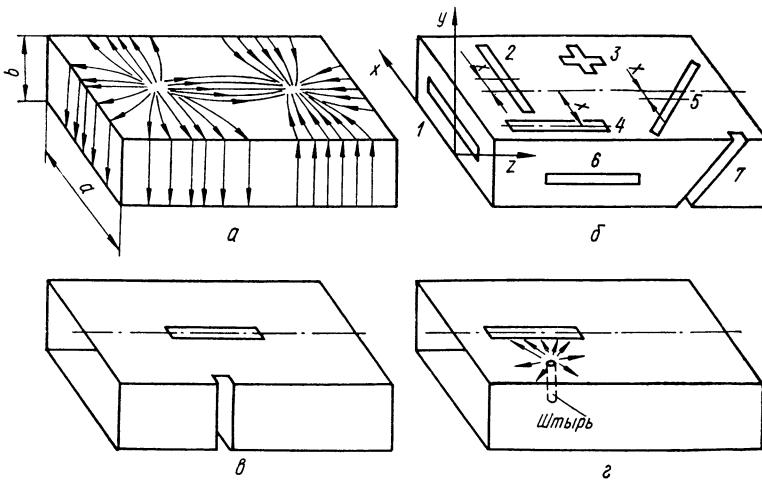


Рис. 18.5. Щели в волноводе.

стенок показана на рис. 18.5, а. Варианты излучающих щелей (пересекающих линии тока) показаны на рис. 18.5, б, а неизлучающих щелей — на рис. 18.5, в.

При режиме *стоячих* волн в волноводе для более сильного возбуждения щели ее координата z должна совпадать с пучностью той составляющей тока, которая пересекает щель. В режиме *бегущих* волн щель будет возбуждаться одинаково при любом значении ее координаты z .

Продольная щель 4 в широкой стенке волновода возбуждается поперечной составляющей тока. Так как поверхностная плотность этой составляющей изменяется по закону $J_x = J_{x0} \sin(\pi x/a)$, то возбуждение щели тем сильнее, чем больше удаление щели от средней линии широкой стенки, причем щель, расположенная вдоль средней линии, не возбуждается.

Интенсивность возбуждения продольной щели 6 в узкой стенке не зависит от ее смещения поперек этой стенки, так как плотность тока J_y по ширине стенки не меняется.

Поперечная щель в широкой стенке возбуждается продольной составляющей тока. Так как плотность этой составляющей изменяется по закону $J_z = J_{z0} \cos(\pi x/a)$, то возбуждение щели тем сильнее, чем ближе она к средней линии.

Интенсивность возбуждения наклонной щели 7 зависит от угла наклона, а наклонно-смещенной щели 5 — как от угла наклона, так и величины смещения щели от средней линии. Резонансная длина щели близка к $\lambda/2$ в воздухе и несколько зависит от расположения щели на стенке волновода.

Все упомянутые щели излучают поле линейной поляризации. Поле вращающейся поляризации излучает крестообразную щель 3. Она состоит из двух взаимно перпендикулярных щелей. Одна из них возбуждается продольным током, другая — поперечным. Так как плотности токов J_z и J_x меняются по синусоидальному и, соответственно, синусоидальному законам, то можно расположить щели на таком удалении от средней линии, на котором $J_z = J_x$. А так как сдвиг фаз между токами J_z и J_x равен $\pi/2$, то ясно, что крестообразная щель излучает поле круговой поляризации.

Щель, расположенную вдоль линий поверхностного тока, также можно возбудить, располагая ее вблизи нее металлический штырь таким образом, чтобы поле волновода наводило в нем э. д. с., а следовательно, и ток. Растекающиеся от штыря радиальные поверхностные токи пересекают щель и возбуждают ее — рис. 18.5, г.

2. ДН одиночной полуволновой щели, прорезанной в стенке волновода, можно приближенно определить, заменяя волновод прямоугольной пластиной или эллиптическим цилиндром и пользуясь для расчета методами предыдущего параграфа. Обычно в H -плоскости ДН имеет вид половины восьмерки, а в E -плоскости в зависимости от ориентации щели подобна одной из ДН, изображенных на рис. 18.3.

3. Эквивалентные параметры щелей в волноводе. Проводимость излучения во внешнее пространство щели, прорезанной в стене волновода, может быть приближенно определена по формуле (11.44). Щель представляет собой нагрузку для волновода, в общем случае комплексную. Если щель резонансная, т. е. ее длина близка к $\lambda/2$, то нагрузка является активной. Предположим, что волновод нагружен на согласо-

ванную нагрузку. Тогда мощность падающей со стороны генератора волны частично отражается от щели в сторону генератора, частично проходит по волноводу мимо щели и частично излучается в свободное пространство.

Воспользуемся аналогией между волноводом и двухпроводной линией и отметим, что такое же распределение мощностей получается, когда в некотором сечении линии подсоединенны сосредоточенные сопротивления, мощность потерь в которых равна мощности излучения щели. Анализ показывает [1], что в общем случае щель следует заменить четырехполюсником, однако иногда допустима замена в

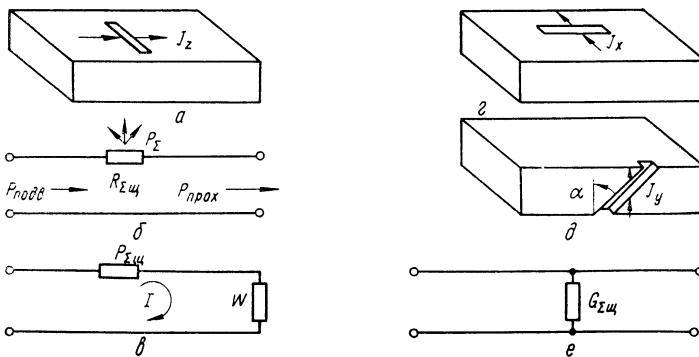


Рис. 18.6. Щели в волноводе и их эквивалентные схемы.

виде сосредоточенного сопротивления (проводимости). Например, поперечная щель в широкой стенке волновода (рис. 18.6, а) возбуждается *продольной* составляющей тока. В длинной линии продольный ток проходит через последовательно включенное сопротивление. Поэтому поперечная щель эквивалентна сопротивлению, включенному в линию *последовательно* (рис. 18.6, б).

Аналогично щели, возбуждаемые *поперечной* составляющей поверхности тока, можно заменить проводимостью, включенной в линию *параллельно*. Такой способ возбуждения характерен для продольной щели в широкой стенке волновода (рис. 18.6, г) и наклонной (в частности, продольной) щели в узкой стенке волновода (рис. 18.6, д).

Пусть поперечная щель в широкой стенке волновода имеет резонансную длину и потому на эквивалентной схеме может быть представлена последовательным сопротивлением $R_{\Sigma\text{щ}}$.

Обозначим подводимую по волноводу мощность $P_{\text{подв}}$, излученную щелью мощность P_{Σ} и проходящую мимо щели по согласованному с нагрузкой волноводу $P_{\text{прох}}$. Заменяя часть волновода, расположенную справа от щели (рис. 18.6, а), сопротивлением, равным волновому сопротивлению волновода W , получим эквивалентную схему, изображенную на рис. 18.6, в.

Очевидно, что $P_{\Sigma} = 0,5I^2R_{\Sigma\text{щ}}$, $P_{\text{прох}} = 0,5I^2W$ и нормированное сопротивление щели равно $r_{\text{щ}} = R_{\Sigma\text{щ}}/W = P_{\Sigma}/P_{\text{прох}}$. Так как $P_{\text{прох}} \approx P_{\text{подв}} - P_{\Sigma}$, то

$$r_{\text{щ}} \approx P_{\Sigma}/(P_{\text{подв}} - P_{\Sigma}). \quad (18.1)$$

Можно показать, что формула (18.1) пригодна также для определения нормированной проводимости продольной щели.

Определяя мощность излучения и подводимую мощность через напряженность магнитного поля в волноводе [1], можно получить формулы для расчета нормированных величин проводимостей и сопротивлений щелей. Например, для продольной щели в широкой стенке волновода

$$g_{\text{щ}} = 2,09 \frac{a}{b} \frac{\Lambda}{\lambda} \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\Lambda} \right) \sin \left(\frac{\pi x}{a} \right), \quad (18.2)$$

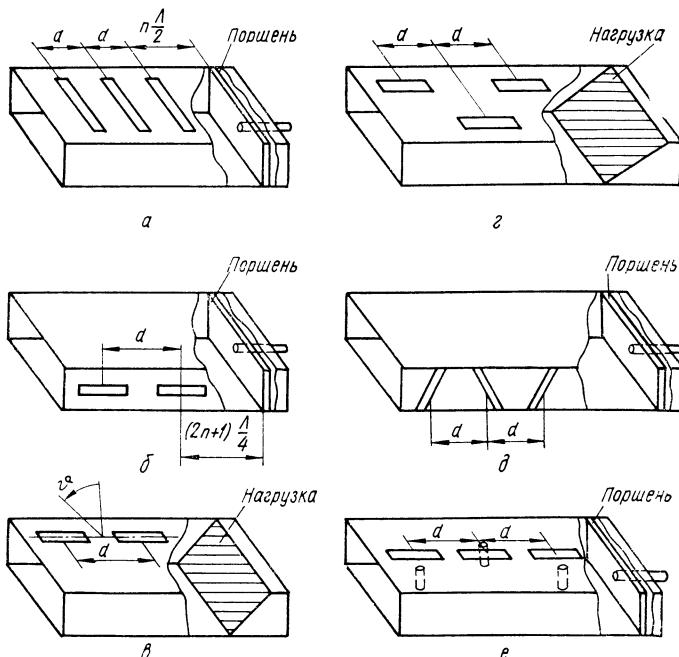


Рис. 18.7. Многощелевые антенны.

где $\Lambda = \lambda \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$, а x — смещение щели от средней линии волновода.

4. Прямолинейные многощелевые антенны (рис. 18.7) применяют для формирования узких ДН в плоскостях, содержащих ось волновода; в плоскости, перпендикулярной этой оси, ДН остается широкой. Игольчатую ДН можно сформировать, располагая параллельно ряд щелевых волноводов, образующих плоскостную антенну решетку.

Синфазное возбуждение щелей можно осуществить двумя способами: либо выбрать расстояние d между соседними щелями, равное Λ , и расположить их идентично вдоль стенки волновода (рис. 18.7, *a*, *b*, *c*), либо выбрать расстояние, равное $\Lambda/2$, а дополнительный сдвиг фаз на π реализовать за счет неидентичного расположения щелей (рис. 18.7, *d*, *e*). Эти антенны называют *прямофазными* и, соответственно, *переменнофазными*.

В случае «шахматного» расположения продольных щелей в широкой стенке волновода (рис. 18.7, *г*) дополнительный сдвиг фаз, равный π , достигается за счет того, что поперечная составляющая поверхностного тока меняет свое направление на обратное при переходе средней линии (рис. 18.5, *а*). При встречно наклонном расположении щелей через $\Lambda/2$ на узкой стенке волновода (рис. 18.7, *д*) также достигается их синфазное возбуждение. Продольные щели на средней линии широкой стенки волновода можно синфазно возбудить, размещая возбуждающие штыри по разные стороны щелей (рис. 18.7, *е*).

Достоинством антенн, изображенных на рис. 18.7, *г*, *д*, *е*, является малое расстояние между соседними щелями, что позволяет устраниТЬ побочные главные лепестки (см. § 13.2).

Синфазные антенны обычно работают в режиме стоячей волны, для обеспечения которого в конце антенны устанавливается короткозамыкающий поршень (см., например, рис. 18.7, *а*, *б*, *д*, *е*).

Синфазные многощелевые антенны являются *резонансными* (узко-полосными) антеннами. Это объясняется тем, что отражения от щелей, расположенных на удалении Λ или $\Lambda/2$, складываются в фазе и поэтому при небольшом изменении частоты нарушается согласование антennы с питающим волноводом.

Лучшими диапазонными свойствами обладают *нерезонансные* антенны. У них щели располагаются на расстоянии d , несколько большем или меньшем $\Lambda/2$. Поэтому отражения от отдельных щелей складываются не в фазе и в некоторой полосе частот происходит взаимная компенсация отражений.

Чтобы устранить влияние волн, отраженной от конца антенны, применяют согласованную с антенной поглощающую нагрузку (см., например, рис. 18.7, *в*, *г*). Обычно в ней теряется 5—7% мощности антенны.

5. ДН многощелевой антенны в плоскости, перпендикулярной раскрыту и содержащей ось волновода (продольной плоскости), можно рассчитывать по формулам, выведенным в гл. 13 для антенных решеток. Для расчета множителя решетки в случае равноамплитудной волноводно-щелевой антенны применимы формулы (13.7) и (13.21). Влияние на ДН многощелевой антенны направленных свойств одиночной щели невелико. В первом приближении можно считать, что в продольной плоскости одиночная щель имеет такие же направленные свойства, как и при ее расположении в бесконечном экране (см. § 11.8).

6. Эквивалентные схемы многощелевых антенн. Используя аналогию между волноводом и длинной линией, можно представить многощелевую антенну в виде линии, вдоль которой включен ряд сосредоточенных нагрузок, соответствующих щелям. Так, например, резонансным антеннам, изображенным на рис. 18.7, *а*, *б*, соответствуют эквивалентные схемы, представленные на рис. 18.8, *а*, *б*. Последовательные сопротивления (и параллельные проводимости), включенные в линии на удалении Λ или $\Lambda/2$ друг от друга при пересчете к точкам включения первой нагрузки, складываются. Таким образом, нормированное входное сопротивление антенны с поперечными настроенными щелями равно $r = nr_{\text{щ}}$, где n — число щелей, а нормированная входная про-

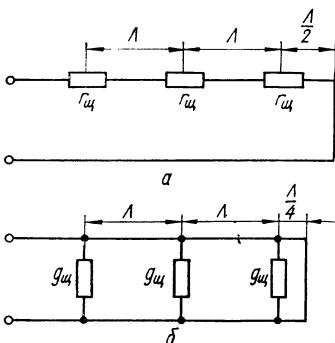


Рис. 18.8. Эквивалентные схемы многощелевой антенны с поперечными (а) и продольными (б) щелями.

водимость антенны с продольными настроенными щелями на широкой стенке или наклонными щелями на узкой стенке равна $g = ng_{\text{щ}}$.

Для того чтобы антenna была согласована с питающим ее волноводом, необходимо выполнить условия $nr_{\text{щ}} = 1$ и $ng_{\text{щ}} = 1$. Из этих соотношений можно определить $r_{\text{щ}}$ и $g_{\text{щ}}$, а затем по форму-

лам типа (18.2) определить расположение щелей на стенке волновода. В случае, когда связь отдельных щелей с волноводом различна (например, при неравноамплитудном распределении поля по раскрыву антенны), расчет согласования антенны с питающим волноводом несколько усложняется [1, 16].

ГЛАВА 19. АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ

19.1. Вводные замечания

Излучение плоской апертуры было рассмотрено в гл. 14. Данная глава посвящена основным типам апертурных антенн: рупорным, линзовым и зеркальным.

19.2. Рупорные антенны

1. Основные типы рупорных антенн изображены на рис. 19.1, а, б, в, г.

Для пояснения принципа действия рупорной антенны рассмотрим ее продольное сечение (рис. 19.1, д). Энергия от генератора через отрезок волновода поступает к горловине рупора и распространяется вдоль него в виде расходящейся волны. Небольшая часть энергии от-

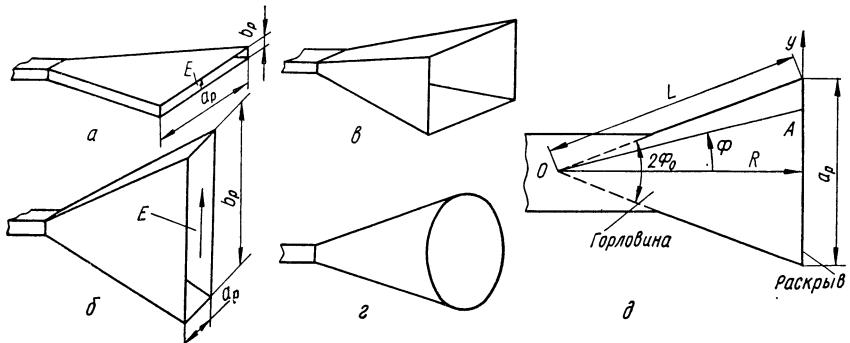


Рис. 19.1. Типы рупорных антенн (а, б, в, г) и их продольное сечение (д).

ражается от горловины в сторону генератора. Коеффициент отражения тем больше, чем больше *угол раскрыва* рупора $2\Phi_0$.

Достигнув раскрыва, энергия излучается в свободное пространство, но часть ее отражается в сторону генератора. При большом *размере раскрыва* в H -плоскости (a_p) коеффициент отражения от него мал, т. е. рупор согласует волновод со свободным пространством.

Кроме волны основного типа, вблизи неоднородностей возникают и высшие типы волн. Обычно угол раскрыва и *длину рупора* (R) выбирают так, чтобы возникшие у горловины высшие типы волн быстро затухали и не искали распределение поля в раскрыве.

Расчет поля излучения рупора обычно производят апертурным методом (см. гл. 14). Для этого нужно знать распределение поля в раскрыве рупора.

2. Электромагнитное поле в рупоре определяют, считая его таким же, как у рупорной линии бесконечной длины, для которой известно решение уравнений Максвелла. Рассмотрим результаты этого решения.

На рис. 19.2 показана структура поля в H -секториальном рупоре, питаемом волноводом с волной H_{10} . В волноводе волна — *плоская*,

а в рупоре — *цилиндрическая*, т. е. фронт волны образует часть поверхности цилиндра, ось которого проходит через *вершину* рупора (точку O на рис. 19.1, ∂). Поэтому поле в рупоре выражается через цилиндрические функции — функции Ганкеля. Заменяя их асимптотическими формулами, можно получить следующее выражение для электрического поля, пригодное для большого расстояния от вершины рупора:

$$E_x(\rho) = \frac{B}{\sqrt{\rho}} \cos\left(\frac{\pi}{2\Phi_0} \Phi\right) e^{-ik\rho}, \quad (19.1)$$

где величина B характеризует амплитуду поля в точке M на удалении ρ от вершины. Фазовая скорость в каждом сечении рупора примерно такая же, как у волны H_{10} в волноводе с *равным* размером широкой стенки, т. е. убывает от величины $v_\phi = c/\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$ и практически равна c уже на небольшом удалении от горловины (обычно $a_p \gg \lambda$).

Для любой точки A в раскрыве рупора (рис. 19.1, ∂) $\rho = \sqrt{R^2 + y^2}$. Учитывая также, что при $2\Phi_0 < 60^\circ$ можно положить $\Phi_0 \approx \operatorname{tg} \Phi_0 = a_p/2R$; $\Phi \approx \operatorname{tg} \Phi = y/R$; $y \ll R$; $\rho \approx R + y^2/2R$, формулу (19.1)

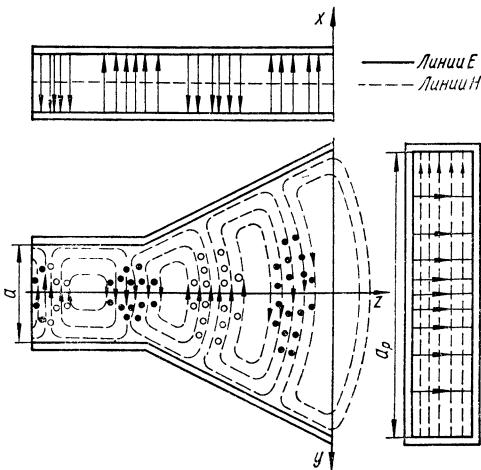


Рис. 19.2. Структура поля в H -секториальном рупоре.

представим в виде

$$\dot{E}_x(y) \approx E_0 \cos(\pi y/a_p) e^{-iky^2/2R}. \quad (19.2)$$

Здесь E_0 — амплитуда поля в центре раскрыва. Фазовый множитель e^{-ikR} опущен. Амплитудное распределение поля в раскрыве почти такое же, как в прямоугольном волноводе, а фаза к краям раскрыва из-за разности хода лучей, равной $\rho - R \approx y^2/2R$, убывает по квадратичному закону $\Delta\phi \approx -ky^2/2R$.

В E -секториальном рупоре (рис. 19.1, б) волна также цилиндрическая, но так как размер рупора в H -плоскости не изменяется, то фа-

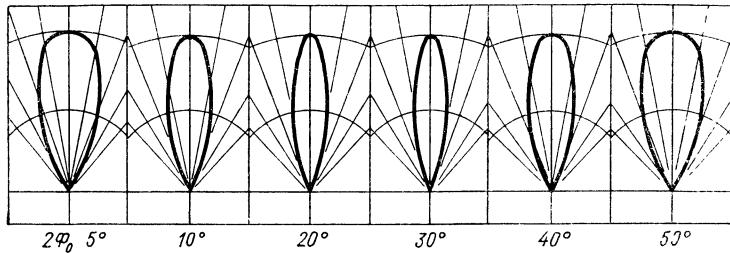


Рис. 19.3. ДН H -секториального рупора.

зовая скорость в рупоре такая же, как в питающем волноводе. Нетрудно получить следующее приближенное выражение поля в раскрыве рупора:

$$E_x(x, y) = E_0 \cos(\pi y/a_p) e^{-ik'x^2/2R}, \quad (19.3)$$

где $k' = 2\pi/\Lambda$; Λ — длина волны в рупоре.

Пирамидальный рупор (рис. 19.1, в) можно считать сочетанием E - и H -секториальных рупоров, тогда в его раскрыве распределение поля в E -плоскости такое же, как у E -секториального рупора, в H -плоскости — как у H -секториального рупора, а фронт волны — сферический.

Конический рупор (рис. 19.1, г) обычно возбуждается круглым волноводом с волной H_{11} . Ввиду осевой симметрии антенны она отличается неустойчивостью плоскости поляризации. Амплитудное распределение в раскрыве примерно такое же, как у круглого волновода, а фаза убывает к краям раскрыва по квадратичному закону.

3. Поле излучения H -секториального рупора можно определить по формулам (14.7) и (14.8), подставляя в них вместо E_S значение $\dot{E}_x(y)$ из (19.2). Так как $E_x(y)$ от x не зависит, то ДН в E -плоскости такая же, как для равноамплитудного синфазного раскрыва (14.20). Формула ДН в H -плоскости выражается через интегралы Френеля и ввиду громоздкости здесь не приводится.

На рис. 19.3 приведены ДН в H -плоскости рупора длиной 10λ при различных углах раскрытия. Характерным является наличие *оптимального* угла $2\Phi_{\text{опт}}$, при котором ширина ДН минимальна. Это объясняется тем, что при малых $2\Phi_0$ поле в раскрыве почти синфазное и

увеличение $2\Phi_0$ приводит к сужению ДН из-за роста размера раскрыва. Однако при больших $2\Phi_0$ ДН расширяется из-за фазовых искажений.

КНД и КИП H -секториального рупора можно определить по формулам (14.11) и (14.13), подставляя в них вместо \dot{E}_S величину $\dot{E}_x(y)$ из (19.2). На рис. 19.4 приведены зависимости величины $D_H \frac{\lambda}{b_p}$ от отношения a_p/λ для разных длин рупора. Наличие оптимального по КНД рупора объясняется теми же причинами, что и наличие рупора оптимального по ширине ДН.

У любого оптимального H -секториального рупора наибольшая несинфазность (на краях раскрыва) равна $\psi_{\max} = 3\pi/4$. Так как $\psi_{\max} = k[\sqrt{R^2 + (a_p/2)^2} - R]$, то, полагая $(a_p/2)^2 \ll R^2$, можно для длины оптимального рупора получить формулу $R_{\text{опт}} = a_p^2/3\lambda$.

КИП оптимального H -секториального рупора равен 0,64, а ширина ДН в H -плоскости $2\theta_{0.5} = 80 \lambda/a_p$ град.

Поле излучения E -секториального рупора можно определить, подставляя в (14.7) и (14.8) вместо \dot{E}_S значение $\dot{E}_x(x, y)$ из (19.3). Так как распределение $\dot{E}_x(x, y)$ разделяющееся и по оси x меняется только фаза по квадратичному закону, а по оси y только амплитуда по косинусоидальному закону, то ДН можно рассчитать в E -плоскости по формуле (14.46), заменив b на b_p , а в H -плоскости — по формуле (14.27), заменив a на a_p и полагая $\Delta = 0$.

КНД и КИП E -секториального рупора можно определить по формулам (14.11) и (14.13), подставляя в них вместо \dot{E}_S значение $\dot{E}_x(x, y)$ из (19.3). Зависимость КНД от размера раскрыва похожа на аналогичную зависимость для H -секториального рупора, но условие оптимальности более жесткое ($\psi_{\max} = \pi/2$), что объясняется более сильным влиянием несинфазности из-за равноамплитудного распределения в E -плоскости.

КНД пирамидального рупора (рис. 19.1, *в*) с размерами раскрыва a_p и b_p можно выразить через КНД E - и H -секториальных рупоров с теми же размерами раскрыва

$$D = \frac{\pi}{32} \left(D_H \frac{\lambda}{b_p} \right) \left(D_E \frac{\lambda}{a_p} \right). \quad (19.4)$$

Если несинфазность на краях раскрыва составляет в E - и H -плоскостях соответственно $\pi/2$ и $3\pi/2$, то пирамидальный рупор называют *оптимальным*: при заданной длине он имеет наибольший КНД. КИП такого рупора $q_{\text{опт}} = 0,5$.

4. Открытый конец волновода (рис. 19.5, *а*) можно считать рупором с углом раскрыва, равным нулю. Тогда поле в раскрыве описы-

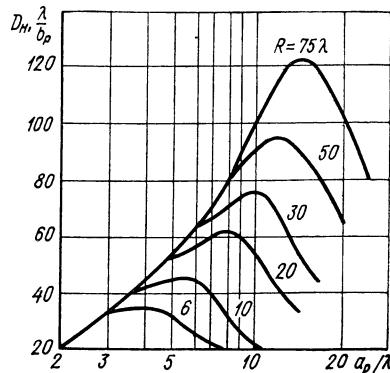


Рис. 19.4. Зависимость КНД H -секториального рупора от его размеров.

вается формулой (14.26), в которой $\Delta = 0$. ДН в E - и H -плоскостях описываются формулами (14.20) и, соответственно, (14.27) с заменой выражения $(1 + \cos \theta)$ — ДН излучателя Гюйгенса в свободном пространстве — на $(1 + \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2} \cos \theta)$ для E -плоскости и $(\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2} + \cos \theta)$ — для H -плоскости.

Результаты расчета ДН для волновода со стандартными размерами $a/\lambda = 0,71$ и $b/\lambda = 0,32$ приведены на рис. 19.5, б, где 1 — в E -плоскости, 2 — в H -плоскости. Из формулы (14.28), полагая $\Delta = 0$, найдем, что КИП = 0,81.

5. Применение рупорных антенн. Рупорные антенны просты по конструкции, широкополосны, обладают высоким к. п. д. и малыми

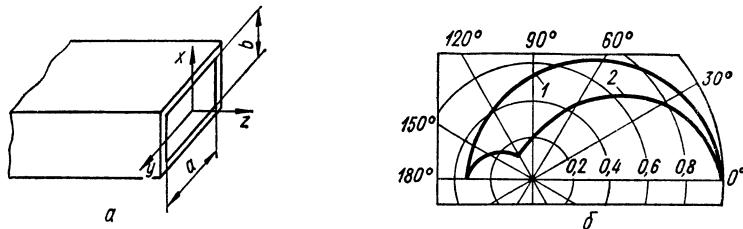


Рис. 19.5. Открытый конец волновода (а) и его ДН (б).

боковыми лепестками. Из-за несинфазности поля в раскрыве эти антенны применяются для формирования относительно широких ДН (10—20°). Часто они используются в измерительных приборах, а также как облучатели зеркальных и линзовых антенн. Открытый конец волновода применяется в качестве слабонаправленного излучателя, а также как элемент антенной решетки.

19.3. Линзовые антенны

1. Основные типы линзовых антенн показаны на рис. 19.6. *Фокусирующая* линза преобразует расходящийся пучок лучей в параллельный (рис. 19.7), т. е. волну с неплоским фронтом в плоскую волну (при передаче) или наоборот (при приеме).

Осесимметричные линзы образуют вращением профиля линзы вокруг ее оптической оси (рис. 19.6, а, в, е), *цилиндрические* — перемещением профиля вдоль прямой (рис. 19.6, б, г, д).

Антенна состоит из линзы и облучателя, излучающего сферические (точечный облучатель) или цилиндрические (линейный облучатель) волны и совмещенного с фокусом или, соответственно, фокальной линией линзы. Облучатель должен направлять на линзу как можно большую часть излученной им мощности, так как мощность, не перехватываемая линзой, локализуется в боковых лепестках. Некоторые варианты облучателей показаны на рис. 19.6.

Поверхность линзы, обращенную к облучателю, называют *освещенной*, а другую, являющуюся раскрывом, *тениевой*. Расстояние от *вершины* линзы (точки O на рис. 19.7) до ее фокуса называют *фокус-*

ным расстоянием. Угол между центральным и краевым лучами (Φ_0) называют углом раскрыва линзы.

Параллельный пучок лучей можно получить преломлением лучей на одной поверхности линзы или на обеих. Линзу называют одноповерхностной или, соответственно, двухповерхностной.

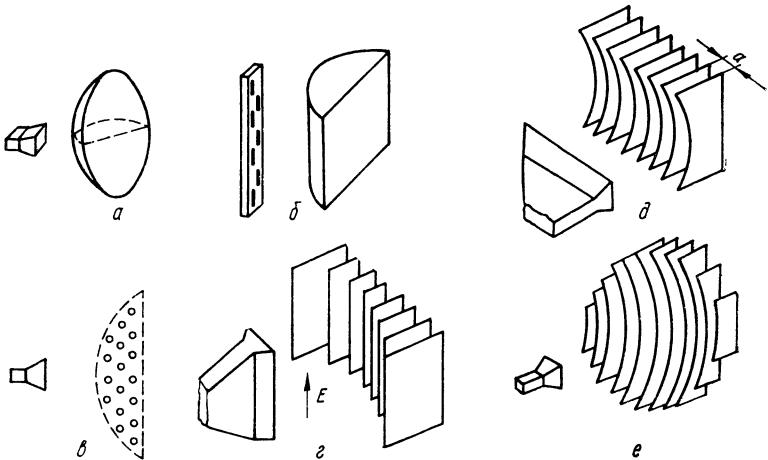


Рис. 19.6. Типы линзовых антенн.

Условие фокусировки (равенство оптических путей всех лучей от облучателя до плоского раскрыва) можно выполнить, либо увеличивая оптический путь центральных лучей сильнее, чем периферийных, либо уменьшая его для периферийных лучей сильнее, чем для центральных. Первый способ применяется в замедляющих линзах, в которых фазовая скорость v_ϕ меньше скорости света c , а коэффициент преломления $n > 1$, второй способ — в ускоряющих линзах, в которых $v_\phi > c$ и $n < 1$. Применяются также геодезические линзы, у которых $v_\phi = c$, а условие фокусировки выполняется путем выравнивания геометрических путей от облучателя до раскрыва.

Если по объему линзы $n = \text{const}$, то она называется однородной; в противном случае — неоднородной.

Из замедляющих линз применяются диэлектрические (рис. 19.6, а, б) и металлодиэлектрические (рис. 19.6, в), из ускоряющих — металлокластичные (рис. 19.6, г, д, е).

2. Уравнение профиля одноповерхностной линзы выведем из условия, что фазы полей в точках A и O' (рис. 19.7, а) одинаковы, а следовательно, одинаковы и в точках A' и O'' , ибо $AA' = O'O''$. Условие

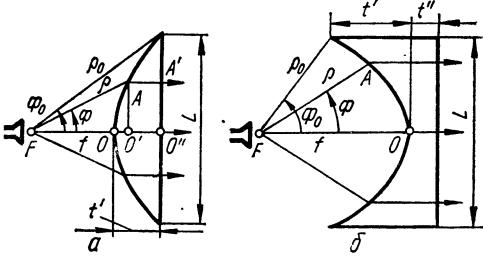


Рис. 19.7. Профили линз:
а — замедляющий ($n > 1$), б — ускоряющей ($n < 1$).

равенства оптических путей $\rho = f + nOO'$ с учетом соотношений $OO' = FO' - f$ и $FO' = \rho \cos \Phi$ приводит к формуле

$$\rho = f(n - 1)/(n \cos \Phi - 1). \quad (19.5)$$

При $n > 1$ — это уравнение гиперболы, а при $n < 1$ — эллипса с эксцентриситетом, равным n , и центром полярной системы координат ρ, Φ , совпадающим с дальним фокусом гиперболы (эллипса).

Толщину линзы определим из соотношения $t' = |\rho_0 \cos \Phi_0 - f|$. Определяя f из (19.5) и учитывая, что $\rho_0 = L/2 \sin \Phi_0$, где L — размер раскрыва, получаем

$$t' = \frac{L}{2|n-1|} \operatorname{tg} \frac{\Phi_0}{2}. \quad (19.6)$$

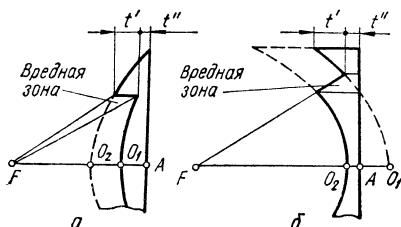


Рис. 19.8 Зонированные линзы:
а — замедляющая, б — ускоряющая.

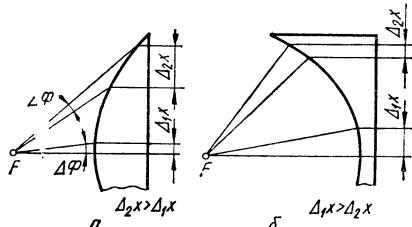


Рис. 19.9 К определению амплитудного распределения в раскрыве замедляющей (а) и ускоряющей (б) линз.

Формулы (19.5) и (19.6) справедливы и при $n > 1$, и при $n < 1$. При заданной величине L , зависящей от требуемой ширины ДН, толщина линзы t' тем меньше, чем больше n отличается от единицы. Однако при этом растут и отражения от поверхностей линзы. Поэтому обычно выбирают $n < 2$ и $n > 0.5$. Величину t'' (рис. 19.7, б) выбирают из конструктивных соображений. Тонкую линзу можно получить, уменьшая угол Φ_0 , но при этом растет продольный размер антенны. Обычно считают приемлемым, когда $f \approx L$.

С ростом размера раскрыва толщина линзы, а значит ее вес и потери в ней растут. Толщину можно уменьшить зонированием линзы [удалением части материала (рис. 19.8)], а для сохранения синфазности поля в раскрыве оптические пути лучей, проходящих через разные зоны, отличаются на целое число длин волн.

Найдем профиль линзы, учитывая, что на отрезке FO_1 (рис. 19.8, а) до зонирования оптический путь составлял $FO_2 + nO_2O_1$, а после зонирования — FO_1 . Пусть разность этих путей равна λ , тогда $(FO_2 + nd_3) - FO_1 = \lambda$, где толщина зоны $d_3 = O_2O_1$. Так как $FO_2 = FO_1 - d_3$, то

$$d_3 = \lambda / |n - 1|. \quad (19.7)$$

Эта формула пригодна при $n > 1$ и при $n < 1$.

Фокусное расстояние второй зоны $f_2 = FO_2$ и первой зоны $f_1 = FO_1$ связаны равенством $f_2 = f_1 - d_3$. Ясно, что для m -й зоны получим

$$f_m = f_1 - (m - 1)d_3 = f_1 - (m - 1)\lambda / |n - 1|. \quad (19.8)$$

Эта формула описывает при $n > 1$ семейство гипербол, а при $n < 1$ семейство эллипсов с фокусом в одной точке и эксцентриситетом n .

Нетрудно получить для полной толщины зонированной линзы формулу

$$t = t' + t'' \approx \lambda / |n - 1| + t''. \quad (19.9)$$

Недостаток зонированной линзы состоит в наличии вредных зон, на которых лучи рассеиваются (рис. 19.8, а) или отсутствуют (рис. 19.8, б), что приводит к падению КНД и росту боковых лепестков.

3. Распределение амплитуд поля в раскрыве определим для цилиндрической линзы, облучатель которой имеет ДН по мощности $p(\Phi)$, где $p(\Phi)$ — угловая плотность мощности на участке единичной длины фокальной оси. Пусть $\Pi(x_s)$ — плотность потока мощности в раскрыве линзы. Тогда условие энергетического баланса в трубке лучей (рис. 19.9) имеет вид $p(\Phi) \Delta\Phi = \Pi(x_s) \Delta x_s$ или, переходя к дифференциалам, получаем $\Pi(x_s) = p(\Phi) d\Phi / dx_s$. Учтем, что $\Pi(x_s) = E_s^2(x_s) / 240 \pi$. Находя теперь производную $d\Phi / dx_s$ из уравнения профиля линзы и соотношения $x_s = \rho \sin \Phi$, нетрудно получить нормированное распределение поля в раскрыве линзы в виде

$$e(x_s) = F(\Phi) A(\Phi), \quad (19.10)$$

где $F(\Phi) = \sqrt{p(\Phi)/p_{\max}}$ — нормированная ДН облучателя, а функция

$$A(\Phi) = |n \cos \Phi - 1| / \sqrt{|n - 1| |n - \cos \Phi|} \quad (19.11)$$

характеризует влияние линзы на амплитудное распределение поля в раскрыве. Графики функций $A(\Phi)$ приведены на рис. 19.10, из которых видно, что при $n > 1$ влияние линзы приводит к спаданию, а при $n < 1$ — к подъему величины поля к краям раскрыва. Это объясняется тем, что одинаковым углам $\Delta\Phi$ соответствуют участки, в первом случае увеличивающиеся, а во втором уменьшающиеся к краям раскрыва (рис. 19.9).

Аппроксимируя амплитудное распределение (19.10) приемлемой функцией (см. § 14.4), можно рассчитать ДН, КНД, КИП и другие параметры антенны. Аналогично рассчитываются и осесимметричные линзы [17].

4. Диэлектрические линзы отличаются широкополосностью и независимостью фокусирующих свойств от поляризации поля. Однако в диэлектрике наблюдаются потери. К. п. д. линзы приближенно можно рассчитать по формуле $\eta = e^{-2\alpha t}$, где коэффициент затухания $\alpha = 27,3 \frac{1}{\lambda} n \operatorname{tg} \delta$ дБ/м, δ — угол потерь диэлектрика. Для уменьшения потерь применяют диэлектрик с малой величиной произведения $n \operatorname{tg} \delta$, например, полистирол ($n \approx 2,3$, $\operatorname{tg} \delta = 0,0001$).

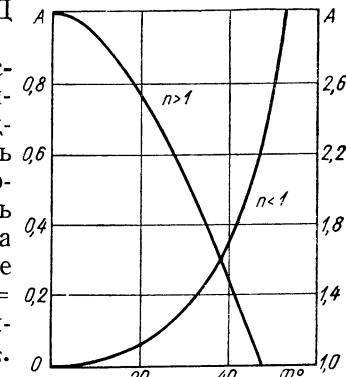


Рис. 19.10. Графики функции $A(\Phi)$.

Зонирование диэлектрической линзы существенно уменьшает потери (из-за малой ее толщины), но лишает линзу широкополосности, так как толщина зоны зависит от λ .

5. Металлопластинчатые линзы не содержат диэлектриков, поэтому потери в них малы. Если вектор E набегающей волны параллелен пластинам (рис. 19.6, *г*), то соседние пластины образуют волновод, в котором фазовая скорость равна $v_\phi = c/\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$, а коэффициент преломления «пластинчатой среды» равен $n = c/v_\phi = \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$, где a — ширина волновода (рис. 19.6, *д*).

В зависимости от того, в какой плоскости линза профицирована, т. е. осуществляет фокусировку, различают *H-плоскостную* (рис. 19.6, *г*) и *E-плоскостную* (рис. 19.6, *д*) цилиндрические линзы. У осесимметричной линзы освещенная поверхность образует часть эллипсоида вращения (рис. 19.6, *е*).

Фокусирующие свойства линз зависят от поляризации волны: если вектор E перпендикулярен пластинам, то линза не фокусирует. Кроме того, так как n зависит от λ (дисперсия), то линзы узкополосны: изменение λ приводит к расфокусировке.

6. Металлодиэлектрические линзы изготавливают из металлокерамики — решетки металлических частиц, размеры которых в направлении вектора E малы по сравнению с λ . Для механического крепления частиц применяют пенистый диэлектрик с $\epsilon' \approx 1,03$. Частицы могут иметь вид шариков (рис. 19.6, *в*), дисков, лент и т. д.

В металлокерамике, как и в обычном диэлектрике, под действием внешнего поля происходит поляризация частиц, причем диэлектрическая проницаемость равна $\epsilon = \epsilon_0(1 + N\alpha'/\epsilon_0)$, где N — число частиц в единице объема; α' — коэффициент поляризуемости частицы; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Коэффициент преломления металлокерамики равен $n = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0} = \sqrt{1 + N\alpha'/\epsilon_0}$, причем α' зависит от формы и размеров частицы. Например, для круглого диска радиуса R имеем $\alpha' = (16/3)R^3\epsilon_0$.

Если условие малости частицы не выполняется, то металлокерамика становится диспергирующим.

Металлокерамические линзы имеют преимущества перед диэлектрическими (больший к. п. д. и меньший вес) и металлопластинчатыми линзами (широкополосность).

7. Геодезические (металловоздушные) линзы конструируют из параллельных металлических листов, придающих траекториям лучей форму, необходимую для выравнивания их геометрических путей. В соответствии с принципом Ферма лучи распространяются по кратчайшим расстояниям — *геодезическим линиям*. Вариант линзы, применяемой в качестве линейного облучателя зеркальных антенн, показан на рис. 19.11. Волна от открытого конца волновода *б* движется между пластинами *1* и *2*. Профиль *3* выбран так [17], что длины путей всех лучей выравниваются, и между пластинами *4* и *5* фронт волны параллелен раскрыву.

8. Неоднородные линзы могут иметь профиль простой формы (прямая, окружность), а фокусировки достигают выбором закона измене-

ния коэффициента преломления n . Линза Люнеберга — вариант неоднородной линзы с центральной симметрией и законом изменения $n(\rho) = \sqrt{2} - (\rho/a)^2$, где a — радиус линзы, ρ — расстояние от центра.

Пусть в точке F находится облучатель (рис. 19.12). Лучи, кроме среднего, — криволинейные. Можно показать [17], что, выходя из линзы, лучи параллельны. У поверхности линзы $n = 1$, поэтому

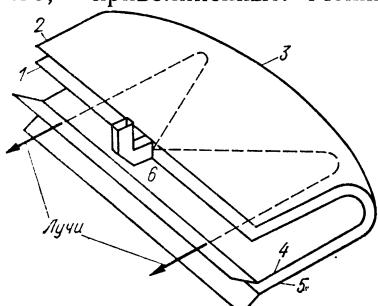


Рис. 19.11. Вариант металловоздушной линзы.

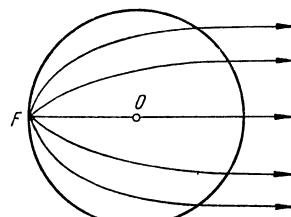


Рис. 19.12. Ход лучей в линзе Люнеберга.

лучи не отражаются. Вращая облучатель вокруг цилиндрической (сферической) линзы, можно осуществить неискаженное одномерное (двумерное) качание луча на любой угол. Есть и другие типы неоднородных линз [17].

19.4. Зеркальные антенны

1. Основные типы однозеркальных параболических антенн — параболоидная (рис. 19.13, а) и параболоцилиндрическая (рис. 19.13, б) антенны. Зеркала этих антенн преобразуют сферическую или цилиндрическую волну, излучаемую точечным или, соответственно, линейным облучателем, в плоскую волну (при передаче) и наоборот (при приеме).

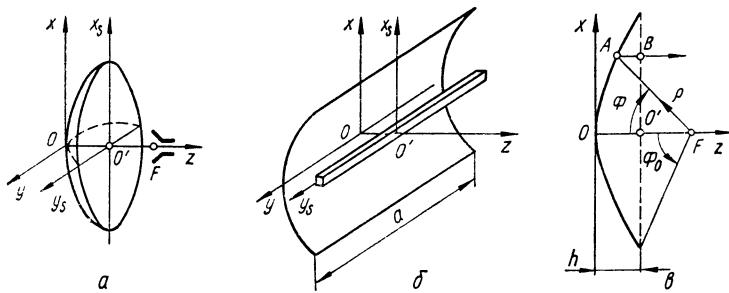


Рис. 19.13. Параболоидная (а) и параболоцилиндрическая (б) антенны и их профиль (в).

Для уменьшения потерь зеркало изготавливают из хорошо проводящего металла. Оно может быть сплошным или (для уменьшения веса и ветровой нагрузки) несплошным — сетчатым или перфорированным. У хорошего несплошного зеркала доля просочившейся сквозь

него мощности (идущей на образование нежелательного заднего излучения) не более 0,01—0,02, поэтому сетка должна быть достаточно густой. Расчет таких зеркал приведен в [1].

Облучатель является слабонаправленной антенной, решающей следующие задачи: а) формирование сферического или цилиндрического фронта волны; б) обеспечение заданного амплитудного распределения в раскрытии зеркала и как можно меньшего излучения вне угла раскрытия зеркала ($2\Phi_0$ на рис. 19.13, в).

2. Уравнение профиля зеркала определим из условия *фокусировки* — равенства оптических путей от находящегося в *фокусе* зеркала облучателя (точки F на рис. 19.13, в) до раскрытия для центрального луча FOO' и произвольного луча FAB . Тогда $FO + OO' = FA + AB$. Выражая эти отрезки через *фокусное расстояние* f (от фокуса F до вершины зеркала O) и полярные координаты ρ и Φ точки отражения A , получаем уравнение параболы

$$\rho = 2f/(1 + \cos \Phi). \quad (19.12)$$

Используемая часть параболы ограничена *раскрытием* L . Ось параболы Oz называют *оптической осью зеркала*.

Если глубина зеркала $h \geq f$, т. е. $\Phi_0 > \pi/2$, то его называют *глубоким*, или *короткофокусным*, а если $h < f$, т. е. $\Phi_0 < \pi/2$, то — *мелким*, или *длиннофокусным*.

В прямоугольных координатах уравнение профиля имеет вид $x^2 = -4fz$. Так как при $z = h$ имеем $x = L/2$, то нетрудно получить формулу $L^2 = 16fh$. Из (19.12) при $\Phi = \Phi_0$ получим $L = 4f \operatorname{tg}(\Phi_0/2)$. Эти две формулы связывают четыре параметра зеркала; его геометрия определяется любыми двумя из них.

3. Расчет поля излучения зеркальных антенн приближенно можно выполнить методом поверхностных токов или апертурным методом, рассмотренными в гл. 14. Оба метода применяют в предположении, что размеры зеркала и радиусы кривизны его поверхности намного больше λ . Это позволяет использовать законы геометрической оптики и считать зеркало локально плоским. При расчете пренебрегают токами на теневой стороне зеркала, дифракцией на его кромке, затеняющим действием облучателя, реакцией зеркала на характеристики и параметры облучателя.

Плотность поверхностного тока на освещенной стороне зеркала определяют по известной [32] формуле $\mathbf{J} = 2 [\mathbf{nH}]$, где \mathbf{n} — вектор единичной нормали к поверхности зеркала, а \mathbf{H} — магнитный вектор волны облучателя у поверхности зеркала.

Применяя апертурный метод, считают, что каждый элемент параболоидного зеркала находится в *далней* зоне точечного облучателя, напряженность поля которого убывает поэтому по закону $1/\rho$, а каждый элемент параболоцилиндрического зеркала находится в *квазидальней* зоне линейного облучателя (на удалении, меньшем его длины) и напряженность поля убывает по закону $1/\sqrt{\rho}$.

Волна, отраженная от зеркала, является плоской, и ее напряженность на пути от зеркала до раскрытия не меняется.

Найдя амплитудное распределение поля в раскрыве, аппроксимируют его табличными функциями и определяют ДН, КНД, КИП и другие параметры антенны.

4. **Параболоцилиндрическая антenna** с симметричным относительно облучателя зеркалом (рис. 19.13, б и 19.14, а) обычно имеет разделяющееся распределение поля в раскрыве, описываемое формулой (14.23), причем распределение $e(y_S)$, а значит и ДН, в плоскости yOz у зеркала и у линейного облучателя одинаковы.

Для нахождения амплитудного распределения $e(x_S)$ определяем из уравнения профиля зеркала (19.12) и равенства $x_S = \rho \sin \Phi$ дифференциальное уравнение, связывающее угловые и линейные координаты (рис. 19.14, а),

$$dx_S/d\Phi = f/\cos^2(\Phi/2). \quad (19.13)$$

Из этого уравнения и условия сохранения энергии в трубке лучей, как и для линзовых антенн, получаем нормированное распределение поля

$$e(x_S) = F(\Phi) \cos(\Phi/2), \quad (19.14)$$

где $F(\Phi)$ — ДН облучателя, а связь между Φ и x_S имеет вид $x_S = 2f \operatorname{tg}(\Phi/2)$.

ДН антенны рассчитываются по формулам (14.24) и (14.25), КНД — по формуле (14.14), КИП — по формуле (14.30), а ширина ДН — по формулам типа (14.29), в которой под a нужно понимать размер раскрыва зеркала вдоль осей x_S или y_S (рис. 19.13, б), а под m — коэффициент, зависящий от амплитудного распределения вдоль соответствующей оси.

При расчете КУ следует учесть, что мощность, соответствующая площади заштрихованной части ДН облучателя [$F^2(\Phi)$], проходит мимо зеркала (рис. 19.14, а) и может рассматриваться как потери. Доля мощности облучателя, попадающая на зеркало, учитывается коэффициентом перехвата $\eta_{\text{п}}$, равным

$$\eta_{\text{п}} = \int_{-\Phi_0}^{\Phi_0} F^2(\Phi) d\Phi / \int_0^{2\pi} F^2(\Phi) d\Phi. \quad (19.15)$$

Тогда согласно (9.42) и (14.14) КУ пропорционален величине $q\eta_{\text{п}}$.

Рассмотрим зеркало с некоторым углом раскрыва $2\Phi_0$ и фокусным расстоянием f (рис. 19.14, а). Будем увеличивать ширину ДН облучателя. При этом относительный уровень облучения края зеркала по мощности S будет расти, распределение поля в раскрыве станет более равномерным, величина q возрастет, но величина $\eta_{\text{п}}$ упадет, так как большая доля мощности пройдет мимо зеркала. Ясно, что при некоторой величине $S = S_{\text{опт}}$ произведение $q\eta_{\text{п}}$, а значит и КУ антенны, будет наибольшим (рис. 19.15). Для большинства антенн $S_{\text{опт}}$ лежит в пределах 0,1—0,2.

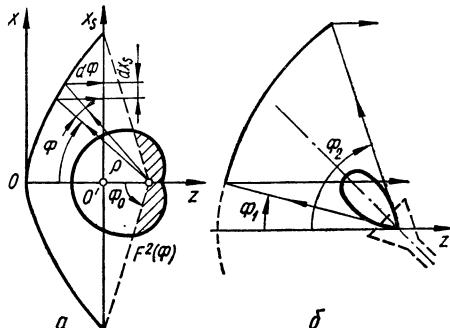


Рис. 19.14. К расчету параболоцилиндрической антенны с симметричным (а) и несимметричным (б) зеркалом.

Аналогичным образом легко показать, что для заданного облучателя и при неизменном размере раскрыва существует оптимальный угол раскрыва зеркала $\Phi_{\text{опт}}$ (т. е. оптимальное фокусное расстояние), при котором КУ максимальен. Для типовых облучателей $\Phi_{\text{опт}} = 70-90^\circ$.

В качестве линейных облучателей применяют на ДЦВ решетку соосных полуволновых вибраторов, а на сантиметровых волнах также волноводно-щелевые антенны (рис. 18.7) и металловоздушную линзу (рис. 19.11).

При симметричном зеркале (рис. 19.14, а) облучатель затеняет часть раскрыва. Рассеяние отраженных лучей на облучателе приводит к уменьшению КУ антенны и росту боковых лепестков. Часть энергии попадает в фи-

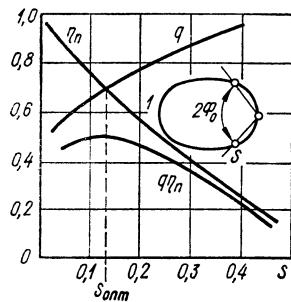


Рис. 19.15. К определению оптимального облучения зеркала.

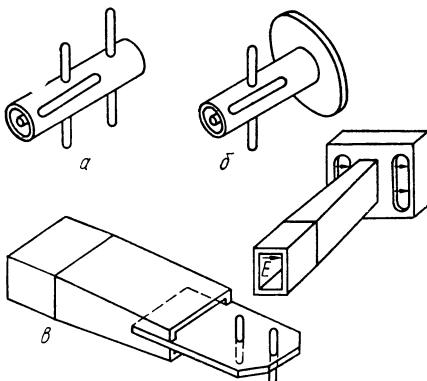


Рис. 19.16. Варианты точечных облучателей.

дерный тракт и нарушает в нем согласование (реакция зеркала). Этих недостатков нет у антенны с несимметричным зеркалом (рис. 19.14, б): угол Φ_1 выбирают так, что отраженные лучи проходят мимо облучателя.

Параболоцилиндрическую антенну часто применяют для формирования веерной ДН: ее ширины в главных плоскостях зависят от размеров антенны в этих плоскостях.

5. Параболоидная антенна (рис. 19.13, а) обычно должна формировать осесимметричную ДН игольчатого типа, для чего ДН точечно-го облучателя также должна быть осесимметричной. При неосесимметричном облучении можно получить ДН разной ширины в главных плоскостях.

В качестве облучателей применяют систему вибратор — рефлектор, возбуждаемую коаксиалом (рис. 19.16, а) или волноводом (рис. 19.16, в), а также вибратор с дисковым рефлектором (рис. 19.16, б). Широко применяется двухщелевой облучатель (рис. 19.16, г), позволяющий получить осесимметричную ДН подбором расстояния между щелями. Кроме того, в качестве облучателей используют пирамидальный и конический рупоры (рис. 19.1, в, г), цилиндрическую спиральную (рис. 17.14, а) и диэлектрическую стержневую (рис. 17.20, в) антенны и другие излучатели.

Амплитудное распределение в раскрыве параболоида $e(r_s, \varphi_s)$ в полярной системе координат r_s, φ_s (рис. 19.17) найдем, используя условие сохранения энергии в трубке лучей, а также формулы (19.12) и (19.13) (с заменой x_s на r_s):

$$e(r_s, \varphi_s) = F(\Phi, \varphi_s) \cos^2(\Phi/2), \quad (19.16)$$

где $F(\Phi, \varphi_s)$ — ДН облучателя, а связь между Φ и r_s имеет вид $r_s = 2f \operatorname{tg}(\Phi/2)$.

В общем случае амплитудное распределение получается сложным с неразделяющимися переменными.

ДН антенны можно найти по формулам (14.7) и (14.8), подставляя вместо E_s такую аппроксимирующую выражение $e(r_s, \varphi_s)$ функцию,

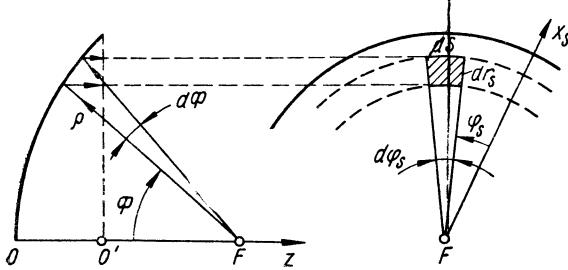


Рис. 19.17. К расчету параболоидной антенны.

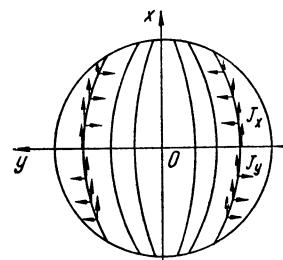


Рис. 19.18. К пояснению кроссполяризации.

для которой имеются табулированные значения интеграла. Примеры функций приведены в [16]. Можно также воспользоваться для расчета ДН методом эквивалентной прямолинейной антенны (§ 14.5).

При симметричной ДН облучателя амплитудное распределение не зависит от координаты φ_s , и расчет ДН упрощается.

Ширина ДН в главных плоскостях определяется по формуле $2\theta_{0.5} = m\lambda/2a$ (a — радиус раскрыва), причем m тем больше, чем сильнее поле спадает к краям зеркала; m примерно равно $65-80^\circ$.

КИП антенны рассчитывают по формуле (14.13), а коэффициент перехвата по формуле

$$\eta_p = \int_0^{\Phi_0} \int_0^{2\pi} F^2(\Phi, \varphi_s) \sin \Phi d\Phi d\varphi_s / \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} F^2(\Phi, \varphi_s) \sin \Phi d\Phi d\varphi_s.$$

Произведение $q\eta_p$, а следовательно и КУ, достигает максимума при облучении края зеркала на уровне $S_{\text{опт}} \approx 0,1$ или -10 дБ. При этом $(q\eta_p)_{\text{макс}} \approx 0,83$. Это несколько завышенная величина, которая у большинства реальных антенн в $1,4-1,6$ раза меньше из-за дифракции на кромке зеркала, затеняющего действие облучателя, затекания токов на теневую поверхность зеркала и других факторов.

У параболоидной антенны кроме излучения на основной поляризации наблюдается излучение на ортогональной поляризации (кроссполяризация). Объясняется это тем, что зеркало — двойной кривизны, и текущий по нему поверхностный ток имеет в общем случае компоненты по всем трем осям. Для примера на рис. 19.18 показаны линии

тока и компоненты J_x и J_y при облучении мелкого зеркала диполем Герца, параллельным оси x .

Нетрудно видеть, что в главных плоскостях (xOz и yOz) кроссполяризация отсутствует благодаря компенсации полей противофазных элементов. Наибольшее излучение на кроссполяризации — в диагональных плоскостях $\pm 45^\circ$ к плоскости xOz [1].

6. Антенны с зеркалом в виде усеченного параболоида вращения применяются либо для формирования веерной ДН (симметричное усечение, рис. 19.19, а), либо для расположения облучателя вне пучка отраженных от зеркала лучей и устранения реакции зеркала на облучатель (несимметричное усечение, рис. 19.19, б). Преимущество этих антенн по сравнению с соответствующими цилиндрическими параболическими антеннами (рис. 19.14, а, б) заключается в малом размере облучателя, однако у них КУ, при равной площади раскрыва, несколько меньше.

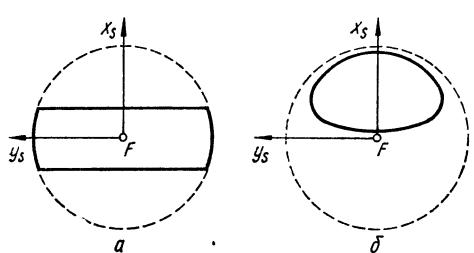


Рис. 19.19. Параболоид вращения, усеченный симметрично (а) и несимметрично (б).

7. Зеркальные антенны с ДН специальной формы имеют несинфазное распределение поля в раскрыве, благодаря чему и формируется заданная ДН. Рассмотрим, например, две антенны с ножевидной, так

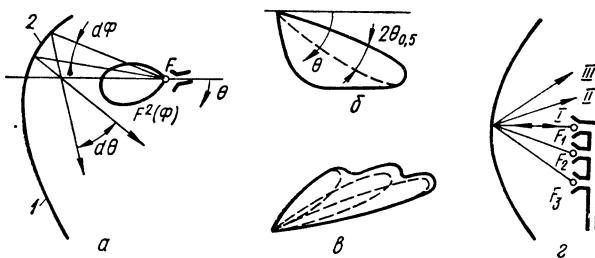


Рис. 19.20. Способы формирования косекансной ДН.

называемой косекансной ДН. В первой из них (рис. 19.20, а) нижняя часть 1 цилиндрического зеркала имеет параболический профиль и формирует главный лепесток ДН ширины $2\theta_{0,5}$ (рис. 19.20, б). Он плавно переходит в косеканский лепесток 2, которая имеет специальный профиль. Для трубки лучей закон сохранения энергии имеет вид $p(\Phi)d\Phi = p(\theta)d\theta$, где p — угловая плотность мощности. Изменение кривизны зеркала ведет к изменению $p(\theta)$ по сравнению с $p(\Phi)$. Это позволяет подобрать профиль зеркала так, чтобы получить заданную ДН.

Во второй антенне (рис. 19.20, г) один облучатель расположен в фокусе симметричной вырезки параболоида, а остальные смешены

перпендикулярно оптической оси зеркала. Каждому облучателю соответствует своя парциальная ДН антенны (рис. 19.20, в). Подбором фаз питания, распределения мощности и расстояния между облучателями получают необходимую суммарную ДН.

Вторая антenna проще по конструкции (точечные облучатели, а не линейные), но ее ДН имеет глубокие интерференционные провалы.

8. Вынос облучателя из фокуса перпендикулярно оптической оси параболического зеркала используют для отклонения максимума ДН. Ход лучей для вынесенного в точку F' облучателя показан на рис. 19.21, а. Ясно, что оптические пути лучей от точки F' до раскрыва неодинаковы, поэтому фаза поля в раскрыве отстает в направлении

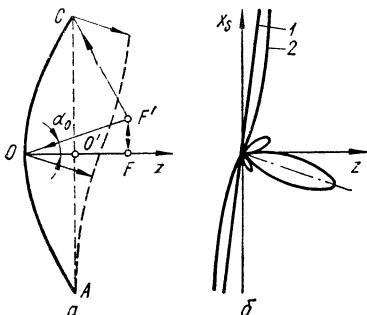


Рис. 19.21. Вынос облучателя перпендикулярно оптической оси.

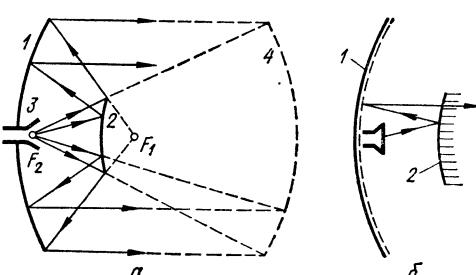


Рис. 19.21. Двухзеркальная антenna (а); устранение затенения раскрыва (б).

от точки C к точке A . Следовательно, фазовый фронт будет отклонен от раскрыва на некоторый угол β . Он примерно равен углу выноса облучателя α_0 . На такой же угол повернется лепесток ДН (рис. 19.21, б).

При малых β фронт почти линейный (1 на рис. 19.21, б), при росте β он искривляется (2 на рис. 19.21, б) из-за кубических фазовых ошибок в раскрыве, что сопровождается падением КУ и ростом боковых лепестков. Анализ показывает [1], что у антенн с оптимальным облучением края зеркала ($S_{\text{опт}} = -10 \text{ дБ}$) допустимое 10%-ное снижение КУ наблюдается при качании луча не более чем на две ширины ДН.

9. Двухзеркальные антены формируют плоский фазовый фронт в раскрыве с помощью большого 1 (рис. 19.22, а) и малого 2 зеркал. При заданном фронте волны облучателя 3 можно подобрать бесконечное число пар поверхностей зеркал, решающих эту задачу. Дополнительную по сравнению с однозеркальной антенной степень свободы можно использовать для регулировки амплитудного распределения, уменьшения ошибок при широкоугольном качании луча и т. п.

У двухзеркальной антенны облучатель располагают вблизи большого зеркала. Поэтому осевой размер антенны и длина волноводного тракта (а следовательно, и шумовая температура) меньше, чем у однозеркальной антенны.

Недостаток двухзеркальной антенны состоит в затенении раскрыва малым зеркалом, вызывающим провал амплитудного распределения в центре и уменьшение КНД. Его приближенно можно оценить по

формуле $D'_0 \approx D_0 [1 - 2(a_m/a)^2]$, где D'_0 и D_0 — КНД с учетом и без учета затенения, a_m и a — радиусы малого и большого зеркал.

Двухзеркальная антenna Кассегрена (рис. 19.22, а) состоит из параболоидного зеркала 1 с фокусом F_1 и гиперболоидного зеркала 2, в фокусе F_2 которого помещают облучатель. Амплитудное распределение в раскрыве зеркала 1 и ДН антенны без учета затенения будут такими же, как у однозеркальной антенны, состоящей из облучателя 3 и эквивалентного параболоида 4, построение профиля которого ясно из рисунка.

Двухзеркальная антenna с большим сферическим зеркалом допускает широкоугольное качание луча, а фазовые искажения из-за не-

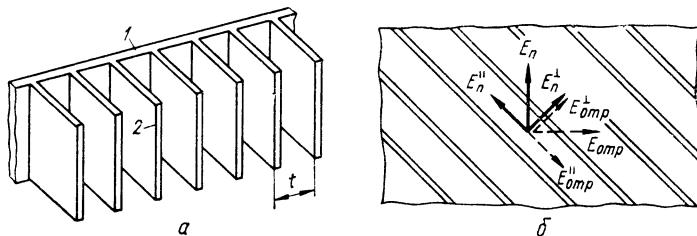


Рис. 19.23. Отражатель с поворотом поляризации на 90° .

параболического профиля можно устранить путем коррекции профиля малого зеркала.

Разработаны и другие варианты двухзеркальных антенн [16].

Затенение раскрыва малым зеркалом 2 (рис. 19.22, б) можно устранить, изготавливая его из густой решетки параллельных проводов, а большое зеркало 1 — в виде отражателя с поворотом плоскости поляризации на 90° . Пусть облучатель излучает волны вертикальной поляризации. Тогда малое зеркало из вертикальных проводов отражает эти волны. После отражения от большого зеркала волна станет горизонтально поляризованной, и для нее малое зеркало прозрачно.

Отражатель с поворотом плоскости поляризации на 90° (рис. 19.23, а) состоит из сплошного металлического листа 1 и параллельных металлических пластин шириной $\lambda/4$, расположенных на расстоянии $t = (0,12 \div 0,25) \lambda$ друг от друга и образующих решетку запредельных волноводов.

Волны *параллельной* (пластинам) поляризации $E_{\parallel}^{\parallel}$ (рис. 19.23, б), падающие на отражатель, отражаются от входной поверхности, почти совпадающей с кромками пластин, испытывая при этом изменение фазы на π ($E_{\text{отр}}^{\parallel} = -E_{\parallel}^{\parallel}$). Падающие волны *перпендикулярной* поляризации E_{\perp}^{\parallel} свободно проходят между пластинами и отражаются от металлического листа с потерей фазы на π . Если учесть двойное прохождение волны между пластинами расстояния $\lambda/4$, то ясно, что на входной поверхности отраженная волна $E_{\text{отр}}^{\perp}$ синфазна падающей волне ($E_{\text{отр}}^{\perp} = E_{\perp}^{\parallel}$).

Из рис. 19.23, б видно, что если суммарный вектор падающей волны E_p образует с пластинами угол 45° , то суммарный вектор отраженной волны $E_{\text{отр}}$ повернут по отношению к вектору E_p на 90° .

10. Перископическая антенна (рис. 19.24) широко применяется в наземных радиорелейных линиях связи. Она состоит из фокусирующего криволинейного нижнего зеркала 1, плоского верхнего зеркала 2 и облучателя 3. Если нижнее зеркало — вырезка из эллипса, то в одном из его фокусов помещают облучатель, а в другом — центр плоского зеркала (обычно с эллиптическим контуром). Достоинство перископической антенны — отсутствие фидера питания,

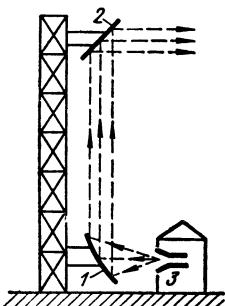


Рис. 19.24. Перископическая антенна.

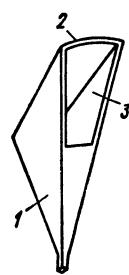


Рис. 19.25. Рупорно-параболическая антенна.

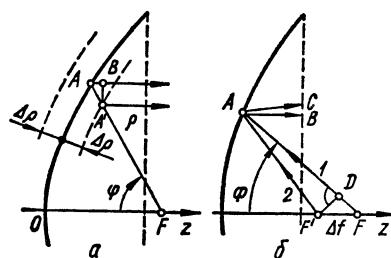


Рис. 19.26. Отклонение профиля зеркала (а) и осевое смещение облучателя (б).

что позволяет получить высокие $K_{\text{бв}}$ и к. п. д. в широкой полосе частот. Расчет перископической антенны приведен в [1].

11. Рупорно-параболическая антенна (рис. 19.25) состоит из пирамидального рупора 1 и присоединенной к нему вырезки из параболоида вращения 2. Сфокусированный пучок лучей излучается через раскрыв 3. Фокус зеркала совпадает с фазовым центром рупора.

Достоинства антенны: отсутствие рассеяния энергии облучателя, а следовательно, высокий к. п. д. и малый уровень боковых лепестков. Как и в случае несимметричной вырезки (рис. 19.19, б) реакция зеркала на облучатель незначительна, и антенна является широкополосной.

12. Допуски на размеры зеркальных антенн определяются требованиями в расфазировке в раскрыве; нарушением амплитудного распределения обычно можно пренебречь.

Пусть в точке A (рис. 19.26, а) профиль отклонен внутрь на величину $\Delta\rho$. Тогда оптический путь луча уменьшается на величину $\Delta L = A'A + AB = \Delta\rho(1 + \cos\Phi)$, что соответствует расфазировке $\psi' = (2\pi/\lambda)\Delta\rho(1 + \cos\Phi)$. Так как профиль в различных точках может отклоняться в разные стороны, то полная несинфазность равна $\psi = 2\psi' = (4\pi/\lambda)\Delta\rho(1 + \cos\Phi)$. Она будет наибольшей при $\Phi = 0$. Считая допустимую несинфазность равной $\pi/4$, получим требование к точности профиля зеркала в виде $\Delta\rho_{\text{доп}} \leq \lambda/32$.

Допуск на случайные отклонения профиля можно установить исходя из допустимого падения КНД. Например, для круглого равно-

амплитудного раскрыва член в квадратных скобках формулы (14.51) характеризует уменьшение КНД из-за влияния случайных фазовых ошибок. При известном относительном диаметре зеркала $2a/\lambda$ можно вычислить требуемую величину коэффициента n , затем по формуле (14.49) допустимую несинфазность ϕ и по ней величину $\Delta\phi$.

При изготовлении крупногабаритных антенн, например, для радиотелескопов, применяют специальные методы юстировки поверхности зеркала.

Рассмотрим влияние осевого смещения облучателя из фокуса F (рис. 19.26, б) на величину Δf . Считая приближенно $AB \approx AC$, найдем, что оптические пути лучей 1 и 2 разнятся на величину $\Delta L = FD = \Delta f \cos \Phi$. Вычитая эту разность из наибольшей (для $\Phi = 0$), получаем для расфазировки относительно центра раскрыва $\Delta\phi = k(\Delta f - \Delta f \cos \Phi) = k\Delta f(1 - \cos \Phi)$. Она будет наибольшей на краю зеркала при $\Phi = \Phi_0$. Приняв $\Delta\phi_{\text{доп}} \leq \pi/4$, получим $\Delta f_{\text{доп}} \leq \lambda/8(1 - \cos \Phi_0)$.

Если $\Delta f > \Delta f_{\text{доп}}$, то КНД падает, главный лепесток расширяется, уровень боковых лепестков растет больше, чем это допустимо.

13. Области применения зеркальных антенн весьма разнообразны. Они используются в очень широком диапазоне волн — от оптического диапазона до КВ. В качестве УКВ антенн высокой направленности применяются преимущественно зеркальные антенны, так как они отличаются простотой и жесткостью конструкции, надежны в эксплуатации и обладают хорошими электрическими параметрами.

ГЛАВА 20. СКАНИРУЮЩИЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ И АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ С ОБРАБОТКОЙ СИГНАЛА

20.1. Вводные замечания

Большой практический интерес представляют антенны с управляемым положением главного лепестка ДН. Управление (*сканирование*) можно осуществить, например, смещающей облучатель линзы или зеркала из фокуса перпендикулярно оптической оси. При этом происходит наклон фронта волны, и лепесток отклоняется в сторону отставания фазы поля в раскрыве антенны.

Хотя такой *электромеханический* способ сканирования широко применяется, его возможности ограничены относительно небольшой угловой скоростью перемещения лепестка из-за механической инерционности подвижной части антенны (*сканера*).

На несколько порядков большую скорость перемещения можно получить с помощью антенн с *электрическим сканированием*. У таких антенн нет подвижных частей, а изменение фазового распределения в раскрыве антенны осуществляется чисто электрически: путем изменения токов или напряжений на управляющих устройствах.

Опыт показал, что электрическое сканирование удобно осуществлять с помощью многоэлементных антенн (решеток). Антенные решетки (AP) с электрически управляемым лучом получили наименование *сканирующих антенных решеток*.

АР, у которых фазовое распределение регулируется с помощью фазовращателей, включенных в линии питания излучателей, называются решетками с *фазовым сканированием*, или *фазированными антенными решетками* (ФАР).

АР, у которых фаза поля (тока) каждого излучателя может принимать лишь несколько дискретных значений, называются решетками с *коммутационным сканированием*.

АР, у которых фазовое распределение регулируется путем изменения рабочей частоты, называются решетками с *частотным сканированием*.

Многолучевой АР называют такую решетку, которая имеет несколько входов, причем фазовое распределение изменяется при переключении передатчика (или приемника) с одного входа на другой.

Находят применение также АР с *обработкой сигнала*. Заданные электрические параметры у таких антенн (ширина ДН, отношение сигнал/помеха, уровень боковых лепестков) достигаются путем соответствующей (например, логической, корреляционной) обработки сигналов, поступающих от элементов антенной решетки.

Сканирование может быть *одномерным* (положение главного лепестка изменяется только по одной угловой координате) и *двумерным* (положение главного лепестка изменяется по обеим угловым координатам).

20.2. Основные особенности сканирования

При качании лепестка наблюдаются общие для всех способов сканирования особенности, которые рассматриваются ниже.

1. **Одномерное сканирование** можно осуществить с помощью как поверхностных, так и линейных АР (рис. 20.1). Если для сканирования используется прямолинейная эквидистантная АР (рис. 20.1), то ориентация главного лепестка ДН определяется по формуле (13.14), которую запишем в виде

$$\sin \vartheta_{\text{gl}} = m\lambda/d + \xi,$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (20.1)$$

Коэффициент замедления $\xi = \psi/kd$ (13.9), а следовательно, и ориентацию главного лепестка можно при неизменной рабочей длине волны генератора λ регулировать, изменения, например, с помощью фазовращателей сдвиг фаз ψ между соседними излучателями. Это соответствует случаю фазового сканирования.

Из формулы (20.1) видно, что ориентацию главного лепестка можно регулировать, изменяя рабочую длину волны (частоту) генератора. Это соответствует случаю частотного качания. Следует заметить, что при $m = 0$ (луч нулевого порядка) частотное качание можно осуществлять только, если ξ зависит от частоты, т. е. если для питания АР применить линию с дисперсией.

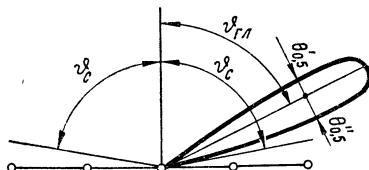


Рис. 20.1. Ориентация и форма главного лепестка ДН при сканировании.

Для того чтобы главный лепесток некоторого порядка m сканировал в пределах всей области действительных углов ($-90^\circ \leq \vartheta_{\text{гл}} \leq 90^\circ$), необходимо изменять частоту или замедление в определенных пределах. Если изменять частоту или замедление в более широких пределах, то лепесток порядка m уходит в область «мнимых» углов, но при этом в области действительных углов может появиться соседний главный лепесток (порядка $m + 1$ или $m - 1$).

Сектором сканирования называют часть области действительных углов, в пределах которой сканирует главный лепесток.

Обозначая через ϑ_c границу симметричного сектора сканирования (рис. 20.1), можно условие единственности главного лепестка (13.17) записать в виде

$$d/\lambda \leq (1 + |\sin \vartheta_c|)^{-1}. \quad (20.2)$$

Если сектор сканирования несимметричен относительно нормали к антенне, то под ϑ_c следует понимать большую по абсолютному значению величину.

Двухмерное сканирование можно осуществить с помощью поверхностных антенных решеток (рис. 12.1, $g, \partial, e, ж$). Если для сканирования используется плоскостная эквидистантная решетка (рис. 14.10, a), то ориентация главного лепестка определяется формулами (14.60).

Переход от угловых координат $\Phi_{x\text{гл}}, \Phi_{y\text{гл}}$ к сферическим координатам $\vartheta_{\text{гл}}, \varphi_{\text{гл}}$ (рис. 14.10, a) можно выполнить с помощью соотношений

$$\sin^2 \vartheta_{\text{гл}} = \cos^2 \Phi_{x\text{гл}} + \cos^2 \Phi_{y\text{гл}}, \quad (20.3)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{\text{гл}} = \cos \Phi_{y\text{гл}} \cos^{-1} \Phi_{x\text{гл}}. \quad (20.4)$$

Каждой ориентации главного лепестка, т. е. каждой паре значений углов $\vartheta_{\text{гл}}, \varphi_{\text{гл}}$ соответствует пара значений коэффициентов замедления ξ_x, ξ_y . Следовательно, двухмерное сканирование главного лепестка по заданному закону можно осуществить, изменяя по соответствующему закону коэффициенты замедления.

3. Искажения главного лепестка. При синфазном возбуждении прямолинейной решетки главный лепесток ориентирован нормально к раскрыву, а ширина главного лепестка определяется по формулам (13.30). Как было показано в § 13.3 п. 3, при отклонении главного лепестка от нормали он расширяется по закону $1/\sin \vartheta_{\text{гл}}$. Это расширение ограничивает величину сектора сканирования лепестка прямолинейной решетки. В тех случаях, когда требуется осуществлять неискаженное сканирование в широком секторе углов ($\pm 60^\circ$ и более), применяют непрямолинейные, например, дуговые или кольцевые решетки, либо несколько прямолинейных решеток, каждая из которых работает в своем секторе сканирования.

При отклонении лепестка от нормали нарушается также его симметрия относительно направления $\vartheta_{\text{гл}}$, причем $\theta_{0,5} > \theta_{0,5}'$ (рис. 20.1).

В главе 13 было показано, что множитель прямолинейной решетки изотропных источников в режиме наклонного излучения имеет вид воронки (рис. 13.7). Обычно излучатели являются направленными.

Из-за направленности каждого излучателя в плоскости, перпендикулярной оси решетки, пространственная ДН решетки имеет вид луча, сечение которого (при $\vartheta = \vartheta_{\text{гл}}$) расположено на части поверхности конуса. Такое искажение называется *конусностью* лепестка.

Так как на ДН антенной решетки влияют направленные свойства одиночного излучателя, входящего в решетку, то в зависимости от формы ДН излучателя при сканировании могут наблюдаться дополнительные искажения главного лепестка, например смещение $\vartheta_{\text{гл}}$.

4. Наименьшее допустимое число излучателей АР. Пусть сектор сканирования лепестка расположен симметрично относительно нормали к АР и составляет $\pm \vartheta_c$. При сканировании ширина лепестка не должна превышать заданную величину. Наибольшую ширину лепестка (на границах сектора сканирования) определим для равноамплитудной синфазной АР, подставляя в (13.30) вместо L величину L_s из (13.34)

$$2\vartheta_{0,5} = 0,89 \frac{\lambda}{Nd \cos \vartheta_c}. \quad (20.5)$$

Из формул (20.2) и (20.5) получим следующее соотношение:

$$N \geqslant 0,89 \frac{1 + |\sin \vartheta_c|}{2\vartheta_{0,5} \cos \vartheta_c}. \quad (20.6)$$

Следовательно, чем уже лепесток и чем больше сектор сканирования, тем большим должно быть число излучателей АР.

Формулы (20.2) и (20.6) справедливы для случая, когда излучатели АР являются изотропными. Если излучатели обладают направленностью, то можно увеличить расстояние d между соседними излучателями, а следовательно, уменьшить общее число излучателей N . Это объясняется тем, что хотя отношение d/λ не удовлетворяет условию (20.2), однако ближайший главный лепесток высшего порядка, переместившийся из области мнимых углов в область действительных углов (§ 13.2, п. 2), будет ослаблен из-за направленных свойств одиночного излучателя [10].

5. Наибольшая допустимая частота сканирования. Электрическое сканирование может производиться с большой угловой скоростью. Анализ показывает, что при этом могут происходить искажения ДН из-за нестационарных процессов в раскрыве антенны. Действительно, если период сканирования сравним с временем распространения волн от одного конца раскрыва к другому, то при сканировании распределение фаз в раскрыве не будет «успевать» устанавливаться по линейному закону. Отклонение фазового распределения от линейного закона приводит к искажению ДН. Следовательно, *мгновенная* ДН (зависимость напряженности поля в равноудаленных от антены точках в данный момент времени при сканировании) будет отличаться от *статической* ДН (при отсутствии сканирования).

Если фазовые искажения становятся настолько велики, что фаза по раскрыву меняет знак, то ДН содержит более одного главного лепестка. Частота сканирования, при которой ДН распадается на несколько главных лепестков, называется *критической*.

Для того чтобы ДН не искалась существенно, частота сканирования должна быть намного меньше критической. При этом отклонение фазового распределения от линейного будет меньше максимально допустимого значения $\Delta\psi_{\max}$.

Допустимую частоту сканирования в секторе $2\theta_c$, симметричном относительно нормали к антенне, можно определить по формуле

$$\frac{\Omega_{\text{доп}}}{\omega} = \frac{\Delta\psi_{\max}}{2\pi^2} \frac{\lambda^2}{L^2 \sin^2 \theta_c}, \quad (20.7)$$

где ω — рабочая частота генератора; λ — рабочая длина волны.

20.3. Антенные решетки с фазовым сканированием

Различают фазированные антенные решетки (ФАР) с *фидерным* питанием и с *пространственным (оптическим)* питанием, а также с *плавным* изменением фазы и с *дискретным (коммутационным)* изменением фазы.

1. Фидерное питание может осуществляться по *последовательной* (рис. 20.2, а) или *параллельной* (ветвящейся) (рис. 20.2, б) схемам.

Применяются также *комбинированные* схемы.

Наименьший сдвиг фаз между токами в соседних излучателях соответствует главному лепестку нулевого порядка и может быть определен по формуле (20.1), которую запишем в виде

$$\psi = kd \sin \theta_{\text{гл}}. \quad (20.8)$$

Пусть сканирование происходит в пределах всей области действительных углов $-\pi/2 \leq \theta_{\text{гл}} \leq \pi/2$. Тогда $\theta_c = \pm \pi/2$, а условие единственности главного лепестка (20.2) примет вид $d \leq \lambda/2$. Для обеспечения сканирования величина ψ должна изменяться в пределах $-\pi \leq \psi \leq \pi$.

Рис. 20.2. Схемы фидерного питания ФАР:
а — последовательная; б — параллельная.

При последовательной схеме питания нарастающее вдоль АР запаздывание фаз токов излучателей обеспечивается благодаря тому, что сигнал к каждому излучателю поступает после прохождения через все предыдущие фазовращатели. При этом фазовый сдвиг в каждом фазовращателе согласно (20.8) должен быть одинаковым и изменяться в пределах $\pm \pi$, т. е. интервал изменения фаз должен составлять 2π .

При параллельной схеме питания нарастающее вдоль антенной решетки запаздывание фаз токов излучателей обеспечивается благодаря тому, что в каждом последующем (считая от середины) фазовращателе фазовый сдвиг изменяется в больших (на $\pm\pi$) пределах, чем в

предыдущем фазовращателе. Следовательно, в крайних фазовращателях фаза должна изменяться в пределах $\pm 0,5 (N - 1)\pi$, т. е. в $0,5 (N - 1)$ раз больше, чем при последовательной схеме.

ДН антенны не изменится, если в любом излучателе фазу тока изменить на целое число раз по 2π . Поэтому и при параллельной схеме питания пределы изменения фаз в каждом фазовращателе могут составлять $\pm\pi$, если применить фазовращатели со сбросом фазы на целое число раз по 2π .

Недостаток параллельной схемы — неидентичность фазовращателей и вытекающая из нее сложность системы управления. Недостатки последовательной схемы — пониженная электрическая прочность, так как вся мощность должна проходить через первый фазовращатель, и малая надежность, так как выход из строя одного фазовращателя может нарушить работу всей антенны.

При большом числе излучателей фидерные схемы питания отличаются сложностью и громоздкостью и в основном находят применение на дециметровых и более длинных волнах. В сантиметровом диапазоне волн отдают предпочтение пространственной схеме питания.

2. Пространственное питание состоит в том, что энергия АР поступает от облучателя, например рупора. Различают ФАР *проходного* (линзового) и *отражательного* (рефлекторного) типа. В первом случае (рис. 20.3, а) применяются две АР: *собирающая* и *излучающая* (рассматривается режим передачи). Излучатели обеих решеток попарно соединены линиями передачи через проходной фазовращатель. Две решетки и фазовращатель образуют аналог линзы с принудительным ходом лучей. Наклонный луч от облучателя до линзы проходит больший путь, чем центральный луч, и потому отстает по фазе на величину

$$\Delta\psi(x, y) = k(\sqrt{x^2 + y^2 + f^2} - f), \quad (20.9)$$

где x и y — прямоугольные координаты излучателя (начало координат O — в середине линзы; ось Oy направлена на читателя); f — фокусное расстояние линзы (от облучателя до точки O); $k = 2\pi/\lambda$. Для компенсации этой несинфазности, т. е. для формирования плоского фронта волны, нужно предусмотреть соответствующие запаздывания по фазе в фазовращателях, либо применить специальные линии задержки.

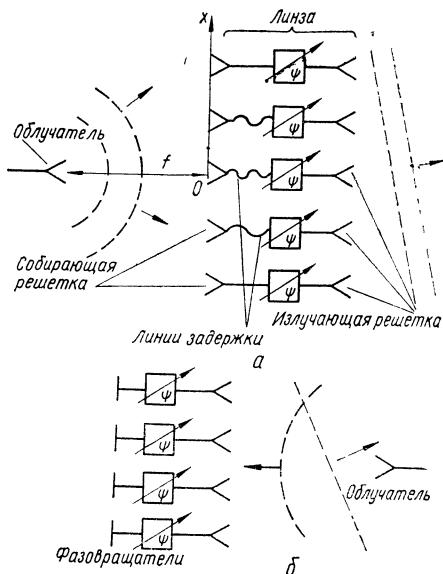


Рис. 20.3. Схемы пространственного питания ФАР: проходного (а) и отражательного (б) типов.

Кроме того, для сканирования луча фазовращатели должны обеспечить сдвиг фаз между соседними элементами излучающей АР в соответствии с формулой (20.8).

В линзе отражательного типа (рис. 20.3, б) сигнал через фазовращатели проходит дважды благодаря отражению от короткозамкнутых концов, а функции приема и излучения волн выполняются одной и той же решеткой.

3. Плавное изменение сдвига фаз между соседними излучателями можно осуществить с помощью плавных (аналоговых) механических или электрических фазовращателей. Первые обеспечивают высокую точность установки фазы, но могут применяться лишь при сравнительно небольшой скорости сканирования. При большой скорости сканирования применяют плавные электрические фазовращатели, например, ферритовые. Недостатками ФАР с плавным электрическим изменением фазы являются большие потери в ферритовых фазовращателях, сложность управляющих схем, трудность обеспечения высокой идентичности и стабильности работы

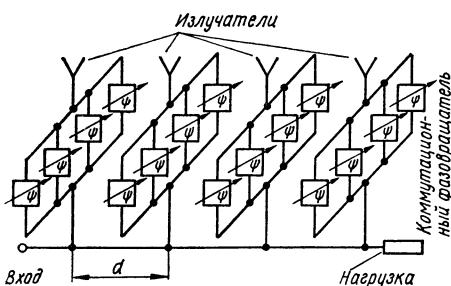


Рис. 20.4. К пояснению принципа коммутационного сканирования.

ферритовых фазовращателей, особенно при изменении температуры.

4. Дискретное изменение сдвига фаз между соседними излучателями можно осуществить с помощью коммутационных фазовращателей. Простейший коммутационный фазовращатель на M позиций состоит из M постоянных фазовращателей и M коммутаторов, при поочередном включении которых фаза напряжения на выходе фазовращателя изменяется скачками через дискреты, равные $\Delta\phi_n = 2\pi/M$. Например, при $M = 4$ фаза может принимать значения $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$.

Предложен ряд вариантов коммутационных антенн [33, 34]. Для пояснения принципа коммутационного сканирования обратимся к рис. 20.4, на котором изображена схема одного варианта коммутационной антенны с фидерным питанием.

По линии питания (волноводу) распространяется бегущая волна с замедлением $\xi = \lambda/\Lambda$, где Λ — длина волны в волноводе. На каждый излучатель прямолинейной решетки сигнал поступает через одну из четырех ветвей коммутационного фазовращателя. Распределение фаз по антенне зависит от того, какие из коммутаторов находятся во включенном состоянии.

На рис. 20.5, а на оси абсцисс изображена решетка из N излучателей, а на оси ординат фазовое распределение. Линейный набег фазы питания равен $\psi_l(x) = \xi kx$, а возможные значения фаз излучателей располагаются на прямых, параллельных $\psi_l(x)$ и образующих сетку допустимых фазовых уровней ($\Delta\phi_n, 2\Delta\phi_n, 3\Delta\phi_n \dots$). Расстояние между соседними уровнями равно дискрету фазы $\Delta\phi_n$.

Согласно формуле (20.8) прямая $\psi_0(x) = kx \sin \vartheta_{\text{пл}}$ соответствует требуемому фазовому распределению, обеспечивающему отклонение лепестка от нормали на угол $\vartheta_{\text{пл}}$. Для наилучшего приближения к требуемому распределению фаз каждый фазовращатель должен быть включен так, чтобы фазовая ошибка $\Delta\phi$ не превышала $0,5\Delta\phi_i$. Распределение фаз по антенне при идеализированном (с ошибкой $0,5\Delta\phi_i$)

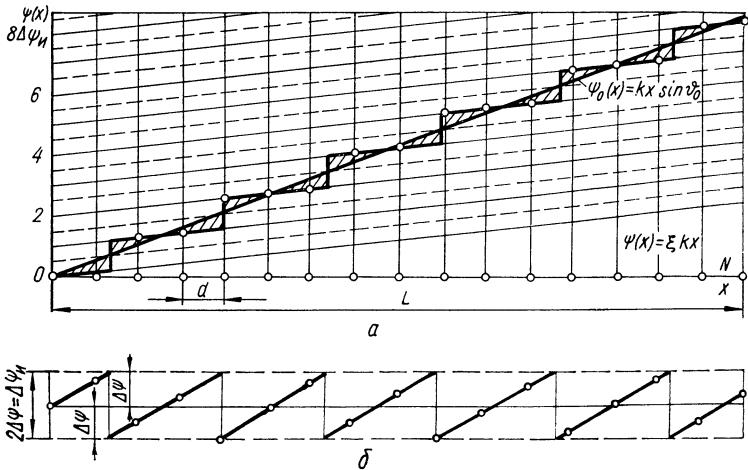


Рис. 20.5. Распределение фазы (а) и фазовых ошибок (б) по коммутационной антенне.

непрерывном расположении излучателей описывается при этом ступенчатой кривой (рис. 20.5, а), а распределение фазовых ошибок представляет собой пилюобразную функцию (рис. 20.5, б).

Наличие фазовых ошибок приводит к искажению ДН антенны, уменьшению ее КНД и росту уровня боковых лепестков. Следует отметить, что при коммутационном сканировании главный лепесток перемещается скачками. Величина скачка и фазовые ошибки тем меньше, чем меньше дискрет фазы $\Delta\phi_i$. Однако уменьшение дискрета фазы ведет к росту числа фазовращателей и усложняет антенну.

В варианте антенны, изображенной на рис. 20.4, число фазовращателей в цепи одного излучателя равно числу фазовых состояний этого излучателя, в данном случае четырем. Общее число фазовращателей в N раз больше. Его можно значительно уменьшить, применяя каскадное включение фазовращателей.

Двухразрядный каскадный фазовращатель схематически изображен на рис. 20.6. Каждый каскад может находиться в двух состояниях, при этом один каскад может обеспечивать сдвиги фаз 0 и $\pi/2$, а другой — 0 и π . Нетрудно видеть, что, управляя каскадами с помощью двоичного кода, можно получить фазовые сдвиги $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$. При трех каскадах дискрет фазы равен $\pi/4$, а число фазовых сдвигов 8 и т. д.

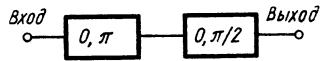


Рис. 20.6. Двухразрядный фазовращатель

Двоичное управление осуществляют с помощью коммутаторов на *pin*-диодах или ферритовых коммутаторов с внутренней магнитной памятью.

Достоинством коммутационной антенны по сравнению с ФАР, в которых применяются фазовращатели с плавным изменением фазы, является более простое управляющее устройство, которое при необходимости относительно легко сопрягается с цифровой вычислительной машиной. Кроме того, коммутационная антenna отличается большей стабильностью электрических параметров.

20.4. Антенные решетки с частотным сканированием

Различают два типа АР с частотным сканированием: с последовательным и параллельным питанием. На практике преимущественно применяется первый тип. Поясним принцип действия такой антенны с помощью рис. 20.7, на котором изображен змейковый волновод, питающий решетку излучателей.

Ориентация главного лепестка определяется формулой (20.1), а коэффициент замедления ξ может быть вычислен по формуле (13.24). Следовательно,

$$\sin \vartheta_{\text{gl}} = m \frac{\lambda}{d} + \frac{l}{d} \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (20.10)$$

Важным параметром антенны с частотным сканированием является углочастотная чувствительность, равная величине поворота лепестка

(в градусах или радианах), приходящейся на относительное (например, на один процент) изменение частоты (длины волны). Дифференцируя (20.1), можно получить

$$\frac{d\vartheta_{\text{gl}}}{df/f} = \frac{1}{\cos \vartheta_{\text{gl}}} \left(\xi + f \frac{\partial \xi}{\partial f} - \sin \vartheta_{\text{gl}} \right). \quad (20.11)$$

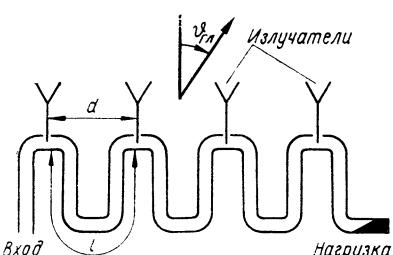


Рис. 20.7. Вариант антенны с частотным сканированием.

Величина $fd\xi/df$ характеризует дисперсию в волноводе. Следовательно, углочастотная чувствительность

растет с увеличением замедления и дисперсии и, кроме того, зависит от направления главного лепестка.

Расчеты показывают, что при использовании прямолинейного отрезка прямоугольного волновода максимальный сектор сканирования лепестка при отсутствии лепестков высших порядков находится в пределах углов от -90 до $+14^\circ$. При этом средняя углочастотная чувствительность составляет лишь 1° , 61 на 1% изменения частоты.

Для того чтобы можно было осуществлять сканирование в пределах большого сектора и при этом мало менять частоту генератора, нужно использовать антенны с большим замедлением. Этого достигают, увеличивая отношение l/d (например, применяя змейковые волноводы или

спиральные волноводы) либо уменьшая Λ (помещая внутрь волновода замедляющую, например, ребристую структуру).

Анализ показывает, что при увеличении ξ падает к. п. д. антенны из-за роста потерь в линии питания АР. Это ограничивает длину антенны, а следовательно, и минимально достижимую ширину главного лепестка.

20.5. Многолучевые антенные решетки

Принцип действия многолучевой антенны можно пояснить с помощью рис. 20.8. На нем изображена АР, состоящая из N излучателей. Сигнал от генератора подается на любой из M входов и распределяется между излучателями с помощью пассивного многополюсника. Он представляет собой схему, обеспечивающую линейное изменение фазы вдоль АР, причем ве-

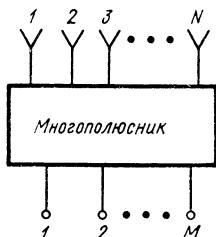


Рис. 20.8. К пояснению принципа действия многолучевой антенны.

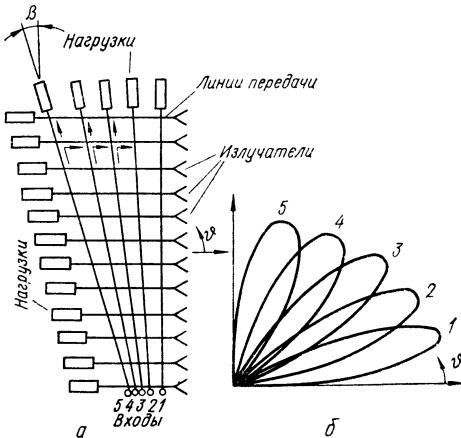


Рис. 20.9. Многолучевая АР последовательного питания (а), формируемые ею главные лепестки (б).

личина сдвига фаз ψ между соседними излучателями, а следовательно, и ориентация главного лепестка определяется номером входа, на который поступает сигнал.

Таким образом, диаграмма направленности антенны зависит от типа схемы, получившей поэтому наименование диаграммообразующей или матричной схемы. Предложено много разновидностей таких схем [33]. Рассмотрим две из них.

На рис. 20.9, *a* изображена антенна последовательного питания, в которой линии передачи, подсоединеные ко входам антенны, и линии передачи, присоединенные к излучателям, связаны в местах пересечения с помощью направленных ответвителей. Направления ответвления энергии показаны стрелками.

К каждому излучателю по сравнению с предыдущим излучателем сигнал проходит дополнительный путь, равный

$$l = d (\sec \beta + \tan \beta), \quad (20.12)$$

где β — угол между линией передачи и осью антенной решетки (рис. 20.9).

Тогда согласно формуле (20.10) ориентация главного лепестка может быть определена с помощью выражения

$$\sin \theta_{\text{gl}} = m\lambda/d + (\sec \beta + \operatorname{tg} \beta) \lambda/\Lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (20.13)$$

Следовательно, каждому значению β (каждому входу антенны) соответствует свой главный лепесток (рис. 20.9, б). Переключая (механически или электрически) входы антенны, можно осуществить скачкообразное сканирование луча. При подаче питания одновременно на несколько входов можно сформировать веер лучей.

На рис. 20.10, а изображен вариант антенны параллельного питания. Диаграммообразующая схема содержит отрезки волновода, длина

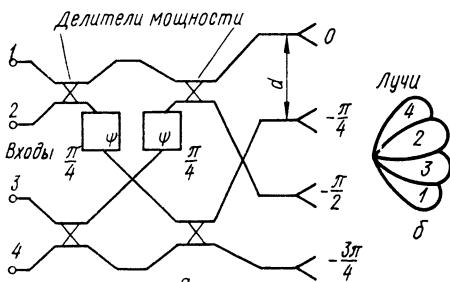


Рис. 20.10. Многолучевая АР параллельного питания (а); формируемые ею главные лепестки (б).

которых от входа к выходу одинакова, два постоянных фазовращателя и четыре делителя мощности, у каждого из которых на двух выходах сигналы одинаковы по величине, но сдвинуты по фазе на $\pi/2$. В качестве таких делителей мощности могут быть использованы щелевые мосты. Можно считать, что при прохождении сигнала через делитель в прямом направлении фаза не меняется, а в диагональном направлении она отстает на $\pi/2$.

При подаче сигнала на любой вход антенны распределение фаз на АР является линейным, но сдвиг фаз ψ между соседними излучателями зависит от номера входа. Например, при подаче сигнала на вход 1 распределение фаз на АР соответствует рис. 20.10, а, т. е. сдвиг фаз $\psi = \pi/4$. Если $d = \lambda/2$, то лепесток (нулевого порядка) согласно формулам (20.1) и (13.9) отклонен от нормали к антенне на угол $\theta_{\text{gl}} = \arcsin 0,25$ (рис. 20.10, б). При подаче сигнала на вход 4, симметричный входу 1, луч отклонится на угол $\theta_{\text{gl}} = -\arcsin 0,25$.

Нетрудно показать, что при подаче сигнала на входы 2 или 3 сдвиг фаз между соседними излучателями составляет соответственно $\pm 3\pi/4$, а лепесток отклонен от нормали на угол $\theta_{\text{gl}} = \pm \arcsin 0,75$.

При возрастании числа излучателей резко растет необходимое число делителей и фазовращателей, что является недостатком многолучевых антенн такого типа.

20.6. Антенные решетки с обработкой сигнала

1. Методы обработки сигнала. Во всех рассмотренных выше типах АР сигналы, принятые отдельными излучателями, складывались на выходе антенны (рассматривается режим приема). Это простейший вид обработки сигналов. АР с такой обработкой сигналов называются *аддитивными*. Предложен ряд других методов обработки сигналов, в результате чего удается создать антенны, имеющие известные преимущества в сравнении с аддитивными антеннами.

Из указанных новых антенн рассмотрим два типа: *корреляционные* (мультиплексивные) антенны и антенны с логическим синтезом.

2. Корреляционные (мультиплексивные) антенны. Рассмотрим простейшую АР, состоящую из двух ненаправленных излучателей (см. рис. 20.11). Пусть на решетку под углом ϑ падает плоская волна. Напряжения на выходе излучателей можно записать в виде

$$U_1 = U \cos \omega t; \quad (20.14)$$

$$U_2 = U \cos (\omega t + kd \sin \vartheta) = U \cos \omega (t + \tau), \quad (20.15)$$

где

$$\tau = \frac{d}{c} \sin \vartheta. \quad (20.16)$$

Произведем над сигналами последовательно операции умножения и усреднения, тогда результирующий сигнал будет иметь вид

$$\begin{aligned} V &= \overline{U_1 U_2} = \overline{U^2 \cos \omega t \cos \omega (t + \tau)} = \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U_1 U_2 dt = \frac{U^2}{2} \cos (kd \sin \vartheta) = \\ &= \frac{U^2}{4} \frac{\sin (2kd \sin \vartheta)}{\sin (kd \sin \vartheta)}. \end{aligned} \quad (20.17)$$

Операции умножения и усреднения двух функций определяют *корреляционную функцию*, откуда следует название антенны.

Функция

$$F_c(\vartheta) = \frac{1}{2} \frac{\sin (2kd \sin \vartheta)}{\sin (kd \sin \vartheta)} = \cos (kd \sin \vartheta) \quad (20.18)$$

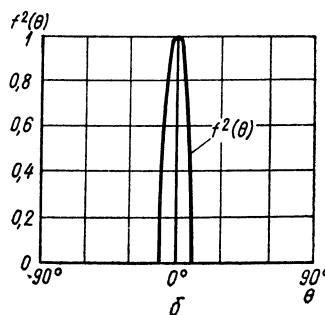
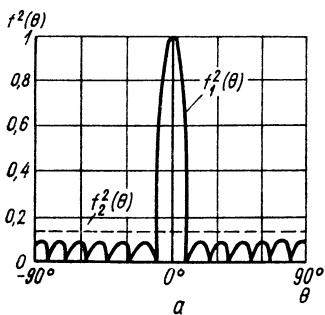


Рис. 20.12. К пояснению подавления боковых лепестков методом логического синтеза.

есть ДН двухэлементной корреляционной антенны. Сравнивая формулы (20.18) и (12.23), заключаем, что корреляционная двухэлементная антенна имеет такую же ДН, как и обычная (аддитивная) двухэлементная синфазная антенна с вдвое большим расстоянием между элементами. Таким образом, корреляционная обработка сигнала привела к сужению ДН.

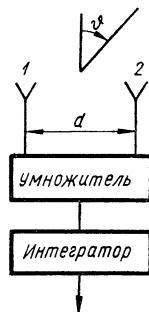


Рис. 20.11. К пояснению принципа действия корреляционной антенны.

Аналогичные результаты можно получить с многоэлементными АР. Предложен ряд методов разбиения АР на секции с последующим перемножением и усреднением сигналов.

Заметим, что выражение (20.18) определяет величину *постоянного напряжения*. Для того чтобы получить на выходе антенны *переменное напряжение* частоты Ω , можно в канал одного излучателя включить переменный фазовращатель и осуществлять фазовую модуляцию сигнала с частотой Ω .

Если излучатели 1 и 2 являются направленными, то результирующий сигнал будет пропорционален произведению ДН излучателей. Это открывает дополнительные возможности для формирования остронаправленной диаграммы.

3. Антенная система с логическим синтезом ДН состоит из нескольких, чаще всего двух антенн. Логическое синтезирование состоит в сравнении амплитуд сигналов от отдельных антенн и использования логических устройств типа «ДА — НЕТ» для отпирания или запирания приемника, либо подсоединения его к одной из антенн.

В качестве примера на рис. 20.12, *a* изображены ДН двух антенн: остронаправленной $f_1(\theta)$ и ненаправленной $f_2(\theta)$. Боковые лепестки остронаправленной антенны будут полностью подавлены (рис. 20.12, *b*), если вход приемника открыт при $|f_1(\theta)| > |f_2(\theta)|$ и закрыт при $|f_2(\theta)| > |f_1(\theta)|$.

Другим примером может служить многоэлементная антенная система, применяемая на летательных аппаратах [29, 30]. Для борьбы с экранирующим действием корпуса аппарата каждый элемент имеет направленную диаграмму и принимает сигналы, приходящие в пределах только определенного телесного угла. Логическое устройство подсоединеняет к приемнику ту antennу, на выходе которой амплитуда сигнала наибольшая. Таким образом, синтезированная ДН является *квазизиотропной*.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. М., Связьиздат, 1957.
2. Айзенберг Г. З. Коротковолновые антенны. М., Связьиздат, 1962.
3. Антенны. Пер. с англ. Под. ред. А. И. Шпунтова. М., «Советское радио», 1951.
4. Антенные решетки. Под ред. Л. С. Бененсона. М., «Советское радио», 1966.
5. Антенны и устройства СВЧ. Под ред. Д. И. Воскресенского. М., «Советское радио», 1972.
6. Антенны эллиптической поляризации. Сб. статей под ред. А. И. Шпунтова. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
7. Бахрах Л. Д., Кременецкий С. Д. Синтез излучающих систем. М., «Советское радио», 1974.
8. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизации. М., «Советское радио», 1966.
9. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М., «Советское радио», 1957.
10. Вендик О. Г. Антенны с немеханическим движением луча. М., «Советское радио», 1965.
11. Вятышев В. Ф. Диэлектрические волноводы. М., «Советское радио», 1970.
12. Воскресенский Д. И., Гостюхин В. Л. Антенны и устройства СВЧ. М., Изд-во МАИ, 1974.
13. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М., «Советское радио», 1971.
14. Дорохов А. П. Расчет и конструирование антенно-фидерных устройств. Изд-во ХГУ, 1960.
15. Драбкин А. Л., Зузенко В. Л., Кислов А. Г. Антенно-фидерные устройства. М., «Советское радио», 1974.
16. Жук М. С., Молохков Ю. Б. Проектирование антенно-фидерных устройств. М., «Энергия», т. 1, 1966, т. 2, 1973.
17. Зелкин Е. Г., Петрова Р. А. Линзовые антенны. М., «Советское радио», 1974.
18. Зелкин Е. Г. Построение излучающей системы по заданной диаграмме направленности. М., Госэнергоиздат, 1962.
19. Kovalev И. С. Теория и расчет полосковых волноводов. Минск, «Наука и техника», 1967.
20. Коcherjevskiy Г. Н. Антенно-фидерные устройства. М., «Связь», 1972.
21. Кузьмин А. Д., Саломонович А. Е. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М., «Советское радио», 1964.
22. Лавров А. С., Резников Г. Б. Антенно-фидерные устройства. М., «Советское радио», 1974.
23. Лавров Г. А., Князев А. С. Приземные и подземные антенны. М., «Советское радио», 1965.
24. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны. М., «Энергия», 1975.
25. Машковцев Б. М., Цибизов К. Н., Емелин Б. Ф. Теория волноводов. М., «Наука», 1966.

26. Минкович Б. М., Яковлев В. П. Теория синтеза антенн. М., «Советское радио», 1969.
27. Никольский В. В. Антенны. М., «Связь», 1966.
28. Пистолькорс А. А. Антенны. М., Связьиздат, 1947.
- ✓ 29. Резников Г. Б. Антенны летательных аппаратов. М., «Советское радио», 1967.
30. Резников Г. Б. Самолетные антенны. М., «Советское радио», 1962.
31. Сверхширокополосные антенны. Пер. с англ. Под ред. Л. С. Бененсона. М., «Мир», 1964.
32. Семенов Н. А. Техническая электродинамика. М., «Связь», 1973.
33. Сканирующие антенные системы СВЧ. Пер. с англ. Под ред. Г. Т. Маркова и А. Ф. Чаплина. М., «Советское радио», т. 1, 1966, т. 2, 1970, т. 3, 1971.
34. Сканирующие антенны сверхвысоких частот. Сб. статей под ред. Л. Н. Дериогина. М., «Машиностроение», 1964.
35. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С. Антенно-фидерные устройства. Изд. ВВИА им. проф. Н. Е. Жуковского, 1959.
36. Фельд Я. Н. Основы теории щелевых антенн. М., «Советское радио», 1948.
37. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р. Синтез четырехполюсников и восьмиполюсников на СВЧ. М., «Связь», 1970.
38. Фадин А. З. Антенны сверхвысоких частот. М., «Советское радио», 1957.
39. Шифрин Я. С. Вопросы статистической теории антенн. М., «Советское радио», 1970.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие	3
Введение	4
Часть первая. Устройства СВЧ	7
Г л а в а 1. Линии передачи и согласующие устройства	7
1.1. Классификация линий передачи	7
1.2. Основные электрические характеристики линий передачи	7
1.3. Типы линий передачи и их параметры	11
1.4. Нерегулярности в линиях	21
1.5. Узкополосные согласующие устройства	23
1.6. Широкополосные согласующие устройства	26
Г л а в а 2. Элементы линий передачи	29
2.1. Классификация элементов	29
2.2. Неподвижные соединения	30
2.3. Трансформаторы типов волн	32
2.4. Подвижные и врачающиеся соединения	33
Г л а в а 3. Матричная теория цепей СВЧ	36
3.1. Матрица рассеяния четырехполюсника	36
3.2. Матрицы многополюсников	40
3.3. Каскадное соединение четырехполюсников	45
3.4. Рабочие параметры несогласованного четырехполюсника	47
Г л а в а 4. Частотно-избирательные фильтры СВЧ	49
4.1. Вводные замечания	49
4.2. Структуры фильтров	50
4.3. Способы расчета фильтров	51
Г л а в а 5. Делители мощности и балансные устройства СВЧ	53
5.1. Тройники на СВЧ	53
5.2. Двойной Т-мост	55
5.3. Направленные ответвители	57
5.4. Волноводно-щелевой мост	61
5.5. Кольцевой и квадратный мосты	63
Г л а в а 6. Коммутирующие и фазирующие устройства СВЧ	64
6.1. Механические аттенюаторы	64
6.2. Механические фазовращатели	67
6.3. Механические коммутаторы или переключатели	69
6.4. Антенные переключатели	70
Г л а в а 7. Ферритовые устройства СВЧ	72
7.1. Явления в подмагнитенных ферритах на СВЧ	72
7.2. Циркуляторы	76
7.3. Ферритовые фазовращатели	80
7.4. Ферритовые вентили	82

Часть вторая. Основы теории антенн	85
Г л а в а 8. Электромагнитные поля антенных устройств	85
8.1. Вводные замечания	85
8.2. Элементарный электрический диполь	85
8.3. Элементарный излучатель Гюйгена	87
8.4. Антenna как система элементарных излучателей	88
8.5. Влияние экрана на излучение антенны	90
Г л а в а 9. Характеристики и параметры передающих антенн	91
9.1. Вводные замечания	91
9.2. Диаграммы направленности	92
9.3. Сопротивление излучения	98
9.4. Входное сопротивление	99
9.5. Коэффициент полезного действия	100
9.6. Коэффициент направленного действия и коэффициент усиления	100
9.7. Действующая длина	102
9.8. Электрическая прочность	103
9.9. Диапазонные свойства	103
9.10. Связь между некоторыми параметрами антенны	104
Г л а в а 10. Приемные антенны, их характеристики и параметры	104
10.1 Вводные замечания	104
10.2 Основные параметры приемной антенны	105
10.3 Принцип взаимности и его применение для расчета параметров приемных антенн	106
10.4. Мощность, отдаваемая антенной в нагрузку	109
10.5. Поляризационные характеристики приемной антенны	111
10.6. Восприимчивость приемной антенны к помехам. Шумовая температура антенны	113
Г л а в а 11. Излучение вибраторов	115
11.1. Вводные замечания	115
11.2. Распределение тока, напряжения и заряда на симметричном вибраторе	115
11.3. Поле излучения симметричного вибратора	117
11.4. Действующая длина и КНД симметричного вибратора	119
11.5. Сопротивление излучения и входное сопротивление симметричного вибратора	119
11.6. Щелевой излучатель	122
11.7. Принцип двойственности и его применимость в теории щелевых антенн	123
11.8. Поле излучения прямолинейной щели	125
11.9. Проводимость прямолинейной щели	126
Г л а в а 12. Системы связанных излучателей	127
12.1. Решетки излучателей	127
12.2. Теорема умножения диаграмм направленности	128
12.3. Комплексные сопротивления системы излучателей	130
12.4. Метод наводимых э. д. с.	131
12.5. Система из двух параллельных вибраторов	134
Г л а в а 13. Прямолинейные излучающие системы	141
13.1. Вводные замечания	141
13.2. Прямолинейные антенные решетки	141
13.3. Некоторые варианты прямолинейных равноамплитудных систем излучателей	146
13.4. Системы излучателей с оптимальным амплитудным распределением	152
13.5. Неэквидистантные антенные решетки	155
13.6. Понятие о синтезе антенны по заданной диаграмме направленности	157
Г л а в а 14. Плоские апертуры и решетки	159
14.1. Вводные замечания	159

14.2. Некоторые сведения из геометрической оптики	160
14.3. Электрические параметры плоского раскрыва	162
14.4 Илучение из синфазного раскрыва прямоугольной формы	164
14.5. Метод эквивалентной прямолинейной антенны	169
14.6. Влияние несинфазности на диаграмму направленности плоского раскрыва	170
14.7. Плоскостные антенные решетки	175
Часть третья. Антенные устройства	178
Г л а в а 15. Симметричные вибраторы и антенны стоячей волны	178
15.1. Вводные замечания	178
15.2. Резонансный и диапазонный симметричные вибраторы	178
15.3. Петлевой вибратор Пистолькорса	181
15.4. Уголковая антенна Пистолькорса	181
15.5. Рамочные антенны	182
15.6. Многовибраторная синфазная антенна	186
15.7. Турникетная антенна	189
15.8. Питание симметричных антенн при помощи симметрирующих устройств	190
Г л а в а 16. Несимметричные вибраторы и антенны стоячей волны	192
16.1 Вводные замечания	192
16.2. Несимметричные вибраторы	193
16.3. Несимметричные антенны	195
16.4. Антенны-мачты	198
16.5. Несимметричные антенны подвижных объектов	200
Г л а в а 17. Антенны бегущей волны	200
17.1. Вводные замечания	200
17.2. Излучение прямолинейного провода с бегущей волной тока	200
17.3. Ромбическая антенна	201
17.4. Однопроводная антенна бегущей волны	202
17.5. Многовибраторная антенна бегущей волны	203
17.6. Директорная антенна	205
17.7. Логопериодическая антенна	206
17.8. Цилиндрическая спиральная антенна	208
17.9. Плоские спиральные антенны	210
17.10. Антенны поверхностных волн	211
Г л а в а 18. Щелевые антенны	216
18.1. Вводные замечания	216
18.2. Способы возбуждения щели	216
18.3. Излучение щелей, прорезанных в металлических телах конечных размеров	217
18.4. Волноводно-щелевые антенны	219
Г л а в а 19. Апертурные антенны	224
19.1.. Вводные замечания	224
19.2. Рупорные антенны	224
19.3. Линзовье антенны	228
19.4. Зеркальные антенны	233
Г л а в а 20. Сканирующие антенные решетки и антенные решетки с обработкой сигнала	242
20.1. Вводные замечания	242
20.2. Основные особенности сканирования	243
20.3. Антенные решетки с фазовым сканированием	246
20.4. Антенные решетки с частотным сканированием	250
20.5. Многолучевые антенные решетки	251
20.6. Антенные решетки с обработкой сигнала	252
Список литературы	255

*Николай Тимофеевич Бова,
Григорий Бенционович Резников*

**АНТЕННЫ
И УСТРОЙСТВА
СВЧ**

Редактор Ж. Г. Давиденко
Обложка художника Ю. И. Рубцова
Художественный редактор С. П. Духленко
Технический редактор М. И. Ефимова
Корректор И. П. Кривчикова

Информ. бланк № 734

Сдано в набор 24. 12. 1976 г. Подписано в печать 16. 04. 1977 г.
Формат 60×90¹/₁₆. Бумага типографская № 1. 16,25 печ. л.
16,97 уч.-изд. л. Тираж 5000 экз. Изд. № 3246 БФ 08250. Зак.
№ 3337. Цена 77 коп.

Головное издательство издательского объединения «Вища школа», 252054, Киев, 54, Гоголевская, 7.

Отпечатано с матриц Головного предприятия республиканского производственного объединения «Полиграфкнига» Госкомиздата УССР, г. Киев, Довженко, 3 в Киевской книжной типографии научной книги, Киев, Репина, 4. Зак. 7-422

75 KOU.

